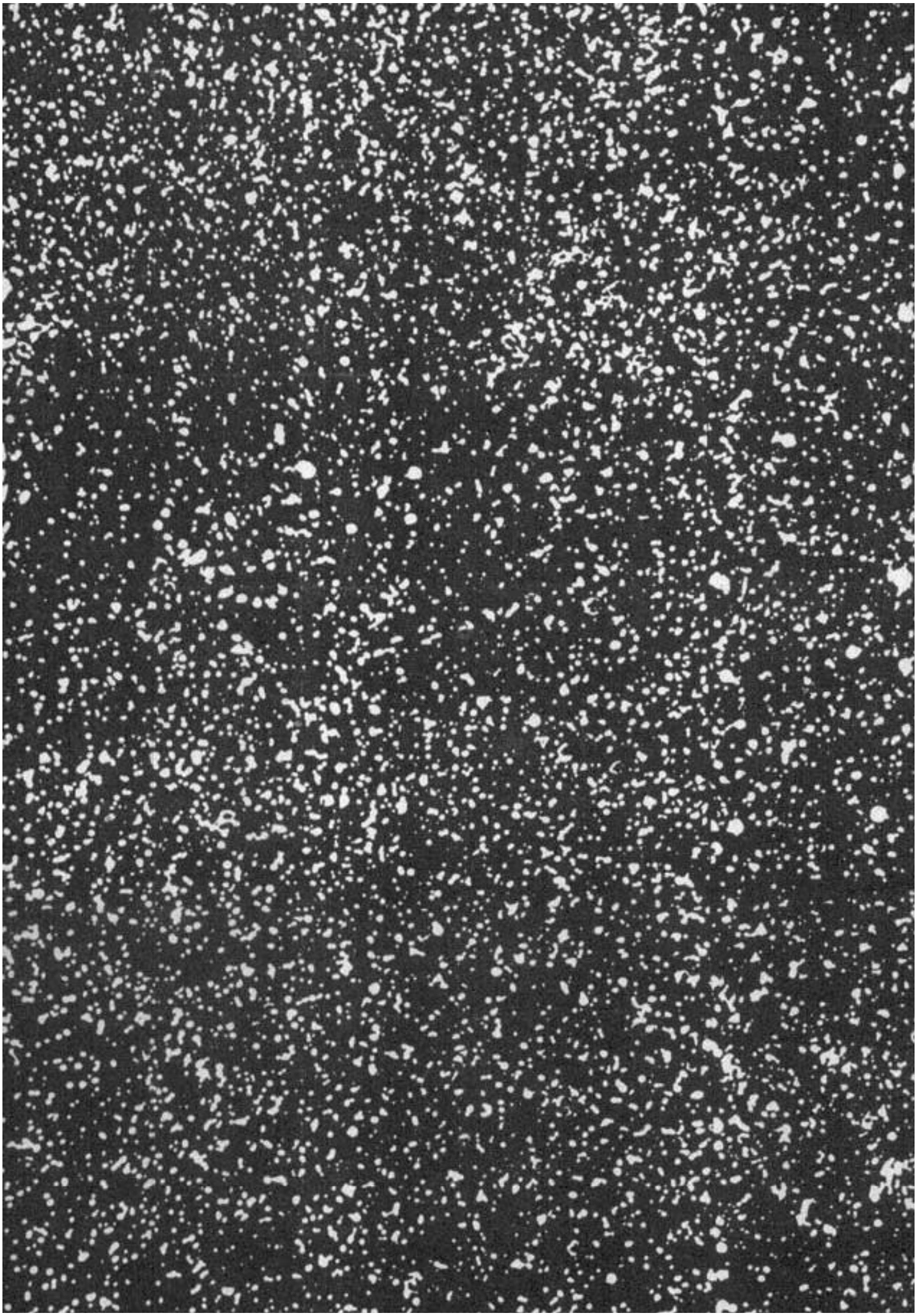
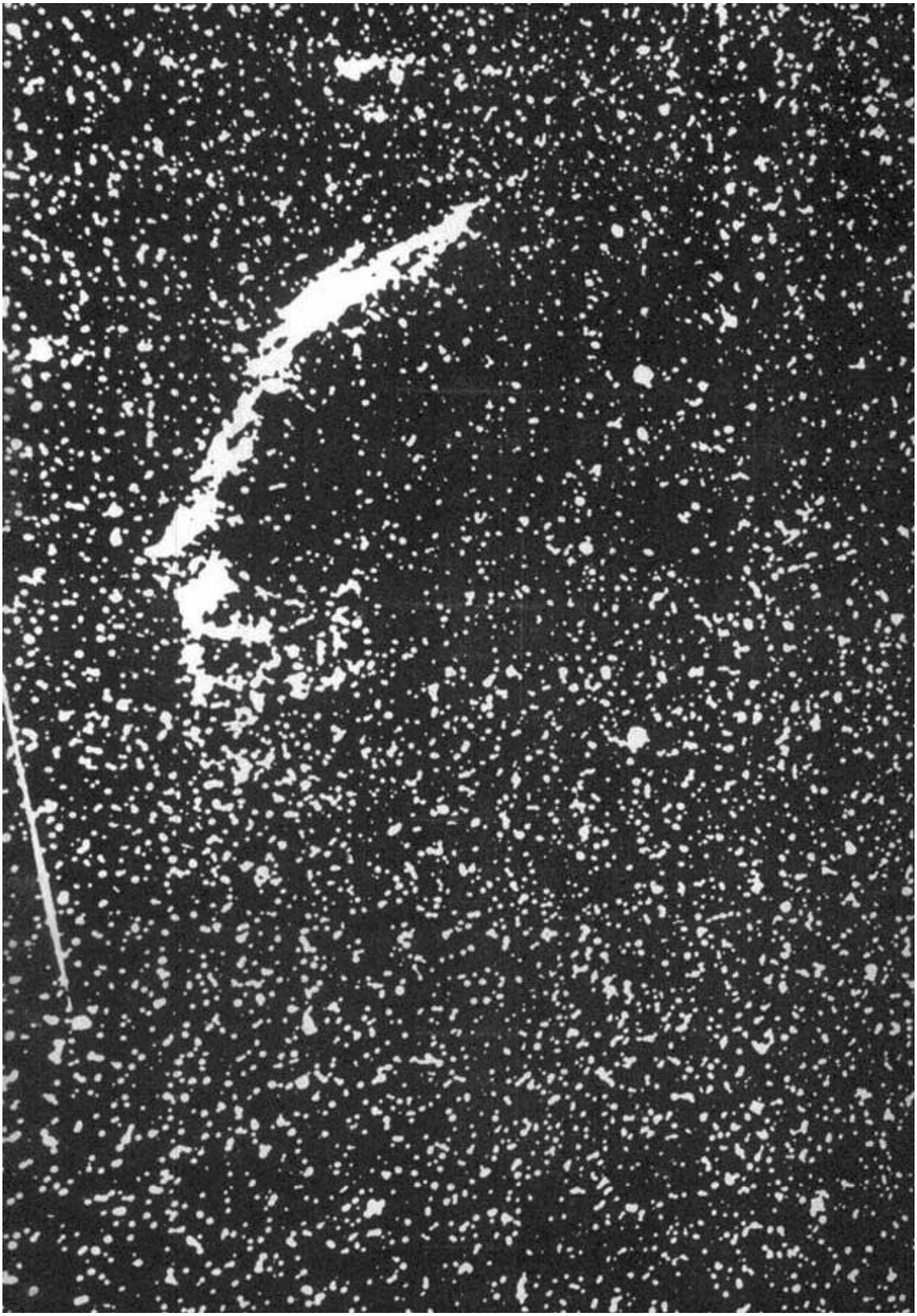
P.I. Bakulin, E.V. Kononóvich, V.I. Moroz

CURSO DE ASTRONOMÍA GENERAL





CURSO DE ASTRONOMÍA GENERAL

П. И. Бакулин, Э. В. Кононович, В. И. Мороз

КУРС ОБЩЕЙ АСТРОНОМИИ

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
МОСКВА

P. I. Bakulin, E. V. Kononovich, V. I. Moroz

CURSO DE ASTRONOMÍA GENERAL

EDITORIAL MIR MOSCÚ

Traducido del ruso por el ingeniero
Virgilio Llanos Mas

Impreso en la URSS

На испанском языке

© Издательство "Наука", 1983
© traducción al español, editorial Mir, 1987

ÍNDICE

Prefacio a la edición española 9

Introducción 10

§ 1. Objeto y tareas de la astronomía (10). § 2. Subdivisión de la astronomía (11). § 3. Aparición y etapas fundamentales en el desarrollo de la astronomía (12). § 4. Importancia práctica e ideológica de la astronomía (14). § 5. Base y fuente de las investigaciones astronómicas (15). § 6. Breve descripción de la estructura del Universo (16).

Capítulo 1. **Conocimientos fundamentales de la astronomía esférica** . . . 20

§ 7. Posiciones aparentes de los astros. Constelaciones (20). § 8. Movimientos visibles de las estrellas, del Sol, de la Luna y de otros planetas (21). § 9. Coordenadas geográficas (23). § 10. La esfera celeste (26). § 11. Sistemas horizontal y ecuatoriales de coordenadas celestes (28). § 12. Dependencia entre la altura del polo celeste y la latitud geográfica del lugar de observación (31). § 13. Fenómenos vinculados con la rotación diurna de la esfera celeste (32). § 14. Variación de las coordenadas de los astros durante el movimiento diurno (35). § 15. Ecliptica. Sistema de coordenadas ecliptícas (37). § 16. Variación de las coordenadas ecuatoriales del Sol (38). § 17. Movimiento diurno del Sol en las distintas latitudes (40). § 18. Principios de la medición del tiempo (42). § 19. Días sidéreos. Tiempo sidéreo (43). § 20. Días solares verdaderos. Tiempo solar verdadero (45). § 21. Días solares medios. Tiempo solar medio (46). § 22. Ecuación de tiempo (47). § 23. Relación entre el tiempo solar medio y el tiempo sidéreo (49). § 24. Sistemas de cómputo del tiempo (51). § 25. El calendario (54). § 26. Días julianos (57). § 27. Línea de fecha (58). § 28. Triángulo esférico y fórmulas fundamentales de la trigonometría esférica (58). § 29. Triángulo paraláctico y transformación de coordenadas (62). § 30. Refracción (64). § 31. Paralaje diurna (66). § 32. Cálculo de los momentos de tiempo y de los acimutes de salida y puesta de los astros (67). § 33. Crepúsculo. Noches blancas (69).

Capítulo 2. **Movimientos aparentes y verdaderos de los planetas** 72

§ 34. Movimientos aparentes de los planetas en el fondo de las estrellas (72). § 35. El sistema del mundo de Ptolomeo (74). § 36. El sistema del mundo de Copérnico (76). § 37. Explicación de las configuraciones y de los movimientos aparentes de los planetas (77). § 38. Periodos de rotaciones sinódicas y sidéreas de los planetas (79). § 39. El espíritu revolucionario de la teoría de Copérnico (80). § 40. Las leyes de Kepler (81). § 41. Elementos de las órbitas de los planetas. Problemas fundamentales de la astronomía teórica (83). § 42. Leyes fundamentales de la mecá-

nica (86). § 43. Ley de la gravitación universal de Newton (87). § 44. Dependencia entre la fuerza de atracción y la masa, y forma de los cuerpos que se atraen (88). § 45. Identidad de la fuerza de atracción y de la fuerza de gravedad (89). § 46. Variación de la fuerza de gravedad en la superficie de la Tierra (90). § 47. Naturaleza de la gravitación y su papel en la astronomía (91). § 48. Movimiento del punto material bajo la acción de la fuerza gravitacional (problema de dos cuerpos) (92). § 49. Primera ley (generalizada) de Kepler (94). § 50. Segunda ley de Kepler (95). § 51. Tercera ley (precisada) de Kepler (96). § 52. Concepto sobre el movimiento perturbado (97). § 53. Concepto sobre la fuerza perturbadora (98). § 54. La fuerza que perturba el movimiento de la Luna (99). § 55. Mareas de flujo y reflujo (101). § 56. El problema de los tres y más cuerpos (104). § 57. El descubrimiento de Neptuno (106). § 58. Determinación de las masas de los cuerpos celestes (106). § 59. Movimiento de los satélites artificiales de la Tierra (109). § 60. Movimiento de los aparatos cósmicos (113).

Capítulo 3. **Determinación de las dimensiones, forma de los cuerpos celestes y distancias hasta ellos** 117

§ 61. Determinación del radio de la Tierra. Triangulación (117). § 62. Dimensiones y forma de la Tierra (119). § 63. Determinación de las distancias hasta los cuerpos celestes (120). § 64. Unidades de las distancias en la astronomía (122). § 65. Determinación de las paralajes diurna y anual por las observaciones (122). § 66. Determinación de la unidad astronómica (paralaje del Sol) (124). § 67. Determinación de las dimensiones y forma de los astros (126). § 68. Estructura del Sistema Solar (127).

Capítulo 4. **Movimientos de la Tierra** 129

§ 69. Movimiento de la Tierra alrededor del Sol (129). § 70. Sucesiones de las estaciones del año en la Tierra (132). § 71. Rotación de la Tierra alrededor de su eje (133). § 72. Movimientos de precesión y nutación del eje terrestre (136). § 73. Consecuencias del movimiento de precesión del eje terrestre (138). § 74. Movimiento de los polos de la Tierra por la superficie (140). § 75. Irregularidad de la rotación de la Tierra. Tiempo de efemérides. Tiempo atómico (141).

Capítulo 5. **Movimientos de la Luna. Eclipses** 144

§ 76. Órbita de la Luna y sus perturbaciones (144). § 77. Movimiento aparente y fases de la Luna (145). § 78. Períodos de revolución de la Luna (147). § 79. Rotación y libración de la Luna (148). § 80. Ocultación de los astros por la Luna. Eclipses solares (150). § 81. Eclipses de Luna (152). § 82. Condiciones del comienzo de los eclipses de Sol y de Luna (153). § 83. Saros (155).

Capítulo 6. **Problemas principales e instrumentos de la astronomía práctica y de la astrometría fundamental** 157

§ 84. Problemas de la astronomía práctica (157). § 85. Determinación del tiempo y de la longitud geográfica λ (158). § 86. Determinación de la latitud geográfica φ y de la corrección u de reloj (160). § 87. Determinación conjunta de las coordenadas geográficas φ y λ (162). § 88. Determinación del acimut de un objeto terrestre (164). § 89. Problemas de la astrometría fundamental (165). § 90. Métodos absolutos y relativos de determinación de las coordenadas ecuatoriales (α y δ) (166). § 91. Movimientos propios de las estrellas (169). § 92. Astrometría fotográfica (171). § 93. Catálogos astronómicos y mapas celestes (172). § 94. Instrumentos goniométricos. Anteojo astronómico (173). § 95. Instrumento universal (175). § 96. Sextante (178). § 97. Círculo meridiano e instrumento de pasaje (180). § 98. Telescopio cenital, astrolabio

prismático, anteojo cenital fotográfico (183). § 99. Relojes astronómicos y cronómetros (187). § 100. Nuevos métodos de la astrometría (192).

Capítulo 7. **Fundamentos de la astrofísica** 197

§ 101 Objetivos y partes principales de la astrofísica (197). § 102. La radiación electromagnética, investigada en la astrofísica (198). § 103. Concepto de astrofotometría (201). § 104 Algunas nociones sobre física molecular (207). § 105. Debilitamiento de la luz al pasar a través de una sustancia (211). § 106. Propiedades de la radiación y fundamentos del análisis espectral (214). § 107. Corrimiento Doppler de las rayas espectrales (224). § 108. Métodos de determinación de la temperatura (228). § 109 Determinación de la composición química y densidad de los cuerpos celestes (232).

Capítulo 8. **Aparatos astrofísicos y métodos fundamentales de observación** . . 236

§ 110. Telescopios (236). § 111 El ojo como receptor de la radiación (253). § 112. Astrofotografía (254). § 113. Receptores fotoeléctricos de la radiación (258). § 114 Aparatos espectrales (263). § 115. Investigaciones astrofísicas desde aeróstatos, aviones y aparatos cósmicos. Concepto sobre los métodos de radiolocalización (268).

Capítulo 9. **El Sol** 273

§ 116. Nociones generales del Sol (273). § 117. Espectro y composición química del Sol (275). § 118. La constante solar y su medición (279). § 119. Temperatura de las capas exteriores del Sol (281). § 120. Estructura interna del Sol (282). § 121 Fotosfera (289). § 122. Granulación y zona convectiva (293). § 123. Capas exteriores de la atmósfera solar (295). § 124. La cromosfera (296). § 125. La corona (298). § 126. Radioemisión del Sol tranquilo (303). § 127. Formaciones activas en la atmósfera solar (304). § 128. Ciclo de actividad solar (314).

Capítulo 10. **El Sistema Solar** 317

§ 129. Nociones generales (317). § 130. Envolturas planetarias. Diferenciación de las entrañas (321). § 131. La superficie de los planetas y de los satélites (324). § 132. Atmósferas (328). § 133. Radiación de los planetas Clima (334). § 134. Los planetas y el viento solar. La magnetosfera. Relación entre los fenómenos ocurridos en el Sol y en los planetas (338). § 135. Mercurio (342). § 136. Venus (345). § 137. La Tierra como planeta (351). § 138. La Luna (357). § 139. Marte (365). § 140. Los planetas gigantes (370). § 141. Sistema Plutón-Jarón. Satélites de los planetas gigantes. Anillos (378). § 142. Los planetas pequeños (383). § 143. Los cometas. Materia de polvo en el espacio interestelar. Meteoros (386). § 144. Los meteoritos (391).

Capítulo 11. **Las estrellas** 396

1. Estrellas normales 396

§ 145 Espectros de las estrellas normales y clasificación espectral (396). § 146. Fundamentos de la colorimetría (399). § 147. Magnitud estelar absoluta y luminosidad de las estrellas (402). § 148. Diagrama espectro-luminosidad (405). § 149. Concepto de escala de temperaturas estelares (409) § 150. Métodos de determinación de las dimensiones de las estrellas (410). § 151. La dependencia radio-luminosidad-masa (411). § 152. Condiciones físicas en las entrañas y estructura de las estrellas (414) § 153. Atmósferas y estructura general de las estrellas (419).

2. Nebulosas planetarias 422

3. Estrellas binarias o dobles 424
§ 154. Caracteristicas generales de los sistemas binarios (424). § 155. Estrellas binarias visuales (426). § 156. Estrellas variables a eclipse (428). § 157. Estrellas binarias espectrales (431).

4. Estrellas variables físicas 434
§ 158. Variables pulsátiles (435). § 159. Variables eruptivas, pulsares y estrellas neutrónicas (442). § 160. Fuentes de radiación X (450).

Capítulo 12 **Nuestra Galaxia** 455
§ 161. Objetos pertenecientes a nuestra Galaxia (455) § 162. Determinación de las distancias hasta las estrellas (457). § 163. Distribución de las estrellas en la Galaxia (458). § 164. Cúmulos estelares (462). § 165. Velocidades espaciales de las estrellas y movimiento del Sistema Solar (466). § 166. Rotación de la Galaxia (468). § 167. Polvo interestelar (470). § 168. El gas interestelar (477). § 169 Rayos cósmicos, corona galáctica y campo magnético de la Galaxia (485) § 170. Estructura general de la Galaxia (489).

Capítulo 13. **Astronomía extragaláctica** 494
§ 171. Tipos de galaxias y su estructura (494). § 172. Determinación de las distancias hasta las galaxias (500). § 173. Composición y propiedades físicas de las galaxias (503). § 174. La actividad de los núcleos de las galaxias y los quasares (508). § 175. Distribución espacial de las galaxias (512).

Capítulo 14. **Origen y evolución de los cuerpos celestes** 515
§ 176. Problemas cosmogónicos (515). § 177. Origen y evolución de las estrellas (515). § 178. Respecto a la evolución de las galaxias (525). § 179. Origen de los planetas Hipótesis de Kant, Laplace y Jeans (527). § 180. Nociones modernas respecto al origen y evolución temprana del Sistema Solar (529)

Capítulo 15. **Fundamentos de la cosmología** 533
§ 181. Principio cosmológico (533). § 182. Modelo del Universo homogéneo isótropo, basado en las leyes de Newton (535). § 183. Cosmología relativista (538). § 184 Modelo del Universo "caliente" (540).

Anexos 546

Bibliografía 551

Índice alfabético 553

PREFACIO A LA EDICIÓN ESPAÑOLA

Cayó en el olvido aquel tiempo en el que la astronomía era patrimonio exclusivo de filósofos y sacerdotes. Ya hace mucho que a los ignorantes no les parece que ésta es una ciencia árida, divorciada de la vida. Incluso la pasión por ella, ya no obedece tanto al romanticismo del tema. Ahora, a casi todos les resulta evidente que un mínimo determinado de conocimientos astronómicos es imprescindible para sentirse suficientemente instruído, a fin de participar en la vida de la sociedad contemporánea.

No se exceptúa que nosotros, los habitantes del minúsculo planeta Tierra, conjuntamente con nuestro Sol situado en cierto lugar de la extremidad de la Galaxia, seamos los representantes de un fenómeno único en el Universo. Sin embargo, en lugar de tener en cuenta este hecho y tomar conciencia de su puesto en el cosmos infinito, los seres humanos, desgraciadamente, van por el camino de la creación de un peligro para la propia existencia de nuestra civilización. Precisamente por esto, para aquellos que quieren salvar a la humanidad y defender la paz, la astronomía se convierte en una necesidad práctica y espiritual.

Los autores del "Curso general de astronomía" esperan que su libro de texto, que en ruso lleva cinco ediciones, sea acogido benévolamente por los lectores de los países de habla española. Esperan también que el libro sea útil para el estudio de una ciencia, contenedora de tanto romanticismo y humanismo, como es la astronomía.

Esta obra está sobre todo destinada a los estudiantes universitarios. No obstante, también puede ser útil a los futuros maestros y aficionados a la astronomía, así como estudiantes de escuelas de enseñanza media, empleándolo en calidad de manual especial.

A uno de los autores le gustaba repetir: "Tome mis libros, en ellos está todo dicho". En este libro de texto los autores procuraron reflejar lo principal de la astronomía moderna.

¡Tomen ustedes su libro, en él está todo dicho!

Los autores

INTRODUCCIÓN

§ 1. *Objeto y tareas de la astronomía*

La astronomía es la ciencia que trata del Universo y que estudia el movimiento, estructura, origen y desarrollo de los cuerpos celestes y de sus sistemas.

La astronomía estudia el Sol y las estrellas, los planetas y sus satélites, los cometas y cuerpos meteóricos, las nebulosas, los sistemas estelares y la materia que ocupa el espacio interestelar e interplanetario, cualquiera que sea el estado en que se encuentre esta materia.

Al estudiar la estructura y desarrollo de los cuerpos celestes, su posición y movimiento en el espacio, la astronomía, en resumidas cuentas, nos da una noción de la estructura y desarrollo del Universo en su conjunto. La palabra "astronomía" procede de dos vocablos griegos: "*astron*", estrella, astro, y "*nomos*", ley.

Al estudiar los cuerpos celestes la astronomía se plantea tres tareas fundamentales, que requieren una solución consecuente:

1. El estudio de las posiciones y movimientos *aparentes*, y después *reales*, de los cuerpos celestes en el espacio, la determinación de sus dimensiones y forma.

2. El estudio de la estructura física de los cuerpos celestes, es decir, la investigación de la composición química y condiciones físicas (densidad, temperatura, etc.) en la superficie y en las entrañas de los cuerpos celestes.

3. La resolución de los problemas del origen y desarrollo, es decir, el posible destino ulterior de algunos cuerpos celestes y de sus sistemas.

Las cuestiones de la primera tarea se resuelven mediante largas observaciones, iniciadas ya en tiempos remotísimos, y también basándose en las leyes de la mecánica, que se conocen desde hace unos 300 años. Por ello, en esta rama de la astronomía, disponemos de una información más rica, particularmente para los cuerpos celestes relativamente cercanos a la Tierra.

Respecto a la estructura física de los cuerpos celestes sabemos mucho menos. La resolución de algunas cuestiones, pertenecientes al segundo problema, por primera vez se hicieron posibles hace un poco más de un siglo y la de los problemas fundamentales, solamente en los últimos años

La tercera tarea es más complicada que las dos anteriores. Para la resolución de sus cuestiones el material de observación acumulado es por ahora muy insuficiente, y nuestros conocimientos en esta rama de la astronomía se limitan solamente a consideraciones generales y a una serie de hipótesis más o menos verosímiles.

§ 2. *Subdivisión de la astronomía*

Como vemos, el objeto de estudio de la astronomía es una multitud de objetos muy diversos y de los sistemas que éstos forman, incluyendo todo el Universo en su conjunto. Son también extraordinariamente variados los métodos de las investigaciones, que incluyen tanto numerosos enfoques teóricos como procedimientos experimentales de todo género para registrar y medir la radiación cósmica, que es la principal fuente de información en la astronomía. La diversidad de objetos y métodos conduce a una multiplicidad de partes (ramas) y direcciones particulares en la astronomía. No obstante, esto no quebranta la integridad de la astronomía como ciencia, en la que todas sus partes se someten a un objetivo único de las investigaciones. Según el carácter de la información utilizada se deben señalar tres ramas fundamentales: *la astrometría, la mecánica celeste y la astrofísica*.

La astrometría estudia la posición de los cuerpos celestes y la rotación de la Tierra apoyándose en los métodos teóricos y prácticos de medición de los ángulos en el cielo, para lo que se organizan observaciones de posición de los astros. La astrometría tiene dos objetivos importantes: 1) el establecimiento de los sistemas de coordenadas celestes y, 2) la obtención de los parámetros que caracterizan en mayor grado las regularidades de la rotación de la Tierra.

La mecánica celeste estudia el movimiento de los astros bajo la acción de la gravitación, elabora métodos de determinación de sus trayectorias basándose en las posiciones que se observan en el cielo, permite calcular las tablas de sus coordenadas para un tiempo ulterior (*efemérides*), estudia la influencia recíproca de los cuerpos sobre su movimiento, examina el movimiento y la estabilidad de los sistemas de cuerpos celestes y artificiales. Como vemos, la mecánica celeste se basa completamente en los datos de la astrometría y está muy ligada a ella.

La astrofísica estudia el origen (*cosmogonía*), la estructura, composición física, las propiedades físicas y la evolución, tanto de astros individuales como de los sistemas de éstos, incluyendo todo el Universo en su conjunto (*cosmología*). De este modo, el objeto de la astrofísica es extraordinariamente diverso y amplio. Al mismo tiempo, en sus investigaciones la astrofísica recurre constantemente a las deducciones y métodos de la astrometría y de la mecánica celeste, por lo tanto, las tres partes esenciales de la astronomía están estrechamente interrelacionadas. La astrofísica comprende un gran número de subdivisiones prácticas en las que se estudian y utilizan distintos métodos de observaciones y análisis de la radiación cósmica electromagnética, y también una serie de subdivisiones teóricas, basadas en

la aplicación de los métodos de la física y de la matemática (ciencias que los astrónomos deben necesariamente conocer) a los resultados de las observaciones.

La investigación de objetos tan complicados como la Galaxia y otros sistemas estelares, que requieren un aprovechamiento activo de los métodos de las tres partes enumeradas de la astronomía, a veces se reune en la denominada *astronomía estelar*. Sin embargo, últimamente esta parte se aproxima cada vez más y más a la astrofísica, análogamente al proceso vigente de convergencia de la astrometría con la mecánica celeste.

El curso de *astronomía general* contiene una formulación sistemática de los conocimientos referentes a los métodos fundamentales y resultados principales, obtenidos por las distintas partes de la astronomía.

§ 3. *Aparición y etapas fundamentales en el desarrollo de la astronomía*

La astronomía es una de las ciencias más antiguas. Las primeras anotaciones de las observaciones astronómicas de autenticidad es indudable, datan del siglo VIII a. de n.e. Sin embargo, se sabe que 3000 años a. de n.e los sacerdotes egipcios advirtieron que las crecidas del Nilo, que regulaban la vida económica del país, comenzaban poco tiempo después de que, antes de la salida del Sol, apareciera en el oriente la estrella de mayor brillo, Sirio, después de permanecer casi dos meses ocultada por los rayos solares. A partir de estas observaciones los sacerdotes egipcios calcularon con bastante precisión la duración del año tropical.

En la Antigua China, 2000 años a. de n.e., los movimientos aparentes del Sol y de la Luna estaban ya tan bien estudiados, que los astrónomos chinos podían pronosticar el comienzo de los eclipses de ambos.

La astronomía, al igual que las demás ciencias, surgió de las necesidades prácticas del hombre. Las tribus nómadas de la sociedad primitiva tenían que orientarse en su vida errante, y aprendieron a hacerlo por el Sol, la Luna y las estrellas. El agricultor primitivo, durante los trabajos de campo, tenía que calcular el comienzo de las distintas estaciones del año, y advirtió que el cambio de estaciones está ligado con la altura del Sol a mediodía, con la aparición en el cielo nocturno de determinadas estrellas. El desarrollo ulterior de la sociedad humana suscitó la necesidad de medir el tiempo y establecer un sistema cronológico (confección de calendarios).

Todo esto lo podían proporcionar y proporcionaban las observaciones del movimiento de los cuerpos celestes, que al principio se efectuaban sin instrumento alguno y no eran muy precisas, pero que satisfacían suficientemente las necesidades prácticas de aquel tiempo. De estas observaciones surgió precisamente da ciencia que trata de los cuerpos celestes: la astronomía.

Con el desarrollo de la sociedad humana a la astronomía se le planteaban nuevos y nuevos problemas cuyas resoluciones requerían procedimientos más perfectos de las observaciones y métodos más exactos de

cálculo. Poco a poco se crearon instrumentos astronómicos simplísimos y se elaboraron métodos matemáticos de interpretación de las observaciones.

En la Antigua Grecia la astronomía ya era una de las ciencias más desarrolladas. Para explicar los movimientos perceptibles de los planetas los astrónomos griegos, el más eminente de los cuales fue Hiparco de Nicea (siglo II a. de n.e.), crearon la teoría geométrica de los epiciclos, que fue la base del sistema geocéntrico del mundo elaborado por Claudio Ptolomeo (siglo II a. de n.e.). Pese a ser un principio erróneo, el sistema de Ptolomeo permitía no obstante calcular con anticipación las posiciones aproximadas de los planetas en el cielo y por esto, en cierto grado, satisfizo las necesidades prácticas en el transcurso de varios siglos.

Con el sistema del mundo de Ptolomeo acaba la etapa del desarrollo de la astronomía griega antigua.

El desarrollo del feudalismo y la divulgación de la religión cristiana trajeron consigo un estancamiento considerable de las ciencias naturales, y el desarrollo de la astronomía en Europa quedó interrumpido durante muchos siglos. En la época del tenebroso medioevo los astrónomos se preocupaban solamente de las observaciones de los movimientos aparentes de los planetas y de la coordinación de estas observaciones con el admitido sistema geocéntrico de Ptolomeo.

En este período la astronomía solamente obtuvo un desarrollo racional entre los árabes y pueblos de Asia Central y del Cáucaso, en los trabajos de los eminentes astrónomos de aquel tiempo Albatenio (años 850–929), Biruni (973–1048), Ulug Beg (1394–1449) y otros.

En el período del nacimiento y proceso de formación del capitalismo en Europa, que sustituyó a la sociedad feudal, comenzó el desarrollo ulterior de la astronomía, que fue particularmente rápido en la época de los grandes descubrimientos geográficos (siglos XV–XVI). La nueva clase naciente de la burguesía estaba interesada en la explotación de nuevos territorios y equipaba numerosas expediciones para el descubrimiento de las mismas. Pero los largos viajes a través del océano exigían métodos de orientación y de cálculo del tiempo más exactos y más simples que aquellos que podía asegurar el sistema de Ptolomeo. El desarrollo del comercio y de la navegación requerían insistentemente el perfeccionamiento de los conocimientos astronómicos y, en particular, de la teoría del movimiento de los planetas.

El desarrollo de las fuerzas productivas y las exigencias de la práctica, por un lado, y el material de observación acumulado, por otro, crearon las condiciones para una revolución en la astronomía, que precisamente realizó el gran sabio polaco Nicolás Copérnico (1473–1543) al elaborar su sistema heliocéntrico del mundo, publicado en el año de su muerte.

La teoría de Copérnico fue el comienzo de una nueva etapa en el desarrollo de la astronomía. En los años 1609–1618 fueron descubiertas por Kepler las leyes del movimiento de los planetas, y en 1687 Newton publicó la ley de la gravitación universal.

La nueva astronomia obtuvo la posibilidad de estudiar no sólo los movimientos aparentes de los cuerpos celestes, sino también los reales. Los numerosos y brillantes éxitos de la astronomia en esta rama coronaron a mediados del siglo XIX con el descubrimiento del planeta Neptuno, y en nuestros dias con el cálculo de las órbitas de los cuerpos celestes artificiales.

Hace relativamente poco comenzó la etapa siguiente, muy importante en el desarrollo de la astronomia, cuando a mediados del siglo XIX surgió el análisis espectral y comenzó a emplearse la fotografia. Estos métodos dieron posibilidad a los astrónomos de comenzar el estudio de la naturaleza fisica de los cuerpos celestes y ampliar considerablemente los limites del espacio a investigar. Surgió la astrofisica, que obtuvo un desarrollo particularmente importante en el siglo XX y que prosigue en nuestros dias su incremento rápido. En los años 40 del siglo XX comenzó a desarrollarse la radioastronomia, y en 1957 se dio comienzo a métodos de investigación cualitativamente nuevos, basados en el empleo de cuerpos celestes artificiales, hecho que en lo sucesivo condujo al surgimiento de nuevas ramas de la astrofisica: *Röntgen-astronomia*, *Gamma-astronomia* y *Neutrino-astronomia*.

Es dificil sobreestimar la importancia de estos alcances de la astronomia. El lanzamiento de satélites artificiales de la Tierra (1957, URSS), de estaciones cósmicas (1959, URSS), los primeros vuelos del hombre al cosmos (1961, URSS), el primer descenso de seres humanos en la Luna (1969, EE. UU.), son acontecimientos que marcan una época para toda la humanidad. A estos logros les sucedieron el envio de suelo lunar a la Tierra, el descenso de los aparatos lanzados en las superficies de Venus y Marte, el envio de estaciones automáticas interplanetarias hacia los planetas más lejanos del Sistema Solar.

En los correspondientes capítulos del curso se trata de algunos alcances, los más importantes, de la astronomia contemporánea.

§ 4. *Importancia práctica e ideológica de la astronomia*

La astronomia y sus métodos tienen gran importancia en la vida de la sociedad contemporánea. Los problemas ligados a la medición del tiempo y al suministro a la humanidad del conocimiento del tiempo exacto ahora se resuelven en laboratorios especiales: en los *servicios del tiempo*, organizados, como regla, en las instituciones astronómicas.

Los métodos astronómicos de orientación, a la par de otros, se emplean como antes ampliamente en la navegación y en la aviación y, últimamente, también en la cosmonáutica. El cálculo y composición del calendario, que ampliamente se utiliza en la economia nacional, también se basan en los conocimientos astronómicos.

El levantamiento de mapas geográficos y topográficos, el cálculo previo del comienzo de los flujos y reflujos de las mareas, la determinación de la fuerza de la gravedad en los distintos puntos de la superficie terrestre con el fin de descubrir los yacimientos de minerales útiles, todo esto, en su base, tiene métodos astronómicos.

Las investigaciones de los procesos que transcurren en los diferentes cuerpos celestes permiten a los astrónomos estudiar la materia en estados todavía no logrados en condiciones terrestres. Por esto la astronomía y, en particular, la astrofísica, que tiene vínculos estrechos con la física, química y las matemáticas, contribuye al desarrollo de estas tres ciencias, que, como es sabido, son la base de toda la técnica moderna. Es suficiente recordar que la cuestión respecto al papel de la energía intraatómica fue planteada por primera vez por los astrofísicos, y el alcance más importante de la técnica contemporánea, la creación de los cuerpos celestes artificiales (satélites artificiales, estaciones y aparatos cósmicos) sería inconcebible sin los conocimientos astronómicos

La astronomía tiene importancia exclusiva en la lucha contra el idealismo, la religión, la mística y la superstición. Su papel en la formación de una concepción correcta dialéctico-materialista del mundo es enorme, puesto que precisamente la astronomía determina la posición de la Tierra y, conjuntamente con ella, la del ser humano en el mundo que nos rodea, en el Universo.

Las propias observaciones de los fenómenos celestes no nos dan fundamento para revelar directamente sus causas verdaderas. Si no existen conocimientos científicos esto conduce a una explicación incorrecta de las observaciones, a supersticiones, a la mística, a la deificación de los propios fenómenos y de algunos cuerpos celestes. Así, por ejemplo, en la antigüedad, el Sol, la Luna y los planetas se consideraban divinidades, y eran adorados. Todas las religiones y concepciones del mundo se basaban en la idea de la posición central de la Tierra y de su inmovilidad. En las personas muchas supersticiones estaban ligadas (y hasta ahora no se han liberado de ellas) con los eclipses de Sol y de Luna, con la aparición de cometas, con los fenómenos de meteoros y bólidos, con la caída de meteoritos, etc. Así, por ejemplo, se consideraba que los cometas eran mensajeros de los desastres que ocurrían con la humanidad en la Tierra (incendios, epidemias, guerras), los meteoros se tomaban por almas de seres muertos, que volaban al cielo, etc

La astronomía, al estudiar los fenómenos celestes, así como al investigar la naturaleza, estructura y desarrollo de los cuerpos celestes, demuestra la materialidad del Universo, su desarrollo natural y normal en el tiempo y en el espacio, sin la intervención de ninguna fuerza sobrenatural.

La historia de la astronomía demuestra que ésta era y sigue siendo la arena de una lucha encarnizada entre las concepciones materialista e idealista del mundo. Ahora la disputa entre las filosofías materialista e idealista transcurre en la esfera de problemas más complejos, de cuestiones más complicadas. Esta lucha concierne a los puntos de vista fundamentales respecto a la estructura de la materia y del Universo, respecto al surgimiento, desarrollo y destino, tanto de algunas partes como de todo el Universo en su conjunto

§ 5. *Base y fuente de las investigaciones astronómicas*

La base de la *astronomía* son las observaciones. Éstas nos proporcionan los hechos fundamentales que permiten interpretar uno u otro fenómeno astronómico. La cosa reside en que para la explicación de muchos fenómenos astronómicos se requieren minuciosas mediciones y cálculos que ayudan a aclarar las circunstancias reales, verdaderas que provocaron estos fenómenos. Así, por ejemplo, a primera vista pareciera que todos los cuerpos celestes se encuentran a una misma distancia de la Tierra, que ésta es inmóvil y se encuentra en el centro del Universo, que todos los astros giran alrededor de la Tierra, que las dimensiones del Sol y de la Luna son iguales, etc. Solamente las mediciones minuciosas y el profundo análisis de las mismas ayudan a renunciar a estas falsas nociones.

La fuente fundamental de los conocimientos respecto a los cuerpos celestes son las ondas electromagnéticas, irradiadas o reflejadas por estos cuerpos. La determinación de las direcciones por las que las ondas electromagnéticas alcanzan la Tierra permite estudiar las posiciones visibles y el movimiento de los cuerpos celestes. El análisis espectral de la radiación electromagnética crea la posibilidad de juzgar respecto al estado físico de los cuerpos.

También es una particularidad de las investigaciones astronómicas el hecho de que, excepto en el Sistema Solar, los astrónomos no tenían posibilidad de organizar una prueba o experimento (excepto las investigaciones de los meteoritos que cayeron a la Tierra y las observaciones de localización por radar), y todas las observaciones astronómicas se realizaban solamente desde la superficie de la Tierra.

No obstante, con el lanzamiento en la URSS del primer satélite artificial de la Tierra en 1957, comenzó la era de las investigaciones cósmicas, que permitió utilizar en la astronomía los métodos de otras ciencias (geología, geoquímica, biología, etc.). La astronomía sigue siendo una ciencia observadora, pero ahora sus posibilidades se han ampliado extraordinariamente debido a que es factible colocar aparatos para las observaciones especiales en los satélites artificiales de la Tierra, en las estaciones automáticas interplanetarias, en los observatorios orbitales y en otros ingenios cósmicos.

§ 6. *Breve descripción de la estructura del Universo*

En muchos siglos de su desarrollo la astronomía acumuló una cantidad colosal de datos, que permite elaborar determinadas nociones respecto a la estructura del mundo que nos rodea. Muchísimos y muy variados objetos se pueden observar desde la Tierra. La zona del espacio que éstos ocupan se denomina *Metagalaxia*. Los objetos cercanos (el Sol, la Luna, los planetas), como regla, resultan ser también los más brillantes en nuestro cielo. Dichos objetos, junto con un verdadero enjambre de pequeñas partículas sólidas y de gas enrarecido forman nuestro *Sistema Solar* planetario. El Sol está

situado en el centro del sistema y, con la fuerza de su atracción, "dirige" el movimiento de los demás cuerpos, haciéndolos girar a su alrededor por distintas órbitas que se aproximan a cierto plano común y que frecuentemente no se diferencian mucho de las órbitas circulares.

El Sol es la principal fuente de energía de nuestro sistema planetario y el centro de casi toda la masa de éste. En el Universo la mayor parte de la materia también está concentrada en cuerpos gaseosos autoluminosos semejantes al Sol: las estrellas. En estas últimas transcurre continuamente uno de los procesos más importantes de la naturaleza: la formación de distintos elementos químicos como resultado de las reacciones termonucleares. Estas reacciones son la fuente inagotable de energía estelar. En resumen, gracias a las estrellas, nuestro mundo posee una rica diversidad de materia.

En el Universo las estrellas tienen tendencia a formar una jerarquía de sistemas de diferentes magnitudes. El eslabón esencial en esta jerarquía son los enormes sistemas de centenares de miles de millones de estrellas, denominados *galaxias*. Una parte pequeña de la masa de las galaxias pertenece al gas enrarecido y al polvo, que cubren el espacio entre las estrellas.

Casi todos los objetos que se observan en el cielo a simple vista pertenecen a nuestro sistema estelar: a la *Galaxia*. Las galaxias restantes se muestran como pequeñas manchas nebulosas casi imperceptibles. El número total de éstas en la Metagalaxia debe alcanzar muchos miles de millones. Dichas galaxias, al igual que las estrellas, forman sistemas más amplios, los denominados *conglomerados de galaxias*, con centenares y miles de miembros. Hay razones para suponer que estos conglomerados son los objetos más grandes del Universo. En escalas aún mayores se nota la tendencia de los conglomerados de galaxias a situarse a lo largo de los límites de ciertas celdas enormes, parecidas a las de los panales de colmenas de abejas. Dentro de los límites de las galaxias la materia está dictribuida muy irregularmente. Las estrellas son objetos muy compactos y las distancias medias entre ellas superan en decenas de millones de veces sus dimensiones. En los límites de los conglomerados de galaxias, en los que las distancias entre sus miembros son conmensurables con sus dimensiones, la materia está distribuida mucho más uniformemente. Aún más uniformemente, al parecer, está distribuida la materia en la escala de toda la Metagalaxia. En la astronomía se investiga cómo influye esta distribución de la materia sobre las propiedades generales del espacio y tiempo de nuestro mundo.

Los métodos modernos de la astronomía permiten estudiar el Universo en una extensión de distancias enormes, cuyas magnitudes incluso son difíciles de imaginar. Desde los objetos más lejanos la luz, que se propaga a una velocidad de 300 000 km/s, se traslada hacia nosotros decenas de miles de millones de años, lo que resulta ser conmensurable con la edad de la mayoría de los objetos del Universo. De aquí se deduce que, al observar las galaxias lejanas, podemos echar una ojeada al pasado remoto de nuestro Universo y formarnos cierta idea sobre su evolución.

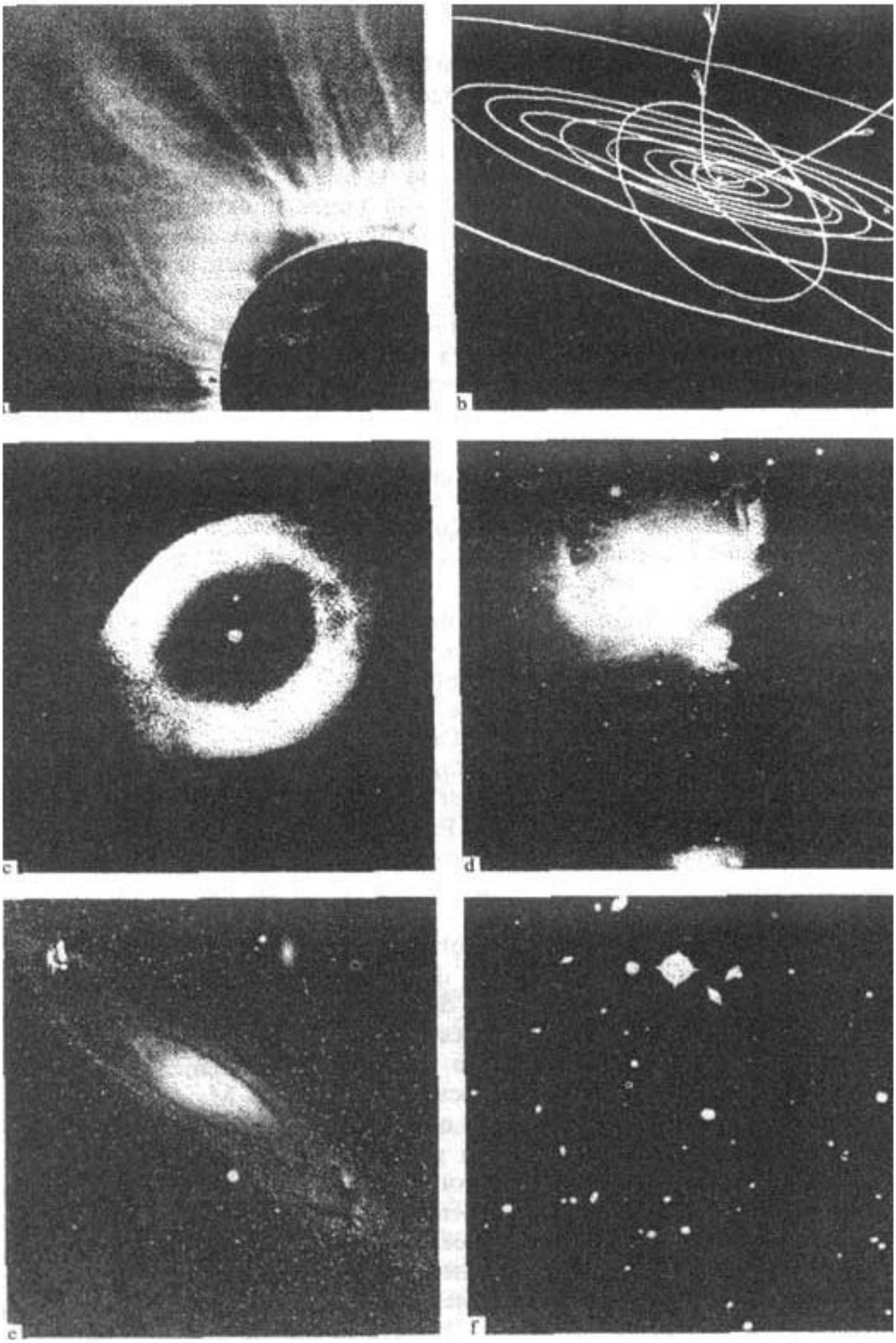


Fig. 1. Escalas espaciales del Universo (véase el texto).

Antes de comenzar el estudio consecuente de las distintas partes de la astronomía es muy provechoso examinar de paso qué es lo que se puede observar dentro de los límites de las diferentes escalas del mundo que nos rodea. En la fig. 1 se muestra una sucesión de distintos objetos del Universo, cuyas escalas forman una progresión geométrica: cada cuadrado o vista siguiente corresponde a un aumento de las dimensiones lineales de los objetos en 1000 veces.

Comencemos por la escala muy "modesta" de 100 mil kilómetros. En la "ventana" de semejante dimensión se puede "ver" el sistema de los dos cuerpos más conocido para nosotros: la Tierra y la Luna, que gira a su alrededor. Al cambiar la escala en 10 veces obtenemos una distancia de un millón de kilómetros. En semejante "ventana" veremos una parte considerable del Sol, una serie de formaciones interesantísimas en su atmósfera. Una "ventana" aún 10 veces mayor permite observar el Sol conjuntamente con su corona, que se extiende muy lejos (fig. 1, *a*). El cuadrado cuyo lado es de 100 millones de kilómetros abarcará al Sol conjuntamente con los planetas más cercanos a él: Mercurio y Venus. La Tierra apenas entrará en este cuadrado. El cuadrado cuyo lado es de mil millones de kilómetros (fig. 1, *b*) abarca enteramente las órbitas de todos los planetas hasta Marte y de muchos *planetas pequeños: los asteroides.* Cambiando la escala solamente en 10 veces más nos acercaremos a los límites del Sistema Solar y alcanzaremos las órbitas de Neptuno y Plutón. Las distancias entre las estrellas son tan grandes que solamente en escalas de centenares de billones de kilómetros podremos abarcar al Sol conjuntamente con las estrellas más cercanas a él, incluyendo el sistema α Centauro. Más adelante resulta incómodo usar los kilómetros. La escala 10^{13} corresponde casi exactamente *al año-luz*, es decir, al espacio que recorre la luz en un año, y aproximadamente 3 años-luz constituyen una unidad de longitud importante en la astronomía: el parsec (ps). La distancia hasta la estrella más cercana en el sistema de alfa Centauro es de 1,3 ps. La escala de un año-luz es conmensurable con la nebulosa gaseosa que surge alrededor de la estrella (fig. 1, *c*), y la distancia de centenares y miles de años-luz corresponde a los cúmulos estelares y a las grandes nebulosas de gas y polvo de las que, como regla, surgen estas estrellas (fig. 1, *d*). Más adelante, cuando las dimensiones de la "ventana" son de miles y millones de ps (kiloparsec, kps, y megaparsec, Mps), pasamos gradualmente a las unidades estructurales más importantes del Universo: a las galaxias (fig. 1, *e*) y a los grupos y conglomerados de galaxias (fig. 1, *f*).

1

CONOCIMIENTOS FUNDAMENTALES DE LA ASTRONOMÍA ESFÉRICA

§ 7. *Posiciones aparentes de los astros. Constelaciones*

Cualquiera que sea el punto de la superficie terrestre en que nos encontremos, siempre nos parece que todos los cuerpos celestes se encuentran a una misma distancia de nosotros, en la superficie interior de cierta esfera que, en el lenguaje popular, se llama *bóveda celeste*, firmamento, a simplemente *cielo*.

De día el cielo, si no está cubierto de nubes, es de color azul y en él vemos al astro celeste más brillante: el Sol. A veces, simultáneamente con el Sol, por el día se ve la Luna y, muy raramente, algunos otros cuerpos celestes como, por ejemplo, el planeta Venus.

En una noche despejada, en el cielo obscuro, vemos las estrellas, la Luna, los planetas, las nebulosas y, a veces, los cometas y otros cuerpos. La primera impresión de la observación del firmamento es la infinidad de estrellas y el desorden de la disposición de ellas en el cielo. En realidad la cantidad de estrellas que se ven a simple vista no es muy grande, solamente unas 6 mil en todo el cielo, y en una mitad de éste, que en el momento dado se ve desde cualquier punto de la superficie terrestre, no es mayor de 3 mil.

La disposición mutua de las estrellas en el cielo varía extraordinariamente despacio. Sin mediciones exactas, durante el transcurso de muchos centenares de años (y de muchos miles de años para la inmensa mayoría de las estrellas), no se pueden revelar variaciones visibles en la disposición de las estrellas en el cielo. Esta última circunstancia permite orientarse fácilmente entre miles de estrellas, a pesar de que la disposición de ellas parezca ser caótica.

Con el fin de orientarse en el cielo hace mucho que las estrellas brillantes fueron unificadas en grupos, denominados *constelaciones*. Las constelaciones se designaban con nombres de animales (*Osa Mayor, León, Dragón*, etc.), con los nombres de los héroes de la mitología griega (*Casiopea, Andrómeda, Perseo, etc.*), o simplemente con los nombres de aquellos objetos que recordaban las figuras que formaban los grupos de estrellas brillantes (*Corona Boreal, Triángulo, Sagitario, Balanza, etc.*)

Desde el siglo XVII las estrellas de cada constelación se empezaron a designar con las letras del alfabeto griego. Algo después se introdujo la designación numérica, que ahora se emplea fundamentalmente para las estrellas débiles. Además, las estrellas brillantes (cerca de 130) recibieron nombres propios. Por ejemplo: la α del Can Mayor se llama *Sirio*, la α del Cochero es *Capela*, la α de Lira es *Vega*, la α de Orión es *Betelgeuse*, la β de Orión es *Rigel*, la β de Perseo es Algol, etc. Estos nombres y designaciones de las estrellas se emplean también en la actualidad. No obstante, los límites de las constelaciones, trazados por los astrónomos antiguos y que representaban líneas sinuosas, fueron alterados en 1922, algunas constelaciones grandes fueron divididas en varias constelaciones independientes, mientras que por constelación se entiende no un grupo de estrellas brillantes, sino una región del cielo estelar. Ahora todo el cielo, convencionalmente, se divide en 88 regiones independientes: en constelaciones.

Las estrellas más brillantes de las constelaciones sirven de buenos puntos de referencia para encontrar en el cielo estrellas más débiles, u otros objetos celestes. Por esto es necesario aprender a encontrar de manera rápida y directa en el cielo una u otra constelación. Para ello es menester estudiar previamente la carta del cielo estelar y guardar en la memoria los contornos característicos, que las estrellas más brillantes forman en las constelaciones.

§ 8. *Movimientos visibles de las estrellas, del Sol, de la Luna y de otros planetas*

Si observamos el cielo estelar en una noche serena durante varias horas no es difícil advertir que la bóveda celeste gira levemente en su conjunto, con todos los astros que en ella se encuentran, alrededor de cierto eje imaginario que pasa a través del lugar de observación. Este movimiento de la bóveda celeste y de los astros se denomina *movimiento diario*, la vuelta entera se efectúa en un día. Como resultado del movimiento diario las estrellas y otros cuerpos celestes cambian continuamente su posición respecto a los lados del horizonte.

Si se observa el movimiento diario de las estrellas en el hemisferio boreal de la Tierra (pero no cerca de su polo), estando de cara hacia la parte austral del horizonte, éste transcurre de izquierda a derecha, es decir, "en el sentido de las agujas del reloj". En el lado oriental del horizonte (si este lado no se observa desde el polo de la Tierra) las estrellas ascienden, suben ante todo sobre la parte austral del horizonte, y se ponen en el lado occidental. Con esto cada estrella siempre sale en un mismo punto del lado oriental del horizonte y se pone siempre en un mismo punto del lado occidental. La altura máxima sobre el horizonte para cada estrella dada y para cada lugar de observación siempre es constante.

Si nos ponemos de cara hacia el lado boreal del horizonte las observaciones demostrarán que unas estrellas seguirán saliendo y poniéndose de la misma manera, mientras que otras describirán círculos cerrados sobre

el horizonte, girando alrededor de un punto común inmóvil. Este punto se denomina *polo celeste norte*.

La posición aproximada del polo celeste norte en el cielo se puede localizar por la posición de la estrellas más brillante en la constelación de la Osa Menor. En las cartas estelares esta estrella se designa con la letra α y, por su proximidad al polo celeste norte se llama *estrella Polar*. En la actualidad la distancia entre la estrella Polar y el polo celeste norte es menor de 1°.

El Sol y la Luna, al igual que las estrellas, salen en el lado oriental del horizonte, ascienden ante todo sobre el lado austral y se ponen en el lado occidental. Pero, al observar la salida y la puesta de estos astros, se puede notar que en los distintos días del año salen, a diferencia de las estrellas, en diferentes puntos del lado oriental del horizonte y se ponen también en diferentes puntos del lado occidental.

Así, a principios del invierno, el Sol sale en el sudeste y se pone en el sudoeste. Pero cada día los puntos de su salida y puesta se desplazan hacia el lado boreal del horizonte. Con ello cada día el Sol a mediodía asciende sobre el horizonte más y más, el día se hace más largo y la noche más corta.

A comienzos del verano, habiendo alcanzado cierto límite en el nordeste y en el noroeste, los puntos de salida y puesta del Sol comienzan a desplazarse en dirección contraria, desde el lado boreal del horizonte hacia el lado austral. Con esto la altura del Sol a mediodía y la duración del día comienzan a disminuir, mientras que la duración de la noche aumenta. Al alcanzar cierto límite a comienzos del invierno los puntos de salida y puesta del Sol de nuevo empiezan a desplazarse hacia el lado boreal del cielo y todos los fenómenos descritos se repiten.

Mediante observaciones elementales y no muy largas es fácil advertir que la Luna no permanece todo el tiempo en una misma constelación, sino que pasa de una constelación a otra, desplazándose de occidente a oriente aproximadamente en 13° por día. Mudándose por 12 constelaciones la Luna recorre por el cielo un círculo completo en 27,32 días.

Observaciones más minuciosas y más largas demuestran que también el Sol, al igual que la Luna, se desplaza por el cielo de occidente a oriente, pasando por las mismas 12 constelaciones. Sin embargo, la velocidad de su desplazamiento es considerablemente menor, cerca de 1° por día, y el Sol recorre todo el espacio en un año.

Las constelaciones por las que pasan las rutas del Sol y de la Luna se denominan *zodiacales* (de la palabra griega *zoon*, es decir, animal). Sus nombres son: *Peces, Carnero, Toro, Gemelos, Cangrejo, León, Virgen, Balanza, Escorpión, Sagitario, Capricornio* y *Acuario*. En el hemisferio boreal, las primeras tres constelaciones el Sol las pasa en los meses primaverales, las tres siguientes las recorre en los meses de verano, transita tres constelaciones más en los meses otoñales y, por último, atraviesa las tres constelaciones restantes en los meses de invierno. Aquellas constelaciones en las que se encuentra el Sol en el momento dado son inaccesibles a las observaciones y solamente se hacen bien visibles transcurrido aproximadamente medio año.

Ya en tiempos remotísimos, entre las estrellas de las constelaciones zodiacales, se advirtieron cinco astros que exteriormente se parecían mucho a las estrellas, pero que se distinguían de éstas por el hecho de que no conservan una misma posición en las constelaciones, "errando" por ellas igual que el Sol y la Luna. Estos cuerpos fueron denominados *planetas*, lo que significa "*astros errantes*" Los antiguos romanos dieron a los planetas los nombres de sus dioses: *Mercurio, Venus, Marte, Júpiter* y *Saturno*. En los siglos XVIII–XX se descubrieron tres planetas más: *Urano* (el 1781), *Neptuno* (en 1846) y *Plutón* (en 1930)

Los planetas se desplazan por las constelaciones zodiacales, la mayoría del tiempo, de occidente a oriente, pero una parte del espacio lo recorren también del este al oeste. El primer movimiento, es decir, el mismo que el del Sol y de la Luna, se llama *directo*, y el segundo movimiento, de este a oeste, se denomina movimiento *retrógrado*.

Los movimientos visibles de los planetas se estudiarán más detalladamente en el § 34

§ 9. *Coordenadas geográficas*

La inmensa mayoría de las observaciones astronómicas, hasta ahora se realiza desde la Tierra y depende de la posición del observador en la superficie de ésta Por ello recordaremos algunos conceptos y términos geográficos, de los que en lo sucesivo haremos uso. La Tierra tiene forma casi esférica. La línea recta imaginaria $P_N P_S$ de la cual gira la Tierra, pasa a través del centro de la masa de ésta y se llama *eje de rotación* (fig. 2).

El eje de rotación corta la superficie de la Tierra en dos puntos: en el *polo geográfico norte* P_N y en el *polo geográfico sur* P_S El polo geográfico norte es aquél desde cuyo lado la rotación de la Tierra transcurre en sentido contrario al de las agujas del reloj. El círculo máximo en la superficie de la Tierra ($q'G'O'q$), cuyo plano es perpendicular al eje de rotación, se denomina *ecuador terrestre*. Éste divide la superficie de la Tierra en dos hemisferios: *boreal* (con el polo norte P_N) y *austral* (con el polo sur P_S).

Los círculos menores, cuyos planos son paralelos al plano del ecuador terrestre, se denominan *paralelos geográficos*. El paralelo geográfico (bb) que está a una distancia de 23°26′ al norte del ecuador se llama *trópico del hemisferio boreal* o *trópico de Cáncer*; el paralelo (cc), que se encuentra a una distancia de 23°26′ hacia el sur del ecuador, se llama *trópico del hemisferio austral o trópico de Capricornio* Los paralelos geográficos que se encuentran a una distancia de 23°26′ de los polos de la Tierra se denominan *círculos polares*: *ártico* (aa) y *antártico* (dd)

La faja de superficie terrestre entre los trópicos (incluyendo el ecuador) se denomina zona *tórrida o zona tropical*. La faja entre el trópico de Cáncer y el círculo polar ártico se llama *zona templada boreal*, y la comprendida entre el trópico de Capricornio y el círculo polar antártico – *zona templada austral* Los casquetes de la superficie terrestre tras los círculos polares se denominan *zonas glaciares ártica y antártica*

El semicírculo máximo $P_N O O' P_S$, que pasa a través de los polos geográficos de la Tierra y del punto O de la superficie de ésta, se llama *meridiano geográfico* del punto O. El meridiano geográfico $P_N G G' P_S$, que pasa a través del observatorio de Greenwich en Inglaterra, se considera meridiano de *origen* o *primer* meridiano. El meridiano de origen y el meridiano que dista de éste 180° dividen la superficie de la Tierra en dos hemisferios: *oriental* y *occidental*.

La línea recta TO, por la que va dirigida la fuerza de la gravedad en un punto dado de la Tierra, se denomina de *aplomo* o *línea vertical*.

La posición del punto O en la superficie terrestre se determina

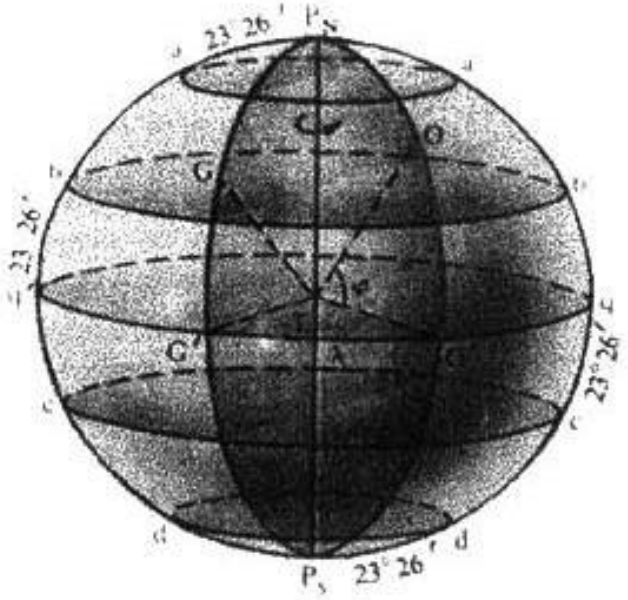


Fig. 2. Coordenadas geográficas.

unívocamente por dos coordenadas geográficas: la latitud geográfica φ y la longitud geográfica λ.

Se llama latitud geográfica φ del punto O al ángulo $O'TO$ entre el plano del ecuador terrestre y la línea de aplomo que pasa a través del punto O. Las latitudes geográficas se numeran desde el ecuador en los límites de 0° hasta + 90° (*latitud norte*), si los puntos yacen en el hemisferio boreal de la Tierra, y de 0° hasta − 90° (*latitud sur*) si los puntos yacen en el hemisferio austral.

Se denomina longitud geográfica λ del punto O al ángulo diedro $G'TO'$ entre los planos del meridiano de origen y del meridiano que pasa a través del punto O. La longitud geográfica en la Unión Soviética se numera hacia el este del primer meridiano, es decir, hacia el lado de rotación de la Tierra en los límites de 0° hasta 360° (en la medición gradual), o de 0^h hasta 24^h (en la medición horaria)[1]. Los geógrafos, como regla, numeran la longitud en

[1] En los países occidentales la cuenta de la longitud geográfica se efectúa en dirección contraria, lo que es muy incómodo para calcular la hora, que aumenta en la dirección oriental.

los límites de 0 hasta + 180° hacia el este (*longitud oriental*) y de 0 hasta — — 180° hacia el oeste (*longitud occidental*).

Al resolver muchos problemas astronómicos se puede considerar que la Tierra es una esfera homogénea con radio $R = 6370$ km. En este caso la dirección de la línea de aplomo en cualquier punto de la superficie terrestre pasa a través del centro de la Tierra y coincide con el radio de ésta, mientras que los meridianos geográficos y el ecuador serán circunferencias de un mismo radio, igual al de la Tierra. Entonces la latitud geográfica de cualquier punto en la Tierra puede ser medida por el arco del meridiano entre el ecuador y el punto dado, y la longitud geográfica puede ser medida por el arco del ecuador entre el meridiano de origen y el meridiano que pasa a través del punto dado.

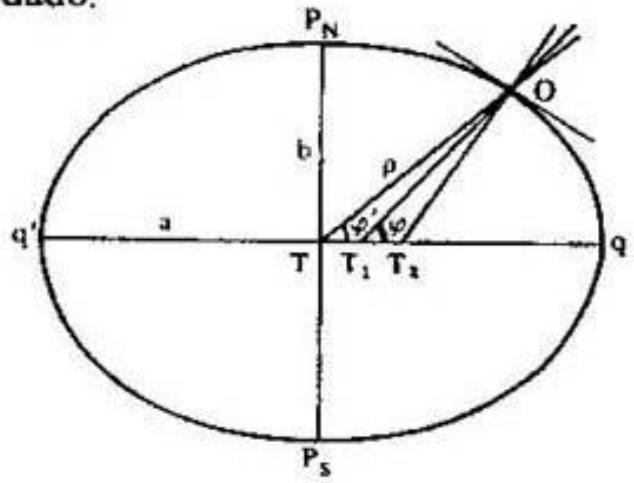


Fig. 3. Distintos aspectos de la latitud geográfica (para mayor claridad, el achatamiento de la Tierra está aumentado).

Al resolver problemas que exigen valores más exactos de las dimensiones y forma de la Tierra esta última se toma como un elipsoide de revolución (*esferoide*) con distribución uniforme de las masas. En este caso la línea de aplomo no pasará para todos los puntos de la superficie terrestre a través del centro del esferoide T (fig. 3), sino que intersecará el plano del ecuador terrestre en otro punto dado T_1, sin coincidir con el radio-vector ρ, es decir, con la recta TO, que une el centro del esferoide con el punto O.

Como resultado de la distribución irregular de las masas en la región del punto dado la línea de aplomo T_1O también puede no coincidir con la normal T_2O respecto a la superficie del esferoide, es decir, con la perpendicular al plano tangente en el punto dado O de la Tierra. Por esto, para cada punto de la superficie de la Tierra, es necesario distinguir tres tipos de latitud geográfica: astronómica, geocéntrica y geodésica.

Se llama latitud *astronómica* φ al ángulo OT_1q entre el plano del ecuador terrestre y la línea de aplomo en el punto dado.

Se denomina latitud *geocéntrica* φ' al ángulo OTq entre el plano del ecuador terrestre y el radio-vector del punto O dado.

Se llama latitud *geodésica* (no tiene designación) al ángulo OT_2q entre el plano del ecuador terrestre y la normal al esferoide en el punto dado.

Durante las observaciones astronómicas solamente se determina la latitud astronómica φ. En las mediciones geodésicas y gravimétricas se calcula la *desviación de la plomada* en el punto dado, es decir, la no coincidencia de la línea de aplomo con la normal, que hace posible obtener la latitud geodésica mediante la latitud astronómica φ. La desviación de la plomada, como regla, es menor de 3″ (excepto en los lugares anómalos), y en los problemas astronómicos se desestima esta desviación y no se hace diferencia entre las latitudes astronómicas y geodésicas. La latitud geocéntrica φ' se calcula por las fórmulas de la geometría analítica, que unen a esta primera con la latitud astronómica (mejor dicho, con la geodésica). La diferencia entre la latitud geocéntrica y la astronómica no excede de 12′; en los polos y en el ecuador de la Tierra esta diferencia es igual a cero.

§ 10. *La esfera celeste*

Durante el estudio de los movimientos aparentes de los cuerpos celestes es menester, con uno u otro grado de exactitud, determinar la posición de éstos en los momentos de las observaciones. Con eso no hay necesidad de conocer la distancia hasta ellos, ya que todos los cuerpos, como nos imaginamos, se encuentran en la superficie interna de cierta esfera de radio arbitrario. Por esto, las posiciones aparentes de los astros sólo se pueden determinar por las direcciones, y sus posiciones mutuas por los ángulos entre estas direcciones, o por los arcos correspondientes de los círculos máximos en la esfera, de cuyo centro parten todas las direcciones.

Se denomina esfera celeste a la esfera imaginaria de radio arbitrario, con centro en un punto cualquiera del espacio, en cuya superficie los astros se disponen tal como se ven en el cielo en cierto momento desde este punto dado del espacio.

De este modo, el observador imaginario que se encuentra en el centro de la esfera celeste, debe ver la posición de los astros en la superficie de ésta exactamente en la misma posición mutua en la que el observador real ve los astros reales en el cielo.

La rotación de la esfera celeste repite la rotación de la bóveda celeste.

La esfera celeste sirve para el estudio de las posiciones aparentes y movimientos de los cuerpos celestes. Para ello, en su superficie, se fijan las líneas y puntos principales respecto a los cuales se efectúan precisamente las mediciones correspondientes.

La recta ZOZ' (fig. 4), que pasa por el centro O de la esfera celeste y que coincide con la dirección del hilo de la plomada en el lugar de observación, se denomina línea vertical o *de aplomo*.

La línea vertical interseca la superficie de la esfera celeste en dos puntos: en el *cenit* Z, sobre la cabeza del observador, y en el punto diametralmente opuesto, en el *nadir* Z'.

El círculo máximo de la esfera celeste (*SWNE*), cuyo plano es perpendicular a la línea de aplomo, se llama *horizonte matemático o verdadero*. El horizonte matemático divide la superficie de la esfera celeste en dos mitades: en la *visible* para el observador, con el vértice en el cenit *Z*, y la *invisible*, con el vértice en el nadir *Z'*.

El horizonte matemático se debe distinguir del *horizonte visible* (de la línea a lo largo de la cual el "cielo se junta con la Tierra"). En tierra firme el horizonte visible es una línea irregular, cuyos puntos yacen ora por encima ora por debajo del horizonte real. En alta mar el horizonte visible es siempre un círculo menor, cuyo plano es paralelo al plano del horizonte matemático.

El círculo menor de la esfera celeste (*aMa*), que pasa a través del astro *M* y cuyo plano es paralelo al plano del horizonte matemático, se denomina *almicantarat* del astro.

El semicírculo máximo de la esfera celeste *ZMZ'*, que pasa a través del cenit, el astro *M* y el nadir, se llama *círculo de altitud, círculo vertical* o, simplemente, *vertical del astro*.

El diámetro *PP'* (fig. 5), a cuyo alrededor tiene lugar la rotación de la esfera celeste, se denomina *eje del mundo*. El eje del mundo se corta con la superficie de la esfera celeste en dos puntos: en el *polo celeste boreal P* y en el *polo celeste austral P'*. El polo boreal es aquél desde cuyo lado la rotación de la esfera celeste tiene lugar en la dirección de las agujas del reloj, si se mira a la esfera desde el exterior. El círculo máximo *QWQ'E* de la esfera celeste, cuyo plano es perpendicular al eje del mundo, se denomina *ecuador celeste*. El ecuador celeste divide la superficie de la esfera celeste en dos hemisferios: el *boreal*, con el polo celeste boreal *P*, y el *austral*, con el polo celeste austral *P'*.

El círculo menor de la esfera celeste (*bMb*), cuyo plano es paralelo al plano del ecuador celeste, se denomina *paralelo celeste o diurno* del astro *M*.

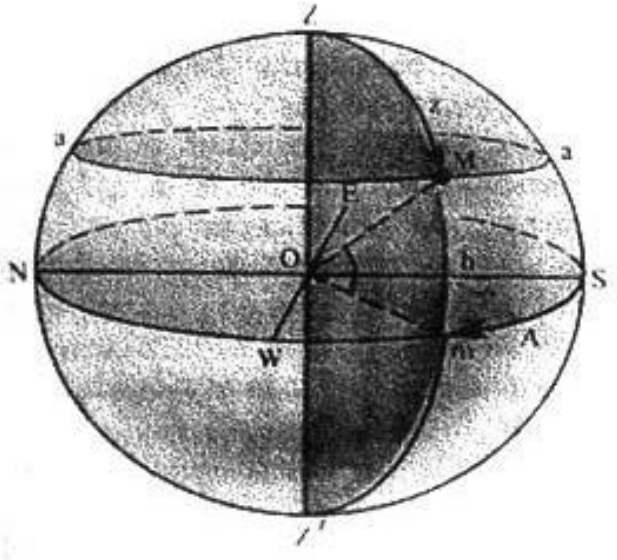


Fig. 4. La esfera celeste y el sistema horizontal de coordenadas.

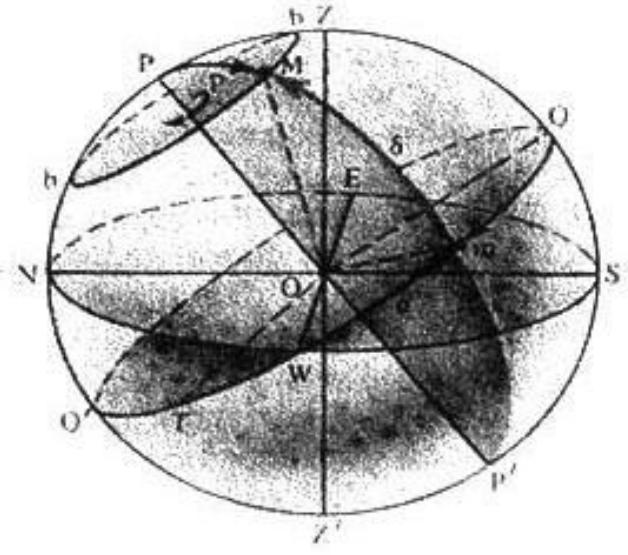


Fig. 5. La esfera celeste y los sistemas ecuatoriales de coordenadas.

Los movimientos aparentes de los astros tienen lugar por los paralelos diurnos.

El semicírculo máximo de la esfera celeste PMP', que pasa a través de los polos celestes y del astro M, se llama *círculo horario* o *círculo de declinación del astro*.

El ecuador celeste corta con el horizonte matemático en dos puntos: en *el punto del oriente* E y en *el punto del occidente* W. Los círculos de las alturas que pasan a través de los puntos del oriente y occidente se llaman verticales primarias: *oriental* y *occidental*.

El círculo máximo de la esfera celeste $PZQSP'Z'Q'N$, cuyo plano pasa a través de la línea vertical y del eje celeste, se denomina *meridiano celeste*.

El meridiano celeste divide la superficie de la esfera celeste en dos hemisferios: *el oriental*, con el punto del oriente E, y el *occidental*, con el punto del occidente W.

El plano del meridiano celeste y el plano del horizonte matemático se cortan por la línea recta NOS, que se denomina *línea meridiana*.

El meridiano celeste se interseca con el horizonte matemático en dos puntos: en el *punto del norte* N y en el *punto del sur* S. Se llama punto del norte aquél que está más cerca del polo celeste boreal. El punto del sur está más cerca del polo celeste austral.

El meridiano celeste corta el ecuador celeste también en dos puntos: *en el punto superior del ecuador* Q, más cercano al cenit, y *en el punto inferior del ecuador* Q', que está más cerca del nadir.

El arco del meridiano celeste $PZQSP'$ es la parte superior de éste, mientras que el arco $PNQ'Z'P'$ es su parte *inferior*.

§ 11. *Sistemas horizontal y ecuatoriales de coordenadas celestes*

La posición del astro en el cielo o, en general, la de cualquier punto en la esfera, se determina unívocamente respecto a los planos de referencia, líneas y puntos de la esfera celeste ligados a éstos y se expresa cuantitativamente con dos magnitudes (con los ángulos centrales o con los arcos de los círculos máximos), que se denominan *coordenadas celestes*.

Para la solución de los diversos problemas de astronomía se utilizan distintos sistemas de coordenadas celestes. Estos sistemas se diferencian entre sí por la elección del plano de referencia y del punto de origen.

Sistema horizontal. El plano de referencia en este sistema es el plano del horizonte matemático $NWSE$, y la cuenta se lleva desde el cenit y desde uno de los puntos del horizonte matemático (véase la fig. 4).

Una de las coordenadas o bien es *la distancia cenital* z, o bien *la altura* del astro sobre el horizonte h.

Se llama altura h del astro M al arco mM del círculo vertical desde el horizonte matemático hasta el astro, o al ángulo central mOM (en el plano del círculo vertical) entre el plano del horizonte matemático y la dirección hacia el astro M.

Las alturas se cuentan en los límites desde 0° hasta $+90°$ hacia el cenit (si el astro se encuentra en la parte visible de la esfera celeste) y desde 0° hasta $-90°$ hacia el nadir (si el astro se encuentra en la parte invisible de la esfera celeste).

Se denomina distancia cenital z del astro M al arco del círculo vertical ZM desde el cenit hasta el astro, o al ángulo central ZOM entre la línea de aplomo y la dirección hacia el astro M. Las distancias cenitales se miden en los límites desde 0° hasta 180° en la dirección del cenit al nadir. Los astros que se encuentran en la parte visible de la esfera celeste tienen $z \leqslant 90°$, mientras que en la parte invisible $z > 90°$.

Entre la distancia cenital y la altura de un mismo astro siempre se cumple la relación

$$z + h = 90°. \tag{1.1}$$

Los astros que se encuentran en una misma almicantarat tienen iguales alturas e iguales distancias cenitales.

La altura, o la distancia cenital, determina la posición del astro en el círculo vertical.

La posición del propio círculo vertical en la esfera celeste se determina por otra coordenada: el *acimut* A. Se llama acimut A del astro M, al arco Sm del horizonte matemático desde el punto del sur S hasta el círculo vertical, que pasa a través del astro, o al ángulo central SOm (en el plano del horizonte matemático) entre la línea meridiana y la línea de intersección del plano del horizonte matemático con el plano del círculo vertical, que pasa a través del astro.

Los acimutes se miden en la dirección de la rotación diaria de la esfera celeste, es decir, hacia el occidente del punto sur S, en los límites desde 0° hasta 360°. A veces los acimutes se miden desde 0° hasta $+180°$ hacia el occidente (acimutes occidentales) y desde 0° hasta $-180°$ (acimutes orientales).

En la geodesia los acimutes se miden desde el punto del norte N, o bien desde 0° hasta 360° hacia el lado del oriente, o bien desde 0° hasta $+180°$ (acimutes orientales) y desde 0° hasta $-180°$ (acimutes occidentales). Estos acimutes se denominan *geodésicos*, a diferencia de los acimutes *astronómicos*, que se miden desde el punto del sur. Los acimutes geodésico A' y astronómico A están ligados por una relación simple

$$A' = A \pm 180°. \tag{1.2}$$

El signo más se toma para $A < 180°$, o para los acimutes negativos (orientales); el signo menos se toma para $A > 180°$, o para los acimutes positivos (occidentales).

Los astros que se encuentran en un mismo círculo vertical tienen acimutes iguales.

Primer sistema ecuatorial de coordenadas. En este sistema el plano de referencia es el del ecuador celeste QQ', y el origen de la cuenta es el punto Q del ecuador celeste (véase la fig. 5)

Una de las coordenadas es la *declinación* δ del astro.

Se denomina declinación δ del astro M al arco mM del círculo horario $PMmP'$ desde el ecuador celeste hasta el astro, o al ángulo central mOM (en el plano del círculo horario) entre el plano del ecuador celeste y la dirección al astro.

Las declinaciones se miden en los límites de 0° hasta $+90°$ hacia el polo celeste boreal (el astro se encuentra en el hemisferio boreal de la esfera celeste) y de 0° hasta $-90°$ hacia el polo celeste austral (el astro se encuentra en el hemisferio austral de la esfera)

A veces, aunque muy raramente, la declinación δ se sustituye por la *distancia polar* p, es decir, por el arco PM del círculo horario desde el polo celeste boreal hasta el astro, o por el ángulo central POM entre el eje del mundo y la dirección al astro. Las distancias polares se cuentan en los límites de 0° hasta 180° desde el polo celeste boreal hacia el polo austral Los astros que se encuentran en el hemisferio boreal de la esfera celeste tienen $p < 90°$, y en el hemisferio austral $p > 90°$.

Entre la distancia polar y la declinación de un mismo astro siempre es justa la relación

$$p + \delta = 90° \tag{1.3}$$

Los astros que se encuentran en un mismo paralelo diurno tienen iguales declinaciones δ y las mismas distancias polares p.

La declinación, o la distancia polar, determina la posición del astro en el círculo horario. A su vez, la posición del propio círculo horario en la esfera celeste se determina por otra coordenada: por *el ángulo horario* t.

Se denomina ángulo horario t del astro M al arco del ecuador celeste Qm desde el punto superior Q del ecuador celeste hasta el círculo horario $PMmP'$, que pasa a través del astro, o al ángulo central QOm (en el plano del ecuador celeste), que mide el ángulo diedro entre los planos del meridiano celeste y el círculo horario del astro.

Los ángulos horarios se miden en el sentido de la rotación diurna de la esfera celeste, es decir, hacia el occidente del punto superior Q del ecuador celeste, en los límites de 0° hasta 360° (en la medida gradual) o de 0^h hasta 24^h (en la medida horaria). A veces los ángulos horarios se miden desde 0° hasta $+180°$ (de 0^h hasta $+12^h$) hacia el occidente (ángulos horarios occidentales), y desde 0° hasta $-180°$ (de 0^h hasta -12^h) hacia el oriente (ángulos horarios orientales).

Los astros que se encuentran en un mismo círculo de declinación tienen ángulos horarios iguales.

Segundo sistema ecuatorial de coordenadas. En este sistema el plano de referencia es también el plano del ecuador celeste, y una de las coordenadas es la declinación δ (con menos frecuencia, la distancia polar p).

La otra coordenada, que determina la posición del círculo horario del astro, es la *ascensión recta* α.

Se denomina ascensión recta α del astro M al arco del ecuador celeste ♈ m (véase la fig. 5) desde el punto del equinoccio de primavera ♈ (véase el

§ 15) hasta el círculo horario que pasa a través del astro, o al ángulo central ΥOm (en el plano del ecuador celeste) entre la dirección al punto del equinoccio de primavera y el plano del círculo horario del astro.

Las ascensiones rectas α se miden hacia el lado opuesto a la rotación diurna de la esfera celeste, en los límites de 0° hasta 360° (en la medida gradual) o de 0^h hasta 24^h (en la medida horaria).

Los astros que se encuentran en un mismo círculo horario tienen iguales ascensiones rectas.

Las coordenadas horizontales (z, h, A) y el ángulo horario t del astro varían constantemente como resultado de la rotación diurna de la esfera celeste (véase § 14), ya que se miden desde puntos inmóviles que no participan en esta rotación.

Las coordenadas ecuatoriales del astro (la ascensión recta α y la declinación δ) no varían debido a la rotación diurna de la esfera celeste, ya que se miden desde puntos del ecuador celeste que participan en la rotación diurna y, por consiguiente, la posición del astro respecto a estos puntos no cambia.

El sistema horizontal de coordenadas se utiliza para determinaciones directas de las posiciones aparentes de los astros con ayuda de instrumentos goniométricos.

El primer sistema ecuatorial (declinación y ángulo horario) se emplea principalmente durante la determinación del tiempo exacto, que es uno de los problemas fundamentales de la astronomía práctica.

El segundo sistema ecuatorial es el principal durante la solución de problemas de la astrometría fundamental. En este sistema se elaboran las listas de las posiciones estelares (catálogos estelares) y los mapas estelares.

§ 12. *Dependencia entre la altura del polo celeste y la latitud geográfica del lugar de observación*

La rotación de la bóveda celeste es un fenómeno aparente, y representa en sí el resultado de la rotación real de la Tierra alrededor de su eje en la dirección opuesta a la rotación diurna del cielo, es decir, de oeste a este. Por esto, cualquiera que sea el punto de la superficie de la Tierra en el que se encuentra el observador, éste siempre verá la rotación de la esfera celeste, que tiene lugar alrededor del eje celeste: línea recta que es paralela al eje de rotación de la Tierra.

La dirección de la línea de aplomo, por el contrario, varía al desplazarse el observador por la superficie terrestre, y forma distintos ángulos con el eje de rotación. La posición mutua de los círculos y puntos de la esfera celeste, ligados con el eje celeste y con la línea de aplomo, depende, por consiguiente, de la dirección de esta última, es decir, de la posición del observador en la superficie de la Tierra.

Esta dependencia se formula con el teorema siguiente. "*la altura h_P del polo celeste sobre el horizonte siempre es igual a la latitud astronómica φ del lugar de observación*".

La demostración del teorema se deduce directamente del dibujo (fig. 6), donde $\angle PON = h_P$ y $\angle OTq = \varphi$ son ángulos con lados perpendiculares entre sí. De este teorema se deduce que:

1) la declinación del cenit $\delta_z = \varphi$;

2) la distancia polar del punto del norte $p_N = \varphi$;

3) la distancia cenital del punto superior del ecuador $z_Q = \varphi$, es decir, son también iguales (fig. 7) a la latitud astronómica φ del punto de observación.

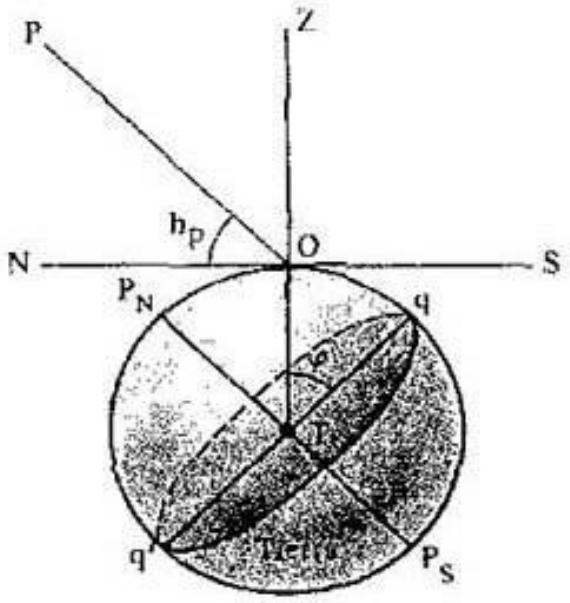


Fig. 6. Relación entre la altura del polo celeste y la latitud geográfica

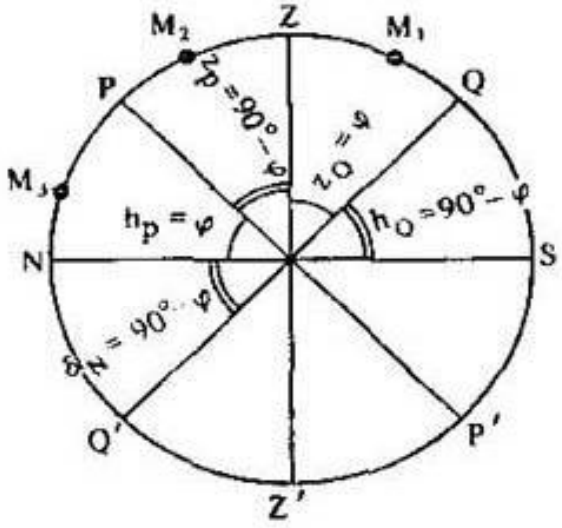


Fig. 7 Proyección de la esfera celeste sobre el plano del meridiano celeste

Sobre la base de la relación (1.1) la distancia cenital del polo celeste $z_p = 90° - h_p = 90° - \varphi$.

Por consiguiente, también son iguales a la magnitud $(90° - \varphi)$:

1) la distancia polar del cenit $p_z = 90° - \varphi$;

2) la declinación del punto del norte $\delta_N = 90° - \varphi$;

3) la altura del punto superior del ecuador $h_Q = 90° - \varphi$.

§ 13. *Fenómenos vinculados con la rotación diurna de la esfera celeste*

a) Salida y puesta de los astros. Como resultado de la rotación diurna de la esfera celeste todos los astros describen círculos cuyos planos son paralelos al plano del ecuador celeste, es decir, se mueven por los paralelos diurnos o celestes.

En dependencia de la latitud geográfica φ del lugar de observación y de las declinaciones δ de los astros, los paralelos diurnos de estos últimos, o bien cortan el horizonte matemático en dos puntos, se disponen sobre éste,

o se sitúan por debajo de él (fig. 8). El punto de intersección del astro con la parte oriental del horizonte verdadero se denomina *punto de salida del astro*, y el punto de intersección del astro con la parte occidental del horizonte verdadero se denomina *punto de puesta del astro*.

El astro sale y se pone en la latitud dada φ si el valor absoluto de su declinación

$$|\delta| < (90^\circ - |\varphi|). \tag{1.4}$$

Si el astro se encuentra en el ecuador celeste QQ', es decir, si su $\delta = 0$, este astro sale exactamente en el punto del este E y se pone exactamente en el punto del oeste W.

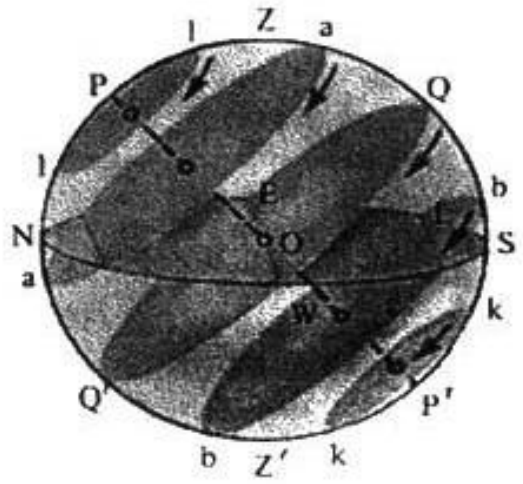


Fig. 8. Movimiento diario de los astros en las latitudes geográficas medias.

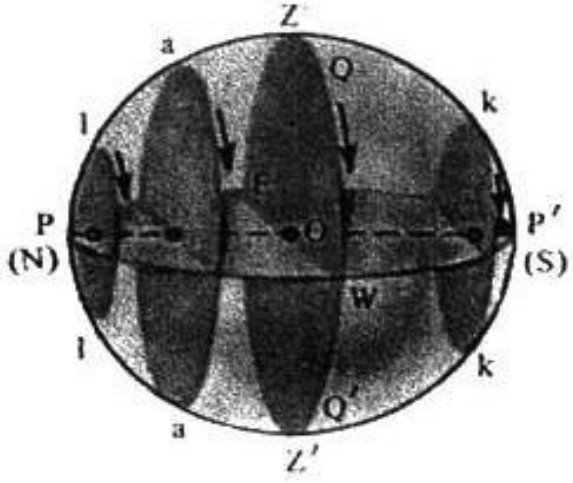


Fig. 9. Movimiento diario de los astros en el ecuador terrestre.

Si la declinación del astro $\delta > 0$ (paralelo celeste *aa*), entonces éste sale por el noreste y se pone por el noroeste.

Si la declinación del astro $\delta < 0$ (paralelo celeste *bb*), entonces éste sale por el sudeste y se pone en el sudoeste.

Y, por último, si el valor absoluto de la declinación del astro es

$$|\delta| \geqslant (90^\circ - |\varphi|), \tag{1.5}$$

entonces su paralelo diurno no cortará el horizonte matemático, y este astro o bien será *inocciduo* (el paralelo diurno *ll* se dispone íntegramente sobre el horizonte) o bien será *inortivo* (el paralelo diurno *kk* está completamente debajo del horizonte).

Si el observador se encuentra en el ecuador terrestre ($\varphi = 0^\circ$), según la condición (1.4), para él todos los astros son ortivos y occiduos. Efectivamente, en el ecuador terrestre (fig. 9) el polo celeste boreal P yace en el horizonte, en el punto del norte N, y el polo sur P' yace en el punto del sur S. El ecuador celeste QQ' es perpendicular al horizonte matemático y pasa a través del cenit Z. Por esto también todos los planos de los

paralelos diurnos de todos los astros son perpendiculares al plano del horizonte matemático. Por consiguiente, todos los astros salen y se ponen, se ven sobre el horizonte en el transcurso de 12 horas, y otras tantas horas no se ven.

Si el observador se encuentra en el polo norte geográfico de la Tierra ($\varphi = +90°$), conforme a la condición (1.5), todos los astros que tengan $\delta > 0$ serán inocciduos para dicho observador, mientras que para el mismo todos los astros con $\delta < 0$ serán inortivos. Efectivamente (fig. 10), en el polo norte geográfico de la Tierra el polo celeste boreal P coincide con el cenit Z, mientras que el ecuador celeste QQ' coincide con el horizonte matemático. Por esto, los planos de los paralelos diurnos de los astros son paralelos al plano del horizonte matemático, y los astros ni salen ni se ponen. Los astros

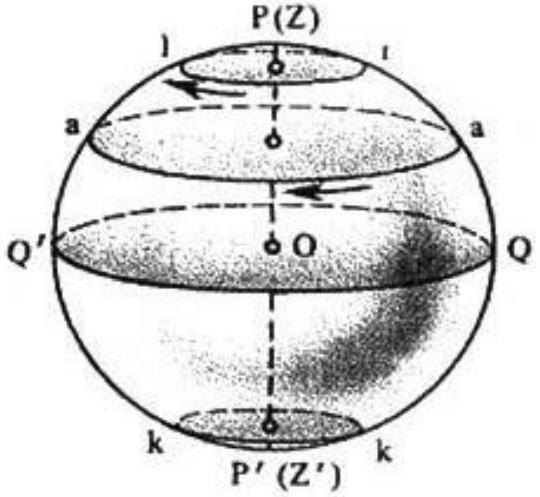


Fig. 10. Movimiento diario de los astros en el polo norte de la Tierra.

del hemisferio boreal de la esfera celeste ($\delta > 0$) siempre se ven sobre el horizonte, y los astros del hemisferio austral de la esfera celeste ($\delta < 0$) no se ven nunca.

No es dificil comprender que el observador que se encuentre en el polo sur de la Tierra, por el contrario, siempre verá los astros del hemisferio austral de la esfera celeste ($\delta < 0$) y jamás verá los astros del hemisferio horeal de dicha esfera ($\delta > 0$).

Si el observador se encuentra en la latitud φ, distinta de 0° y de 90°, una parte de los astros serán para él ortivos y occiduos, mientras que otra parte serán astros inortivos e inocciduos.

b) Culminación de los astros. El paralelo diurno de cada astro corta el meridiano celeste en dos puntos, que yacen en los extremos del diámetro del paralelo.

El fenómeno de intersección del meridiano celeste por el astro se llama *culminación del astro.*

La culminación se denomina *superior* si el astro corta la parte superior $PZQSP'$ del meridiano celeste, que contiene Z (fig. 7), y se denomina *inferior*

si el astro corta la parte inferior del meridiano celeste $PNQ'Z'P'$ que contiene Z'.

Se distinguen la culminación superior, al sur del cenit (en el arco $ZQSP'$), y superior al norte del cenit (en el arco PZ).

Para los astros que no se ponen en la latitud φ dada, ambas culminaciones, tanto la superior como la inferior, son accesibles a las observaciones; para los astros ortivos y occiduos solamente es accesible la culminación superior, ya que la culminación inferior transcurre por debajo del horizonte; para los astros inortivos ambas culminaciones son inaccesibles a las observaciones, pues transcurren por debajo del horizonte.

§ 14. *Variación de las coordenadas de los astros durante el movimiento diurno*

Cuando el astro sale o se pone su $z = 90°$, $h = 0°$, y los acimutes de los puntos de salida y puesta dependen de la declinación del astro y de la latitud del lugar de observación

En el momento de la culminación superior la distancia cenital del astro es mínima, su altura es máxima, y el acimut $A = 0$ (si el astro culmina al sur del cenit), o $A = 180°$ (si culmina al norte del cenit).

En el momento de la culminación inferior la distancia cenital del astro adquiere un valor máximo, su altura es mínima, y el acimut $A = 180°$, o $A = 0°$ (si la culminación inferior transcurre entre el nadir Z' y el polo celeste austral P').

Por consiguiente, desde la culminación inferior hasta la superior la distancia cenital del astro disminuye y su altura aumenta; desde la culminación superior hasta la inferior, por lo contrario, la distancia cenital aumenta y la altura disminuye. Con esto el acimut del astro varía también dentro de límites determinados.

De tal modo, las coordenadas horizontales del astro (z, h y A) varían continuamente como resultado de la rotación diurna de la esfera celeste, y si el astro está vinculado invariablemente con la esfera (es decir, su declinación δ y ascensión recta α permanecen constantes) las coordenadas horizontales adquieren sus valores anteriores cuando la esfera da una vuelta.

Puesto que los paralelos diurnos de los astros en todas las latitudes de la Tierra (excepto en los polos) están inclinados con relación al horizonte, las coordenadas horizontales varían irregularmente, incluso durante la rotación diurna uniforme de la esfera celeste. La altura del astro h y su distancia cenital z varían más lentamente cerca del meridiano, es decir, en el momento de las culminaciones superior o inferior. El acimut del astro A, por el contrario, varía en estos momentos con la mayor rapidez.

El ángulo horario t del astro (en el primer sistema ecuatorial de coordenadas), al igual que el acimut A, varía constantemente. En el momento de la culminación superior del astro su $t = 0$. En el momento de la culminación inferior el ángulo horario del astro $t = 180°$, ó 12^h.

Pero, a diferencia de los acimutes, los ángulos horarios de los astros (si

sus declinaciones δ y ascensiones rectas α permanecen constantes) varían regularmente, ya que se miden por el ecuador celeste, y durante la rotación uniforme de la esfera celeste las variaciones de los ángulos horarios son proporcionales a los intervalos de tiempo, es decir, el incremento de los ángulos horarios son iguales al ángulo de giro de la esfera celeste.

La regularidad de la variación de los ángulos horarios tiene muchísima importancia para la medición del tiempo.

La altura h del astro o la distancia cenital z, en los momentos de las culminaciones, dependen de la declinación δ del astro y de la latitud φ del lugar de observación.

Directamente del dibujo (véase la fig. 7) se deduce que:

1) si la declinación del astro M_1 $\delta < \varphi$, entonces éste culmina al sur del cenit a la distancia cenital

$$z = \varphi - \delta, \tag{1.6}$$

o a la altura

$$h = 90^\circ - \varphi + \delta; \tag{1.7}$$

2) si $\delta = \varphi$, el astro culmina en el cenit y entonces

$$z = 0 \tag{1.8}$$

y

$$h = +90^\circ, \tag{1.9}$$

3) si $\delta > \varphi$ entonces el astro M_2, en la culminación superior, se encuentra al norte del cenit a la distancia cenital

$$z = \delta - \varphi, \tag{1.10}$$

o a la altura

$$h = 90^\circ + \varphi - \delta; \tag{1.11}$$

4) y, por último, en el momento de la culminación inferior, la distancia cenital del astro M_3 será

$$z = 180^\circ - \varphi - \delta, \tag{1.12}$$

y la altura

$$h = \delta - (90^\circ - \varphi) = \varphi + \delta - 90^\circ. \tag{1.13}$$

Por las observaciones se sabe (véase el § 8) que en la latitud $|\varphi|$ dada cada estrella sale (o se pone) en un mismo punto del horizonte, y que su altura en el meridiano también siempre es igual. De aquí se puede deducir que las declinaciones de las estrellas no varían con el tiempo (al menos notablemente).

A su vez, los puntos de salida y puesta del Sol, de la Luna y de los planetas, así como su altura en el meridiano en los distintos días del año, son diferentes. Por consiguiente, las declinaciones de estos astros varían constantemente con el transcurso del tiempo.

§ 15. *Eclíptica. Sistema de coordenadas ecliptícas*

Mediante las mediciones de la distancia cenital, o de la altura del Sol a mediodía (es decir, en el momento de su culminación superior) en una misma latitud geográfica, se estableció que la declinación del Sol en el transcurso del año varía dentro de los límites desde $+23°26'$ hasta $-23°26'$, pasando dos veces al año por el cero[1]. De las observaciones sobre la variación del aspecto del cielo nocturno se deduce que la ascensión recta del Sol en el transcurso del año también varía gradualmente, desde $0°$ hasta

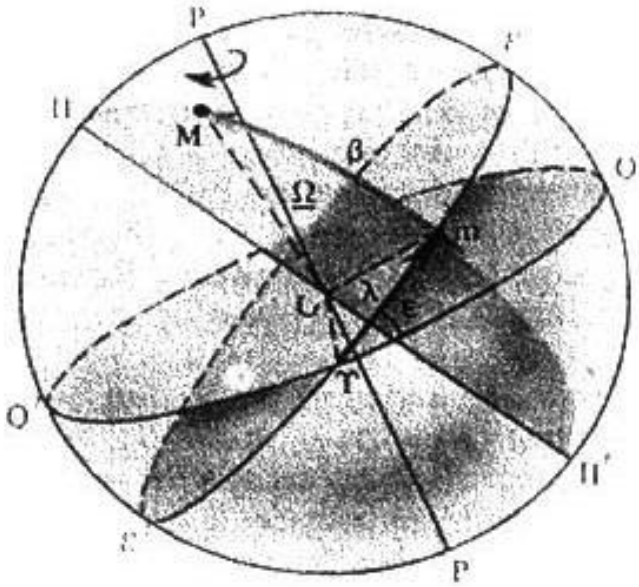


Fig. 11. Sistema ecliptico de coordenadas.

$360°$, o desde 0^h hasta 24^h. Efectivamente, a medianoche se encuentran en la culminación superior aquellas estrellas cuyas ascensiones rectas se diferencian de la ascensión recta del Sol en $180°$ ó 12^h. Las mismas observaciones demuestran que cada día culminan a medianoche las estrellas que tienen mayor y mayor ascensión recta y, por consiguiente, la ascensión recta del Sol aumenta también cada día.

Examinando la variación constante de ambas coordenadas del Sol no es difícil establecer que éste se desplaza entre las estrellas, de occidente a oriente, por el círculo máximo de la esfera celeste, denominado *ecliptica*. El plano de la ecliptica $\mathcal{E} \curlyvee \mathcal{E} =$ (fig. 11) está inclinado respecto al plano del ecuador celeste en un ángulo $\varepsilon = 23°26'$. El diámetro $\Pi\Pi'$, perpendicular al

[1] Hablando con mayor exactitud se debe tener en cuenta que la inclinación de la ecliptica respecto al ecuador es una magnitud variable: su valor disminuye lentamente y actualmente es de $23°26'29''$, 7 o, redondeando, $23°26'$. La dependencia del tiempo se determina por la fórmula $\varepsilon = 23°27'8'', 26 - 0'',47\ (t - 1900)$, donde t es el tiempo en años.

plano de la eclíptica, se denomina *eje de la eclíptica* y corta la superficie de la esfera celeste *en el polo norte de la eclíptica* Π (que yace en el hemisferio boreal) y *en el polo sur de la eclíptica* Π' (en el hemisferio austral).

La eclíptica corta al ecuador celeste en dos puntos: *en el punto del equinoccio de primavera* Υ y *en el punto del equinoccio de otoño* $\simeq$. En el punto del equinoccio de primavera Υ el Sol cruza el ecuador celeste, pasando del hemisferio austral de la esfera celeste al hemisferio boreal. En el punto del equinoccio de otoño $\simeq$ el Sol pasa del hemisferio boreal al austral.

Los puntos de la eclíptica que distan 90° de los puntos del equinoccio se denominan *punto del solsticio de verano o vernal* (en el hemisferio boreal) y *punto del solsticio de invierno o hiemal* (en el hemisferio austral).

El semicírculo máximo de la esfera celeste $\Pi M \Pi'$, que pasa a través de la eclíptica y del astro M, se denomina *círculo de latitud* del astro.

La eclíptica y el punto del equinoccio de primavera son la base del *sistema eclíptico* de coordenadas celestes. En este sistema una de las coordenadas es la *latitud eclíptica* β del astro M, denominación del arco mM del círculo de latitud (véase la fig. 11) desde la eclíptica hasta el astro, o el ángulo central mOM formado por el plano de la eclíptica y la dirección del astro M.

Las latitudes eclípticas se miden en los límites de 0° hasta $+90°$ hacia el polo norte de la eclíptica (Π) y de 0° hasta $-90°$ hacia su polo sur (Π').

Los astros que se encuentran en un mismo círculo menor, cuyo plano es paralelo al plano de la eclíptica, tienen iguales latitudes eclípticas.

La latitud eclíptica determina la posición del astro en el círculo de latitud. Pero la posición del propio círculo de latitud en la esfera celeste se determina por otra coordenada: *la longitud eclíptica* λ. Se denomina longitud eclíptica λ del astro M al arco Υm de la eclíptica desde el punto del equinoccio de primavera Υ hasta el círculo de latitud que pasa a través del astro, o al ángulo central ΥOm (en el plano de la eclíptica) entre la dirección hacia el punto del equinoccio de primavera y el plano del círculo de latitud que pasa a través del astro. Las longitudes eclípticas se miden hacia el lado del movimiento anual aparente del Sol por la eclíptica, es decir, de occidente a oriente, en los límites de 0° hasta 360°. Los astros que se encuentran en un mismo círculo de latitud tienen iguales longitudes eclípticas.

El sistema eclíptico de coordenadas, fundamentalmente, se utiliza en la astronomía teórica al determinar las órbitas de los cuerpos celestes.

§ 16. *Variación de las coordenadas ecuatoriales del Sol*

La variación de las coordenadas ecuatoriales del Sol durante su movimiento por la eclíptica transcurre de la manera siguiente. Cuando el Sol se encuentra en el punto del equinoccio de primavera Υ (véase § 15), su ascensión recta y declinación (puesta) son iguales a cero. Después, cada día, la ascensión recta y la declinación del Sol aumentan y, cuando el Sol llega al

punto del solsticio vernal, su ascensión recta será igual a 90° ó a 6^h, y su declinación alcanza un valor máximo de $+23°26'$. Luego, la declinación del Sol comienza a disminuir, mientras que la ascensión recta prosigue creciendo como antes. Cuando el Sol llegue al punto del equinoccio de otoño su ascensión recta $\alpha = 180°$ ó 12^h, siendo su declinación $\delta = 0°$. Luego, la ascensión recta del Sol, que sigue aumentando, se hace igual a 270° ó 18^h, en el punto del solsticio hiemal, mientras que la declinación alcanza un valor mínimo de $-23°26'$. Después de esto la declinación del Sol comienza a crecer y, cuando éste llega al punto del equinoccio de primavera, su declinación de nuevo se hace igual a cero, mientras que su ascensión recta, habiendo alcanzado los valores de 360° ó 24^h, se vuelve nula.

Estas variaciones de las coordenadas ecuatoriales del Sol en el curso del año transcurren irregularmente. La declinación varía más rápidamente al moverse el Sol en las inmediaciones de los puntos equinocciales y más lentamente cerca de los puntos solsticiales. La ascensión recta, por el contrario, varía más lentamente cerca de los puntos equinocciales y con mayor rapidez en las inmediaciones de los puntos solsticiales. Con esto, la velocidad de la variación de la ascensión recta del Sol cerca del punto del solsticio vernal es menor que cerca del punto del solsticio hiemal. El movimiento aparente del Sol por la ecliptica es el resultado del movimiento real de la Tierra: de su traslación alrededor del Sol.

El movimiento de la Tierra alrededor del Sol tiene lugar en la misma dirección que la rotación de la Tierra alrededor de su eje, y es irregular (véase § 40). Con eso, el eje de rotación de la Tierra siempre está inclinado respecto al plano de la órbita de la Tierra en un ángulo de 66°34'. Precisamente por esto a nosotros nos parece que el Sol se desplaza también irregularmente por la bóveda celeste entre las estrellas, de occidente a oriente, pero por una circunferencia (la eclíptica) cuyo plano está inclinado respecto al plano del ecuador celeste (y del terrestre) en un ángulo de $23°26' = 90° - 66°34'$.

El Sol, cuando se encuentra en el punto del equinoccio de primavera ($\delta = 0$), sale en todas las latitudes geográficas de la superficie terrestre en el punto del oriente E, y se pone en el punto del occidente W (véase el § 13). La mitad del recorrido diurno del Sol se encuentra sobre el horizonte, y la otra mitad, tras el horizonte. Por consiguiente, en toda la esfera terrestre, excepto en los polos, la duración del día en esta fecha es igual a la duración de la noche. Este día en el hemisferio Norte se denomina *día del equinoccio de primavera* (aproximadamente el 20 de marzo) y se considera como el comienzo de la primavera en el hemisferio boreal de la Tierra. (En el hemisferio austral este momento corresponde al comienzo del otoño).

La altura del Sol al mediodía en el día del equinoccio de primavera en una latitud boreal φ dada, de acuerdo con la fórmula (1.7), es

$$h_\odot = 90° - \varphi.$$

Cuando el Sol se encuentra en el punto del solsticio vernal ($\delta = +23°26'$) entonces sale en el nordeste en la latitud boreal φ dada, y se pone en el

noroeste. La mayor parte del recorrido diurno del Sol se encuentra sobre el horizonte. La duración del día en el hemisferio boreal de la Tierra es máxima, la duración de la noche es mínima, y en el hemisferio austral es al revés. Esta fecha se denomina *día del solsticio vernal* (aproximadamente el 21 de junio) y se considera ser el comienzo del verano en el hemisferio boreal de la Tierra (en el hemisferio austral este momento corresponde al comienzo del invierno).

En el día del solsticio vernal la altura del Sol al mediodía en una latitud boreal φ dada alcanza un valor máximo

$$h_{max} = 90° - \varphi + 23°26'.$$

Cuando el Sol se encuentra en el punto del equinoccio de otoño ($\delta = 0$) de nuevo sale en toda la Tierra en el punto del oriente y se pone en el punto del occidente, y nuevamente en todas las latitudes, excepto en los polos, la duración del día es igual a la de la noche. Este día se denomina día del equinoccio de otoño (aproximadamente el 23 de septiembre) y se considera como el comienzo del otoño en el hemisferio boreal de la Tierra (el comienzo de la primavera en el hemisferio austral).

La altura del Sol al mediodía en una latitud φ dada en el día del equinoccio de otoño de nuevo es igual a $90° - \varphi$.

Y, por último, cuando el Sol se encuentra en el punto del solsticio hiemal ($\delta = 23°26'$) sale en el sudeste y se pone en el sudoeste. La mayor parte de su recorrido diurno el Sol se encuentra tras el horizonte. En la latitud geográfica boreal φ dada la duración del día es mínima y la de la noche es máxima (en las latitudes australes al revés, la duración del día es máxima y la de la noche, mínima). Esta fecha se denomina *día del solsticio hiemal* (aproximadamente el 22 de diciembre) y se considera como el comienzo del invierno en el hemisferio boreal de la Tierra (el comienzo del verano en el hemisferio austral).

La altura del Sol en el día del solsticio hiemal en la latitud boreal φ dada alcanza un valor mínimo

$$h_{min} = 90° - \varphi - 23°26'.$$

En los días restantes del año la altura del Sol al mediodía está comprendida entre los valores $h_{máx}$ y h_{min}.

§ 17. *Movimiento diurno del Sol en las distintas latitudes*

a) Para un observador ubicado en el polo norte de la Tierra ($\varphi = +90°$) serán astros inocciduos aquellos para los que $\delta \geqslant 0$, e inortivos aquellos para los que $\delta < 0$ (véase § 13, fig. 10).

El Sol tiene declinación positiva desde el 21 de marzo hasta el 23 de septiembre, y declinación negativa desde el 23 de septiembre hasta el 21 de marzo. Por consiguiente, en el polo norte de la Tierra, el Sol es aproximadamente medio año un astro inocciduo y medio año es un astro inortivo. Aquí, aproximadamente el 21 de marzo, el Sol aparece sobre el

horizonte (sale) y, como resultado de la rotación diurna de la esfera celeste, describe curvas que se aproximan a la circunferencia y que son casi paralelas al horizonte, elevándose cada día más y más. En el día del solsticio vernal (aproximadamente el 22 de junio) el Sol alcanza su altura máxima $h_{máx} = +$ $+ 23°26'$. Después de esto el Sol comienza a aproximarse al horizonte, su altura disminuye gradualmente y, después del día del equinoccio de otoño (después del 23 de septiembre) se oculta tras el horizonte (se pone). El día, que duró medio año, se acaba y comienza la noche, que dura también medio año. El Sol, que prosigue describiendo curvas casi paralelas al horizonte, pero debajo de éste, desciende más y más. En el día del solsticio hiemal (aproximadamente el 22 de diciembre) el Sol descenderá tras el horizonte en una altura $h_{min} = -23°26'$ y después comenzará de nuevo a aproximarse al horizonte, su altura aumentará y antes del día del equinoccio de primavera el Sol de nuevo aparecerá sobre el horizonte. Para el observador en el polo sur de la Tierra ($\varphi = -90°$) el movimiento diurno del Sol transcurre de manera semejante. Solamente que aquí el Sol sale el 23 de septiembre y se pone el 21 de marzo, y por esto cuando en el polo norte de la Tierra es de noche en el polo sur es de día, y viceversa.

b) Para un observador que se encuentra en el círculo polar ártico ($\varphi =$ $= +66°34'$) serán inocciduos astros con $\delta \geqslant +23°26'$, e inortivos con $\delta <$ $< -23°26'$. Por consiguiente, en el círculo polar ártico el Sol no se pone en el día del solsticio vernal (a medianoche el centro del Sol contacta con el horizonte solamente en el punto N del norte) y no sale en el día del solsticio hiemal (a mediodía el centro del disco solar contactará solamente con el horizonte en el punto S del sur, descendiendo después debajo del horizonte). En los restantes días del año en esta latitud el Sol sale y se pone. Con esto, a mediodía, alcanza una altura máxima en el día del solsticio vernal ($h_{máx} =$ $= +46°52'$), siendo mínima su altura a mediodía en el día del solsticio hiemal ($h_{min} = 0°$). En el círculo polar antártico ($\varphi = -66°34'$) el Sol no se pone en el día del solsticio hiemal y no sale en el día del solsticio vernal.

Los círculos polares boreal y austral son los límites teóricos de aquellas latitudes geográficas donde son posibles los *días y las noches polares* (días y noches que duran más de 24 horas).

En los lugares que yacen dentro de los círculos polares, el Sol es un astro inocciduo o inortivo tanto más tiempo cuanto más cerca esté el lugar de los polos geográficos. A medida que nos acercamos a los polos aumenta la duración de los días y de las noches.

c) Para un observador que se halla en el trópico de Cáncer ($\varphi = +$ $+ 23°26'$) el Sol siempre es un astro ortivo y occiduo. Este, en el día del solsticio vernal, alcanza a mediodía una altura máxima $h_{máx} = +90°$, es decir, pasa por el cenit. En los días restantes del año el Sol culmina a mediodía al sur del cenit. En el día del solsticio hiemal su altura mínima al mediodía $h_{min} = +43°08'$.

En el trópico de Capricornio ($\varphi = -23°26'$) el Sol también sale y se pone siempre. Pero su altura máxima sobre el horizonte a mediodía ($+90°$) la alcanza en el día del solsticio hiemal, y su altura mínima ($+43°08'$) en el día

del solsticio vernal. En los restantes días del año el Sol culmina aquí a mediodía hacia el norte del cenit.

En los lugares que se encuentran entre los trópicos y los círculos polares el Sol sale y se pone cada día del año. Aquí la duración del día es medio año mayor que la duración de la noche, y la noche dura medio año más que el día. La altura del Sol a mediodía aquí siempre es menor de 90° (excepto en los trópicos) y es mayor de 0° (excepto en los círculos polares).

En los lugares que yacen entre los trópicos, el Sol se encuentra en el cenit dos veces al año, en aquellos días en que su declinación es igual a la latitud geográfica del lugar.

d) Para un observador en el ecuador de la Tierra ($\varphi = 0$) todos los astros, incluyendo el Sol, son ortivos y occiduos. Con esto, dichos astros se encuentran 12 horas sobre el horizonte y 12 horas debajo de éste. Por consiguiente, en el ecuador la duración del día siempre es igual a la duración de la noche. Dos veces al año el Sol se encuentra a mediodía en el cenit (el 21 de marzo y el 23 de septiembre).

Desde el 21 de marzo hasta el 23 de septiembre el Sol en el ecuador culmina a mediodía hacia el norte del cenit, y desde el 23 de septiembre hasta el 21 de marzo culmina hacia el sur del cenit. La altura mínima del Sol al mediodía aquí será igual a $h_{min} = 90° - 23°26' = 66°34'$ (el 22 de junio y el 22 de diciembre).

En virtud de lo dicho se pueden formular los siguientes indicios astronómicos de las zonas térmicas de la Tierra:

1. En las zonas glaciales (desde $\varphi = \pm 66°34'$ hasta $\varphi = \pm 90°$) el Sol puede ser un astro inocciduo o inortivo. El día y la noche polares pueden durar desde 24 horas hasta medio año.

2. En las zonas templadas (desde $\varphi = \pm 23°26'$ hasta $\varphi = \pm 66°34'$) el Sol sale y se pone cada día, pero nunca alcanza el cenit. Aquí no hay días ni noches polares. La duración del día y de la noche es menor de 24 horas. En el verano el día es más largo que la noche, y en el invierno al revés.

3. En la zona tórrida (desde $\varphi = +23°26'$ hasta $\varphi = -23°26'$) el Sol también es siempre un astro ortivo y occiduo, y dos veces al año (en los trópicos una vez) se encuentra en el cenit a mediodía (en distintos lugares en los diferentes días del año, y en el ecuador en los días de los equinoccios de primavera y de otoño). [Véase también § 33.]

§ 18. *Principios de la medición del tiempo*

La medición del tiempo se basa en las observaciones de la rotación diurna de la bóveda celeste y del movimiento anual del Sol, es decir, en la rotación de la Tierra sobre su eje y en la traslación de ésta alrededor del Sol.

La rotación de la Tierra sobre su eje transcurre casi uniformemente, con un período igual al de rotación de la bóveda celeste, que puede ser determinado por las observaciones con bastante exactitud. Por esto, según el ángulo de giro de la Tierra respecto a cierta posición inicial se puede juzgar sobre el tiempo transcurrido. Como posición inicial de la Tierra se toma el

momento del paso del plano del meridiano terrestre del lugar de observación a través de un punto elegido del cielo o, lo que es lo mismo, el momento de la culminación superior (o inferior) de este punto en el meridiano dado.

La duración de la unidad fundamental de tiempo, denominada *día*, depende del punto elegido en el cielo. En la astronomía los puntos que se toman son: a) el punto del equinoccio de primavera; b) el centro del disco visible del Sol (*Sol verdadero*); c) el "*sol medio*", que es un punto ficticio, cuya posición en el cielo puede ser calculada teóricamente para cualquier lapso de tiempo.

Las tres distintas unidades de tiempo determinadas por estos puntos se denominan, respectivamente, *días sidéreo, solar verdadero* y *solar medio*, y el tiempo que se mide con estas unidades se denomina *tiempos sidéreo, solar verdadero* y *solar medio*.

Aquí es absolutamente necesario señalar que estas diferentes denominaciones de los tiempos, así como todas las demás que conoceremos más adelante, pertenecen a un mismo tiempo real que objetivamente existe. En otras palabras: no existen tiempos diferentes de ninguna clase, sólo hay distintas unidades de medida del tiempo y diferentes sistemas de su cálculo.

Los días y sus fracciones (horas, minutos y segundos) se emplean durante la medición de espacios cortos de tiempo. Para la medición de grandes intervalos de tiempo se usa otra unidad, basada en el movimiento de la Tierra alrededor del Sol: *el año trópico*. Se denomina año trópico al intervalo de tiempo entre dos pasos sucesivos del centro del Sol verdadero a través de punto del equinoccio de primavera.

Después de muchos años de observaciones se estableció que el año trópico contiene 365,2422 días solares medios. Debido al movimiento lento del punto del equinoccio de primavera al encuentro del Sol, provocado por la precesión (véanse los §§ 72–73), el Sol se encuentra respecto a las estrellas en el mismo punto del cielo en un intervalo de tiempo mayor que el año trópico en 20 minutos 24 segundos. Este intervalo se denomina año sidéreo y contiene 365,2564 días solares medios.

§ 19. *Días sidéreos. Tiempo sidéreo*

Se denominan *días sidéreos* al intervalo de tiempo entre dos culminaciones sucesivas homónimas del punto del equinoccio de primavera en un mismo meridiano geográfico.

Se toma como comienzo del día sidéreo en el meridiano dado el momento de la culminación superior del punto del equinoccio de primavera.

El tiempo transcurrido desde la culminación superior del punto del equinoccio de primavera hasta cualquier otra posición de este punto, expresado en fracciones del día sidéreo (en horas, minutos y segundos sidéreos), se denomina *tiempo sidéreo s*.

El ángulo en el que girará la Tierra desde el momento de la culminación superior del punto del equinoccio de primavera hasta cualquier otro momento, es igual al ángulo horario del punto del equinoccio de primavera

en este momento. Por consiguiente, el tiempo sidéreo s en el meridiano dado, en cualquier momento, numéricamente es igual al ángulo horario del punto del equinoccio de primavera $t\,\Upsilon$, expresado en medida horaria, es decir,

$$s = t\,\Upsilon. \tag{1.14}$$

El punto del equinoccio de primavera no está marcado con nada en el cielo. Por eso, no es posible medir directamente su ángulo horario o advertir el momento de su paso por el meridiano. Así pues, prácticamente, para establecer el comienzo de los días sidéreos o del tiempo sidéreo en cualquier momento es necesario medir el ángulo horario t de cualquier astro M, cuya ascensión directa α se conoce (fig. 12). Entonces, puesto que $t = Qm$, $\alpha = \Upsilon m$, y el ángulo horario del punto del equinoccio de primavera $t\Upsilon = Q\Upsilon$ y, ya que según su definición este ángulo es igual al tiempo sidéreo s,

$$s = t\,\Upsilon = \alpha + t, \tag{1.15}$$

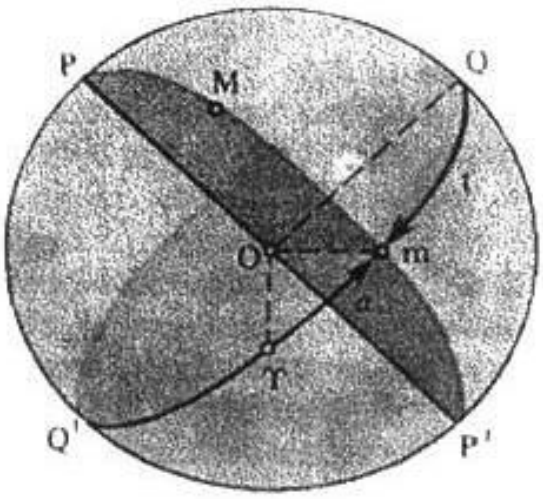


Fig. 12. Relación del tiempo sidéreo con el α y t del astro.

es decir, el tiempo sidéreo en cualquier momento es igual a la ascensión recta de cualquier astro más el ángulo horario de éste.

En el momento de la culminación superior del astro su ángulo horario $t = 0$, y entonces

$$s = \alpha. \tag{1.16}$$

En el momento de la culminación inferior del astro su ángulo horario $t = 12^h$, y el tiempo sidéreo

$$s = \alpha + 12^h. \tag{1.17}$$

La medición del tiempo en días sidéreos y en sus fracciones es muy simple y, por lo tanto, es muy ventajosa para resolver muchos problemas astronómicos. Pero en la vida cotidiana es extremadamente incómodo hacer empleo del tiempo sidéreo. El orden cotidiano de la vida humana está ligado a la posición aparente del Sol sobre el horizonte, con su salida, culminación

y puesta, y no a la posición del punto ficticio del equinoccio de primavera. Y puesto que la disposición mutua del Sol y del punto del equinoccio de primavera durante el año varía continuamente, entonces, por ejemplo, la culminación superior del Sol (mediodía) en los distintos días del año transcurre en momentos diferentes de los días sidéreos. Efectivamente, el Sol solamente una vez al año, cuando pasa a través del punto del equinoccio de primavera, es decir, cuando su ascensión recta $\alpha = 0^h$, él culminará conjuntamente con el punto del equinoccio de primavera a mediodía, a los 0^h del tiempo sidéreo. Transcurrido un día sidéreo el punto del equinoccio de primavera de nuevo se encontrará en la culminación superior, mientras que el Sol llegará al meridiano transcurridos aproximadamente 4 minutos, ya que en un día sidéreo el Sol se desplazará hacia el oriente respecto al punto del equinoccio de primavera casi en 1°, y su ascensión recta ya será igual $\alpha \approx 0^h 4^m$. Después de transcurrir otro día sidéreo, la ascensión recta del Sol de nuevo aumentará en 4^m, es decir, el mediodía comenzará ya aproximadamente a las $0^h 8^m$ del tiempo sidéreo, y así sucesivamente. De este modo, el tiempo sidéreo, y así sucesivamente. De este modo, el tiempo sidéreo de la culminación del Sol aumenta ininterrumpidamente, y el mediodía comienza en distintos momentos de los días sidéreos. La incomodidad es muy evidente.

§ 20. *Días solares verdaderos. Tiempo solar verdadero*

El intervalo de tiempo entre dos culminaciones sucesivas homónimas del Sol (más exactamente, del centro del disco solar) en un mismo meridiano geográfico se denomina *día solar verdadero*. Como comienzo del día solar verdadero en el meridiano dado se toma el momento de la culminación inferior del Sol (*la medianoche verdadera*).

El tiempo transcurrido desde la culminación inferior del Sol hasta cualquier otra posición de éste, expresado en fracciones de días solares verdaderos (en horas, minutos y segundos solares verdaderos) se denomina *tiempo solar verdadero* $T_\odot$.

El tiempo solar verdadero $T_\odot$ en el meridiano dado en cualquier momento es igual numéricamente al ángulo horario $t_\odot$ del Sol, expresado en medida horaria, más 12^h, es decir,

$$T_\odot = t_\odot + 12^h. \tag{1.18}$$

El ángulo horario del Sol, cuando éste se encuentra sobre el horizonte y no está cubierto por nubes, siempre se puede medir directamente. En el momento de la culminación superior del sol (al mediodía verdadero) $t_\odot = 0^h$ y, por consiguiente, el tiempo solar verdadero a mediodía siempre es igual a 12 horas.

La medición del tiempo con los días solares verdaderos es fácil, pero utilizar el tiempo solar verdadero en la vida cotidiana es tan incómodo como usar el tiempo sidéreo. La incomodidad surge porque la duración de los días solares verdaderos es una magnitud variable. La magnitud del retardo de la

culminación superior (e inferior) del Sol respecto al tiempo sidéreo (véase el § 19) es distinta en los diferentes días del año. Por consiguiente, también es variable la duración de los días solares verdaderos. Esta sería invariable si fuese también constante el incremento diurno de la ascensión recta del Sol. Pero esto no es así (véase § 16) por dos causas:

1) el Sol no se mueve por el ecuador celeste, sino por la eclíptica, inclinada respecto al ecuador celeste en un ángulo considerable $\varepsilon = 23°26'$;

2) el movimiento del Sol por la eclíptica es irregular. Como resultado de la primera causa la duración de los días solares verdaderos sería distinta incluso en caso de que el Sol se desplazase uniformemente por la eclíptica, es decir, si el incremento diurno de su longitud $\Delta\lambda$ fuera siempre igual. Efectivamente, en las proximidades de los puntos de los equinoccios los arcos iguales $AB = BC = \Delta\lambda$ de la eclíptica $\mathcal{E}\mathcal{E}'$ (fig. 13, *a*), proyectados sobre el ecuador celeste QQ', dan un incremento $\Delta\alpha$ de la ascensión recta del

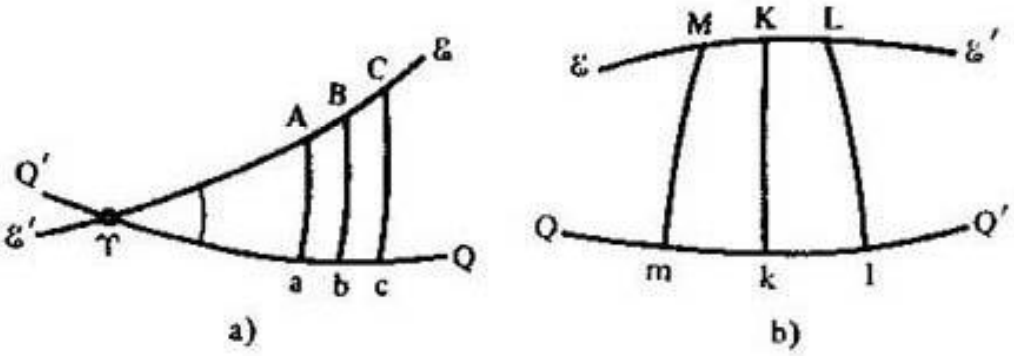


Fig. 13. Respecto a la irregularidad de los días solares verdaderos.

Sol (*ab*, *bc*) menor que los segmentos correspondientes de la eclíptica, es decir, $\Delta\alpha < \Delta\lambda$. Cerca de los puntos de los solsticios, por el contrario, los incrementos $\Delta\alpha$ de la ascensión recta del Sol (*mk*, *kl* en la fig. 13, *b*) son mayores que los segmentos de la eclíptica $MK = KL = \Delta\lambda$, como consecuencia de la divergencia de los círculos horarios a medida que se alejan de los polos. De tal modo, $\Delta\alpha > \Delta\lambda$.

Como resultado de la acción de ambas causas los días solares verdaderos, como por ejemplo, el 22 de diciembre, es en 50–51 segundos más largo que el 23 de septiembre. La inconstancia de la duración de los días solares verdaderos no permite utilizarlos para contar el tiempo en la práctica.

§ 21. *Días solares medios. Tiempo solar medio*

Para obtener días de duración constante, y que a su vez estén relacionados con el movimiento del Sol, en la astronomía se han introducido las nociones de dos puntos ficticios: *el sol eclíptico medio* y el *sol ecuatorial medio*. El sol eclíptico medio se mueve uniformemente por la eclíptica a la velocidad media del Sol y coincide con éste aproximadamente el 3 de enero y el 4 de julio

El sol ecuatorial medio se mueve uniformemente por el ecuador celeste a la velocidad constante del sol eclíptico medio y, simultáneamente con éste, pasa por el punto del equinoccio de primavera.

Por consiguiente, en cada instante la ascensión recta del sol ecuatorial medio es igual a la longitud del sol ecliptico medio. Las ascensiones rectas de ambos son iguales sólo cuatro veces al año, precisamente en los momentos en que ellos pasan los puntos de los equinoccios y cuando el sol eclíptico medio pasa por los puntos de los solsticios.

Con la introducción del sol ecuatorial medio, en el que los incrementos diurnos $\Delta\alpha$ de la ascensión recta son iguales, se elimina la inconstancia de la duración de los días solares y la irregularidad del tiempo solar verdadero.

El espacio de tiempo entre dos culminaciones sucesivas homónimas del sol ecuatorial medio en un mismo meridiano geográfico se denomina *día solar medio*, o simplemente *día medio*. De la definición del sol ecuatorial medio se deduce que la duración de los días solares medios es igual al valor medio de la duración de los días solares verdaderos en un año.

Como comienzo de los días solares medios en un meridiano dado se toma el momento de la culminación inferior del sol ecuatorial medio (*medianoche media*). El tiempo transcurrido desde la culminación inferior del sol ecuatorial medio hasta cualquier otra posición de éste, expresada en fracciones de día solar medio (horas, minutos, segundos medios), se denomina *tiempo solar medio* o, simplemente, *tiempo medio* T_m.

El tiempo medio T_m en cualquier momento en un meridiano dado es igual, numéricamente, al ángulo horario t_m del sol ecuatorial medio, expresado en medida horaria, más 12^h, es decir,

$$T_m = t_m + 12^h. \tag{1.19}$$

El sol ecuatorial medio no está señalado en el cielo con nada, por lo que no se puede medir su ángulo horario, y el tiempo solar medio se obtiene mediante cálculos habiendo determinado por observaciones el tiempo solar verdadero o el tiempo sidéreo.

Hasta el año 1925, durante las observaciones astronómicas, se admitía como comienzo de los días medios el momento de la culminación superior del sol medio. Por eso se distinguía el tiempo medio "astronómico" y el "civil". Desde 1925 los astrónomos comenzaron a contar el tiempo medio también desde medianoche, y ahora no hay ninguna necesidad de emplear los términos "tiempo astronómico" y "tiempo civil".

§ 22. *Ecuación de tiempo*

La diferencia entre el tiempo medio y el tiempo solar verdadero en un mismo momento se denomina *ecuación de tiempo* η. Basándose en (1.18), (1.19) y (1.15) la ecuación de tiempo

$$\eta = T_m - T_\odot = t_m - t_\odot = \alpha_\odot - \alpha_m. \tag{1.20}$$

De la última relación se deduce:

$$T_m = T_\odot + \eta, \tag{1.21}$$

es decir, el tiempo solar medio en cualquier momento es igual al tiempo solar verdadero más la ecuación de tiempo.

De este modo, midiendo directamente el ángulo horario $t_\odot$ del Sol, mediante (1.18) se determina el tiempo solar verdadero y, conociendo la ecuación de tiempo η en este momento, se halla por (1.21) el tiempo solar medio: $T_m = t_\odot - 12^h + \eta$.

Puesto que el sol ecuatorial medio pasa por el meridiano antes o después que el Sol verdadero, la diferencia de sus ángulos horarios (ecuación de tiempo) puede ser una magnitud tanto positiva como negativa.

La ecuación de tiempo y su variación en el transcurso del año se muestra en la fig. 14 con una línea curva continua. Esta curva es la suma de dos sinusoides: con períodos anual y semestral. La sinusoide con período anual (línea curva de trazos) da la diferencia entre el tiempo verdadero y el tiempo medio, determinada por el movimiento irregular del Sol por la eclíptica. Esta parte de la ecuación de tiempo se denomina *ecuación del centro* o *ecuación de excentricidad*. La sinusoide con período semestral (línea curva de trazos y puntos) representa en sí la diferencia de los tiempos, provocada por la inclinación de la eclíptica respecto al ecuador celeste, y se denomina *ecuación de inclinación de la eclíptica*.

La ecuación de tiempo se reduce a cero aproximadamente el 15 de abril, 1 de septiembre y 24 de diciembre, y cuatro veces al año adquiere valores extremos; entre éstos los más considerables son aproximadamente el 11 de febrero ($\eta = +14^m$) y el 2 de noviembre ($\eta = -16^m$).

La ecuación de tiempo se puede calcular para cualquier momento. Generalmente ésta se publica en los calendarios y anuarios astronómicos para cada medianoche media en el meridiano de Greenwich. Pero se debe tener en cuenta que en algunos de estos calendarios y anuarios la ecuación

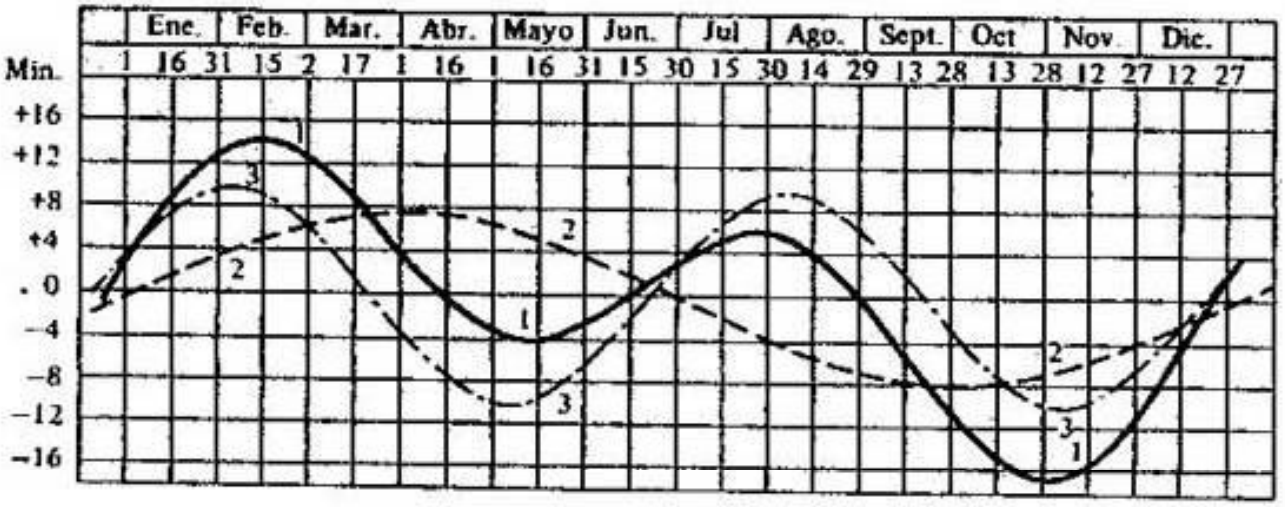


Fig. 14. Gráfico de la ecuación del tiempo: *1*, ecuación del tiempo; *2*, ecuación del centro; *3*, ecuación de la inclinación de la eclíptica.

de tiempo se da en el sentido de "tiempo verdadero menos tiempo medio" ($\eta = T_{\odot} - T_m$) y, por esto, tiene signo contrario. El sentido de la ecuación de tiempo siempre se aclara en las explicaciones de los calendarios (anuarios)

§ 23. *Relación entre el tiempo solar medio y el tiempo sidéreo*

Partiendo del hecho de que el año trópico tiene 365,2422 días solares medios no es difícil demostrar que el año trópico tiene días sidéreos en una unidad más, es decir, 366,2422.

Efectivamente, supongamos que en el momento del equinoccio de primavera de cierto año el sol ecuatorial medio y el punto del equinoccio de primavera se encuentran en la culminación superior. Después de transcurrido un día sidéreo el punto del equinoccio de primavera llegará de nuevo al meridiano celeste, y el sol ecuatorial medio no alcanzará éste, pues en un día sidéreo se desplazará por el ecuador celeste hacia el este en un arco de, aproximadamente 1°. El sol ecuatorial medio pasará por el meridiano celeste después del giro de la esfera celeste en este ángulo, para lo que se requiere cerca de 4^m de tiempo o, con mayor precisión, $3^m\ 56^s$.

Alejándose hacia el este cada día sidéreo en un arco de $3^m\ 56^s$ (ó ~ 1°) el sol ecuatorial medio, en el transcurso del año trópico, dará una vuelta alrededor del ecuador celeste (que es lo mismo que una vuelta aparente del Sol por la ecliptica) y, en el momento del próximo equinoccio de primavera, llegará de nuevo al punto del equinoccio de primavera. Pero en este momento el ángulo horario del sol medio y del punto del equinoccio de primavera no serán iguales a cero, pues el año trópico no contiene un número entero ni de días sidéreos ni de días medios.

No es difícil ver que, cualquiera que sea la duración del año trópico, el número de revoluciones diarias del Sol en este espacio de tiempo será inferior en una unidad al número de revoluciones diarias del punto del equinoccio de primavera.

En otras palabras,

$$365{,}2422 \text{ días solares medios} = 366{,}2422 \text{ días sidéreos},$$

de donde

$$1 \text{ día solar medio} = \frac{366{,}2422}{365{,}2422} \text{ día sidéreo}$$

y

$$1 \text{ día sidéreo} = \frac{365{,}2422}{366{,}2422} \text{ día solar medio}.$$

El coeficiente

$$K = \frac{366{,}2422}{365{,}2422} = 1{,}002738 \qquad (1.22)$$

sirve para convertir los intervalos de tiempo solar medio en intervalos de tiempo sidéreo, y el coeficiente

$$K' = \frac{365{,}2422}{366{,}2422} = 0{,}997270 \tag{1.23}$$

sirve para convertir los intervalos de tiempo sidéreo en intervalos de tiempo solar medio. De este modo, si el intervalo de tiempo en unidades solares medias es ΔT_m, y en unidades sidéreas es Δs, entonces

$$\left.\begin{aligned} \Delta s &= K \cdot \Delta T_m, \\ \Delta T_m &= K' \cdot \Delta s. \end{aligned}\right\} \tag{1.24}$$

De aquí, en particular, se deduce que

24^h	de tiempo solar medio	$= 24^h03^m56^s,555$	de tiempo sidereo
1^h	»	$= 1\ 00\ 09,856$	»
1^m	»	$= 0\ 1\ 00,164$	»
1^s	»	$= 0\ 1,003$	»
24^h	de tiempo sidéreo	$= 23^h56^m04^s,091$	de tiempo solar medio
1^h	»	$= 59\ 50,170$	»
1^m	»	$= 59,836$	»
1^s	»	$= 0,997$	»

Para facilitar los cálculos, en virtud de las relaciones (1.24), se elaboran tablas detalladas por las que cualquier intervalo de tiempo, expresado en unas unidades, se puede indicar fácilmente en otras unidades.

Para los cálculos aproximados se admite que los días sidéreos son más cortos que los días medios (o, viceversa, los días medios son más largos que los días sidéreos) aproximadamente en 4^m, y que una hora sidérea es más corta que la hora media (o la media más larga que la sidérea) en 10^s. Por ejemplo, 5^h de tiempo medio $\approx 5^h00^m50^s$ de tiempo sidéreo, y 19^h de tiempo sidéreo $\approx 18^h56^m50^s$ de tiempo medio.

Sea el tiempo sidéreo en cierto momento en un meridiano dado igual a s, mientras que en este mismo meridiano sidéreo en la medianoche media precedente más próxima fue S. Entonces, después de la medianoche transcurrieron $(s-S)$ horas, minutos y segundos de tiempo sidéreo. Este intervalo, si lo expresamos en unidades de tiempo solar medio, será igual a $(s-S)K'$ horas, minutos y segundos de tiempo medio. Y puesto que en la medianoche media el tiempo solar medio es igual a 0^h, por consiguiente, en el momento s según el tiempo sidéreo el tiempo solar medio será $T_m = (s-S)K'$.

Por el contrario, sea el tiempo medio en cierto momento en el meridiano dado igual a T_m. Esto significa que después de la medianoche media transcurrieron T_m horas, minutos y segundos de tiempo medio. Este espacio de tiempo es igual a T_mK horas, minutos y segundos sidéreos, que transcurrieron desde la medianoche media. Y, si en la medianoche media de

una fecha determinada en el meridiano dado el tiempo sidéreo era S, entonces en el momento T_m el tiempo sidéreo será $s = S + T_m K$.

De ese modo, en ambos casos hay que conocer el tiempo sidéreo S en la medianoche media en el meridiano dado.

En los anuarios astronómicos se da el tiempo sidéreo S_o para cada medianoche media en el meridiano de Greenwich. Conociendo S_o es fácil calcular S en cualquier otro meridiano, si se sabe su longitud λ respecto a la de Greenwich, expresada en horas y fracciones de hora.

Efectivamente, puesto que los días medios son más largos que los días sidéreos en $3^m56^s,555$, S_o, al igual que S, aumenta diariamente en $3^m56^s,555$. Por consiguiente, en el meridiano con longitud λ al este de Greenwich el tiempo sidéreo en la medianoche media será menor en la magnitud $\lambda \cdot \frac{3^m56^s,555}{24^h}$, pues la medianoche media en este meridiano comenzará antes que la medianoche de Greenwich en λ^h. De aquí resulta

$$S = S_o = \frac{\lambda^h}{24^h} \cdot 3^m56^s,55. \qquad (1.25)$$

(La longitud λ se cuenta positiva hacia el este de Greenwich.) Para cálculos aproximativos, con precisión de hasta 5 minutos, el tiempo sidéreo S en la medianoche media en cualquier meridiano se puede calcular por la tabla siguiente:

Fecha		S	Fecha		S	Fecha		S
Septiembre	22	0^h	Enero	21	8^h	Mayo	23	16^h
Octubre	22	2	Febrero	21	10	Junio	22	18
Noviembre	22	4	Marzo	23	12	Julio	23	20
Diciembre	22	6	Abril	22	14	Agosto	22	22

Con esto se debe tener en cuenta que cada día el tiempo sidéreo se adelanta respecto al tiempo medio aproximadamente en 4^m

§ 24. *Sistemas de cómputo del tiempo*

1. Tiempo local y longitud. El tiempo, medido en un meridiano geográfico dado, se denomina *tiempo u hora local* de este meridiano. Para todos los lugares en un mismo meridiano el ángulo horario del punto del equinoccio de primavera (o del Sol, o del sol medio) es igual en un mismo momento. Por esto, en todo el meridiano geográfico el tiempo local (sidéreo o solar) es igual en un mismo momento.

Si la diferencia de las longitudes geográficas de dos puntos es $\Delta\lambda$ entonces, en el punto más oriental, el ángulo horario de cualquier astro será mayor en $\Delta\lambda$ que el ángulo horario del mismo astro en un punto más

occidental. Por ello, la diferencia de dos tiempos locales cualesquiera en dos meridianos, en un mismo momento físico, siempre será igual a la diferencia de las longitudes de estos meridianos, expresada en medida horaria (en unidades de tiempo):

$$\left.\begin{aligned} s_1 - s_2 &= \lambda_1 - \lambda_2, \\ T_{O1} - T_{O2} &= \lambda_1 - \lambda_2, \\ T_{m1} - T_{m2} &= \lambda_1 - \lambda_2 \end{aligned}\right\} \qquad (1.26)$$

De las observaciones astronómicas se obtiene directamente el tiempo local de aquel meridiano en el que éstas se efectuaron.

2. Tiempo universal. El tiempo solar medio local del meridiano de Greenwich (meridiano de origen) se denomina *tiempo universal* T_0.

Haciendo en la fórmula (1.26) $T_{m2} = T_0$ y $\lambda_2 = 0$, $T_{m1} = T_m$ y $\lambda_1 = \lambda$, obtenemos:

$$T_m = T_0 + \lambda. \qquad (1.27)$$

es decir, *el tiempo local medio de cualquier punto en la Tierra siempre es igual al tiempo universal en este momento más la longitud del punto dado, expresada en medida horaria y tomada como positiva hacia el este de Greenwich.*

En los calendarios astronómicos los momentos de la mayoría de los fenómenos se indican por el tiempo universal T_0. Los momentos de estos fenómenos por el tiempo local T_m se determinan fácilmente por la fórmula (1.27).

3. Tiempo del huso horario. En la vida cotidiana es incómodo utilizar tanto el tiempo solar medio local como el tiempo universal. El primero porque en principio, hay tantos sistemas locales de cómputo del tiempo cuantos meridianos geográficos existen, es decir, son innumerables. Por esto, para establecer la sucesión de los acontecimientos y fenómenos registrados con el tiempo local, es absolutamente necesario conocer, además de los momentos, también la diferencia de las longitudes de aquellos meridianos en los que tuvieron lugar estos acontecimientos o fenómenos.

La sucesión de los acontecimientos registrados por el tiempo universal se establece con facilidad, pero la gran diferencia entre el tiempo universal y el tiempo local de los meridianos, separados del de Greenwich por distancias considerables, crea incomodidades al utilizar el tiempo universal en la vida cotidiana.

En 1884 se propuso *el sistema de cómputo del tiempo medio del huso horario*, cuya esencia consiste en lo siguiente. El cómputo del tiempo solamente se efectúa en los 24 meridianos geográficos *básicos (o fundamentales)*, situados unos respecto a los otros exactamente cada 15° (o cada 1^h) de longitud, aproximadamente en el centro de cada *huso horario*. Se denominan husos horarios a las partes de la superficie terrestre en las que, convencionalmente, ésta queda dividida por las líneas que van desde su polo Norte hasta su polo Sur y que distan de los meridianos básicos (fundamentales) aproximadamente 7°,5. Estas líneas, o límites de los husos

horarios, solamente siguen con exactitud los meridianos geográficos en los mares y océanos, así como en los lugares no poblados de la tierra firme. En su extensión restante dichas líneas pasan por las fronteras estatales, administrativo-económicas o geográficas, apartándose del meridiano correspondiente hacia uno u otro lado. Los husos horarios están numerados desde 0 hasta 23. Como meridiano de origen del huso cero se ha tomado el meridiano de Greenwich. El meridiano básico del primer huso horario está situado exactamente a 15° hacia el este del de Greenwich, el segundo a 30°, el tercero a 45°, etc., hasta el 23-avo huso horario, cuyo meridiano básico tiene una longitud oriental respecto al de Greenwich de 345° (o longitud occidental de 15°).

El tiempo local solar del meridiano básico de cualquier huso horario se denomina *tiempo del huso horario* T_n, por el que precisamente se realiza el cómputo del tiempo en todo el territorio que yace en el huso horario dado. La diferencia entre el tiempo local T_m de cualquier punto y el tiempo del huso horario T_n de este lugar, en virtud de la última ecuación (1.26), es

$$T_m - T_n = \lambda - n^h, \tag{1.28}$$

donde λ es la longitud oriental del punto desde Greenwich, y n^h es la cantidad de horas enteras, igual al número ordinal del huso horario en el que se encuentra el punto dado (longitud del meridiano básico del huso horario).

Puesto que los límites de los husos horarios están alejados de los meridianos básicos aproximadamente en 7°,5, la diferencia $(T_m - T_n)$ puede ser un poco mayor o menor de $\pm 30^m$ solamente para los puntos situados cerca de los límites de los husos horarios.

El tiempo de un huso horario dado n está relacionado con el tiempo universal mediante la relación evidente

$$T_n = T_0 + n^h. \tag{1.29}$$

También está absolutamente claro que la diferencia entre los tiempos de los husos horarios de dos puntos es una cantidad entera de horas, igual a la diferencia entre los números ordinales de sus husos horarios.

Con el fin de distribuir más racionalmente la energía eléctrica, suministrada a las empresas industriales y para la iluminación de las viviendas, y emplear más ampliamente la luz del día, en los meses de verano en muchos países se avanzan en 1^h las agujas de los relojes, que andan por el tiempo del huso horario (*tiempo u hora de verano*).

El paso se efectúa por disposición (decreto) gubernamental especial, ya sea solamente para el período estival o sea para todo el tiempo del año.

La relación del tiempo de verano T_v de cualquier punto con el tiempo del huso horario T_n, con el tiempo universal T_0 y con el tiempo solar medio local T_m se da en las relaciones siguientes:

$$\left.\begin{aligned} T_v &= T_n + 1^h, \\ T_v &= T_0 + n^h + 1^h, \\ T_v &= T_m - \lambda^h + n^h + 1^h \end{aligned}\right\} \qquad (1.30)$$

En la vida cotidiana la hora de verano o el tiempo del huso horario de cualquier localidad se denomina frecuentemente hora "local" de este lugar; este tiempo no se debe confundir con la definición astronómica de tiempo local, sobre el que se habló al comienzo de este párrafo.

§ 25. *Calendario*

El sistema de cuenta de largos intervalos de tiempo se denomina *calendario*. Durante la larga historia de la humanidad se elaboraron numerosos y distintos sistemas de calendarios, que se pueden clasificar en tres tipos principales: *solares, lunares y lunisolares*. Los calendarios solares se basan en la duración del año trópico y los calendarios lunares se basan en la duración del mes sinódico, o lunar, sobre el que se tratará en el § 78. Los calendarios lunisolares se basan en la combinación de estos dos periodos.

El calendario moderno, adoptado en la mayoría de los países, es solar.

Un ejemplo de calendario lunar es el musulmán, cuyo año lunar se compone de 12 meses lunares y contiene 354 ó 355 días solares medios.

En el calendario lunisolar israelita el año se compone ora de 12 meses (354 días) ora de 13 meses (384 días). Además, hay años "abundantes" (de 355 y 385 días).

La unidad fundamental de medida del tiempo de los calendarios solares, como ya se dijo, es el año trópico. La duración del año trópico en días solares medios es igual a 365,2422 ($365^d5^h48^m46^s$).

Al elaborar el calendario solar es necesario cumplir dos condiciones:

1) la duración media del año civil en varios años debe aproximarse lo más posible a la duración del año trópico;

2) el año civil debe contener un número entero de días, ya que sería incómodo comenzar un año por la noche, otro por el día, el tercero por la tarde, etc.

En el calendario juliano (estilo antiguo), elaborado por el astrónomo de Alejandría Sosígenes e introducido por Julio César en el año 46 a. de n. e., estas condiciones se cumplen observando la simple regla siguiente:

la duración del año civil se considera igual a 365 *días solares medios en el transcurso de tres años consecutivos, y cada cuarto año contiene* 366 *días.*

Los años con duración de 365 días se denominan *comunes*, y los que duran 366 días se llaman *bisiestos*. En el calendario juliano son bisiestos aquellos años cuyos números se dividen exactamente por 4. En el año bisiesto febrero tiene 29 días, y en el año común, 28.

De este modo, la duración del año en el calendario juliano durante 4 años es, en término medio, igual a 365,25 días solares medios, es decir, el

año civil es más largo que el año trópico solamente en 0,0078 días.

La cuenta del tiempo con años julianos durante 128 años dará una discrepancia con la cuenta de años trópicos aproximadamente de 1 día, y durante 400 años la discrepancia será de unos 3 días (por ejemplo, el día del equinoccio de primavera, transcurridos 400 años por el calendario juliano, comenzará tres días antes). Esta discrepancia no tiene importancia práctica y, por eso, todos los países europeos usaron el calendario juliano cerca de 16 siglos.

El calendario gregoriano (nuevo estilo) surgió como resultado de la reforma del calendario juliano, realizada en 1582 con motivos religiosos por el papa de Roma Gregorio XIII.

Resultó ser que la discrepancia antes señalada del calendario juliano con la cuenta en años trópicos era incómoda para el sistema cronológico eclesiástico. De acuerdo con las reglas de la iglesia cristiana la fiesta de la Pascua debía comenzar en el primer domingo después del plenilunio de primavera, es decir, del plenilunio inmediato al día del equinoccio de primavera. En el año en que en el Concilio de Nicea (año 325 a. de n. e. se estableció este reglamento) el día del equinoccio de primavera por el calendario juliano caía en el 21 de marzo. En 1582, es decir, transcurridos 1257 años, el día del equinoccio de primavera coincidía ya con el 11 de marzo. Este paso del día del equinoccio de primavera (en un día cada 128 años) a fechas más tempranas provocaba confusiones e incertidumbre en la determinación del día de la Pascua y de otras fiestas cristianas. La reforma del calendario, realizada según el proyecto del doctor y matemático italiano Antonio Lilio, preveía, ante todo, el retorno de la fecha civil del 21 de marzo al día del equinoccio de primavera y, además, una enmienda en la regla del cómputo de los años comunes y bisiestos con el fin de reducir la discrepancia con la cuenta de años trópicos. Por esto, en la bula del papa Gregorio XIII había dos puntos de principio:

1) *después del 4 de octubre de 1582 fue prescripto considerar no el 5, sino el 15 de octubre;*

2) *no considerar en el futuro bisiestos aquellos años del siglo en los que el número de centenas no se divide exactamente por 4 (1700, 1800, 1900, 2100, etc.).*

Con el primer punto de esta bula se eliminaba la discrepancia de 10 días del calendario juliano con la cuenta de años trópicos, acumulada desde 325, y al año siguiente el día del equinoccio de primavera comenzó de nuevo el 21 de marzo.

Con el segundo punto se establecía que la duración del año civil en el término medio de 400 años sería igual a 365,2425 días solares medios. De este modo, el año medio civil se convirtió en un año más largo que el año trópico solamente en 0,0003 días, y la cuenta del tiempo por el calendario gregoriano y por los años trópicos dará una discrepancia de 1 día tan sólo al cabo de 3300 años. Por esto, el perfeccionamiento ulterior del calendario gregoriano en este sentido no es racional.

El calendario gregoriano fue introducido en la mayoría de los países

occidentales en el transcurso de los siglos XVI–XVII. En Rusia se pasó al nuevo estilo solamente en 1918. En este año, de acuerdo al decreto del gobierno soviético, en lugar del 1 de febrero se consideró que era el 14 de febrero, ya que la discrepancia del calendario juliano con la cuenta de años trópicos en el año 1918 ya era de 13 días. Esta diferencia de 13 días se conservará hasta el 15 de febrero del año 2100 según el viejo estilo, o hasta el 28 de febrero del año 2100 según el estilo nuevo. Después de esta fecha la diferencia aumentará en un día y llegará a ser igual a 14 días.

El comienzo del año civil (*Año Nuevo*) es un concepto convencional. En el pasado, en algunos países, el Año Nuevo comenzaba el 25 de marzo, el 25 de diciembre, o en otros días. En Rusia, por ejemplo, hasta el siglo XV, se consideraba que el 1 de marzo era el primer día del año, y desde el siglo XV hasta 1700 se estimaba que este día era el primero de septiembre. Y sólo poco a poco se comenzó a considerar el 1 de enero como el comienzo del año civil, igual que al introducir el calendario juliano en el año 46 a. de n. e.

También es convencional la elección del comienzo de la cuenta de los años, es decir, establecer *la era*. En el pasado existieron hasta 200 eras diferentes, relacionadas con acontecimientos reales (entronización de monarcas, guerras, olimpiadas), legendarios (fundación de Roma) o, más frecuentemente, religiosos ("creación del mundo", "diluvio universal", y otros).

El comienzo de la cuenta de los años desde el "nacimiento de Jesucristo" fue propuesto por cenobita letrado Dionisio en el año 525 de nuestra era (en el año 1278 desde "la fundación de Roma"). Sin exponer argumento alguno Dionisio anunció que Jesucristo había nacido en el año 753 desde "la fundación de Roma". La proposición de Dionisio de considerar "el nacimiento de Jesucristo" como comienzo de una era no fue admitida de inmediato y se empezó a utilizar aproximadamente a partir del siglo VIII.

El establecimiento de doce meses en el año y de siete días en la semana, aunque tiene argumentación astronómica, es, no obstante, también convencional, y se conserva hasta la fecha por tradición.

Se pueden inventar (y se han inventado) sistemas de calendarios aún más exactos que el gregoriano. Pero, puesto que la exactitud de este último es más que suficiente, no hay necesidad de cambiar la duración media del año civil (es decir, de cambiar la regla del cómputo de los años bisiestos). Solamente es deseable una reforma en la distribución de los días en los meses. En el calendario gregoriano los meses son de distinta duración: de 28 a 31 días. Esto es poco cómodo. Este mismo inconveniente tienen también los trimestres del año.

Existen varios proyectos de reforma del calendario gregoriano que previenen la eliminación o disminución de estas imperfecciones. Uno de ellos, por lo visto el más simple, consiste en lo siguiente.

Todos los trimestres del año tienen la misma duración de 13 semanas, es decir, de 91 días. El primer mes de cada trimestre contiene 31 días, y los dos meses restantes 30 días cada uno. De este modo, cada trimestre (y cada año) comenzará siempre en un mismo día de la semana.

Pero, como 4 trimestres de 91 días cada uno suman 364 días, mientras que el año debe contener 365 ó 366 días (el bisiesto), entre el 30 de diciembre y el 1 de enero se interpone un día que está fuera de cuenta de los meses y semanas: el día que está fuera de cuenta de los meses y semanas: el día internacional festivo del Año Nuevo. Y en el año bisiesto un día semejante festivo, fuera de cuenta de los meses y semanas, se intercala después del 30 de junio.

Sin embargo, la cuestión respecto a la introducción de un calendario nuevo solamente puede ser resuelta a escala internacional

§ 26. *Días julianos*

Mediante la resta de la fecha más temprana en que sucedió un acontecimiento de la fecha más tardía de otro acontecimiento, dadas en un mismo sistema cronológico, se puede calcular el número de días transcurridos entre estos acontecimientos. Con ello es necesario tener en cuenta el número de años bisiestos; cuando los intervalos de tiempo son grandes los cálculos pueden ofrecer ciertas incomodidades y dar inseguridad de los resultados. Por esto, el problema respecto al número de días transcurridos entre dos fechas dadas, en la astronomía (por ejemplo, al investigar las estrellas variables) se resuelve más cómodamente por medio *del período juliano*, o *días julianos*. Así se llaman los días que se cuentan ininterrumpidamente desde el 1 de enero del año 4713 a. de n. e.

El comienzo de cada día juliano se considera el mediodía medio de Greenwich. En los anuarios astronómicos o en las tablas especiales se dan los números enteros de días julianos, transcurridos desde el comienzo de la cuenta hasta el mediodía medio de Greenwich de una fecha determinada. Por ejemplo, el mediodía medio del 10 de enero de 1980 se expresa en días julianos con el número 2 444 249, y la medianoche media de Greenwich de esta misma fecha se expresa con el número 2 444 248,5.

El comienzo del cómputo de los días julianos es convencional y fue propuesto en el siglo XVI de nuestra era por Escaligero, como el origen de un gran período de 7980 años, que es el producto de tres períodos menores:

1) del período de 28 años, a través del cual se repite la distribución de los días de la semana de siete días por los días del año;

2) del período de 19 años (ciclo de Metón);

3) del período de 15 años, que se utilizaba en el sistema romano recaudador.

Escaligero, partiendo de los números de los años adoptados en aquel tiempo en estos tres períodos, calculó que los primeros ciclos coincidían con el 1 de enero del año 4713 a. de J. C.

El período de 7980 años Escaligero lo llamó "juliano", en honor de su padre Julio.

§ 27. *Línea de fecha*

Al contar el tiempo en días civiles es menester convenir donde (en qué meridiano) comienza la fecha nueva (el día del mes).

De acuerdo con el convenio internacional la línea de fecha o de cambio de fecha (línea demarcadora) pasa en su mayor parte por el meridiano que dista 180° del de Greenwich, desviándose de éste hacia el occidente en las islas de Wrangel y Aleutianas, y hacia el oriente en las extremidades de Asia, en las islas de Fidji, Samoa, Tonga, Kermadec y Chatham.

La necesidad de establecer la línea de fecha está suscitada por las consideraciones siguientes. Durante la vuelta al mundo desde el occidente hacia el oriente el viajero pasa por puntos donde los relojes, que andan según la hora local (o de huso horario), marcan cada vez una hora más que la hora local (de huso horario) del punto de partida del viajero. Avanzando gradualmente las agujas de su reloj el viajero, al final de su jornada, contará un día de sobra. Y al revés, durante la vuelta al mundo desde el oriente hacia el occidente se perderá un día. Precisamente para evitar los errores en la cuenta de los días, relacionados con este hecho, se estableció la línea de fecha.

Hacia el oeste de esta línea la fecha del día es siempre en una unidad mayor que al este de dicha línea. Por esto, al cruzar la línea de fecha desde el occidente hacia el oriente, es menester disminuir la fecha, y al cruzarla desde el oriente hacia el occidente aumentar ésta en una unidad. Por ejemplo, si un barco cruza la línea demarcadora el 8 de noviembre, navegando desde el oeste hacia el este, a la medianoche después de cruzar dicha línea, no se cambia la fecha en el barco, es decir, dos días seguidos se datan como 8 de noviembre. Y, por el contrario, si el barco cruza el 8 de noviembre la línea de fecha navegando desde el oriente hacia el occidente, a la medianoche, después de cruzar esta línea, se cambia la fecha de una sola vez al 10 de noviembre, no existiendo en el barco el día con el nombre de 9 de noviembre.

El cumplimiento de esta regla excluye el error en el cómputo de los días, cometido por los miembros de la primera expedición alrededor del mundo encabezada por Magallanes en el siglo XVI, que, al regresar a su patria, descubrieron que discreparon en la cuenta de los días del mes, con la de los habitantes que habían permanecido en el lugar, exactamente en un día.

§ 28. *Triángulo esférico y fórmulas fundamentales de la trigonometría esférica*

Muchos problemas de astronomía, relacionados con las posiciones y movimientos aparentes de los cuerpos celestes, se reducen a la resolución de *triángulos esféricos*.

Se denomina triángulo esférico a la figura ABC en la superficie de la esfera, formada por los arcos de tres círculos máximos (fig. 15).

Se denominan ángulos del triángulo esférico a los ángulos diedros entre

los planos de los círculos máximos, que forman los lados del triángulo esférico. Estos ángulos se miden por los ángulos planos en los vértices del triángulo entre las tangentes y sus lados.

Generalmente se estudian triángulos cuyos ángulos y lados son menores de 180°. Para semejantes triángulos esféricos la suma de los ángulos es siempre mayor de 180°, pero menor de 540°, y la suma de sus lados es siempre menor de 360°. La diferencia entre la suma de los tres ángulos del triángulo esférico y 180° se denomina exceso esférico σ, es decir,

$$\sigma = \angle A + \angle B + \angle C - 180°.$$

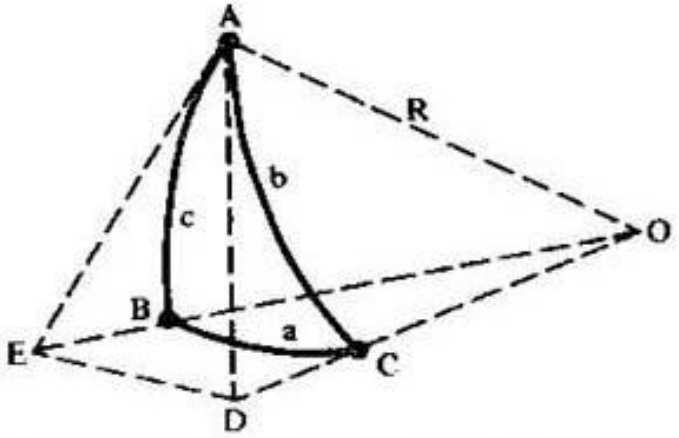


Fig. 15. Triángulo esférico. (El astro está en el Hemisferio Occidental).

El área del triángulo esférico s es igual a

$$s = \sigma \frac{\pi R^2}{180°},$$

donde R es el radio de la esfera en cuya superficie se ha formado el triángulo.

El triángulo esférico, de tal modo, se diferencia por sus propiedades del triángulo plano, y las fórmulas de la trigonometría en el plano no pueden ser aplicadas a él.

Tomemos el triángulo esférico ABC (fig. 15), formado en la esfera de radio R con centro en el punto O.

Desde el vértice A trazamos las tangentes AD y EA a los lados b y c hasta su intersección con las prolongaciones de los radios OC y OB, que yacen en un mismo plano que la tangente correspondiente. Uniendo con una recta los puntos de intersección D y E obtendremos dos triángulos oblicuángulos planos ADE y ODE con un lado común DE. Aplicando a estos triángulos los teoremas de la geometría elemental escribiremos

$$DE^2 = OD^2 + OE^2 - 2OD \cdot OE \cdot \cos a,$$

$$DE^2 = AD^2 + AE^2 - 2AD \cdot AE \cos A,$$

Restando la segunda igualdad de la primera obtenemos

$$2OD \cdot OE \cos a = OD^2 - AD^2 + OE^2 - AE^2 + 2AD \cdot AE \cdot \cos A . \quad (1.31)$$

De los triángulos rectángulos planos OAE y OAD se deduce:

$$OD^2 - AD^2 = R^2; \quad OE^2 - AE^2 = R^2; \quad AD = R \operatorname{tg} b ,$$

$$AE = R \operatorname{tg} c ;$$

$$OD = \frac{R}{\cos b} ; \quad OE = \frac{R}{\cos c}$$

Sustituyendo estas correlaciones en la fórmula (1.31) y efectuando las correspondientes simplificaciones y traslados obtenemos

$$\cos a = \cos b \cos c + \operatorname{sen} b \operatorname{sen} c \cos A , \quad (1.32)$$

es decir, *el coseno del lado del triángulo esférico es igual al producto de los cosenos de sus otros dos lados más el producto de los senos de estos mismos lados por el coseno del ángulo entre ellos*

La fórmula (1.32) se puede escribir para cualquier lado del triángulo. Vamos a escribirla, por ejemplo, para el lado b:

$$\cos b = \cos c \cos a + \operatorname{sen} c \operatorname{sen} a \cos B$$

y, sustituyendo en ella el $\cos a$ de la fórmula (1.32), obtenemos

$$\cos b = \cos c (\cos b \cos c + \operatorname{sen} b \operatorname{sen} c \cos A) + \operatorname{sen} c \operatorname{sen} a \cos B .$$

Eliminando los paréntesis y traspasando el primer término del segundo miembro de la ecuación al primer miembro tendremos:

$$\cos b (1 - \cos^2 c) = \operatorname{sen} b \operatorname{sen} c \cos c \cos A + \operatorname{sen} c \operatorname{sen} a \cos B$$

Sustituyendo $(1 - \cos^2 c)$ por $\operatorname{sen}^2 c$ y simplificando todo por sen c obtendremos definitivamente

$$\operatorname{sen} a \cos B = \operatorname{sen} c \cos b - \cos c \operatorname{sen} b \cos A , \quad (1.33)$$

es decir, *el producto del seno del lado por el coseno del ángulo adyacente es igual al producto del seno del otro lado, que limita con el ángulo adyacente, por el coseno del tercer lado menos el producto del coseno del lado, que limita con el ángulo adyacente, por el seno del tercer lado y por el coseno del ángulo opuesto al primer lado.*

La fórmula (1.33) se denomina fórmula de los cinco elementos. Ella se puede escribir también por analogía para los productos sen $a \cos C$, sen $b \cos A$, sen $b \cos C$, sen $c \cos A$ y sen $c \cos B$.

Resolvamos ahora la igualdad (1.32) respecto al $\cos A$:

$$\cos A = \frac{\cos a - \cos b \cos c}{\operatorname{sen} b \operatorname{sen} c} .$$

Elevando ambos miembros de la última igualdad al cuadrado y restándolos de la unidad obtenemos

$$1-\cos^2 A=\frac{\operatorname{sen}^2 b\operatorname{sen}^2 c-(\cos a-\cos b\cos c)^2}{\operatorname{sen}^2 b\operatorname{sen}^2 c}$$

ó

$$\operatorname{sen}^2 A=\frac{(1-\cos^2 b)(1-\cos^2 c)-(\cos a-\cos b\cos c)^2}{\operatorname{sen}^2 b\operatorname{sen}^2 c}.$$

Después de suprimir los paréntesis y dividir ambos miembros de esta expresión por $\operatorname{sen}^2 a$ tenemos

$$\frac{\operatorname{sen}^2 A}{\operatorname{sen}^2 a}=\frac{1-\cos^2 a-\cos^2 b-\cos^2 c+2\cos a\cos b\cos c}{\operatorname{sen}^2 a\operatorname{sen}^2 b\operatorname{sen}^2 c}.$$

La expresión obtenida es absolutamente simétrica respecto a a, b y c y, sustituyendo A por B, a por b o A por C y a por c, escribiremos

$$\frac{\operatorname{sen}^2 B}{\operatorname{sen}^2 b}=\frac{1-\cos^2 a-\cos^2 b-\cos^2 c+2\cos a\cos b\cos c}{\operatorname{sen}^2 a\operatorname{sen}^2 b\operatorname{sen}^2 c},$$

$$\frac{\operatorname{sen}^2 C}{\operatorname{sen}^2 c}=\frac{1-\cos^2 a-\cos^2 b-\cos^2 c+2\cos a\cos b\cos c}{\operatorname{sen}^2 a\operatorname{sen}^2 b\operatorname{sen}^2 c},$$

de donde

$$\left.\begin{aligned}&\frac{\operatorname{sen} a}{\operatorname{sen} A}=\frac{\operatorname{sen} b}{\operatorname{sen} B}=\frac{\operatorname{sen} c}{\operatorname{sen} C}=\text{const}\\ \text{o}\qquad&\\ &\frac{\operatorname{sen} a}{\operatorname{sen} b}=\frac{\operatorname{sen} A}{\operatorname{sen} B},\end{aligned}\right\}\qquad(1.34)$$

es decir, *los senos de los lados de un triángulo esférico son proporcionales a los senos de los ángulos opuestos a dichos lados; o la relación entre el seno del lado de un triángulo esférico y el seno del ángulo opuesto es una magnitud constante.*

Las tres correlaciones deducidas (1.32), (1.33), (1.34) entre los lados y los ángulos del triángulo esférico son fundamentales; de éstas se pueden obtener otras muchas fórmulas de la trigonometría esférica. Nos limitaremos a la deducción de una sola fórmula para el triángulo rectángulo esférico. Supongamos que $A=90^\circ$; entonces $\operatorname{sen} A=1$, $\cos A=0$ y, de la fórmula (1.33), obtenemos

$$\operatorname{sen} a\cos B=\operatorname{sen} c\cos b.$$

Dividiendo ambos miembros de esta igualdad por sen b y sustituyendo $\frac{\operatorname{sen} a}{\operatorname{sen} b}$ por $\frac{\operatorname{sen} A}{\operatorname{sen} B} = \frac{1}{\operatorname{sen} B}$, de acuerdo a (1.34), tendremos

$$\operatorname{ctg} B = \operatorname{sen} c \operatorname{ctg} b$$

o

$$\frac{\operatorname{tg} b}{\operatorname{tg} B} = \operatorname{sen} c, \tag{1.35}$$

es decir, *la relación entre la tangente de uno de los catetos del triángulo rectángulo esférico y la tangente del ángulo opuesto es igual al seno del otro cateto.*

§ 29. *Triángulo paraláctico y transformación de coordenadas*

Se denomina *triángulo paraláctico* al formado en la esfera celeste por la intersección del meridiano celeste, del círculo vertical y del círculo horario del astro. Sus vértices son el polo celeste (del mundo) P, el cenit Z y el astro M.

Si el astro M se encuentra en la mitad occidental de la esfera celeste (fig. 16), entonces el lado ZP (arco del meridiano celeste) es igual a $90° - \varphi$, donde φ es la latitud del lugar de observación; el lado ZM (arco del círculo vertical) es igual a la distancia cenital del astro $z = 90° - h$, donde h es la altura del astro; el lado PM (arco del círculo horario) es igual a la distancia polar del astro $p = 90° - \delta$, donde δ es la declinación del astro; el ángulo $PZM = 180° - A$, donde A es el acimut del astro; el ángulo $ZPM = t$, es decir, es igual al ángulo horario del astro; el ángulo $PMZ = q$ se denomina *ángulo paraláctico.*

Si el astro se encuentra en la mitad oriental de la esfera celeste (fig. 17) entonces los valores de los lados del triángulo paraláctico son los mismos que en el caso cuando el astro se encontraba en la mitad occidental, pero los valores de los ángulos en los vértices Z y P son otros, a saber: el ángulo $PZM = A - 180°$ y el ángulo $ZPM = 360° - t$.

El aspecto del triángulo paraláctico para un mismo astro depende de la latitud φ del lugar de observación (de la disposición mutua de P y Z) y del momento de la observación, es decir, del ángulo horario t.

Empleando las fórmulas fundamentales de la trigonometría esférica para el triángulo paraláctico (fig. 16), y considerando como iniciales al lado PM y al ángulo t, obtenemos

$$\cos(90° - \delta) = \cos(90° - \varphi)\cos z + \operatorname{sen}(90° - \varphi)\operatorname{sen} z \cos(180° - A),$$

$$\operatorname{sen}(90° - \delta)\operatorname{sen} t = \operatorname{sen} z \operatorname{sen}(180° - A),$$

$$\operatorname{sen}(90° - \delta)\cos t =$$

$$= \operatorname{sen}(90° - \varphi)\cos z - \cos(90° - \varphi)\operatorname{sen} z \cos(180° - A)$$

o

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{sen}\delta &= \operatorname{sen}\varphi\cos z - \cos\varphi\operatorname{sen} z\cos A,\\ \cos\delta\operatorname{sen} t &= \operatorname{sen} z\operatorname{sen} A,\\ \cos\delta\cos t &= \cos\varphi\cos z + \operatorname{sen}\varphi\operatorname{sen} z\cos A \end{aligned}\right\} \qquad (1.36)$$

Las fórmulas (1.36) sirven para calcular la declinación δ del astro y su ángulo horario t (y después también su ascensión recta $\alpha = s - t$) habiendo medido (o conociendo) su distancia cenital z y su acimut A (medidos en el momento de tiempo sidéreo s). En otras palabras, estas fórmulas sirven para el paso de las coordenadas horizontales del astro a las coordenadas ecuatoriales de éste.

Si consideramos como iniciales el lado $ZM = z$ y el ángulo $180° - A$ entonces las fórmulas fundamentales, aplicadas al triángulo paralíctico, se escribirán en la forma siguiente:

$$\cos z = \cos(90° - \varphi)\cos(90° - \delta) + \operatorname{sen}(90° - \varphi)\operatorname{sen}(90° - \delta)\cos t,$$

$$\operatorname{sen} z\operatorname{sen}(180° - A) = \operatorname{sen}(90° - \delta)\operatorname{sen} t,$$

$$\operatorname{sen} z\cos(180° - A) =$$

$$= \operatorname{sen}(90° - \varphi)\cos(90° - \delta) - \cos(90° - \varphi)\operatorname{sen}(90° - \delta)\cos t$$

$$\left.\begin{aligned} \cos z &= \operatorname{sen}\varphi\operatorname{sen}\delta + \cos\varphi\cos\delta\cos t,\\ \operatorname{sen} z\operatorname{sen} A &= \cos\delta\operatorname{sen} t,\\ \operatorname{sen} z\cos A &= -\cos\varphi\operatorname{sen}\delta + \operatorname{sen}\varphi\cos\delta\cos t. \end{aligned}\right\} \qquad (1.37)$$

Las fórmulas (1.37) sirven para calcular la distancia cenital z y el acimut A del astro (para cualquier momento de tiempo sidéreo s y para cualquier

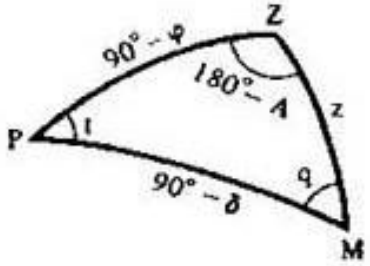


Fig. 16. Triángulo paralíctico (Para el Hemisferio Oriental).

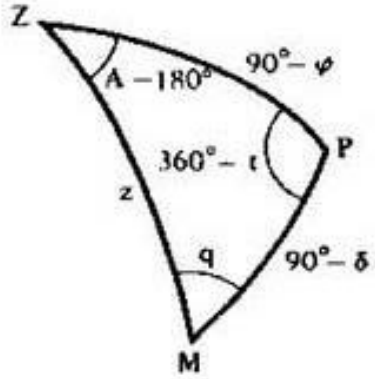


Fig. 17. Triángulo paralíctico.

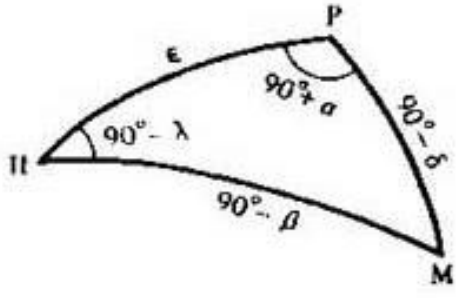


Fig. 18 Triangulo esférico, que une el polo celeste con el polo de la eclíptica.

latitud φ) conociendo la declinación δ del astro y su ángulo horario $t = s - \alpha$. Dicho de otro modo, estas fórmulas sirven para pasar de las coordenadas ecuatoriales del astro a las coordenadas horizontales de éste.

Además, las fórmulas (1.36) y (1.37) se emplean al calcular los momentos de la salida y puesta de los astros y los acimutes de éstos en esos momentos, y también al resolver dos problemas muy importantes de la astronomía práctica: la determinación de la latitud geográfica φ del lugar de observación y la determinación del tiempo local sidéreo s.

Para el paso de las coordenadas ecuatoriales del astro (α y δ) a las coordenadas eclípticas de éste (λ y β), y viceversa, se pueden deducir fórmulas análogas a (1.36) y (1.37). Solamente que en este caso las fórmulas fundamentales del § 28 se deben aplicar al triángulo esférico de la esfera celeste cuyos vértices son el polo celeste P, el polo de la eclíptica Π y el astro M, y los lados y ángulos tienen los valores indicados en la fig. 18.

§ 30. *Refracción*

La posición aparente del astro sobre el horizonte, hablando en rigor, difiere de la calculada por la fórmula (1.37). El hecho es que los rayos de luz del cuerpo celeste, antes de caer en el ojo del observador, atraviesan la atmósfera terrestre y se refractan en ella, y, puesto que la densidad de la atmósfera aumenta al acercarse a la superficie de la Tierra, el rayo de luz (fig. 19) se desvía más y más hacia un mismo lado por una línea curva, siendo así que la dirección OM_1, por la que el observador O ve el astro, resulta estar desviada hacia el lado del cenit y no coincide con la dirección OM_2 (paralela a BM), por la que dicho observador vería el astro de no existir la atmósfera.

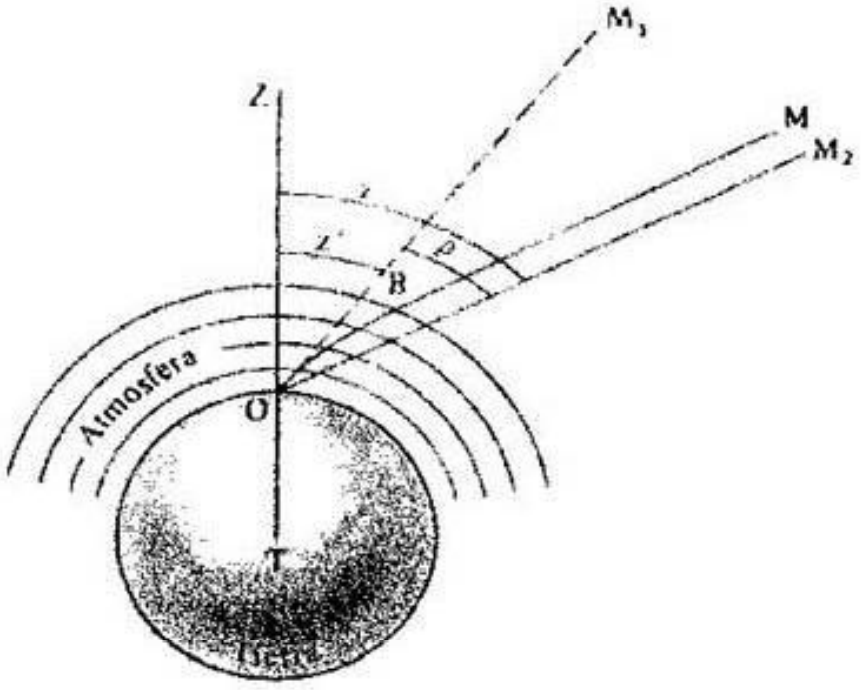


Fig. 19. Refracción astronómica.

El fenómeno de refracción de los rayos luminosos al atravesar éstos la atmósfera terrestre se denomina *refracción astronómica.*

El ángulo M_1OM_2 se denomina *ángulo de refracción* o *refracción* ρ. El ángulo ZOM_1 se denomina *distancia cenital aparente* z' del astro, y el ángulo ZOM_2 es la *distancia cenital verdadera* z.

De la fig. 19 se deduce directamente que

$$z - z' = \rho \quad \text{o} \quad z = z' + \rho,$$

es decir, *la distancia cenital verdadera de un astro es mayor que la aparente en la magnitud de la refracción* ρ. Es como si la refracción levantase al astro sobre el horizonte.

De acuerdo a las leyes de refracción de la luz, el rayo incidente y el rayo refractado yacen en un mismo plano. Por consiguiente, la trayectoria del rayo MBO y las direcciones OM_2 y OM_1 yacen en un mismo plano vertical. Por esto, la refracción no cambia el acimut del astro y, además, es igual a cero si el astro se encuentra en el cenit.

Si el astro se halla en su culminación la refracción modifica solamente su declinación, además, en la misma magnitud en que cambia la distancia cenital, ya que en este caso coinciden los planos de los círculos horario y vertical del astro. En los demás casos, cuando estos planos se cortan formando cierto ángulo, la refracción cambia tanto la declinación como la ascensión recta del astro.

La teoría exacta de la refracción es muy complicada y se estudia en cursos especiales. La refracción no sólo depende de la altura del astro sobre el horizonte, sino también del estado de la atmósfera, sobre todo de su densidad, la que a su vez es función, principalmente, de la temperatura y de la presión. A la presión de B mm de mercurio y temperatura de $t°$C el valor aproximado de la refracción

$$\rho = 60'',25 \frac{B}{760} \cdot \frac{273°}{273° + t°} \operatorname{tg} z'. \tag{1.38}$$

Por consiguiente, cuando la temperatura es de 0°C y la presión de 760 mm la refracción

$$\rho = 60'',25 \operatorname{tg} z'. \tag{1.39}$$

Por las fórmulas (1.38) y (1.39) la refracción se calcula en aquellos casos cuando la distancia cenital aparente $z' < 70°$. Si $z' > 70°$ las fórmulas (1.38) y (1.39) dan un error mayor de 1", que durante la aproximación ulterior hacia el horizonte aumenta hasta el infinito, mientras que la magnitud real de la refracción en el horizonte es de unos 35'. Por esto, para las distancias cenitales $z' > 70°$, la refracción se determina mediante la combinación de la teoría con observaciones especiales.

A causa de la refracción se observa el cambio de la forma de los discos del Sol y de la Luna durante su salida y puesta. La refracción de los bordes inferiores de los discos de estos astros en el horizonte es casi en 6' mayor

que la refracción de los bordes superiores y, puesto que los diámetros horizontales de la refracción no varían, los discos aparentes del Sol y de la Luna toman una forma ovalada.

§ 31. *Paralaje diurna*

Las coordenadas de los cuerpos celestes, determinadas por las observaciones en la superficie de la Tierra, se denominan *topocéntricas*. Las coordenadas *topocéntricas* de un mismo astro en un mismo momento, hablando en general, son distintas para los diferentes puntos en la superficie de la Tierra. Esta distinción solamente es visible para los cuerpos del Sistema Solar y, prácticamente, es imperceptible para las estrellas (menos de 0",00004). De la multitud de direcciones por las que se ve el astro desde

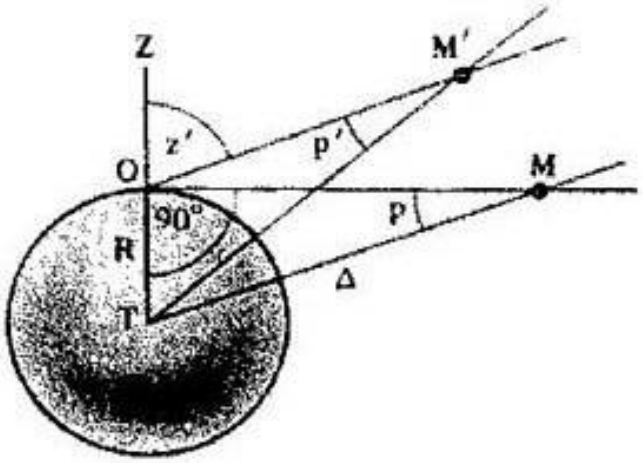


Fig. 20. Paralaje diurna

distintos puntos de la Tierra se considera como fundamental la dirección desde el centro de ésta. Dicha dirección da la posición *geocéntrica* del astro y determina las coordenadas *geocéntricas* de éste. El ángulo entre las direcciones por las que el astro M' se vería desde el centro de la Tierra y desde cualquier otro punto en la superficie de ésta se denomina *paralaje diurna* del astro (fig. 20). Dicho de otro modo, la paralaje diurna es el ángulo p' con el que desde el astro se vería el radio de la Tierra en el punto de observación.

Para el astro que en el momento de observación se encuentra en el cenit la paralaje diurna es igual a cero. Si el astro M se observa en el horizonte su paralaje diurna adquiere un valor máximo y se denomina *paralaje horizontal* p.

De la relación entre los lados y los ángulos de los triángulos TOM' y TOM (fig. 20) tenemos

$$\frac{R}{\Delta} = \frac{\operatorname{sen} p'}{\operatorname{sen} z'} \quad \text{y} \quad \frac{R}{\Delta} = \operatorname{sen} p.$$

De aquí obtenemos

$$\operatorname{sen} p' = \operatorname{sen} p \operatorname{sen} z'.$$

La paralaje horizontal no es una magnitud grande para todos los cuerpos del Sistema Solar (para la Luna, como término medio, $p = 57'$, para el Sol $p = 8'',79$, para los planetas es menor de 1').

Por esto, los senos de los ángulos p y p' en la última fórmula pueden ser sustituidos por los propios ángulos y se puede escribir entonces

$$p' = p \operatorname{sen} z'. \tag{1.40}$$

Por eso, a raíz de la paralaje diurna el astro parece estar más bajo sobre el horizonte de lo que estaría si la observación se efectuase desde el centro de la Tierra; con esto el influjo de la paralaje sobre la altura del astro es proporcional al seno de la distancia cenital, y su valor máximo es igual a la paralaje horizontal p.

Puesto que la Tierra tiene la forma de un esferoide, con el fin de evitar discordancias en la determinación de las paralajes horizontales, es necesario calcular los valores de éstas para un radio determinado de la Tierra. Como tal se toma el radio ecuatorial de la Tierra $R_0 = 6378$ km, y las paralajes horizontales calculadas para este radio se denominan *paralajes horizontales ecuatoriales* p_0. Precisamente estas paralajes de los cuerpos del Sistema Solar se dan en todos los manuales de consulta.

§ 32. *Cálculo de los momentos de tiempo y de los acimutes de salida y puesta de los astros*

El ángulo horario del astro se calcula por la primera fórmula (1.37), a saber:

$$\cos t = \frac{\cos z - \operatorname{sen} \varphi \operatorname{sen} \delta}{\cos \varphi \cos \delta}. \tag{1.41}$$

Cuando cualquier punto de la bóveda celeste sale o se pone significa que este punto se encuentra en el horizonte y, por consiguiente, su distancia cenital aparente $z' = 90°$. En este momento su distancia cenital verdadera z, debido a la refracción (véase § 30), será mayor que la aparente en la magnitud $\rho_{90} = 35'$. La paralaje diurna hace descender al astro sobre el horizonte (véase § 31), es decir, aumenta la distancia cenital aparente z' en la magnitud de la paralaje horizontal p. Por consiguiente, la distancia cenital verdadera del punto en el momento de su salida o puesta $z = z' + \rho_{90} - p = 90° + \rho_{90} - p$.

Además, para el Sol y para la Luna, que tienen dimensiones considerables, las coordenadas se refieren al centro de su disco aparente, considerando como salida (o puesta) de estos astros el momento de la aparición (o desaparición) en el horizonte del punto superior del borde del disco. Así pues, la distancia cenital verdadera del centro del disco de estos astros en el momento de su salida o puesta será mayor que la distancia

cenital del punto superior del borde del disco en la magnitud del radio angular aparente R de este último. (Los radios angulares aparentes del Sol y de la Luna son, aproximadamente, iguales, en término medio, a 16′).

De tal modo, al calcular el ángulo horario del astro en el momento de su salida y puesta, en la fórmula (1.41), en el caso más general, $z = 90° + \rho_{90} - p + R$, y entonces ésta se escribirá en la forma siguiente:

$$\cos t = \frac{\cos(90° + \rho_{90} - p + R) - \operatorname{sen}\varphi \operatorname{sen}\delta}{\cos\varphi\cos\delta}. \qquad (1.42)$$

Según la fórmula (1.42) se calculan los ángulos horarios de la salida y puesta solamente para la Luna. En este caso $R_{\text{☾}} = 16'$, $p_{\text{☾}} = 57'$ y $\rho_{60} = 35'$, y la fórmula (1.42) toma el aspecto de

$$\cos t_{\text{☾}} = \frac{\cos 89°54' - \operatorname{sen}\varphi \operatorname{sen}\delta_{\text{☾}}}{\cos\varphi\cos\delta_{\text{☾}}}$$

Al calcular los ángulos horarios de la salida y puesta del Sol se puede desatender de su paralaje horizontal y, cuando $R_{\odot} = 16'$ y $\rho_{90} = 35'$, la fórmula (1.42) toma el aspecto de

$$\cos t_{\odot} = \frac{\cos 90°51' - \operatorname{sen}\varphi \operatorname{sen}\delta_{\odot}}{\cos\varphi\cos\delta_{\odot}}. \qquad (1.43)$$

Para las estrellas y planetas también se pueden despreciar sus radios aparentes[1] y calcular los ángulos horarios de su salida y puesta por la fórmula

$$\cos t = \frac{\cos 90°35' - \operatorname{sen}\varphi\operatorname{sen}\delta}{\cos\varphi\cos\delta}.$$

Y, por último, si despreciamos también la refracción, entonces el ángulo horario de salida y puesta se calcula por la fórmula

$$\cos t = -\operatorname{tg}\varphi\operatorname{tg}\delta. \qquad (1.44)$$

Cada una de las ecuaciones indicadas da dos valores del ángulo horario: $t_1 = t$ y $t_2 = -t$. El valor positivo corresponde a la puesta del astro, y el negativo corresponde a su salida. El tiempo local sidéreo de la salida y puesta, según la fórmula (1.15), es el siguiente:

$$s_{\text{sal.}} = \alpha - t,$$

$$s_{\text{pues.}} = \alpha + t.$$

Después se pueden calcular los momentos de la salida y puesta del astro por el tiempo solar local medio (véase el § 23) y por el tiempo legal (véase el § 24).

---

[1] El radio aparente de las estrellas es igual a cero; Venus tiene un radio aparente máximo de 29″

Si se calcula la salida y puesta del Sol no hay necesidad de calcular el tiempo sidéreo del fenómeno ya que, aumentando los ángulos horarios t_1 y t_2 en 12^h, obtenemos los momentos por el tiempo solar local verdadero, $T_\odot = t_\odot + 12^h$. Entonces el tiempo local medio

$$T_{sal} = 12^h - t_\odot + \eta,$$
$$T_{pues} = 12^h + t_\odot + \eta,$$

donde η es la ecuación del tiempo (véase el § 22), que se halla igual que los α y δ del Sol, en el Anuario Astronómico.

Los acimutes de los puntos de salida y puesta de los astros (sin tener en cuenta la refracción, la paralaje y el radio horario) se obtienen si en la primera fórmula (1.36) suponemos $z = 90°$; entonces cos $z = 0$, sen $z = 1$ y

$$\cos A = -\frac{\operatorname{sen}\delta}{\cos\varphi}. \tag{1.45}$$

Por la fórmula (1.45) obtenemos dos valores del acimut: $A_1 = A$ y $A_2 = 360° - A$. El primer valor es el acimut del punto de puesta del astro, el segundo valor es el acimut de su punto de salida.

Presentemos ahora las fórmulas (1.45) y (1.44) en la forma

$$\cos A = -\frac{\operatorname{sen}\delta}{\operatorname{sen}(90° - \varphi)} \quad \text{y} \quad \cos t = -\frac{\operatorname{tg}\delta}{\operatorname{tg}(90° - \varphi)}. \tag{1.46}$$

Puesto que el coseno no puede ser mayor de 1, de estas fórmulas se deduce que la salida y la puesta del astro solamente son posibles con la condición

$$|\delta| < (90° - |\varphi|)$$

[véase la fórmula (1.4), § 13]

§ 33. *Crepúsculo. Noches blancas*

La parte del día después de la puesta del Sol se denomina *crepúsculo vespertino*, (u *ocaso*) y la parte antes de la salida de éste se denomina *crepúsculo matutino* (*alba* o *aurora*). Los crepúsculos, que son el debilitamiento gradual de la luz del día después de la puesta del Sol o la disminución de la obscuridad de la noche antes de la salida del Sol, provienen de la dispersión de la luz por las capas de aire, que se encuentran por encima del horizonte del observador (fig. 21). Se distinguen los crepúsculos *civil* y *astronómico*.

Los crepúsculos vespertinos civiles comienzan en el momento de la puesta del Sol y continuan hasta que la altura del centro del disco solar no sea $h_\odot = -6°$. Los crepúsculos matutinos civiles comienzan antes de la salida del Sol, cuando la altura de su centro $h_\odot = -6°$, y terminan en el momento de la salida del Sol.

Los crepúsculos astronómicos (matutinos y vespertinos) duran más, pues

como comienzo o final de ellos se toma aquel momento en el que la altura del centro del Sol $h_\odot = -18°$.

Cuando terminan los crepúsculos vespertinos civiles se tiene que recurrir a la iluminación artificial; en el cielo solamente se ven las estrellas más brillantes. Al final de los crepúsculos astronómicos vespertinos desaparecen las últimas huellas del atardecer, comienza la noche, y en el cielo ya se ven las estrellas débiles.

La duración Δt de los crepúsculos depende de la latitud geográfica del lugar y de la declinación $\delta_\odot$ del Sol, es decir, de las estaciones del año, y se calcula por la fórmula

$$\cos(t + \Delta t) = \frac{\operatorname{sen} h_\odot - \operatorname{sen}\varphi \operatorname{sen}\delta_\odot}{\cos\varphi \cos\delta_\odot}, \tag{1.47}$$

donde la altura del centro del Sol $h_\odot = -6°$ para los crepúsculos civiles y $h_\odot = -18°$ para los astronómicos, mientras que el ángulo horario t de la salida o puesta del Sol se halla por la fórmula (1.43).

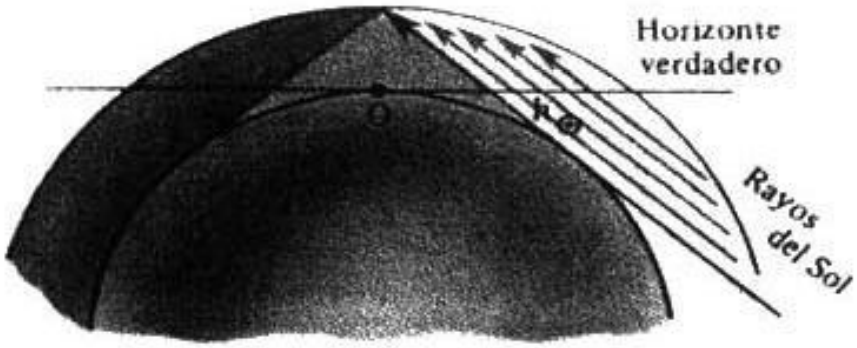


Fig. 21. El crepúsculo.

Si se considera que la salida y la puesta del Sol es la aparición y desaparición del borde superior de éste por el horizonte, y se tiene en cuenta el influjo de la refracción, entonces el momento de tiempo calculado por la fórmula (1.43) es más prematuro para el orto y más tardío para el ocaso que los momentos calculados por la fórmula (1.44), es decir, sin tener en cuenta el radio aparente del Sol y la refracción. Por esto, en todas las latitudes geográficas y en todos los días del año, la duración del día es mayor que sino se tuviese el influjo de estas causas. Y aquello que se dijo en los §§ 16 y 17 respecto a la duración del día y de la noche en los diferentes lugares de la Tierra en las distintas estaciones del año, se debe precisar. Justamente, en el ecuador de la Tierra el día siempre es de mayor duración que la noche, en los polos de la Tierra el día polar dura más de medio año, y en las demás latitudes geográficas la igualdad de duración del día y de la noche comienza antes que el Sol llegue al punto del equinoccio de primavera y más tarde que el día teórico del equinoccio de otoño.

En la latitud geográfica $\varphi = 60°34'$, en el día del solsticio estival ($\delta\odot = +23°26'$), la altura $h_\odot$ del Sol en su culminación inferior (a medianoche) de acuerdo con la fórmula (1.13) es igual a $-6°$. Por consiguiente, en la

latitud $\varphi = 60°34'$, en el día del solsticio estival, el final de los crepúsculos vespertinos civiles coincide con el comienzo de los crepúsculos matutinos civiles, es decir, los crepúsculos civiles duran toda la noche, lo que dio motivo para llamar blanca a semejante noche. El número de noches blancas al año y la posibilidad de su comienzo dependen de la latitud geográfica del lugar y de la declinación del Sol. Para que el crepúsculo civil dure toda la noche es necesario que la declinación del Sol

$$\delta_\odot \geqslant 90° - \varphi - 6°, \quad \text{es decir,} \quad \delta_\odot \geqslant 84° - \varphi.$$

Los crepúsculos astronómicos con más razón pueden durar toda la noche. Para esto es necesario que la declinación del Sol sea

$$\delta_\odot \geqslant 90° - \varphi - 18° \quad \text{o} \quad \delta_\odot \geqslant 72° - \varphi.$$

De aquí se deduce que los crepúsculos astronómicos continuos pueden tener lugar en las latitudes geográficas $\varphi \geqslant 48°34'$.

2

MOVIMIENTOS APARENTES Y VERDADEROS DE LOS PLANETAS

§ 34. *Movimientos aparentes de los planetas en el fondo de las estrellas*

Los planetas (véase el § 8), según sus movimientos aparentes, se dividen en dos grupos: *inferiores* o *interiores* (Mercurio, Venus) y *superiores* o *exteriores* (todos los restantes, excepto la Tierra).

Los movimientos de los planetas inferiores y superiores por las constelaciones son distintos. Mercurio y Venus siempre se encuentran o en la misma constelación donde se encuentra el Sol, o en la constelación vecina. Dichos planetas se pueden encontrar tanto al este como al oeste del Sol, pero no más lejos de 18–28° (Mercurio) y de 45–48° (Venus). El alejamiento angular máximo del planeta hacia el este del Sol se denomina *elongación máxima oriental*; hacia el oeste, *elongación máxima occidental*. Durante la elongación oriental el planeta se ve en el occidente en los rayos del crepúsculo vespertino, al poco tiempo del ocaso del Sol, y se pone después de éste, transcurrido cierto tiempo.

Luego, desplazándose con movimiento retrógrado (es decir, de este a oeste), al principio despacio, y después con mayor rapidez, el planeta comienza a aproximarse al Sol, se esconde en sus rayos y deja de ser visible. En este momento comienza *la conjunción inferior* del planeta con el Sol: el planeta pasa entre la Tierra y el Sol. Las longitudes eclípticas (véase el § 15) del Sol y de los planetas son iguales. Transcurrido algún tiempo después de la conjunción inferior el planeta vuelve de nuevo a ser visible, pero ahora ya en el oriente, en los rayos del crepúsculo matutino, poco antes de salir el Sol. En este momento el planeta continúa desplazándose con movimiento retrógrado, alejándose paulatinamente del Sol. Disminuyendo la velocidad del movimiento retrógrado y habiendo alcanzado la elongación máxima occidental, el planeta se para y cambia la dirección de su movimiento por la del movimiento directo. Ahora el planeta se desplaza de oeste a este, primero despacio, y después más de prisa. Su alejamiento del Sol disminuye y, por último, el planeta se oculta en los rayos matutinos del Sol. En este momento el planeta pasa por detrás del Sol, las longitudes eclípticas de ambos astros de nuevo son iguales: tiene lugar *la conjunción superior* del planeta con el Sol, después de la cual, transcurrido cierto tiempo, el planeta se verá de

nuevo en el occidente en los rayos del crepúsculo vespertino. Al seguir desplazándose en movimiento directo, el planeta disminuirá paulatinamente su velocidad.

Una vez alcanzado el alejamiento oriental máximo el planeta se para, cambia la dirección de su movimiento por la del retrógrado, y todo se repite de nuevo. De esa manera los planetas inferiores efectúan algo así como "oscilaciones" cerca al Sol, igual que el péndulo respecto a su posición media.

Los movimientos aparentes de los planetas superiores transcurren de modo distinto. Cuando un planeta superior se ve después de la puesta del Sol en el horizonte occidental, este planeta se desplaza entre las estrellas con movimiento directo, es decir, de oeste a este, como el Sol. Pero la velocidad de su movimiento es menor que la del Sol, que alcanza paulatinamente al planeta, dejando éste de ser visible por cierto tiempo, pues sale y se pone casi simultáneamente con el Sol. Después, cuando el Sol deje atrás al planeta, este último se hará visible en el oriente, antes de la salida del Sol. La velocidad de su movimiento directo disminuye gradualmente, el planeta se para y, a continuación, comienza a desplazarse entre las estrellas con movimiento retrógrado, de este a oeste (fig. 22). Pasado cierto tiempo el planeta se detiene de nuevo, cambia la dirección de su movimiento por la del directo, otra vez por el occidente se le adelanta el Sol y de nuevo deja de ser visible; todos los fenómenos se repiten en el mismo orden.

En la mitad del arco de su movimiento retrógrado el planeta se encuentra en la constelación opuesta a aquella en la que en ese momento se encuentra el Sol. La diferencia de las longitudes eclípticas del planeta y del Sol es igual a 180°. Semejante posición del planeta se denomina *de oposición* al Sol. En la mitad del arco del movimiento directo del planeta, cuando el Sol y el planeta se encuentran en una misma constelación, sus longitudes eclípticas son iguales. Esta posición se denomina *conjunción* del planeta con el Sol.

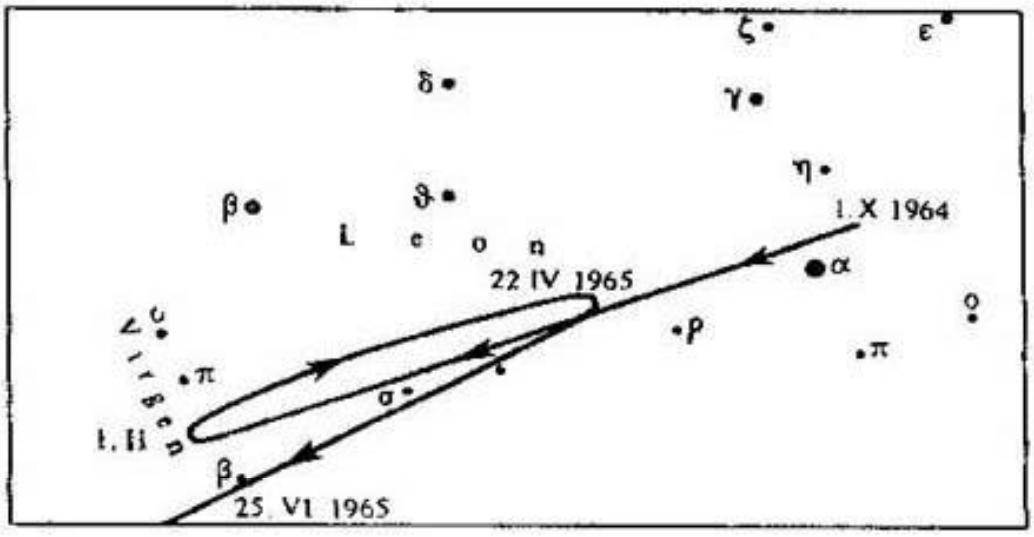


Fig. 22. Movimiento aparente de Marte en los años 1964–1965

La situación del planeta respecto al Sol en 90° hacia el este se denomina *cuadratura oriental*, y en 90° hacia el oeste se llama *cuadratura occidental*. Los valores medios de los arcos de los movimientos retrógrados de los planetas son: Mercurio, cerca de 12°; Venus, cerca de 16°; Marte, 15°; Júpiter, 10°; Saturno, 7°; Urano, 4°; Neptuno, 3°; Plutón, 2°.

Las posiciones de los planetas respecto al Sol, descritas más arriba, se denominan *configuraciones* de los planetas.

§ 35. *El sistema del mundo de Ptolomeo*

La explicación de los movimientos aparentes de los planetas y de otros cuerpos celestes se complica por el hecho de que todos estos movimientos los observamos desde la Tierra, y en las observaciones de los fenómenos celestes o terrestres no hay nada que, de forma directa y determinada, indique si la misma Tierra se mueve o es inmóvil. Por esto, entre los astrónomos antiguos, existían dos puntos de vista sobre esta cuestión. De acuerdo a uno de estos puntos de vista, basado en las impresiones naturales, la Tierra es inmóvil y se encuentra en el centro del mundo (del Universo). De acuerdo al segundo punto de vista, que en aquel entonces se basaba sólo en conclusiones puramente especulativas, la Tierra gira alrededor de su eje y se mueve alrededor del Sol, que es el centro del mundo. Pero la suposición del movimiento de la Tierra contradecía demasiado a las impresiones habituales y a las opiniones religiosas. Por ello, el segundo punto de vista no pudo obtener un desarrollo matemático detallado, y en la astronomía se afirmó por mucho tiempo la opinión respecto a la inmovilidad de la Tierra.

Las concepciones de los astrónomos antiguos respecto a la estructura del Universo están expuestas en las obras de Ptolomeo "Megale sintaxis" ("La Gran Composición Matemática de la Astronomía".) La traducción árabe de la obra de Ptolomeo se conoce con el título, desfigurado por los sabios árabes, de "Almagesto".

El sistema del mundo de Ptolomeo se basa en cuatro supuestos fundamentales: 1) la Tierra se encuentra en el centro del Universo; 2) la Tierra es inmóvil; 3) todos los cuerpos celestes se mueven alrededor de la Tierra; 4) el movimiento de los cuerpos celestes tiene lugar por circunferencias a velocidad constante, es decir, es uniforme.

El sistema del mundo de Ptolomeo se denomina *geocéntrico* y puede ser representado de la siguiente manera simplificada: los planetas se mueven uniformemente por círculos denominados *epiciclos*, cuyos centros, a su vez, se mueven por otros círculos denominados *deferentes*, en cuyo centro común se encuentra la Tierra inmóvil. El Sol y la Luna se mueven alrededor de la Tierra por círculos deferentes (sin epiciclos). Los círculos deferentes del Sol y de la Luna y los círculos deferentes y epiciclos de los planetas yacen en el interior de una esfera, en cuya superficie están situadas las estrellas "inmóviles".

El movimiento diurno de todos los astros se explicaba por la rotación del Universo como un todo alrededor de la Tierra inmóvil. Los movimientos

directos y retrógrados de los planetas se explicaban de la manera siguiente. Cuando el planeta se encuentra en el punto *A* de su epiciclo (fig. 23) la velocidad angular de su movimiento, que se observa desde la Tierra inmóvil *T*, se compone del movimiento del centro *E* del epiciclo por el círculo deferente y del movimiento del planeta por el epiciclo. En esta posición parecerá ser que el planeta se desplaza con movimiento directo a una velocidad máxima. Cuando el planeta se encuentra en el punto *B* su movimiento por el epiciclo tiene lugar hacia el lado contrario al movimiento del centro del epiciclo, y su velocidad angular observada desde la Tierra será mínima. Si con esto la velocidad del planeta por el epiciclo es menor que la velocidad del centro de este último, entonces parece que en esta posición el planeta se desplazará también con movimiento directo, pero moderado. Si, por el contrario, su velocidad por el epiciclo es mayor que la velocidad del

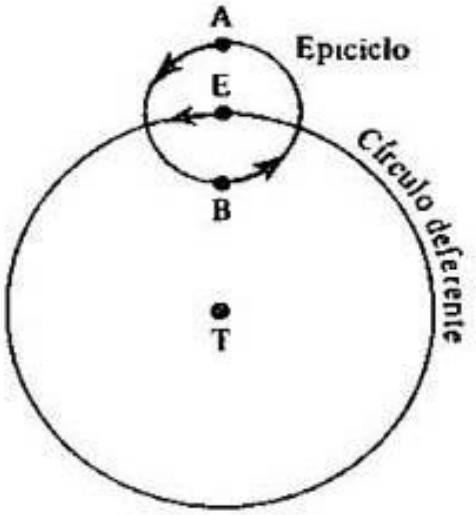


Fig. 23. Círculo deferente y epiciclo.

centro de éste, entonces parece que el planeta se desplazara con movimiento retrógrado.

Ptolomeo eligió para cada planeta las dimensiones relativas de los radios del epiciclo y del círculo deferente y la velocidad del movimiento del planeta por el epiciclo y del centro de éste por el círculo deferente, de tal manera que al observar desde un punto *T* se obtuviese un movimiento coincidente o parecido al observado. Esto resultó posible si se cumplían ciertas condiciones, que Ptolomeo aceptó en calidad de postulados. Estos postulados se reducen a lo siguiente: 1) los centros de los epiciclos de los planetas inferiores yacen en la dirección de *T* al Sol; 2) los radios de los epiciclos, trazados en el punto de la posición del planeta, son paralelos a esta dirección para todos los planetas superiores. De esa manera, la dirección hacia el Sol en el sistema geocéntrico del mundo resultaba ser, prácticamente, predominante. Además, del sistema de Ptolomeo se deducía que los períodos de revolución de los centros de los epiciclos por los círculos deferentes son iguales a los períodos sidéreos de revolución de los planetas correspondientes, y los períodos de revolución de los planetas por los

epiciclos son iguales a sus períodos sinódicos (véase el § 38). No obstante, en lugar de estas tesis, Ptolomeo prácticamente postulaba la relación (2.2), que será deducida en el § 38. Lo dicho significa que el sistema del mundo de Ptolomeo contenía en sí las singularidades principales de los movimientos verdaderos de los planetas, que solamente fueron descubiertas gracias al genio de Copérnico.

El sistema de Ptolomeo no sólo explicaba los movimientos aparentes de los planetas, sino que permitía también calcular la posición de éstos en el futuro con una exactitud que satisfacía las observaciones imperfectas a simple vista. Por esto, aunque en sus principios era incorrecto, dicho sistema no provocó en principio objeciones serias, y posteriormente las réplicas manifiestas contra él fueron reprimidas cruelmente por la iglesia cristiana.

En cuanto a las divergencias de la teoría con las observaciones, que se revelaban a medida que aumentaba la precisión de éstas, se eliminaban mediante la complicación del sistema. Así, por ejemplo, ciertas irregularidades en los movimientos aparentes de los planetas, descubiertas por observaciones ulteriores, fueron explicadas como que no era el planeta, sino que el centro del segundo epiciclo el que revolucionaba alrededor del centro del primer epiciclo, por cuya circunferencia se movía ya el planeta. Cuando semejante composición para cualquier planeta también resultaba ser insuficiente, se introducían entonces el tercero, cuarto, etc., epiciclos, hasta que la posición del planeta en la circunferencia del último epiciclo no daba un ajuste con las observaciones más o menos tolerable.

Al comienzo del siglo XVI el sistema de Ptolomeo era tan complicado que ya no podía satisfacer aquellas exigencias que la vida práctica planteaba a la astronomía, y en primer lugar, la navegación. Se requerían métodos más simples para el cálculo de las posiciones de los planetas, y semejantes métodos fueron creados por el genial sabio polaco Nicolás Copérnico, que fundamentó los principios de una nueva astronomía, sin la que no hubiese podido surgir y desarrollarse la astronomía moderna.

§ 36. *El sistema del mundo de Copérnico*

El libro de Copérnico "De revolutionibus orbium celestium", es la obra de toda su vida y fue publicado en 1543, poco antes de la muerte del sabio En él Copérnico elaboró matemáticamente la idea respecto a los movimientos de la Tierra y dio comienzo a la nueva astronomía. El sistema del mundo creado por él se denomina *heliocéntrico*. En su base estaban las siguientes afirmaciones: 1) en el centro del mundo se encuentra el Sol (en griego, *helios*), y no la Tierra; 2) la Tierra esferoidal gira alrededor de su eje, y esta rotación explica el movimiento aparente diurno de todos los astros; 3) la Tierra, al igual que los demás planetas, gira alrededor del Sol y esta rotación explica el movimiento aparente del Sol entre las estrellas; 4) todos los movimientos aparecen en forma de combinaciones de movimientos uni-

formes circulares; 5) los movimientos aparentes directos y retrógrados de los planetas no pertenecen a éstos, sino a la Tierra[1].

Además, Copérnico consideraba que la Luna se mueve alrededor de la Tierra y que, como satélite, junto con ésta, se mueve alrededor del Sol.

Basándose en los datos de observaciones, Copérnico, ante todo, llegó a la conclusión de que todos los planetas, incluso la Tierra, giran alrededor del Sol aproximadamente en un mismo plano. Solamente con esta condición las rutas de los planetas visibles desde la Tierra pueden situarse en el cielo cerca de la eclíptica.

Puesto que Mercurio y Venus en sus movimientos aparentes no se alejan mucho del Sol (véase § 34), sus rutas en el espacio, u órbitas, se encuentran más cerca del Sol que la órbita de la Tierra. Con esto Venus se encuentra más lejos del Sol que Mercurio, ya que sus apartamientos aparentes del Sol son mayores. Los demás planetas giran alrededor del Sol a una distancia más alejada que la Tierra. El más cercano a la Tierra es Marte, ya que su movimiento aparente entre las estrellas es el más rápido. A éste le siguen Júpiter, que es más "lento", y Saturno, que es absolutamente "lento".

Copérnico, por primera vez en la astronomía, formuló un plan correcto de la estructura del Sistema Solar, habiendo determinado las distancias relativas de los planetas al Sol (en unidades de distancia de la Tierra al Sol) y habiendo calculado los períodos de revolución de los planetas alrededor de éste. Las explicaciones de los movimientos aparentes de los planetas, dadas por Copérnico, son simples y naturales, y en principio no contradicen a la explicación científica de estos fenómenos que da la astronomía contemporánea.

El movimiento diurno de todos los cuerpos celestes era correctamente considerado por Copérnico como aparente, lo que explicaba por el hecho de la rotación de la Tierra alrededor de su eje. Copérnico también consideraba sólo aparente al movimiento anual del Sol por la eclíptica, provocado por el movimiento verdadero de la Tierra en el espacio alrededor del Sol. Puesto que las estrellas se encuentran mucho más lejos de la Tierra que el Sol, al girar la Tierra alrededor de éste, nos parece como si el Sol se desplazase entre las estrellas inmóviles siempre en una misma dirección. Y, por último, los movimientos complejos aparentes, directos y retrógrados de los planetas, Copérnico los explicaba como el resultado de la combinación de dos movimientos verdaderos: del movimiento del planeta y del movimiento de la Tierra por sus respectivas órbitas alrededor del Sol.

§ 37. *Explicación de las configuraciones y de los movimientos aparentes de los planetas*

Durante su movimiento por las órbitas los planetas pueden ocupar distintas posiciones respecto al Sol y a la Tierra. Sea que en cierto momento

---

[1] Esta tesis se expone en la formulación del propio N. Copérnico ("Comentario Pequeño", axioma 7).

(fig. 24) la Tierra T ocupa en su órbita alguna posición respecto al Sol C. El planeta inferior o superior puede encontrarse en este momento en cualquier punto de su órbita.

Si un planeta inferior V se encuentra en uno de los cuatro puntos V_1, V_2, V_3 o V_4 indicados en la figura, dicho planeta se verá desde la Tierra en conjunción inferior (V_1) o conjunción superior (V_3) con el Sol, en las elongaciones máxima occidental (V_2) o máxima oriental (V_4). Si un planeta superior M se encuentra en los puntos M_1, M_2, M_3 o M_4 de su órbita dicho planeta se verá desde la Tierra en oposición (M_1), en conjunción (M_3), en cuadraturas occidental (M_2) u oriental (M_4).

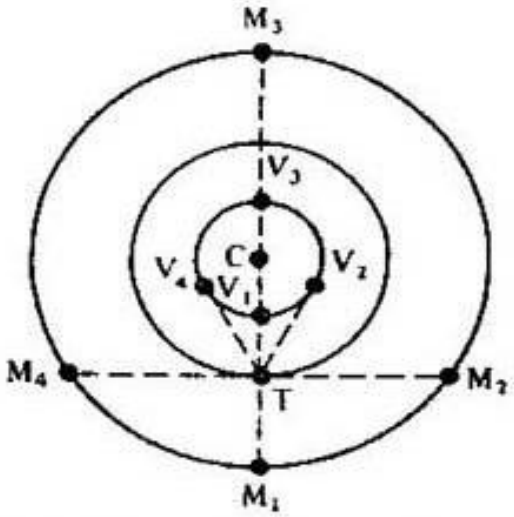


Fig. 24. Configuración de los planetas.

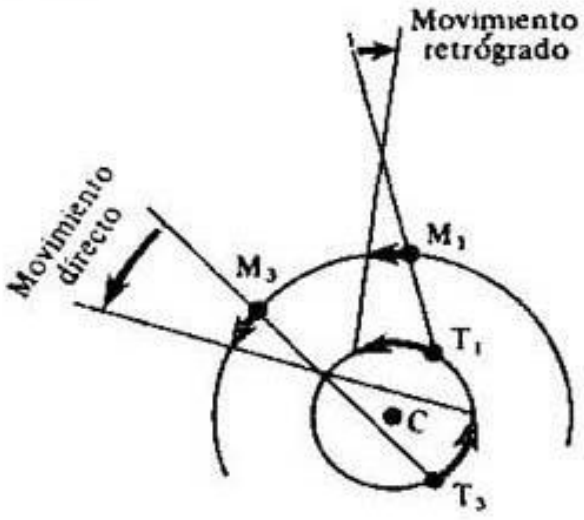


Fig. 25. Movimientos directo y retrógrado de un planeta superior.

El planeta inferior se encuentra más cerca que nunca de la Tierra en el momento de la conjunción inferior, y más lejos que nunca en el momento de la conjunción superior. El planeta superior se acerca a la Tierra a una distancia mínima en el momento de oposición, y se aleja de ella a una distancia máxima en el momento de conjunción. Así se explican las configuraciones de los planetas.

La esencia de la explicación de los movimientos directo y retrógrado consiste en la comparación de las velocidades orbitales lineales del planeta y de la Tierra.

Cuando el planeta superior (fig. 25) se encuentra cerca de la conjunción (M_3) su velocidad está dirigida hacia el lado contrario a la velocidad de la Tierra (T_3). Desde la Tierra parece que el planeta se desplaza con movimiento directo, es decir, hacia el lado de su movimiento verdadero, de derecha a izquierda. Con esto, su velocidad parecerá estar acrecentada. Cuando el planeta superior se encuentra cerca de la oposición (M_1) su velocidad y la velocidad de la Tierra están dirigidas hacia un mismo lado. Pero la velocidad lineal de la Tierra es mayor que la velocidad lineal del planeta superior y, por esto, desde la Tierra, parece que el planeta se

desplaza hacia el lado contrario, es decir, con movimiento retrógrado, de izquierda a derecha.

Razonamientos parecidos explican por qué los planetas inferiores (Mercurio y Venus) se desplazan entre las estrellas cerca de su conjunción inferior (V_1) con movimiento retrógrado, y cerca de su conjunción superior (V_3) con movimiento directo (fig. 26).

§ 38. *Períodos de rotaciones sinódicas y sidéreas de los planetas*

Se denomina *período sinódico de rotación* (S) del planeta al intervalo de tiempo entre dos configuraciones sucesivas homónimas de dicho planeta.

Se denomina *período sidéreo o estelar de rotación* (T) del planeta al

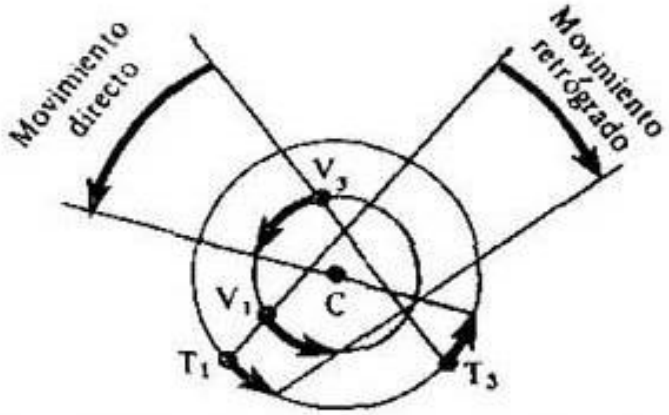


Fig. 26. Movimientos directo y retrógrado de un planeta inferior

intervalo de tiempo en el transcurso del cual el planeta da por su órbita una vuelta completa elrededor del Sol.

El período sidéreo de rotación de la Tierra se llama *año sidéreo o sideral* ($T_\oplus$). Entre estos tres períodos se puede establecer una sencilla relación matemática con los razonamientos siguientes. El desplazamiento angular diurno del planeta por la órbita es igual a $360°/T$, y el de la Tierra es $360°/T_\oplus$. La diferencia de los desplazamientos diurnos angulares del planeta y de la Tierra (o de la Tierra y el planeta) es el traslado diurno aparente del planeta, es decir, $360°/S$. De aquí que,

para los planetas inferiores

$$\frac{1}{S} = \frac{1}{T} - \frac{1}{T_\oplus}, \tag{2.1}$$

y para los planetas superiores

$$\frac{1}{S} = \frac{1}{T_\oplus} - \frac{1}{T}. \tag{2.2}$$

Estas igualdades se denominan *ecuaciones del movimiento sinódico*.

Mediante las observaciones sólo pueden ser determinados directamente los períodos sinódicos de rotación S de los planetas y el período sidéreo de rotación de la Tierra, es decir, el año sidéreo $T_{\oplus}$. Los períodos sidéreos T de rotación de los planetas se calculan por la fórmula correspondiente del movimiento sinódico.

La duración del año sidéreo es igual a 365,256 días solares medios.

La duración de los períodos sinódicos y sidéreos de rotación de los planetas se indica en los anexos.

§ 39. *El espíritu revolucionario de la teoría de Copérnico*

La importancia de la teoría de Copérnico para el desarrollo de la ciencia es infinitamente grande: ella no sólo causó una verdadera revolución en la astronomía, sino que también en toda la concepción humana del mundo.

Efectivamente, el punto de vista respecto a la estructura del Sistema solar está ligado estrechamente con la cuestión respecto a la posición de la Tierra y, con ésta, la del ser humano en el Universo. Por consiguiente, la astronomía es un elemento importante de la concepción del mundo, que abarca cuestiones tanto filosóficas como religiosas. Hasta Copérnico, casi durante 15 siglos, se consideró que la Tierra era el único cuerpo inmóvil del Universo, la parte central y más importante del mundo; todas las religiones aseguraban que los astros celestes estaban creados para la Tierra y para la humanidad.

De acuerdo con la teoría de Copérnico, por el contrario, la Tierra era un simple planeta que se movía alrededor del Sol conjuntamente con otros cuerpos semejantes a ella. La idea predominante respecto a la diferencia entre lo "terrestre" y lo "celeste" resultó infundada.

La teoría de Copérnico obligó a revisar también otras ramas de las ciencias naturales, en particular la física, y liberó a la ciencia de las tradiciones perimidas y escolásticas, que frenaban su desarrollo. Después de Copérnico la investigación de la naturaleza, de hecho, se liberó de la religión y el desarrollo de la ciencia marchó a pasos agigantados. Pero la nueva concepción humana científica conquistó sus derechos en una lucha encarnizada contra la vieja concepción, cuyos fervientes partidarios eran los fanáticos religiosos y los sabios reaccionarios. Al principio todos éstos toleraron la teoría de Copérnico, considerando que su sistema del mundo era simplemente un esquema geométrico, más cómodo que el sistema de Ptolomeo para el cálculo de las posiciones de los astros en el cielo. Pero ya a comienzos del siglo XVII los círculos religiosos comprendieron bien cuán peligrosa era para ellos la teoría de Copérnico y emprendieron contra él una ensañada persecución. Así, en 1600, en Roma, fue quemado públicamente Giordano Bruno, primer discípulo y fervoroso propagandista de la nueva teoría, que basándose en ésta llegó a la conclusión de la pluralidad de los mundos habitados. En 1633 Galileo Galilei fue enjuiciado por la Inquisición y obligado a reconocer que sus obras eran "herejías" y a renegar de ellas, pues en sus libros defendía la justeza del sistema de Copérnico.

Pero ningunas persecuciones podían detener el impetuoso desarrollo de la ciencia ya comenzado, y, cuando al mismo tiempo que la Inquisición perseguía a los partidarios de Copérnico, Johannes Kepler (1571–1630) profundizó la teoría de éste, descubriendo las leyes del movimiento de los planetas, y, transcurridos 54 años del proceso de Galileo, Newton (1643–1727) publicó la ley de la gravitación universal, descubierta por él, estableciendo con esto la causa por la que los planetas giran alrededor del Sol.

§ 40. *Las leyes de Kepler*

Kepler era partidario de la teoría de Copérnico y se planteó como objetivo el perfeccionar el sistema de éste con las observaciones de Marte, que en el transcurso de veinte años efectúo el astrónomo danés Tycho Brahe (1546–1601) y durante varios años el propio Kepler.

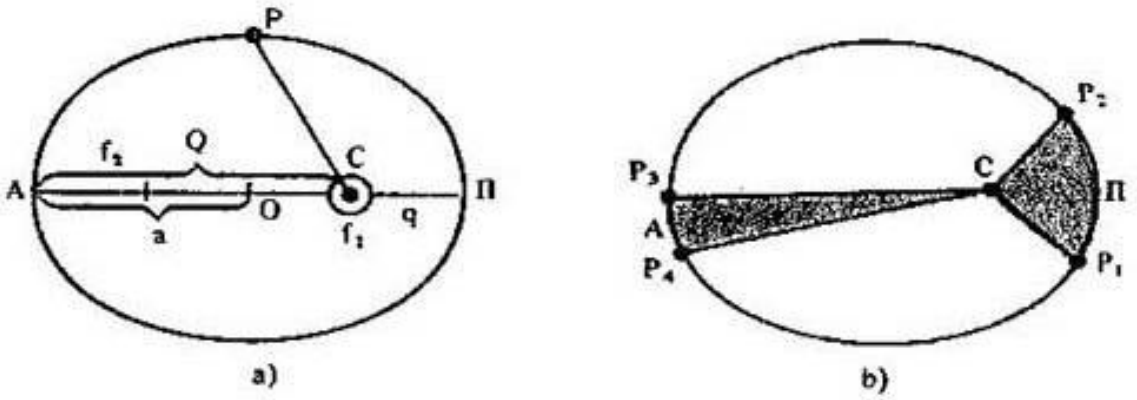


Fig. 27. *a*) Órbita elíptica, *b*) ilustración de la segunda ley de Kepler.

Al principio Kepler compartía la convicción tradicional de que los cuerpos celestes solamente se pueden mover por círculos, y por esto perdió mucho tiempo en la elección de la órbita circular para Marte.

Después de cálculos muy trabajosos que duraron muchos años, renunciando al concepto equivocado común respecto a la forma circular de los movimientos, Kepler descubrió tres leyes del movimiento de los planetas que, actualmente, se formulan de la manera siguiente:

1. *Todos los planetas se mueven por órbitas en forma de elipses, en uno de cuyos focos (común para todos los planetas) se encuentra el Sol.*
2. *El radio vector de cada planeta recorre áreas iguales en tiempos iguales.*
3. *Los cuadrados de los períodos sidéreos de revolución de los planetas alrededor del Sol son proporcionales a los cubos de los semiejes mayores de sus órbitas elípticas.*

Como es sabido, en la elipse, la suma de las distancias entre cualquiera de sus puntos y dos puntos inmóviles f_1 y f_2, que yacen en el eje $A\Pi$ de dicha elipse y que se denominan *focos*, es una magnitud constante igual al eje mayor $A\Pi$ (fig. 27). La distancia ΠO (o OA), donde O es el centro de la

elipse, se denomina *semieje mayor* a, y la relación $Of_1/O\Pi = e$ se llama *excentricidad de la elipse*. Esta última caracteriza la divergencia entre la elipse y la circunferencia, para la que $e = 0$.

Las órbitas de los planetas se diferencian poco de las circunferencias, es decir, sus excentricidades son pequeñas. La órbita de Venus tiene una excentricidad mínima ($e = 0{,}007$), y la órbita de Plutón tiene una excentricidad máxima ($e = 0{,}249$). La excentricidad de la órbita terrestre $e = 0{,}017$.

De acuerdo con la primera ley de Kepler el Sol se encuentra en uno de los focos de la órbita elíptica del planeta. Supongamos que en la fig. 27, *a* este foco es f_1 (C es el Sol). Entonces el punto Π de la órbita más cercano al Sol se denomina *perihelio*, y el punto A de esta órbita, que dista más del Sol, se denomina *afelio*. El eje mayor de la órbita $A\Pi$ es *la línea de ápsides*, y la línea f_1P, que une el Sol y el planeta P en su órbita, se denomina *radio vector del planeta*.

La distancia entre el planeta y el Sol en el perihelio es

$$q = a(1 - e), \tag{2.3}$$

y en el afelio,

$$Q = a(1 + e). \tag{2.4}$$

Se toma como distancia media del planeta al Sol el semieje mayor de la órbita $a = (q + Q)/2$.

De acuerdo a la segunda ley de Kepler el área CP_1P_2, descrita por el radio vector del planeta durante el tiempo Δt cerca del perihelio, es igual al área CP_3P_4, descrita por dicho radio durante el mismo tiempo Δt cerca del afelio (fig. 27, *b*). Puesto que el arco P_1P_2 es mayor que el arco P_3P_4 el planeta, cerca del perihelio, tiene una velocidad mayor que cerca del afelio En otras palabras, su movimiento alrededor del Sol es *irregular*.

La velocidad del movimiento del planeta en el perihelio es

$$v_q = v_c \sqrt{\frac{1+e}{1-e}}, \tag{2.5}$$

y en el afelio

$$v_Q = v_c \sqrt{\frac{1-e}{1+e}}, \tag{2.6}$$

donde v_c es la velocidad media o circular del planeta cuando $r = a$. La velocidad circular de la Tierra es igual a 29,78 km/s $\approx$ 29,8 km/s.

La tercera ley de Kepler se escribe así

$$\frac{T_1^2}{T_2^2} = \frac{a_1^3}{a_2^3}, \tag{2.7}$$

donde T_1 y T_2 son los períodos sidéreos de las revoluciones de los planetas, y a_1 y a_2 son los semiejes mayores de sus órbitas.

Si expresamos los semiejes mayores de las órbitas de los planetas en unidades de la distancia media entre la Tierra y el Sol (en unidades astronómicas), y los periodos de revolución de los planetas se expresan en años, entonces, para la Tierra, $a = 1$ y $T = 1$, y el período de la revolución de cualquier planeta alrededor del Sol

$$T = \sqrt{a^3}. \tag{2.8}$$

La tercera ley de Kepler establece la dependencia entre las distancias de los planetas al Sol y los periodos de revolución.

§ 41. *Elementos de las órbitas de los planetas. Problemas fundamentales de la astronomía teórica*

El movimiento del planeta estará absolutamente determinado si se conocen el plano en el que yace su órbita, las dimensiones y formas de esta órbita y su orientación en el plano y, por último, el momento de tiempo en

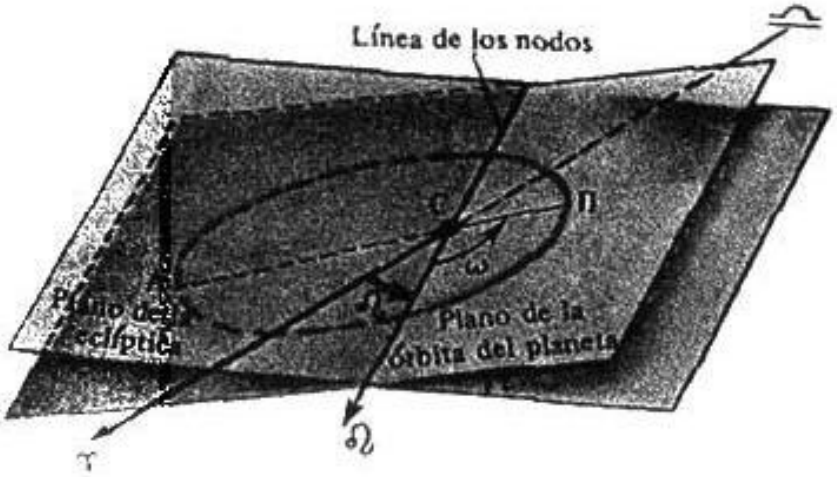


Fig. 28. Elementos de las órbitas.

el que el planeta se encuentra en un punto concreto de la órbita. Las magnitudes que determinan las órbitas del planeta se denominan *elementos de su órbita.*

Como plano fundamental, respecto al cual se determina la posición de la órbita, se toma el plano de la ecliptica.

Los dos puntos, en los que la órbita del planeta se corta con el plano de la ecliptica, se denominan *nodos: boreal o ascendente y austral o descendente.* Es ascendente aquel nodo en el que el planeta corta la ecliptica alejándose del polo sur de ésta.

La órbita eliptica del planeta la determinan los 6 elementos siguientes (fig. 28):

1. *La inclinación* i del plano de la órbita respecto al plano de la ecliptica. La inclinación puede tener cualesquiera valores entre 0 y 180°. Si $0 \leqslant i < 90°$, entonces el planeta gira alrededor del Sol (C) en la misma dirección que la Tierra (movimiento directo); si $90° < i < 180°$ el planeta se mueve en la dirección contraria (movimiento retrógrado).

2. *La longitud (heliocéntrica) del nodo ascendente* Ω, es decir, el ángulo entre las direcciones del centro del Sol al nodo ascendente de Ω y al punto del equinoccio de primavera. La longitud del nodo ascendente puede tomar cualesquiera valores desde 0 hasta 360°.

La longitud del nodo ascendente de Ω y la inclinación i determinan la posición del plano de la órbita en el espacio

3. *La distancia angular* ω desde el perihelio hasta *el nodo*, es decir, el ángulo entre las direcciones del centro del Sol al nodo ascendente Ω y al perihelio Π. Esta distancia se cuenta en el plano de la órbita del planeta en la dirección del movimiento de éste, y puede tener cualesquiera valores desde 0 hasta 360°.

La distancia angular del perihelio ω determina la posición de la órbita en su plano. (A veces, en lugar de ω, se da la longitud del perihelio $\pi = \Omega + \omega$).

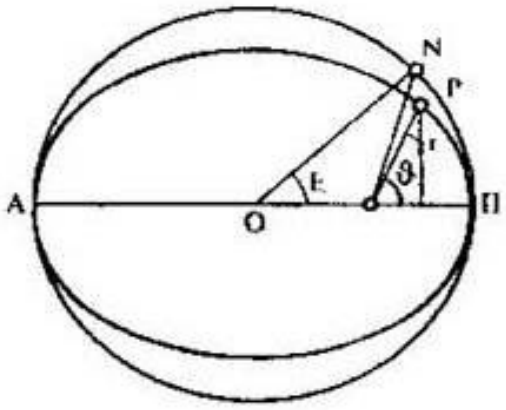


Fig. 29. Anomalías verdadera, media y excéntrica.

4. *El semieje mayor a* de la órbita elíptica, que determina unívocamente el período sidéreo de revolución T del planeta. A menudo, conjuntamente con el semieje, se da en calidad de elemento *el movimiento diario medio* $n = 360°/T = 2\pi/T$, es decir, la velocidad angular media del planeta por día.

5. *La excentricidad de la órbita* $e = \dfrac{\sqrt{a^2 - b^2}}{a}$, donde a y b son los semiejes de la órbita elíptica.

El semieje mayor a y la excentricidad e determinan las dimensiones y la forma de la órbita.

6. *El momento del paso* t_0 *por el perihelio*, o la posición del planeta en la órbita en cualquier momento concreto t de tiempo (longitud en la época t).

Conociendo el momento t_0 del paso por el perihelio y otros elementos de la órbita, se puede determinar la posición del planeta en el plano de esta última en cualquier momento t de tiempo. La posición del planeta en la órbita se determina por dos magnitudes: el radio vector r y la *anomalía verdadera* ϑ. Se denomina anomalía verdadera del planeta al ángulo ΠCP (fig. 29) entre la dirección del Sol (C) al perihelio Π y el radio vector del

planeta P. El radio vector r y la anomalía verdadera ϑ se calculan por las fórmulas

$$r = a(1 - e\cos E), \tag{2.9}$$

$$\operatorname{tg}\frac{\vartheta}{2} = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}}\operatorname{tg}\frac{E}{2}, \tag{2.10}$$

donde $E = \angle \Pi ON$ y se denomina *anomalía excéntrica*.

La anomalía excéntrica E se calcula por la ecuación de Kepler

$$M = E - e\operatorname{sen} E, \tag{2.11}$$

siendo M el ángulo llamado *anomalía media*. La anomalía media es el arco del círculo que describiría el planeta en el tiempo $(t - t_0)$ si dicho planeta se moviese uniformemente por una circunferencia de radio a con velocidad angular media n, es decir,

$$M = n(t - t_0) = \frac{2\pi}{T}(t - t_0). \tag{2.12}$$

El cálculo de la posición del planeta en la órbita para cierto momento de tiempo t se efectúa en el orden siguiente:

1) por la fórmula (2.12), en la que se conocen T y $(t - t_0)$, se determina la anomalía media M;

2) por la fórmula (2.11), conociendo e y M, se halla con el método de aproximaciones sucesivas la anomalía excéntrica E;

3) por las fórmulas (2.9) y (2.10) se calculan el radio vector r y la anomalía verdadera ϑ.

Habiendo determinado la posición del planeta en la órbita para los momentos dados de tiempo se pueden calcular, para estos mismos momentos, las coordenadas heliocéntricas tridimensionales del planeta. Y conociendo ya los elementos de la órbita de la Tierra, una vez calculada la posición de la Tierra en su órbita para dichos momentos de tiempo, se pueden hallar las coordenadas geocéntricas del planeta y su distancia al centro de la Tierra.

La determinación de las coordenadas aparentes del planeta por los elementos de sus órbitas se denomina *cálculo de las efemérides*, es decir, de las tablas en las que se dan las situaciones de los planetas para cualesquiera momentos de tiempo elegidos (a veces, para muchos años por anticipado).

El problema inverso, es decir, el cálculo de los elementos de las órbitas por las coordenadas observadas se denomina *determinación de las órbitas*. Este problema es mucho más difícil que el cálculo de las efemérides. Kepler lo resolvió para aquellos planetas que se observan desde hace mucho. Sin embargo, los métodos de determinación de las órbitas con varias observaciones (no menos de tres), que es de particular importancia al descubrir nuevos planetas y cometas, se elaboraron solamente a principios del siglo XIX.

El cálculo de las efemérides y la determinación de las órbitas son los problemas fundamentales de la astronomía teórica.

§ 42. *Leyes fundamentales de la mecánica*

Una vez establecidas por Kepler las leyes del movimiento de los planetas, como es natural, se planteó el problema respecto a los motivos de estos movimientos. La solución de este problema exigía un estudio previo de las leyes del movimiento de cualesquiera cuerpos, es decir, era preciso el desarrollo de aquella parte de las ciencias naturales que se denomina mecánica.

Después que con los trabajos de Galileo (1564–1642), Huygens (1629–1695) y otros sabios se dio comienzo a la argumentación experimental de la mecánica, Newton formuló las tres siguientes leyes fundamentales del movimiento de los cuerpos:

1ª ley. *Todo cuerpo conserva su estado de reposo o de movimiento uniforme y rectilíneo hasta y en la medida que las fuerzas aplicadas no le obliguen a cambiar este estado.* Esta ley se denomina principio de *la inercia*. Si m es la masa del cuerpo y v su velocidad, entonces el principio de la inercia se puede representar matemáticamente de la forma siguiente.

$$mv = \text{const}. \tag{2.13}$$

Si $v = 0$ el cuerpo se encuentra en reposo; si $v = \text{const} \neq 0$ el cuerpo se mueve uniforme y rectilíneamente. El producto mv se denomina *cantidad de movimiento* del cuerpo. La variación de la cantidad de movimiento del cuerpo solamente puede tener lugar como resultado de la interacción de éste con otros cuerpos, es decir, bajo la acción de una fuerza.

2ª ley. *La variación de la cantidad de movimiento es proporcional a la fuerza motriz aplicada y sigue la dirección de aquella recta por la que actúa esta fuerza.* La segunda ley se escribe matemáticamente así:

$$\frac{d}{dt}(mv) = F,$$

o

$$F = mw, \tag{2.14}$$

es decir, el producto de la masa m del cuerpo por su aceleración w es igual a la fuerza efectiva F.

La ecuación (2.14) se denomina ley fundamental de la dinámica del punto material.

3ª ley. *Toda acción provoca siempre una reacción igual y contraria.* Dicho de otro modo, *las acciones mutuas de dos cuerpos son siempre iguales y están dirigidas en sentidos opuestos.*

Si cualquier cuerpo con masa m_1 interacciona con otro cuerpo de masa m_2 entonces el primer cuerpo no sólo cambia la cantidad de movimiento m_2v_2 del segundo cuerpo, sino que él mismo experimenta un cambio de su

cantidad de movimiento $m_1 v_1$, aunque de dirección opuesta, provocado por el segundo cuerpo, es decir,

$$\frac{d}{dt}(m_2 v_2) = -\frac{d}{dt}(m_1 v_1)$$

o

$$F_2 = -F_1, \tag{2.15}$$

§ 43. *Ley de la gravitación universal de Newton*

Las leyes fundamentales del movimiento de los cuerpos permitieron a Newton formular y demostrar matemáticamente el siguiente teorema: "Las fuerzas con las que los planetas principales se desvían constantemente del movimiento rectilíneo y se mantienen en sus órbitas, están dirigidas hacia el Sol y son inversamente proporcionales a los cuadrados de sus distancias al centro de éste".

Demostrando en lo sucesivo que la fuerza que mantiene a los planetas en sus órbitas es idéntica a la fuerza de la gravedad que actúa en la superficie de la Tierra, Newton sintetizó este teorema y lo expresó en forma de ley de gravitación universal:

"*Cada dos partículas materiales se atraen recíprocamente, o gravitan mutuamente, con una fuerza que es directamente proporcional al producto de sus masas e inversamente proporcional al cuadrado de la distancia entre ellas*".

Matemáticamente la ley de la gravitación universal de Newton se escribe así:

$$F = G\frac{m_1 m_2}{r^2}, \tag{2.16}$$

donde m_1 y m_2 son las masas de las partículas, r es la distancia entre ellas, G es el coeficiente de proporcionalidad, que es igual a la fuerza con la que se atraen mutuamente dos partículas con masas unitarias y que se encuentran entre sí a una distancia unitaria.

El coeficiente G se denomina *constante gravitacional*, o *constante de la gravitación universal*.

En el sistema internacional (SI) de medidas:

$$G = 6{,}67 \cdot 10^{-11}\ \mathrm{N \cdot m^2 \cdot kg^{-2}},$$

y en el sistema CGS dos partículas materiales cuyas masas son de 1 g cada una, y que se encuentran a una distancia de 1 cm, entre sí, se atraen con una fuerza de $1/15 \cdot 10^6$ dina.

En la astronomía las distancias entre el Sol y los planetas se expresan frecuentemente en unidades astronómicas (u. a.), las masas de los cuerpos celestes en masas del Sol, y el tiempo en días solares medios. En este sistema de unidades, propuesto por Gauss, la constante gravitacional $G = k^2 = 0{,}00029591$, y la magnitud $k = 0{,}0172021 \simeq 1/58$ se denomina *constante de Gauss*

§ 44. *Dependencia entre la fuerza de atracción y la masa y forma de los cuerpos que se atraen*

De la segunda ley fundamental de la mecánica (2.14) y de la ley de la gravitación universal (2.16) se deduce lo siguiente.

1. Dos partículas o puntos materiales (es decir, cuerpos materiales cuyas dimensiones son infinitésimas en comparación con la distancia entre ellos), se atraen mutuamente con una misma fuerza F, pero al mismo tiempo obtienen distintas aceleraciones, inversamente proporcionales a sus masas. Efectivamente, de la fuerza F la masa m_1 obtiene una aceleración $w_1 = Gm_2/r^2$, dirigida hacia m_2, y la masa m_2 logra una aceleración $w_2 = Gm_1/r^2$, dirigida hacia m_1. De aquí

$$\frac{w_1}{w_2} = \frac{m_2}{m_1}.$$

Por ejemplo, la aceleración de la Tierra por la atracción de la Luna es tantas veces menor que la aceleración de la Luna por la atracción de la Tierra, cuantas veces la masa de la Luna es menor que la masa de la Tierra.

2. La aceleración relativa w_{rel} de dos puntos materiales es igual a la diferencia de los vectores $w_1 - w_2$, y puesto que w_1 y w_2 están dirigidos hacia lados opuestos

$$w_{rel} = G\frac{m_1 + m_2}{r^2}, \tag{2.17}$$

es decir, w_{rel} es proporcional a la suma de las masas de las partículas.

Por consiguiente, la aceleración durante el movimiento relativo tiene una magnitud igual a la que ésta tendría en caso de que la masa de ambas partículas $(m_1 + m_2)$ estuviese concentrada en una de ellas. Por esto, al resolver el problema respecto al movimiento de dos puntos materiales que se atraen, podemos considerar que la fuerza sale del centro inmóvil, e investigar solamente el movimiento de uno de los puntos.

3. Dos puntos materiales con masas m_1 y m_2, que se encuentran a distancias iguales de un tercer punto material con masa m, son atraídos por este último con fuerzas distintas

$$F_1 = G\frac{m_1 m}{r^2} \quad \text{y} \quad F_2 = G\frac{m m_2}{r^2},$$

pero obtienen iguales aceleraciones (por su magnitud),

$$w_1 = w_2 = G\frac{m}{r^2}.$$

Por ejemplo, el Sol atrae a la Tierra con mayor fuerza que a la Luna, pero la Tierra y la Luna, cuando se encuentran a una misma distancia del Sol, obtienen de éste aceleraciones iguales.

La ley de Newton es correcta para los puntos materiales. Los cuerpos reales solamente pueden considerarse aproximadamente puntos materiales cuando la distancia entre ellos superan considerablemente las dimensiones de éstos No obstante, como demostró Newton, los cuerpos que tienen distribución esférico-simétrica de sus masas, se pueden examinar como puntos materiales.

El cuerpo con distribución esférico-simétrica de las masas atrae a cualquier masa espécimen (modelo) igual que el punto material situado en el centro de este cuerpo cuya masa es igual a la incluída dentro de la esfera que pasa por la masa espécimen dada. En particular, por ejemplo, el punto material situado en la superficie de la Tierra es atraído por ésta como si toda la masa de la Tierra se encontrase en su centro. Al mismo tiempo, un cuerpo que se encuentre en el fondo de un pozo profundo solamente será atraido por las capas más profundas de la Tierra, mientras que el influjo sumario de todas las capas superiores es igual a cero.

A título de ejercicio aconsejamos al lector que demuestre individualmente estas afirmaciones, examinando para simplicidad una capa esférico-simétrica de una bola y una masa espécimen, situada al principio dentro y luego fuera de la bola.

§ 45. *Identidad de la fuerza de atracción y de la fuerza de la gravedad*

La fuerza de la gravedad comunica a todos los cuerpos en la superficie de la Tierra, durante la caída libre de éstos, una aceleración g, que aproximadamente es igual a 981 cm/s^2.

Supongamos que la fuerza de la gravedad varía con proporcionalidad inversa al cuadrado de la distancia entre el cuerpo y el centro de la Tierra. Entonces, por ejemplo, la Luna, que se encuentra del centro de la Tierra a una distancia de 60 radios terrestres (aproximadamente), deberá experimentar una aceleración g' menor en 60^2 veces que la aceleración en la superficie de la Tierra, es decir,

$$g' = \frac{g}{60^2} = \frac{981}{3600} \text{ cm/s}^2 = 0{,}27 \text{ cm/s}^2.$$

De la mecánica se sabe que para un punto que se mueve uniformemente por un círculo la aceleración centrípeta $w = \omega^2 r$, donde ω es la velocidad angular del punto y r es el radio del círculo.

Admitiendo que la órbita de la Luna es una circunferencia con radio aproximado $r = 60 \cdot 6378$ km, y que el período de revolución de la Luna alrededor de la Tierra es aproximadamente igual a 27,3 días medios (mes sidéreo), obtendremos la aceleración centrípeta del movimiento orbital de la Luna

$$w = \left(\frac{2\pi}{27{,}3 \;\; 86\,400} \right)^2 \cdot 60 \;\; 6378 \cdot 10^5 \text{ cm/s}^2 = 0{,}27 \text{ cm/s}^2$$

Las cantidades iguales obtenidas para g' y w significan que la fuerza que mantiene a la Luna en su órbita (la fuerza de la atracción) no es nada más que la fuerza de la gravedad terrestre, debilitada proporcionalmente a la relación entre los cuadrados de la distancia de la Luna al centro de la Tierra y la distancia de la superficie de la Tierra al centro de ésta.

Basándose precisamente en este resultado Newton llegó a la conclusión de que la fuerza de la gravedad es idéntica a la fuerza de la atracción mutua, que actúa entre todos los cuerpos del Universo, y formuló su ley en la forma que se expone en el § 43.

§ 46. *Variación de la fuerza de la gravedad en la superficie de la Tierra*

La fuerza de la gravedad en la superficie de la Tierra es la resultante de dos fuerzas: de la fuerza de atracción, dirigida hacia el centro de la masa de la Tierra, y de la fuerza centrífuga, dirigida perpendicularmente al eje de rotación de la Tierra. Puesto que la Tierra está achatada a lo largo de su eje de rotación la fuerza de atracción en los polos es mayor que en otros lugares, y disminuye hacia el ecuador.

Además, la fuerza centrífuga actúa contra la fuerza de atracción. Por esto, la fuerza de gravedad en la superficie de la Tierra disminuye al pasar de los polos hacia el ecuador.

La diferencia en la aceleración de la fuerza de gravedad entre los polos y el ecuador es de $g_{90} - g_0 = 983{,}2 - 978{,}0 = 5{,}2$ cm/s^2. Cerca de 2/3 de esta diferencia surge a cuenta de la aceleración centrífuga en el ecuador terrestre, y 1/3 a cuenta del achatamiento de la Tierra.

El valor medio de la aceleración por la fuerza de la gravedad terrestre se toma igual a $g = 981$ cm/s^2.

Los resultados de las mediciones de la aceleración de la fuerza de la gravedad en distintos puntos de la superficie terrestre demostraron las desviaciones (perturbaciones) de la fuerza de la gravedad en comparación con su curso normal, que corresponde a un elipsoide. Estas desviaciones se denominan anomalías de la fuerza de gravedad y se explican por el hecho de que la estructura de la corteza terrestre es heterogénea, tanto en lo que se refiere a las masas exteriores (macizos montañosos, etc.) como en lo referente a las densidades de las rocas que forman la corteza terrestre.

Una serie de pequeñas heterogeneidades en la estructura de las capas superiores de la corteza terrestre provocan anomalías locales de la fuerza de la gravedad, que abarcan zonas pequeñas. Las anomalías locales testimonian la existencia de yacimientos minerales que bien tienen una densidad muy grande (por ejemplo, las menas de metales) o tienen una densidad muy pequeña (por ejemplo, los yacimientos de petróleo, de sal gema).

§ 47. *Naturaleza de la gravitación y su papel en la astronomía*

Hasta la creación de la teoría de la estructura atómica se conocían dos tipos de interacciones entre los cuerpos microscópicos: la gravitacional, descrita por la ley de gravitación universal (2.16), y la electromagnética, expresada por las ecuaciones de Maxwell. En ambos casos las fuerzas, vinculadas a estas interacciones, disminuyen de manera inversamente proporcional al cuadrado de la distancia y directamente proporcional a determinadas características de los cuerpos: a la masa en el caso de la gravitación, y a la carga en la electrostática. Puesto que en la naturaleza existen dos tipos de cargas, cuya acción opuesta en los cuerpos normales, como regla, se compensan entre sí, entonces, para el movimiento de las masas compactas del tipo de estrellas, planetas, galaxias, etc., las fuerzas gravitacionales resultan ser decisivas. Por esto, la ley de gravitación universal resulta ser una de las leyes más importantes de la naturaleza, empleadas en la astronomía. En combinación con otras leyes de la mecánica ella permite explicar el movimiento de los planetas y de los cuerpos artificiales en el Sistema Solar, el de las estrellas en los cúmulos estelares y en la Galaxia, estudiar la dinámica de otros sistemas estelares. La forma de la mayoría de los cuerpos celestes y, en particular, la esfericidad de las estrellas y de los planetas, queda determinada por la gravitación. La ley de gravitación universal, en combinación con las leyes de la teoría cinética de los gases, permite revelar las regularidades más importantes de la estructura interna de las estrellas y de sus evoluciones. Las fuerzas gravitacionales determinan en mucho las atmósferas de las estrellas y de los planetas y el carácter de los fenómenos que tienen lugar en éstos.

La ley de la gravitación universal, en la formulación clásica de Newton, solamente es justa para los campos gravitacionales relativamente débiles, creados por cuerpos normales con densidades de valores no muy grandes. Para los campos gravitacionales fuertes, así como para los movimientos con velocidades muy grandes (conmensurables con la velocidad de la luz), la teoría de la relatividad general (TRG), que es una teoría de la gravitación que tiene en cuenta el influjo de la distribución de las masas sobre las propiedades del espacio y del tiempo, da una descripción más exacta del movimiento.

Con ayuda de la teoría de la relatividad general se logran explicar ciertas regularidades imperceptibles del planeta más próximo al Sol: Mercurio. Esta teoría es sustancial para la comprensión de la naturaleza de los cuerpos superdensos (estrellas neutrónicas y "huecos negros"), y en ella se basa toda la cosmología moderna, es decir, la teoría de la estructura y evolución del Universo en su conjunto.

La importancia de la gravitación en la astronomía no significa que en las condiciones cósmicas no tengan importancia otros tipos de interacciones. Las interacciones electromagnéticas resultan ser muy considerables en

aquellos casos cuando se tiene que ver con el movimiento del gas ionizado (plasma) en el campo magnético.

Las interacciones electromagnéticas son particularmente importantes en la mayoría de los procesos microscópicos (atómicos), como resultado de los cuales surge la radiación observada de los cuerpos celestes.

En la escala de átomos aislados, es decir en el micromundo, las interacciones gravitacionales se conservan, pero su papel relativo llega a ser absolutamente otro. La interacción electromagnética, digamos, del protón y del electrón es muchísimo más fuerte que la gravitacional, la que se puede simplemente despreciar en la mayoría de los casos. En el núcleo atómico, donde las partículas se aproximan considerablemente más que en el átomo, se manifiestan dos tipos nuevos de interaccion cuyo carácter se conoce peor que el de los dos primeros tipos. Por lo visto su acción disminuye con la distancia mucho más rápidamente que en las leyes de Newton y de Coulomb. Una de estas interacciones en la escala del núcleo del átomo, por su magnitud, resulta ser la más fuerte de todas las conocidas. Esta interacción se denomina fuerte y asegura las reacciones nucleares de fusión en las estrellas. La otra interacción, según ciertas características, resulta ser más fuerte que la gravitacional, pero más débil que la eléctrica. Esta interacción se denomina débil y, como ejemplo de ella, puede servir la desintegración beta del protón: proceso con el que comienza la mayoría de las reacciones nucleares en las entrañas de las estrellas.

Así, como vemos, en la astronomía se tiene que ver con todas las variedades de interacciones conocidas en la naturaleza. No obstante, en primer lugar y más frecuentemente, nos encontramos con la gravitación.

§ 48. *Movimiento del punto material bajo la acción de la fuerza gravitacional (problema de dos cuerpos)*

Este problema se resuelve mediante la integración de las ecuaciones diferenciales del movimiento, obtenidas de la ecuación fundamental de la dinámica del punto material (2.14), en la que la fuerza F es la fuerza de atracción. No vamos a integrar estas ecuaciones, pues lo harán los estudiantes en los cursos de astronomía teórica y mecánica celeste. Solamente nos detendremos en las soluciones.

Si la masa inmóvil M, concentrada en el punto C, comienza en cierto momento a atraer hacia sí al punto material m con una fuerza inversamente proporcional al cuadrado de la distancia, entonces la aceleración del punto m estará dirigida por la recta mC, y el ulterior movimiento de este punto dependerá de la distancia y de la magnitud y dirección de la velocidad v_0, que dicho punto tenía en el momento inicial (en el momento del comienzo de la acción de atracción por la masa M).

Si la velocidad $v_0 > 0$, pero no supera cierto límite v_c, entonces el punto m se moverá por la elipse en uno de cuyos focos se encontrará el punto

C (fig. 30). El plano de la elipse pasará por los puntos C, m y por la dirección de la velocidad v_0.

La forma y las dimensiones de la elipse serán distintas, según sea la magnitud de la velocidad v_0. Cuando v_0 es pequeña la elipse estará muy comprimida, su eje mayor será solamente un poco más grande que Cm, y el punto C se encontrará en el foco lejano de m. Si la velocidad v_0 es aproximadamente igual a la velocidad v_c, pero menor que ésta, entonces la excentricidad de la elipse será pequeña, su semieje mayor solamente será un poco menor que Cm, el punto C se aproximará al centro de la elipse, pero permanecerá en el foco lejano de m.

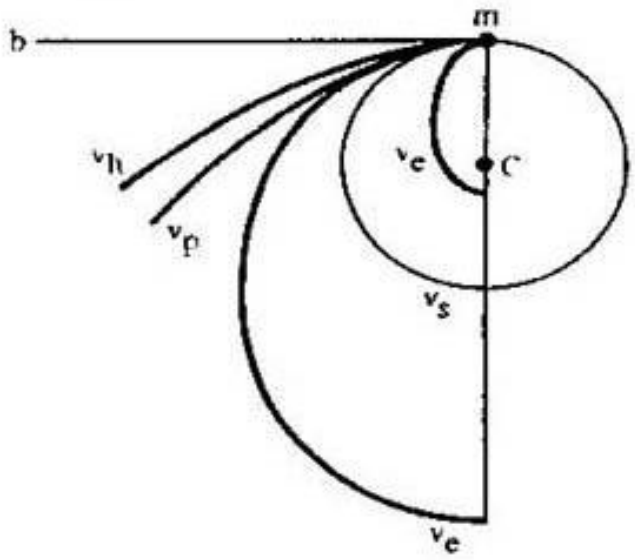


Fig. 30. El problema de los dos cuerpos

Si la velocidad inicial $v_0 = v_c$ y está dirigida perpendicularmente a la línea Cm, entonces el punto m se moverá por el círculo de radio Cm.

Si $v_0 > v_c$, pero no supera cierto límite $v_p = v_c\sqrt{2}$, entonces el punto m se moverá por la elipse, pero el punto C con ésto se encontrará en el foco próximo a m, mientras que el eje mayor de la elipse será tanto más grande cuanto v_0 se aproxime más a v_p.

Si $v_0 = v_p = v_c\sqrt{2}$ entonces el punto m se moverá por una parábola cuyas dos ramas se alejan hacia el infinito, aproximándose a una dirección paralela al eje Cm. A medida que el punto m se aleje del cuerpo M, su velocidad tenderá a cero.

Si $v_0 > v_p$, entonces el punto m se moverá por una hipérbola, cuyas ramas parten hacia el infinito y, cuando la velocidad inicial es muy grande, se acercan a la dirección perpendicular al eje Cm. A medida que el punto m se aleje por la hipérbola su velocidad tenderá a ser cierta magnitud constante.

Y, por último, en los casos límites, cuando $v_0 = \infty$, el punto m se moverá por la recta mb, y cuando $v_0 = 0$ se moverá por la recta mC.

La velocidad v del punto m a cualquier distancia r del punto C se obtiene de la fórmula

$$v^2 = G(M+m)\left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a}\right), \tag{2.18}$$

donde a es el semieje mayor de la elipse. Esta fórmula se denomina *integral de la energía*.

Si el punto m se mueve por un círculo, es decir, $r = a$, entonces de la ecuación (2.18) se deduce

$$v_c = \sqrt{\frac{G(M+m)}{r}}, \tag{2.19}$$

y si el punto m se mueve por una parábola, entonces $a = \infty$ y

$$v_p = v_c\sqrt{2} \tag{2.20}$$

La velocidad v_c se denomina *velocidad circular*, y v_p es la *velocidad parabólica*. La velocidad del movimiento elíptico v_e está comprendida en los límites $0 < v_e < v_p$, y la *velocidad hiperbólica* $v_h > v_p$. La órbita hiperbólica queda determinada por los mismos seis elementos que la elíptica (véase § 41), solamente que en lugar del semieje mayor $a = \infty$ se da la distancia perihélica q. La órbita parabólica se determina por cinco elementos: i, Ω, ω, t_0 y q ya que para la parábola $a = \infty$ y $e = 1$.

§ 49. *Primera ley (generalizada) de Kepler*

Las leyes de Kepler fueron obtenidas por éste empíricamente, como resultado de la investigación de los movimientos aparentes de los planetas. Por esto la primera ley de Kepler, en la formulación dada en el § 40, es justa solamente en lo que se refiere a los planetas grandes y a aquellos cuerpos del Sistema solar (ciertos cometas, asteroides) que se mueven alrededor del Sol por órbitas cerradas.

Si se tiene en cuenta en general el movimiento de los cuerpos celestes entonces, basándose en el párrafo anterior, esta ley debe ser formulada de la forma siguiente: *bajo la acción de la fuerza de atracción un cuerpo celeste se mueve en el campo gravitacional de otro cuerpo celeste por una de las secciones cónicas: círculo, elipse, parábola o hipérbola.*

En esta formulación la primera ley de Kepler será ya justa para todos los cometas, cuyas órbitas son elipses, parábolas o hipérbolas; esta ley también será correcta para los satélites de los planetas grandes, cuyas órbitas son elipses, pero en cuyos focos se encuentran los planetas grandes, y para las estrellas binarias físicas (véase § 154), que giran por órbitas elípticas alrededor de un centro común de las masas, etc. Con esto la forma y las dimensiones de las órbitas de los cuerpos solamente dependen de la magnitud de la velocidad inicial.

§ 50. *Segunda ley de Kepler*

Tomemos un sistema de coordenadas cartesianas cuyo punto de origen se encuentra en el centro de gravitación, y el plano xy coincide con el plano de la órbita del cuerpo.

Al proyectar la aceleración y la fuerza sobre los ejes x e y de las coordenadas (fig. 31) escribiremos la ecuación fundamental de la dinámica (2.14) en la forma siguiente:

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = F_x, \quad m\frac{d^2y}{dt^2} = F_y.$$

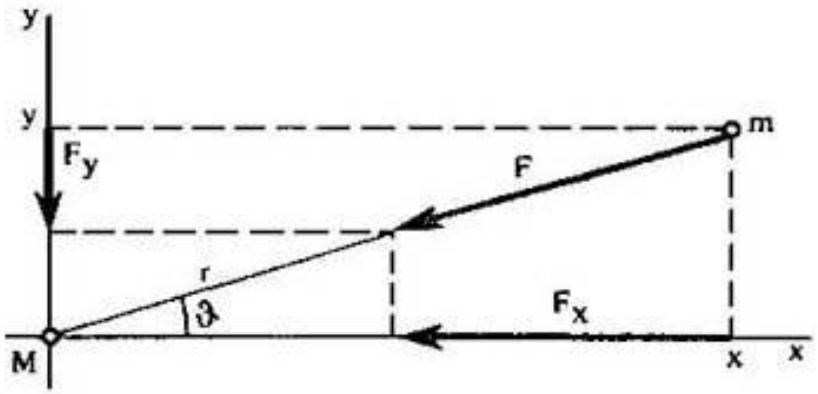


Fig. 31 Respecto a la deducción de la segunda ley de Kepler (M es el cuerpo central, el centro de la atracción, y m es el cuerpo que revoluciona).

Multiplicando respectivamente estas ecuaciones por x y por y, y restando de la segunda la primera, obtenemos

$$m\left(x\frac{d^2y}{dt^2} - y\frac{d^2x}{dt^2}\right) = xF_y - yF_x$$

o

$$m\frac{d}{dt}\left(x\frac{dy}{dt} - y\frac{dx}{dt}\right) = xF_y - yF_x.$$

Puesto que la fuerza es central, tiene lugar la relación

$$\frac{F_x}{F_y} = \frac{x}{y}, \text{ es decir, } yF_x = xF_y.$$

Por esto

$$\frac{d}{dt}\left(x\frac{dy}{dt} - y\frac{dx}{dt}\right) = 0,$$

o

$$x\frac{dy}{dt} - y\frac{dx}{dt} = \text{const.} \tag{2.21}$$

En las coordenadas polares

$$x = r\cos\vartheta, \quad y = r\operatorname{sen}\vartheta,$$

donde r es la distancia desde el origen de las coordenadas (el radio vector del punto), y ϑ es el ángulo polar (la anomalía verdadera).

Si se pasa del sistema de coordenadas cartesianas a las coordenadas polares entonces la expresión (2.21) tendrá el aspecto

$$r^2\frac{d\vartheta}{dt} = \text{const}, \tag{2.22}$$

es decir, *el área descrita por el radio vector en una unidad de tiempo, es una magnitud constante. Esta es la expresión matemática de la segunda ley de Kepler* (véase el § 40).

§ 51. *Tercera ley (precisada) de Kepler*

Durante el movimiento circular la aceleración $w = \omega^2 r$, donde la velocidad angular $\omega = 2\pi/T$, y T es el período de revolución por la circunferencia. Por consiguiente, la aceleración

$$w = \frac{4\pi^2 r}{T^2}.$$

Si examinamos el movimiento relativo de un cuerpo celeste con masa m por un círculo alrededor de otro cuerpo central con masa M, entonces, de acuerdo con la ecuación (2.17), la aceleración relativa

$$w_{rel.} = G\frac{(M+m)}{r^2}.$$

Puesto que w y $w_{rel.}$ son una misma aceleración, igualando los segundos miembros de ambas ecuaciones, obtendremos

$$\frac{r^3}{T^2(M+m)} = \frac{G}{4\pi^2} = \text{const}. \tag{2.23}$$

Si estudiamos el movimiento de un cuerpo celeste por la elipse, entonces se obtendrá una correlación análoga a (2.23), solamente que en ésta el radio r del círculo se sustituirá por el semieje mayor a, y T significará el período de revolución del cuerpo por la elipse. Escribiremos esta relación para dos cuerpos cuyas masas son m_1 y m_2, los semiejes mayores de sus órbitas elípticas son a_1 y a_2, y designaremos por T_1 y T_2 los períodos de sus revoluciones alrededor de sus cuerpos centrales con masas M_1 y M_2. Entonces

$$\frac{a_1^3}{T_1^2(M_1+m_1)} = \frac{G}{4\pi^2}, \quad \frac{a_2^3}{T_2^2(M_2+m_2)} = \frac{G}{4\pi^2},$$

de donde

$$\frac{T_1^2(M_1+m_1)}{T_2^2(M_2+m_2)}=\frac{a_1^3}{a_2^3}. \tag{2.24}$$

Esta es la expresión exacta de la tercera ley de Kepler. Si examinamos el movimiento de dos planetas alrededor del Sol, es decir, alrededor de un mismo cuerpo ($M_1=M_2$) y desatendemos de las masas de los planetas ($m_1\approx m_2=0$) en comparación con la masa del Sol, obtendremos la fórmula (2.7), deducida por Kepler de las observaciones

$$\frac{T_1^2}{T_2^2}=\frac{a_1^3}{a_2^3}.$$

Ya que las masas de los planetas en comparación con la masa del Sol son insignificantes, la fórmula de Kepler concuerda bastante bien con las observaciones. Las fórmulas (2.23) y (2.24) desempeñan un papel importante en la astronomía: dan la posibilidad de determinar las masas de los cuerpos celestes (véase § 58).

§ 52. *Concepto sobre el movimiento perturbado*

Si cualquier cuerpo del Sistema solar fuese atraído solamente por el Sol entonces dicho cuerpo se movería alrededor de éste exactamente de acuerdo a las leyes de Kepler. Semejante movimiento, que corresponde a la solución del problema de los dos cuerpos, se denomina *movimiento no perturbado*. En realidad todos los cuerpos del Sistema Solar no sólo son atraídos por el Sol, sino que también se atraen mutuamente entre sí. Por esta razón ningún cuerpo del Sistema Solar puede moverse por una elipse, parábola, o hipérbola y, mucho menos, por un círculo. Las desviaciones en los movimientos de los cuerpos respecto a las leyes de Kepler se denominan *perturbaciones*, y el movimiento real de los cuerpos se denomina *movimiento perturbado*. Las perturbaciones de los cuerpos del Sistema Solar tienen carácter muy complejo y, aunque son relativamente pequeñas, su control es extraordinariamente difícil, ya que las masas de estos cuerpos en comparación con la masa del Sol son insignificantes (su masa total es menor de 1/700 partes de la masa del Sol). Las perturbaciones se pueden considerar como la diversidad entre las posiciones del astro durante los movimientos perturbado y no perturbado, y el movimiento perturbado del cuerpo se puede considerar como el movimiento por las leyes de Kepler con elementos variables de su órbita.

Las variaciones de los elementos de la órbita del cuerpo como resultado de su atracción por otros cuerpos, aparte del central, se denominan *perturbaciones*, o *desigualdades de los elementos*. Las perturbaciones de los elementos se dividen en *seculares* y *periódicas*.

Las perturbaciones seculares de los cuerpos del Sistema Solar dependen de la disposición mutua de sus órbitas, que en el transcurso de intervalos

muy grandes de tiempo varían muy poco. Por esto, las perturbaciones seculares de los elementos transcurren en una misma dirección y su magnitud es aproximadamente proporcional al tiempo. A las perturbaciones seculares están expuestas dos elementos de la órbita: la longitud del nodo ascensional Ω y la longitud del perihelio π.

Las perturbaciones periódicas dependen de la posición relativa de los cuerpos en sus órbitas, que durante el movimiento de dichos cuerpos por órbitas cerradas se repite durante determinados intervalos de tiempo. Por esto, las perturbaciones periódicas de los elementos de las órbitas transcurren alternativamente ora en una dirección, ora en dirección contraria, y a estas perturbaciones se encuentran sometidos en uno u otro grado todos los elementos de las órbitas. Puesto que en los planetas grandes las órbitas no perturbadas son curvas cerradas (elipses), y a las perturbaciones seculares solamente están sometidas las longitudes de los nodos y las longitudes de los perihelios, el Sistema Solar deberá permanecer en un futuro próximo, en sus rasgos más esenciales, tal y como es en la actualidad. No obstante, la cuestión respecto a la estabilidad del Sistema Solar en el transcurso de períodos de tiempo de extraordinaria duración, por ejemplo, durante varios miles de millones de años, queda sin resolver.

§ 53. *Concepto sobre la fuerza perturbadora*

Sean tres los cuerpos celestes: el Sol C con masa M, el planeta P_1 con masa m_1 a la distancia r_1 del centro del Sol y el planeta P_2 con masa m_2 a la distancia r_2 del centro del Sol y a la distancia r del planeta P_1 (fig. 32). Los tres cuerpos interaccionan entre sí según la ley de la gravitación universal de Newton.

El Sol obtiene la aceleración

$$w_1 = G\frac{m_1}{r_1^2}$$

en la dirección CP_1 por parte del planeta P_1 y la aceleración

$$w_2 = G\frac{m_2}{r_2^2}$$

en la dirección CP_2 por parte del planeta P_2.

Examinemos el movimiento del planeta P_1 respecto al Sol. En este caso sobre el planeta P_1 actuarán fuerzas que provocarán las aceleraciones siguientes:

$$w = G\frac{M + m_1}{r_1^2} \text{ en la dirección } P_1C,$$

$$w' = G\frac{m_2}{r^2} \text{ en la dirección } P_1P_2,$$

y

$$w'' = -w_2 = G\frac{m_2}{r_2^2} \text{ en la dirección paralela a } P_2C$$

La primera aceleración w es la aceleración del movimiento relativo, provocado por la atracción del Sol; ésta determina el movimiento del planeta P_1 alrededor del Sol según las leyes de Kepler.

Las aceleraciones w' y w'' componen la aceleración de la *fuerza perturbadora* y determinan las divergencias en el movimiento del planeta P_1 respecto a las leyes de Kepler. La fuerza perturbadora, por consiguiente, se compone de dos fuerzas: de acción del planeta P_2 sobre el Sol. Puesto que la aceleración w'' se traza hacia el lado opuesto a w_2, *la fuerza perturbadora es la diferencia geométrica de las acciones del cuerpo perturbador sobre el planeta y sobre el Sol.* Como se ve en la fig. 32 la fuerza perturbadora (aceleración

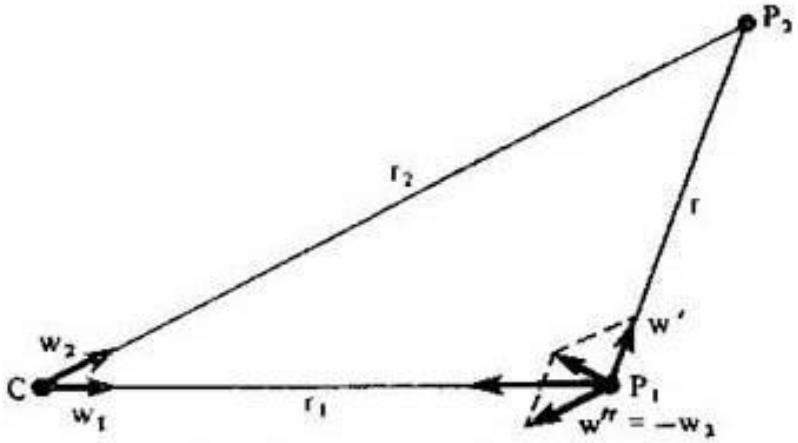


Fig. 32. Fuerza perturbadora.

perturbadora) en el caso general no está dirigida hacia el cuerpo perturbador, es decir, hacia el planeta P_2. La fuerza perturbadora estará dirigida exactamente hacia el cuerpo perturbador P_2 sólo en aquel caso cuando los cuerpos P_1 y P_2 se encuentran ambos en una misma recta, y hacia un mismo lado del Sol (en el orden CP_1P_2 o CP_2P_1). Si, por el contrario, los cuerpos P_1 y P_2 se encuentran en una misma recta que el Sol (P_1CP_2), pero a diferentes lados de éste, entonces la fuerza perturbadora está dirigida desde el cuerpo perturbador. La magnitud y dirección de la fuerza perturbadora, como resultado del movimiento de los cuerpos, varían continuamente.

§ 54. *La fuerza que perturba el movimiento de la Luna*

Para la Luna el cuerpo central es la Tierra, y el cuerpo perturbador fundamental es el Sol.

Las atracciones de los planetas también influyen sobre el movimiento de la Luna, pero las perturbaciones que éstos provocan son relativamente

insignificante y muchas veces menores que las perturbaciones provocadas por el Sol. La gravitación del Sol comunica a la Luna la aceleración

$$w = G\frac{M}{r_1^2},$$

donde M es la masa del Sol y r_1 es la distancia de la Luna al Sol.

La Tierra, a su vez, atrae a la Luna con una fuerza que comunica a ésta la aceleración

$$g = G\frac{m}{r^2},$$

donde m es la masa de la Tierra y r es la distancia de la Tierra a la Luna.

Dividiendo la primera aceleración por la segunda obtenemos

$$\frac{w}{g} = \frac{M}{m}\left(\frac{r}{r_1}\right)^2.$$

Puesto que $M/m = 333000$ (véase el § 58) y $r/r_1 = 1/390$, la fuerza de atracción de la Luna por el Sol es más de dos veces mayor que la fuerza de atracción de la Luna por la Tierra. Pero sobre el movimiento de la Luna respecto a la Tierra influye no la fuerza de la gravitación del Sol, sino la diferencia de las atracciones que éste ejerce sobre la Luna y de la Tierra (véase el § 53). Y como la aceleración de la tierra por la atracción del Sol es

$$w' = G\frac{M}{a^2},$$

donde a es la distancia de la Tierra al Sol, entonces, por consiguiente, la aceleración perturbadora w_1 del movimiento de la Luna es igual a la diferencia de las aceleraciones w y w'.

Esta aceleración w_1 y, por lo tanto, también la fuerza perturbadora, alcanzan una magnitud máxima cuando la Luna L_1 se encuentra entre el Sol C y la Tierra T (fig. 33). En este caso la aceleración perturbadora

$$w_1 = \frac{GM}{(a-r)^2} - \frac{M}{a^2} = GM\frac{2ar - r^2}{(a-r)^2a^2}.$$

Ya que r es pequeño en comparación con a, la diferencia $a - r$ se distingue poco de a, y los paréntesis en el denominador se pueden sustituir por a^2, pudiendo despreciarse en el numerador la magnitud r^2. Entonces

$$w_1 \approx G\frac{2rM}{a^3}$$

En la posición L_3 (véase la fig. 33) la aceleración que el Sol comunica a la Luna es casi la misma. Efectivamente, en este caso

$$w_3 = \frac{GM}{a^2} - \frac{GM}{(a+r)^2} \approx G\frac{2rM}{a^3}.$$

De este modo, la fuerza que perturba el movimiento de la Luna no es inversamente proporcional al cuadrado, sino al cubo de la distancia hasta el cuerpo perturbador (hasta el Sol) y su magnitud es

$$\frac{w_1}{g} = 2\frac{M}{m}\left(\frac{r}{a}\right)^3,$$

es decir, aproximadamente 1/90 de la fuerza de atracción de la Luna por la Tierra.

En la posición L_1 la fuerza perturbadora del Sol aleja a la Luna de la Tierra, mientras que en la posición L_3 aleja a la Tierra de la Luna. En las posiciones L_2 y L_4 la fuerza perturbadora acerca un poco a la Luna y a la Tierra, ya que las fuerzas con las que el Sol las atrae son en estos casos iguales por su magnitud, mientras que las direcciones de las fuerzas se encuentran bajo un ángulo agudo.

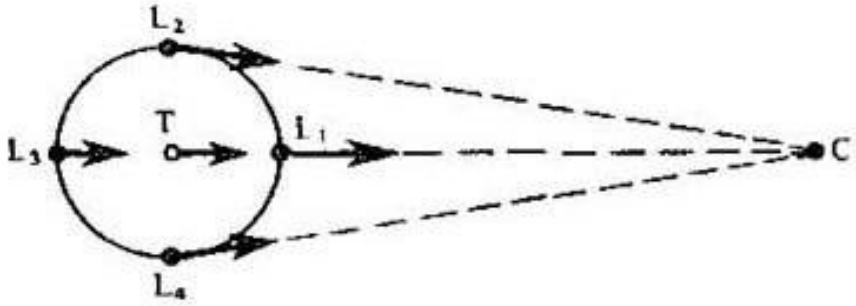


Fig. 33 Fuerza perturbadora en el movimiento de la Luna.

§ 55. *Mareas de flujo y reflujo*

Puesto que las dimensiones de la Tierra no son infinitamente pequeñas en comparación con las distancias hasta la Luna y el Sol, entonces, independientemente de la forma de la Tierra, las fuerzas de las atracciones lunar y solar sobre los distintos puntos de la Tierra no son iguales. Como resultado aparece una fuerza perturbadora que actúa sobre dichos puntos en conformidad con las diferentes distancias y direcciones desde estos puntos hasta el cuerpo que atrae. Si la Tierra fuese un cuerpo absolutamente sólido, es decir, si sus puntos no pudiesen cambiar su posición respecto al centro de la Tierra entonces, bajo la acción de estas fuerzas perturbadoras, aparecerían tensiones apenas perceptibles. Pero la Tierra no es un cuerpo absolutamente sólido, por lo que la acción de las fuerzas perturbadoras sobre ciertas partes de la superficie terrestre provoca fenómenos que se denominan mareas de *flujo* y *reflujo*.

Supongamos, para simplificar, que la superficie sólida de la Tierra está cubierta uniformemente por todos los lados por el océano (fig. 34). La Luna atrae hacia sí a toda partícula de la superficie sólida de la Tierra y a toda gota de agua del océano, comunicándolas aceleraciones inversamente

proporcionales al cuadrado de la distancia entre la partícula y el centro de la Luna. La resultante de las aceleraciones comunicadas a las partículas sólidas pasa por el centro de la Tierra T y es igual a

$$w_T = G\frac{m}{r^2},$$

donde m es la masa de la Luna, y r es la distancia entre los centros de la Luna y de la Tierra. En lo que concierne al agua del océano, la aceleración en el punto A es mayor que w_T, y en el punto B ella es menor que w_T, ya que

$$w_A = G\frac{m}{(r-R)^2} \quad \text{y} \quad w_B = G\frac{m}{(r+R)^2},$$

donde R es el radio de la Tierra.

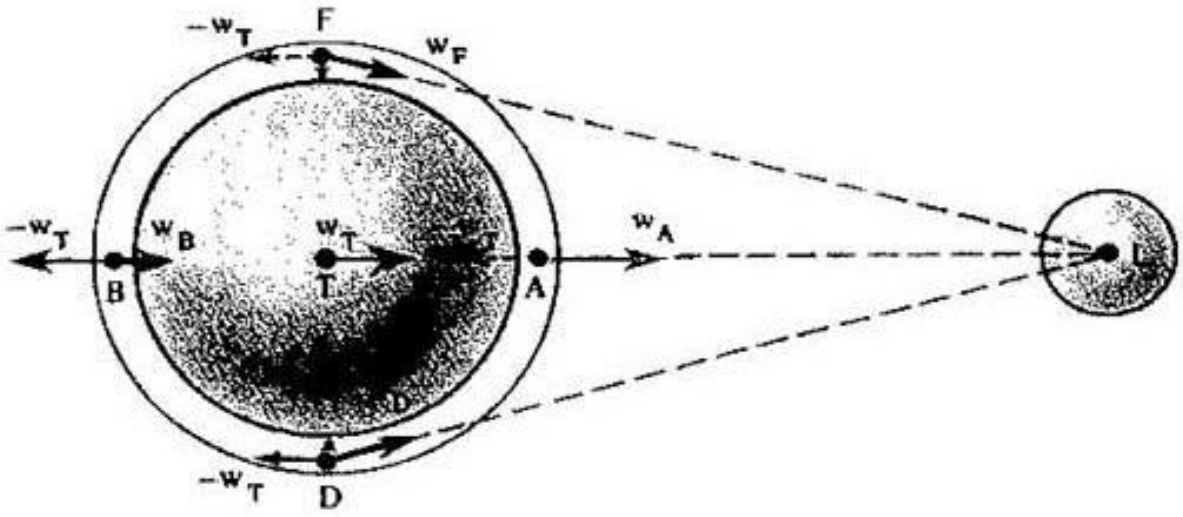


Fig. 34. Formación de las mareas altas.

La aceleración relativa (respecto al centro de la Tierra) en el punto A es igual a la diferencia $w_A - w_T$, es decir,

$$w_A - w_T = Gm\left[\frac{1}{(r-R)^2} - \frac{1}{r^2}\right]$$

ó

$$w_A - w_T = Gm\frac{2rR - R^2}{(r-R)^2 r^2}.$$

Como el radio R de la Tierra, en comparación con la distancia r hasta la Luna, es una magnitud pequeña, en el numerador se puede despreciar del miembro R^2 y en el denominador, en lugar de la diferencia $(r-R)$, dejar solamente r. Entonces

$$w_A - w_T = Gm\frac{2R}{r^3}$$

Esta diferencia de aceleraciones está dirigida desde el centro de la Tierra, ya que $w_A > w_T$. La diferencia de las aceleraciones $w_B - w_T$, por su magnitud, es aproximadamente parecida y también está dirigida desde el centro de la Tierra, en vista de que $w_B < w_T$. Por consiguiente, en los puntos A y B la acción de la Luna debilita la fuerza de gravedad en la superficie terrestre.

En los puntos F y D las aceleraciones w_F y w_D, transmitidas por la Luna, están dirigidas en un ángulo obtuso respecto a la aceleración contraria a la aceleración en el punto T; las aceleraciones resultantes aquí están dirigidas casi hacia el centro de la Tierra. Por lo tanto, en los puntos F y D la acción de la Luna aumenta la fuerza de gravedad terrestre.

En los puntos intermedios entre F y A, A y D, las aceleraciones resultantes están dirigidas hacia el lado del punto A, y entre F y B, B y D, están dirigidas hacia el lado del punto B. Si estas aceleraciones resultantes se descomponen por el radio y por la tangente entonces, en los puntos intermedios, se obtiene un pequeño acrecentamiento o debilitamiento de la fuerza de gravedad terrestre y, lo que es de particular importancia, se logran aceleraciones dirigidas hacia el punto A en una parte de la Tierra (FAD) y hacia el punto B en la otra parte (FBD). El efecto de estas aceleraciones conduce al hecho de que el agua en el oceáno se precipita en una mitad de la Tierra hacia el punto A, donde la Luna se encuentra en el cenit, y en la otra mitad se precipita hacia el punto B, donde la Luna se encuentra en el nadir.

Por lo tanto, bajo la acción de la atracción lunar, la envoltura ácuea de la Tierra, adquiere la forma de una elipsoide, estirada hacia la dirección de la Luna, y cerca de los puntos A y B tendrá lugar la marea de flujo, y en los puntos F y D la marea de reflujo.

Como resultado de la rotación de la Tierra los salientes de la marea de flujo se forman en cada momento en nuevos lugares de la superficie terrestre. Por esto, en el intervalo de tiempo entre dos culminaciones sucesivas superiores (o inferiores) de la Luna, por término medio igual a $24^h\,52^m$, los salientes de la marea de flujo darán una vuelta alrededor del globo terrestre y durante este tiempo, en cada lugar, tendrán lugar dos flujos y dos reflujos.

Bajo la acción de la gravitación solar la superficie ácuea de la Tierra experimenta también mareas de flujo y reflujo, pero las mareas solares son 2,2 veces menores que las lunares. Efectivamente, la aceleración de la fuerza del Sol, creadora de la marea de flujo, es igual a

$$GM_\odot \frac{2R}{a^3},$$

donde $M_\odot$ es la masa del Sol, y a es la distancia de la Tierra al Sol. Dividiendo la aceleración de la fuerza de la Luna, creadora de la marea de flujo, por esta aceleración obtendremos

$$\frac{m}{M_\odot}\frac{a^3}{r^3} \approx 2{,}2.$$

pues como $M_{\odot} = 333\,000$ masas de la Tierra, $m \approx 1/81$ masa de la Tierra y $a = 390r$. Por consiguiente, la fuerza de la marea de flujo creada por el Sol es 2,2 veces menor que la creada por la Luna. Los flujos solares no se observan por separado, éstos solamente varían la magnitud de los flujos lunares.

Durante los novilunios y plenilunios los flujos solar y lunar comienzan simultáneamente, las acciones de la Luna y del Sol se suman y se observa la marea máxima de flujo. En los cuartos de Luna creciente y menguante (las denominadas *cuadraturas*), en el momento del flujo lunar tiene lugar el reflujo solar, y la acción del Sol se resta de la acción de la Luna: se observa la marea mínima de flujo.

En realidad el fenómeno de los flujos y reflujos es mucho más complicado. La Tierra no está cubierta por el océano en todas sus partes y la ola del flujo (saliente del flujo), en su carrera por la superficie del océano, encuentra en su camino las complejas líneas litorales de los continentes, las diferentes formas del fondo del mar y, con esto, experimenta rozamiento. Como regla, debido a las causas indicadas, el momento del flujo no coincide con el momento de culminación de la Luna, sino que llega atrasado aproximadamente en un mismo intervalo de tiempo, que a veces alcanza hasta seis horas. Este intervalo de tiempo se denomina *hora aplicada*. La altura de la marea de flujo no es la misma en los distintos lugares. En los mares internos, por ejemplo, en el Negro y Báltico, los flujos son insignificantes: solamente de algunos centímetros.

En el océano, lejos de la costa, la magnitud del flujo no supera 1 m, pero en el litoral, en dependencia de su configuración y profundidad del mar, las mareas pueden alcanzar una altura considerable. Así, por ejemplo, en la bahía de Penzhinsk (mar de Ojotsk) la magnitud máxima del flujo es de 12,9 m, en la bahía de Frobisher (costa sur de la isla Tierra de Baffin) es de 15,6 m, y en la bahía de Fundy (litoral Atlántico del Canadá) alcanza 18 m. El rozamiento de la ola del flujo con las partes sólidas de la Tierra provoca una deceleración sistemática de la rotación de ésta (véase el § 75).

La atmósfera terrestre experimenta también flujos y reflujos, hecho que se refleja en los cambios de la presión atmosférica. Los fenómenos de los flujos se observan también en la corteza terrestre, aunque en dimensiones considerablemente menores que en la capa acuea. Y, sin embargo, a causa de estos fenómenos los puntos de la superficie terrestre se elevan y descienden dos veces al día, por término medio, en algunos decímetros.

§ 56. *El problema de los tres y más cuerpos*

La determinación del movimiento de tres cuerpos que se atraen mutuamente con una fuerza proporcional al cuadrado de la distancia entre ellos se denomina *problema de los tres cuerpos*.

En 1912 el matemático finlandés Sundman obtuvo la solución teórica de este problema con condiciones iniciales arbitrarias en forma de series convergentes. Pero estas series son tan complicadas y convergen tan

lentamente que no permiten calcular las posiciones de los cuerpos en el espacio ni sacar ninguna conclusión respecto al carácter y propiedades de los movimientos de los cuerpos. Por esto las fórmulas de Sundman por ahora no tienen valor práctico.

Lagrange demostró en 1772 que existe una cantidad determinada de casos particulares en el problema de los tres cuerpos, en los que se puede hallar la solución exacta. Si se dan las masas de los cuerpos y su posición en el plano como, por ejemplo, en la fig. 206 del § 156, entonces los casos particulares que se examinan del movimiento en este plano se obtienen al situarse el tercer cuerpo en uno de los cinco puntos denominados *puntos de libración o puntos de Lagrange*. Los primeros tres puntos de libración se sitúan en puntos determinados de la recta que une ambas masas dadas, con esto uno de ellos se encuentra entre dichas masas, y los otros dos, fuera de ellas. El cuarto y quinto puntos son vértices de dos triángulos equiláteros en los que los vértices restantes están ocupados por las masas dadas. Lagrange demostró que si el tercer cuerpo se encuentra en uno de los cinco puntos de libración, la configuración que forman los tres cuerpos siempre permanece semejante a sí misma, y sus movimientos transcurren por secciones cónicas de igual aspecto. De este modo:

1) si tres cuerpos se encuentran en una misma recta éstos, permaneciendo en ella, giran alrededor de un centro común de las masas;

2) si los tres cuerpos están situados en los vértices de un triángulo equilátero entonces rotan alrededor del centro común de las masas, de tal manera que el triángulo siempre sigue siendo equilátero.

Lagrange consideraba que las soluciones halladas por él tenían valor puramente teórico. Sin embargo, en el siglo XIX se descubrieron dos grupos de asteroides (planetas pequeños) cuyos movimientos corresponden aproximadamente a la segunda solución de Lagrange (véase el § 142). La primera solución permite estudiar el movimiento de los chorros gaseosos en las envolturas de los sistemas binarios estrechos, de lo que se tratará en el § 157.

El problema de la determinación de los movimientos de cuatro y más cuerpos (*problema de los n cuerpos*), que se atraen mutuamente de acuerdo a la ley de Newton, es aún más complicado que el problema de los tres cuerpos, y hasta la fecha no ha sido resuelto. Por esto, durante la investigación de los movimientos de n cuerpos, por ejemplo, de los cuerpos del Sistema Solar, se utiliza el método del cálculo de las perturbaciones, que permite hallar una solución del problema bastante aproximada a la solución exacta en un determinado intervalo de tiempo. El cálculo de las perturbaciones para los cuerpos del Sistema Solar es uno de los problemas más importantes, pero muy difíciles, de la mecánica celeste, que hoy está considerablemente aliviado gracias al empleo de las computadoras electrónicas.

§ 57. *El descubrimiento de Neptuno*

Uno de los logros más brillantes de la mecánica celeste es el descubrimiento del planeta Neptuno.

En 1781 el astrónomo inglés William Herschel descubrió un nuevo planeta grande que obtuvo el nombre de Urano y el cual era hasta entonces considerado como una estrella, y reiteradamente, casi en el transcurso de todo un siglo, determinaron sus coordenadas. Cuando por estas coordenadas comenzaron a calcular la órbita de Urano resultó que en su movimiento, incluso teniendo en cuenta todas las perturbaciones ocasionadas por los planetas grandes entonces conocidos, existian divergencias con el movimiento kepleriano. Para explicar estes divergencias residuales se formuló la hipótesis de que éstas eran provocadas por la acción de otro planeta desconocido, y ante la astronomía surgió el problema: por las perturbaciones en el movimiento de Urano determinar la posición (las coordenadas) del planeta perturbador. Este difícil problema matemático fue resuelto casi simultáneamente, en forma independiente, por los sabios francés Le Verrier e inglés Adams. El 23 de septiembre de 1846 el astrónomo alemán Galle encontró el supuesto planeta nada más que a la distancia aproximada de 1° de aquel punto del cielo que le señaló Le Verrier con sus cálculos. El nuevo planeta recibió el nombre de Neptuno.

El descubrimiento de Neptuno que, según la expresión de Engels, se realizó en "la punta de la pluma", es una convincentísima demostración de la exactitud de la *masas de los cuerpos celestes*

§ 58. *Determinación de las masas de los cuerpos celestes*

La ley de la gravitación universal de Newton permite medir una de las características físicas más importantes del cuerpo celeste: su masa.

La masa del cuerpo celeste se puede determinar: a) midiendo la fuerza de la gravedad en la superficie del cuerpo dado (procedimiento gravimétrico); b) por la tercera ley (precisada) de Kepler; c) mediante el análisis de las perturbaciones observadas, ocasionadas por el cuerpo celeste en los movimientos de otros cuerpos celestes.

El primer procedimiento se empleó hasta ahora solamente para la Tierra y consiste en lo siguiente.

En virtud de la ley de gravitación, la aceleración de la fuerza de gravedad en la superficie de la Tierra

$$g = G\frac{m}{R^2},$$

donde m es la masa de la Tierra y R su radio. De aquí la masa de la Tierra

$$m = \frac{gR^2}{G}. \qquad (2.25)$$

La aceleración de la fuerza de gravedad (mejor dicho, la aceleración de la componente de la fuerza de la gravedad, determinada solamente por la fuerza de atracción), igual que el radio R de la Tierra, se determina por las mediciones directas en la superficie de esta última (véanse los § 46 y 62). La constante G de gravitación ha sido determinada con suficiente exactitud por los experimentos de Cavendish y de Jolli, bien conocidos en la física.

Con los valores aceptados actualmente de las magnitudes g, R y G, por la fórmula (2.25), se obtiene la masa de la Tierra:

$$m = 5{,}976 \cdot 10^{27}\, g \approx 6 \cdot 10^{24} \text{ kg}.$$

Conociendo la masa de la Tierra y su volumen es fácil hallar la densidad media de la misma. Esta es igual a 5,5 g/cm^3.

La tercera ley precisada de Kepler permite determinar la relación entre la masa del Sol y la masa de un planeta, si este último tiene por lo menos un satélite y se conoce la distancia del satélite al planeta y el período de revolución alrededor del este último.

Efectivamente, el movimiento del satélite alrededor del planeta se somete a las mismas leyes que el movimiento de un planeta alrededor del Sol y, por consiguiente, la ecuación (2.24) puede escribirse en este caso de la forma:

$$\frac{T^2 (M + m)}{t_s^2 (m + m_s)} = \frac{\mathrm{a}^3}{a_s^3},$$

donde M, m y m_s son, respectivamente, las masas del Sol, del planeta y de su satélite, T y t_s son los períodos orbitales del planeta alrededor del Sol y del satélite alrededor del planeta, a y a_s son las distancias del planeta al Sol y del satélite al planeta.

Dividiendo el numerador y el denominador de la fracción del primer miembro de esta ecuación por m y resolviendo ésta respecto a la masa, obtenemos

$$\left(\frac{\mathrm{M}}{m} + 1\right) : \left(1 + \frac{m_s}{m}\right) = \frac{t_s^2 a^3}{T^2 a_s^3}. \tag{2.26}$$

La relación $\dfrac{M}{m}$ es muy grande para todos los planetas; la relación $\dfrac{m_s}{m}$, por el contrario, es pequeña (excepto la de la Tierra y de su satélite la Luna) y se puede despreciar. Entonces en la ecuación (2.26) queda solamente una relación incógnita $\dfrac{M}{m}$, que se calcula fácilmente con dicha ecuación. Por ejemplo, para Júpiter, la relación inversa $\dfrac{M}{m}$, determinada de esta forma, es igual a 1 : 1050.

Puesto que la masa de la Luna, el único satélite de la Tierra, es bastante grande en comparación con la masa terrestre, en la ecuación (2.26) no se

puede despreciar la relación $\frac{m_s}{m}$. Por esto, para comparar la masa del Sol con la masa de la Tierra, es menester previamente determinar la masa de la Luna. La determinación exacta de la masa de la Luna es un problema bastante difícil, que se resuelve mediante el análisis de aquellas perturbaciones en el movimiento de la Tierra que están provocadas por la Luna.

Bajo el influjo de la gravitación lunar la Tierra debe describir en el transcurso de un mes una elipse alrededor del centro común de masas del sistema Tierra-Luna.

Mediante determinaciones exactas de las posiciones aparentes del Sol se descubrieron cambios en su longitud con período mensual, denominados "*desigualdad lunar*". La existencia de la "*desigualdad lunar*" en el movimiento aparente del Sol señala el hecho de que el centro de la Tierra efectivamente describe una elipse pequeña en el transcurso del mes alrededor del centro común de masas "Tierra-Luna", que está situado en el interior de la Tierra a la distancia de 4650 km del centro de esta última. Ello permite determinar la relación entre la masa de la Luna y la masa de la Tierra. La posición del centro de las masas del sistema "Tierra-Luna" fue también hallado mediante las observaciones del planeta pequeño Eros en 1930–1931. Según las perturbaciones en los movimientos de los satélites artificiales de la Tierra la relación entre las masas de la Luna y de la Tierra resultó ser igual a $\frac{1}{81{,}30}$. Este último valor es el más exacto, y en 1964 la Unión Astronómica Internacional lo adoptó como definitivo entre otras constantes astronómicas. Dicho valor se confirmó en 1966 con el cálculo de la masa de la Luna por los parámetros de revolución de sus satélites artificiales.

Con la conocida relación de las masas de la Luna y de la Tierra, de la ecuación (2.26), se obtiene que la masa del Sol $M_\odot$ es 333 000 veces mayor que la masa de la Tierra, es decir,

$$M_\odot \approx 2 \cdot 10^{33} \text{ g}.$$

Conociendo la masa del Sol y la relación entre esta masa y la masa de cualquier otro planeta es fácil determinar la masa de este planeta.

Las masas de los planetas que no tienen satélites (Mercurio, Venus, Plutón) se determina mediante el análisis de aquellas perturbaciones que éstos causan en los movimientos de otros planetas o cometas. Así, por ejemplo, las masas de Venus y de Mercurio están calculadas por aquellas perturbaciones que ellos producen en los movimientos de la Tierra, Marte, ciertos planetas pequeños (asteroides) y del cometa Encke-Backlunda, así como por las perturbaciones que provocan unos en otros.

§ 59. *Movimiento de los satélites artificiales de la Tierra*

Con el lanzamiento el 4 de octubre de 1957 del primer satélite soviético artificial de la Tierra la humanidad abrió una nueva era en su historia: la era de la creación de cuerpos celestes artificiales.

Aunque los cuerpos celestes artificiales se someten a las mismas leyes que los cuerpos naturales, ciertas particularidades de sus órbitas y las condiciones que determinan el carácter de su movimiento merecen un estudio especial.

Los satélites artificiales de la Tierra (SAT) se ponen en órbita con ayuda de cohetes de varias etapas. La última etapa del cohete comunica al satélite una velocidad determinada a la altura dada. El cuerpo lanzado horizontalmente a una altura h de la superficie de la Tierra se convertirá en SAT si su velocidad en este momento resulta ser suficiente.

Si la velocidad de lanzamiento es exactamente igual a la velocidad circular en la altura dada h, entonces el cuerpo se desplazará por la órbita circular

Si esta velocidad es superior a la circular, entonces el cuerpo se desplazará por una elipse, además, el perigeo de esta elipse resulta encontrarse en el punto de salida a la órbita.

Si, por el contrario, la velocidad comunicada es algo menor que la circular y la altura h es suficientemente grande, entonces el cuerpo se desplazará por una órbita elíptica, pero en este caso el punto de salida a la órbita será el apogeo.

La masa del satélite artificial es insignificante en comparación con la masa de la Tierra, y ella se puede despreciar; entonces, de acuerdo a (2.19) y (2.25), la velocidad v_s a la distancia $r = R + h$ del centro de la Tierra será

$$v_s = \sqrt{\frac{fm}{R+h}} = \sqrt{\frac{gR^2}{R+h}}, \tag{2.27}$$

donde m es la masa de la Tierra, R es el radio de ésta, g es la aceleración de la fuerza de la gravedad en la superficie de la Tierra, y h es la altura del punto de lanzamiento del satélite respecto a la superficie de la Tierra.

En el satélite imaginario que se desplaza por una circunferencia en la propia superficie de la Tierra ($h = 0$), cuando $R = 6{,}378 \cdot 10^8$ cm y $g = 981$ cm/s^2, la velocidad deberá ser igual a

$$v_{1c} = 7{,}91 \text{ km/s}.$$

La velocidad v_{1c} se denomina *primera velocidad cósmica* respecto a la Tierra. Sin embargo, debido a la existencia de la atmósfera alrededor de la Tierra, realmente no puede existir un satélite que se desplace casi por la superficie de ésta. Por esto, el lanzamiento de los SAT se efectúa a cierta altura h ($h > 150$ km). La velocidad circular a la altura h es menor que la

primera velocidad cósmica v_{1c} y se calcula por la ecuación (2.27) o por la fórmula

$$v_s = v_{1c}\sqrt{\frac{R}{R+h}}.$$

Los elementos de la órbita del SAT dependen del lugar y tiempo de su lanzamiento, de la magnitud y dirección de la velocidad inicial. La relación entre el eje mayor a de la órbita del satélite y su velocidad inicial v_0, de acuerdo con la integral de la energía (2.18), se determina por la fórmula

$$v_0^2 = Gm\left(\frac{2}{r_0} - \frac{1}{a}\right),$$

donde r_0 es la distancia desde el punto de entrada en órbita del SAT al centro de la Tierra.

Generalmente el lanzamiento del SAT se efectúa horizontalmente, mejor dicho, perpendicularmente respecto a la dirección radial. La excentricidad e de la órbita durante el lanzamiento horizontal es igual a

$$e = 1 - \frac{q}{a}$$

donde q es la distancia del perigeo (el punto de la órbita más próximo al centro de la Tierra).

En caso de órbita elíptica (fig. 35) $q = a(1-e) = R + h_P$, donde h_P es la altura lineal del perigeo sobre la superficie de la Tierra. La distancia del apogeo (el punto de la órbita más alejado del centro de la Tierra), $Q = a(1+e) \approx R + h_A$, donde h_A es la altura del apogeo sobre la superficie terrestre. Si el lanzamiento se efectuó en el perigeo (cosa que puede no haber sucedido), entonces $r_0 = q = R + h_P$.

La dependencia entre la forma dela órbita del SAT y la velocidad inicial, con la que éste se puso en órbita, se expone en la fig. 36. Si se le comunica al satélite en el punto K una velocidad horizontal, igual a la circular para esta distancia al centro de la Tierra, entonces este satélite se desplazará por la órbita circular (I). Si la velocidad inicial en el punto K es menor que la velocidad circular correspondiente entonces el satélite se desplazará por la elipse (II), y si la velocidad es muy pequeña por la elipse (III), fuertemente estirada y que corta la superficie terrestre; en este caso el satélite lanzado caerá sobre la superficie de la Tierra, sin dar ni una sola vuelta a ésta. Si la velocidad en el punto K es superior a la respectiva velocidad circular, pero menor que la parabólica correspondiente, entonces el satélite se desplazará por la elipse (IV).

La disposición aproximada de la órbita elíptica del satélite en el espacio se muestra en la fig. 37. Aquí i es la inclinación de la órbita del satélite respecto al ecuador de la Tierra; ☊ es el nodo ascendente de la órbita; ☋, el nudo descendente; P, el perigeo de la órbita; A, el apogeo de la órbita; ♈ es el punto del equinoccio de primavera; Ω, la ascensión recta del nodo

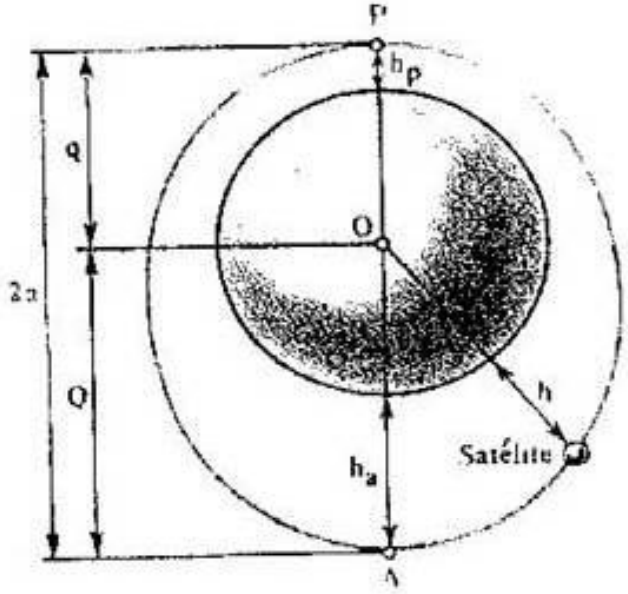


Fig. 35. Órbita elíptica de un satélite artificial de la Tierra.

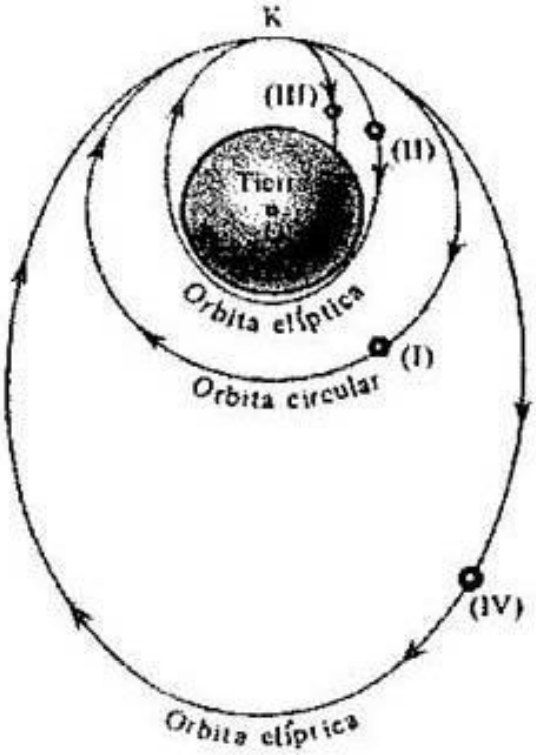


Fig. 36. Dependencia entre la forma de la órbita del SAT y la velocidad inicial.

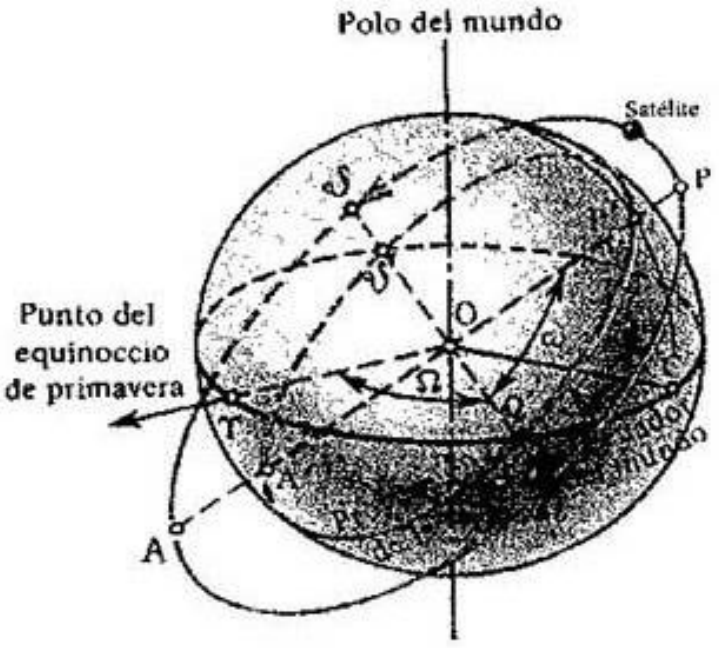


Fig. 37. Órbita de un SAT y su proyección sobre la esfera celeste.

ascendente y, por último, ω es la distancia angular entre el perigeo y el nodo ascendente.

El período orbital del SAT se determina por la tercera ley de Kepler (2.23). Este período es igual a

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{Gm}} a^{3/2},$$

o, si se tiene en cuenta (2.25),

$$T = \frac{2\pi}{R\sqrt{g}} a^{3/2}.$$

Si a se expresa en kilometros, cuando $R = 6370$ km y $g = 981$ cm/s^2, el período orbital del satélite se obtiene en minutos por la fórmula siguiente:

$$T = 1{,}659 \cdot 10^{-4} a^{3/2}.$$

Existen dos causas fundamentales que varían la órbita del SAT: la acción del engrosamiento ecuatorial de la Tierra y el influjo de la resistencia de la atmósfera de la Tierra. La primera causa provoca perturbaciones seculares del nodo ascendente $\Delta\Omega$ y del perigeo $\Delta\omega$, que sin dificultad son tenidas en cuenta por las fórmulas de la mecánica celeste. La segunda causa provoca la disminución del semieje mayor a, es decir, de la altura h, y el cambio de forma de la órbita. Puesto que la densidad de la atmósfera disminuye rápidamente con la altura, el satélite experimenta cerca del perigeo la resistencia fundamental y la disminución de la velocidad. Como resultado de esto la altura del apogeo de la órbita del satélite disminuye evidentemente (la altura del perigeo merma mucho más lentamente). En consecuencia disminuyen también como consecuencia el semieje mayor y la excentricidad de la órbita; la órbita del satélite se redondea paulatinamente. Cuando la altura del apogeo se hace comparable con la altura del perigeo, el satélite comienza a frenarse y pierde velocidad a lo largo de casi toda su órbita, la disminución de la altura del apogeo y del perigeo transcurre aun más rapidamente y el satélite, aproximándose en espiral hacia la superficie de la Tierra, entra en las capas densas de la atmósfera y se desintegra. Puesto que el satélite desciende en cada vuelta, su energía potencial disminuye, y una parte de esta pasa a ser energía cinética. Este incremento de la energía cinética cubre con largueza la energía del movimiento que se gasta durante el frenado. Por esto la velocidad del satélite no merma sino que, por el contrario, aumenta, al mismo tiempo que la órbita disminuye. Por consiguiente, a medida que desciende el satélite su período de revolución alrededor de la Tierra se reduce.

El movimiento perturbado del satélite descrito se da en una primera aproximación. En realidad, los elementos de la órbita del satélite, experimentan perturbaciones más complicadas y diversas. La contracción de la Tierra, la diferencia entre el campo gravitacional y el campo de la masa de atracción esférico-simétrica, provocan no sólo perturbaciones seculares de la longitud del nodo ascendente Ω y de la distancia entre el perigeo y el nodo ω.

Estas son también la causa de sus perturbaciones periódicas, así como de la excentricidad e (aunque, en realidad, muy moderadas) y de las pequeñas oscilaciones de la inclinación i de la órbita respecto al ecuador.

La existencia de la atmósfera no sólo provoca la disminución secular del semieje mayor a y de la excentricidad e. La presión lateral sobre el satélite, creada por la atmósfera giratoria, conduce a la variación monótona de i, cuyo signo es determinado por la dirección del movimiento del satélite en la órbita. La atmósfera condiciona también los pequeños cambios periódicos de Ω y ω.

Por último, la acción perturbadora de la Luna y del Sol provocan perturbaciones pequeñas periódicas de todos los elementos de la órbita del satélite.

§ 60. *Movimiento de los aparatos cósmicos*

La trayectoria del aparato cósmico consta de dos tramos fundamentales: activo y pasivo. El movimiento en el tramo activo está determinado fundamentalmente, por empuje de los motores a reacción y por la atracción de la Tierra. El tramo pasivo de la trayectoria comienza desde el momento de la conexión del motor de la última etapa. En el tramo pasivo el aparato cósmico se mueve bajo la acción de la atracción de la Tierra y de otros cuerpos del Sistema Solar (de la Luna, del Sol, de los planetas).

Durante el cálculo preventivo de las trayectorias cósmicas se usa una metodología aproximada, que consiste en lo siguiente. Si la velocidad del aparato al comienzo del tramo pasivo es igual (o mayor) que la velocidad parabólica (2.20) respecto a la Tierra, entonces, si despreciamos las perturbaciones, el aparato cósmico se moverá respecto a la Tierra por una parábola (o por una hipérbola) hasta que no salga de la esfera de la acción de la Tierra o no entre en la esfera de acción de otro cuerpo celeste.

Se denomina esfera de acción de cualquier cuerpo con masa m respecto a otro cuerpo con masa m' al espacio en cuyo interior se cumple la condición

$$\frac{\Delta g}{g} < \frac{\Delta g'}{g'},$$

donde g y g' son las aceleraciones gravitacionales en el campo de atracción de los cuerpos m y m', y Δg y $\Delta g'$ son las aceleraciones perturbadoras por parte, respectivamente, de m' y m. El radio de la esfera de acción es igual a

$$\rho = r\left(\frac{m}{m'}\right)^{2/5},$$

donde r es la distancia entre los cuerpos m y m'. Por ejemplo, el radio de la esfera de acción de la Tierra respecto al Sol es de 930 000 km y el radio de la esfera de acción de la Luna respecto a la Tierra es de 66 000 km.

Hablar en rigor respecto a la esfera de acción del Sol, en este sentido, solamente se puede como si se tratase de una región del espacio determinada

respecto a las estrellas. En lo sucesivo, para simplificar, como esfera de acción del Sol comprenderemos solamente la región del espacio circunsolar, descartando las esferas de acción de los planetas respecto al Sol

Al entrar en la esfera de acción de otro cuerpo celeste, el aparato cósmico se moverá en lo sucesivo bajo la acción de la fuerza de atracción de este cuerpo. La gravitación de la Tierra dejará de ejercer una influencia esencial sobre el movimiento del aparato y jugará el papel de una fuerza perturbadora.

El carácter del movimiento ulterior del aparato cósmico depende de la magnitud de su velocidad en el límite de la esfera de acción del cuerpo celeste. Si esta velocidad respecto al cuerpo celeste es igual a cero, entonces el aparato cósmico caerá sobre éste.

Si la velocidad del aparato respecto al cuerpo celeste es mayor que cero, pero menor que la velocidad parabólica, entonces, con ciertas condiciones complementarias, el aparato debe convertirse en un satélite artificial de este cuerpo y revolucionará alrededor de él por una órbita circular o elíptica.

Y, por último, si la velocidad del aparato cósmico es igual o menor que la velocidad parabólica, entonces el aparato, después de describir respecto al cuerpo celeste un tramo de parábola o de hipérbola, se alejará de éste, saliendo después de su esfera de acción.

De este modo el aparato cósmico puede caer en la superficie de cualquier cuerpo del Sistema Solar, puede llegar a ser un satélite artificial de éste y puede salir fuera de los límites del Sistema Solar. En este último caso el aparato cósmico debe tener en el límite de la esfera de acción de la Tierra con el Sol una velocidad igual, o mayor, que la velocidad parabólica respecto al Sol.

El primer planeta artificial fue el cohete cósmico soviético lanzado el 2 de enero de 1959.

Para que un aparato cósmico supere la atracción de la Tierra y salga al espacio cósmico es necesario comunicarle en el comienzo del tramo pasivo, una velocidad igual o mayor que la velocidad

$$v_p = v_c\sqrt{2} = \sqrt{\frac{2Gm}{R+h}}, \tag{2.28}$$

donde h es la altura lineal del punto inicial del tramo pasivo. En la superficie de la Tierra $h = 0$ y

$$v_{2c} = v_{1c}\sqrt{2} = 11{,}2 \text{ km/s}.$$

La velocidad v_{2c} se denomina *segunda velocidad cósmica respecto a la Tierra.* La velocidad parabólica a la altura h es menor que la segunda velocidad cósmica v_{2c} y se determina de la relación (2.28) o por la fórmula

$$v_p = v_{2c}\sqrt{\frac{R}{R+h}}.$$

La velocidad del aparato cósmico en cualquier punto del tramo pasivo (sin tener en cuenta las perturbaciones) se determina por la fórmula

$$v^2 = Gm\left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a}\right). \tag{2.29}$$

Para que el aparato cósmico, después de superar la gravitación de la Tierra y entrar en la esfera de acción del Sol, no caiga en la superficie de este, debe tener en este momento una velocidad respecto al Sol que sea distinta de cero. La diferencia entre la velocidad heliocéntrica V_a del aparato (que determina la forma de su órbita respecto al Sol) y la velocidad heliocéntrica V_T de la Tierra se denomina velocidad complementaria V_{com} del aparato. Con esta velocidad el aparato abandona la esfera de acción de la Tierra respecto al Sol.

La velocidad inicial del aparato cósmico v_0, según la fórmula (2.29), se determina por la ecuación

$$v_0^2 = \frac{2Gm}{R+h} - \frac{Gm}{a}.$$

La velocidad del aparato a la distancia $r = \rho$ (donde ρ es el radio de la esfera de acción de la Tierra), es decir, la velocidad complementaria $V_{com.}$ del aparato de acuerdo a la misma fórmula (2.29), se determina por la ecuación

$$V_{com.}^2 = \frac{2Gm}{\rho} - \frac{Gm}{a}.$$

De las dos ecuaciones últimas obtenemos

$$v_0^2 - V_{com.}^2 = \frac{2Gm}{R+h} - \frac{2Gm}{\rho}.$$

El primer término en el segundo miembro, de acuerdo con la fórmula (2.28), es igual a v_p^2, y el segundo término, cuando $\rho \to \infty$, se anula. Entonces, la velocidad inicial del aparato cósmico se determina por la fórmula

$$v_0 = \sqrt{v_p^2 + V_{com.}^2}. \tag{2.30}$$

Hagamos uso de la fórmula (2.30) y calculemos, cuál debe ser la velocidad inicial para que el aparato cósmico, lanzado desde la superficie de la Tierra, abandone los límites del Sistema Solar. En este caso la velocidad heliocéntrica V del aparato debe ser igual a la velocidad parabólica respecto al Sol. La velocidad circular de la Tierra respecto al Sol es $V_c = 29{,}8$ km/s (véase el § 40). La velocidad parabólica respecto al Sol a la distancia de la Tierra al Sol es igual a $V_p = V_c\sqrt{2} = 42{,}1$ km/s. Por consiguiente, la velocidad heliocéntrica del aparato cósmico debe ser igual a $V = V_p = 42{,}1$ km/s.

Si como la velocidad heliocéntrica V_T de la Tierra se toma la velocidad circular de ésta, es decir, $V_T = V_c = 29{,}8$ km/s entonces, cuando el aparato cósmico abandona la esfera de acción de la Tierra en la dirección del

movimiento orbital de esta última, su velocidad complementaria será la siguiente

$$V_{com} = V_p - V_c = (42{,}1 - 29{,}8)\ \text{km/s} = 12{,}3\ \text{km/s},$$

y si el aparato sale hacia el lado opuesto al movimiento orbital de la Tierra

$$V_{com.} = V_p + V_c = 71{,}9\ \text{km/s}.$$

Entonces la velocidad inicial del aparato cósmico, de acuerdo con la fórmula (2.30), en el primer caso será igual a

$$v_0 = \sqrt{(11{,}2)^2 + (12{,}3)^2} = 16{,}6\ \text{km/s},$$

y en el segundo caso

$$v_0 = \sqrt{(11{,}2)^2 + (71{,}9)^2} = 72{,}8\ \text{km/s}.$$

Así pues, la velocidad con la que el aparato cósmico lanzado desde la Tierra puede salir fuera de los límites del Sistema Solar depende considerablemente de la reacción entre la dirección en que este aparato sale fuera de la esfera de acción de la Tierra y la dirección del movimiento orbital de la Tierra, y se encuentra dentro de los límites de

$$16{,}6\ \text{km/s} \leqslant v_0 \leqslant 72{,}8\ \text{km/s}.$$

La velocidad mínima $v_{Tc} = 16{,}6$ km/s se denomina *tercera velocidad cósmica respecto a la Tierra.*

3

DETERMINACIÓN DE LAS DIMENSIONES, FORMA DE LOS CUERPOS CELESTES Y DISTANCIAS HASTA ELLOS

§ 61. *Determinación del radio de la Tierra. Triangulación*

De acuerdo con la teoría de la atracción universal, cualquier cuerpo aislado, macizo, que gire alrededor de su eje con una velocidad dada (no muy velozmente), debe adquirir una forma parecida a la esfera. Efectivamente, todos los cuerpos celestes macizos que observamos (el Sol, la Luna, los planetas) tienen formas que poco se diferencian de las esferas regulares. La esfericidad de la Tierra se ve bien en las fotografías tomadas desde el cosmos.

La esfericidad de la Tierra permite determinar sus dimensiones con un procedimiento que, por primera vez, fue empleado por Eratóstenes en el siglo III a. de n.e. La idea de este procedimiento es simple. Tomemos en el globo terraqueo dos puntos O_1 y O_2, que yacen en el meridiano geográfico (fig. 38). Designemos la longitud del arco O_1O_2 del meridiano por l (por ejemplo, en kilómetros), y su valor angular por n° (por ejemplo, en grados). Entonces, la longitud del arco de 1° del meridiano l_0 será igual a $l_0 = l/n^\circ$, y la longitud de toda la circunferencia del meridiano será $L = 360^\circ\ l_0 = 360^\circ l/n^\circ = 2\pi R$, donde R es el radio del globo terrestre. De aquí

$$R = \frac{180^\circ l}{\pi n^\circ}.$$

El valor angular n° del arco es igual a la diferencia de las latitudes geográficas de los puntos O_1 y O_2, es decir, $n^\circ = \varphi_1 - \varphi_2$, cuyas determinaciones son un simple problema astrométrico (véanse los § 86,87).

Mucho más difícil es determinar la distancia lineal l entre los puntos O_1 y O_2. La medición directa de la distancia por la línea más corta entre estos puntos, que distan uno del otro centenas de kilómetros, es irrealizable a causa de los obstáculos naturales: montañas, bosques, ríos, etc. Por esto la longitud l se determina mediante cálculos con ayuda de un procedimiento especial, que requiere la medición directa solamente de una distancia relativamente pequeña: de la línea *base* y de una serie de ángulos. Este procedimiento se ha elaborado en geodesia y se denomina *triangulación*.

La esencia del método de triangulación consiste en lo siguiente. A ambos lados de arco O_1O_2 (fig. 39), cuya longitud es menester determinar, se eligen varios puntos A, B, C, ... a una distancia de 30–40 km uno del otro. Los puntos se toman de tal manera que desde cada uno de ellos se vean, por lo menos, otros dos. En todos los puntos se instalan señales geodésicas, castilletes en forma de pirámides, de varios decámetros de altura. Encima de la señal se coloca una plataforma para el observador y para el instrumento. La distancia entre cualesquiera dos puntos, por ejemplo, O_1A,

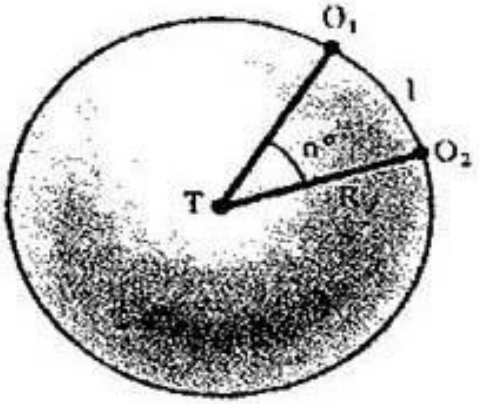


Fig. 38. Medición del radio del globo terráqueo.

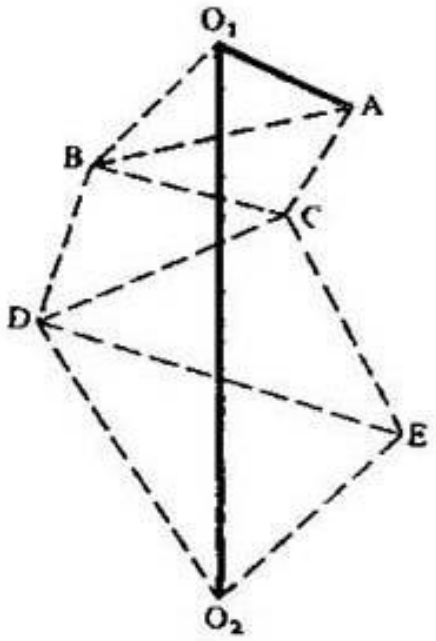


Fig. 39. Triangulación.

se elige en una superficie absolutamente plana y se toma como base. La longitud de la base se mide minuciosamente con ayuda de cintas métricas especiales. Las mediciones actuales más exactas de una base con longitud de 10 km se realiza con un error de ± 2 mm. Seguidamente se instala el instrumento medidor de ángulos (teodolito) sucesivamente en los puntos O_1, A, B, C, ..., O_2 y se miden todos los ángulos de los triángulos O_1AB, ABC, BCD, ... Conociendo en el triangulo O_1AB todos los ángulos y el lado O_1A (la base) también se pueden calcular sus otros dos lados O_1B y AB, y si se conoce el lado AB y todos los ángulos del triángulo ABC se pueden obtener las longitudes de los lados AC y BC, y así sucesivamente. En otras palabras, conociendo en esta cadena de triángulos solamente un lado (la base) y todos los ángulos, se puede calcular la longitud de la línea quebrada O_1BDO_2 (u O_1ACEO_2). En estos cálculos se tiene en cuenta que los triángulos no son planos, sino esféricos. Luego, determinando desde el punto O_1 el acimut de la direccion del lado O_1B (u O_1A), se puede proyectar la línea quebrada O_1BDO_2 (u O_1ACEO_2) sobre el meridiano O_1O_2, es decir, obtener la longitud del arco O_1O_2 en medidas lineales.

§ 62. *Dimensiones y forma de la Tierra*

El método de triangulación fue empleado por Shellius (Shell van Royen) por primera vez en 1615 al medir el arco del meridiano en Holanda. Desde entonces y hasta el presente en distintos países y en diferentes latitudes, se han medido muchos arcos en la superficie de la Tierra, y no sólo por los meridianos, sino tambien por los paralelos. Todas estas mediciones demostraron que la longitud de un arco de 1° del meridiano no es igual en diferentes latitudes: cerca del ecuador esta longitud es igual a 110,6 km, mientras que cerca de los polos es de 111,7 km, es decir, aumenta hacia los polos. Ello significa que la curvatura de la superficie terrestre es menor en las regiones polares que en las ecuatoriales. Por consiguiente, la Tierra difiere de la esfera y tiene una forma algo achatada, parecida al esferoide (elipsoide de revolución).

En el transcurso del último siglo y medio se determinaron reiteradamente los elementos del esferoide terrestre, cuya forma coincidía de mejor manera con las mediciones más exactas de los arcos. En la URSS, en 1940 F.N. Knasovski y A.A. Izotov realizaron determinaciones fundamentales. De acuerdo con las investigaciones de éstos el semieje menor del esferoide, que coincide con el eje de rotación de la Tierra, es $b = 6356{,}86$ km, y el semieje mayor, que yace en el plano del ecuador es $a = 6378{,}24$ km. La relación $\varepsilon = a - b/a$, denominada *achatamiento del esferoide*, es igual a 1/298,3.

Los intentos de representar la superficie de la Tierra con una figura geométrica más complicada, por ejemplo, como un elipsoide triaxial cuyos tres ejes se diferencian entre sí por su longitud, por ahora no han dado resultados concordantes entre sí. No obstante, al deducir los elementos del elipsoide de Krasovski, se tomó un achatamiento ecuatorial de la Tierra igual a 1/30000, lo que corresponde solamente a una diferencia de 213 m entre los radios ecuatoriales máximo y mínimo de la Tierra. Con esto, la longitud del radio ecuatorial máximo (del meridiano máximo) es igual a 15° hacia el este.

El problema de la investigación de la forma de la Tierra es uno de los numerosos y diversos problemas científicos que se resuelven con ayuda de los SAT. En la actualidad, mediante los satélites artificiales ya se han determinado más exactamente algunos elementos de la figura de la Tierra.

Sobre la base de numerosas determinaciones, la Unión Internacional Astronómica adoptó en 1964 los siguientes valores de los elementos del elipsoide terrestre:

$a = 6378{,}16$ km,

$b = 6356{,}78$ km (ambos radios polares son iguales),

$\varepsilon = 1 : 298{,}25$,

lo que se aproxima mucho a los resultados de las investigaciones soviéticas.

La figura real de la Tierra se diferencia tanto del esferoide como del elipsoide triaxial, y no puede ser representada por ninguna de las figuras matemáticas conocidas. Por esto, al hablar de la figura de la Tierra, no se tiene en cuenta la forma física de la superficie terrestre, con sus océanos

y continentes, con sus elevaciones y depresiones, sino que se trata de la denominada *superficie del geoide*.

La superficie cuyas normales en cualquier punto de ella son líneas verticales se denomina *superficie de nivel*, o *superficie de equilibrio*. Se pueden trazar una multitud innumerable de superficie de nivel, tanto en el interior de la Tierra como abarcadoras de la superficie terrestre o que se cortan con la superficie de esta.

Aquella superficie de equilibrio que en alta mar coincide con la superficie del agua libre en reposo, se denomina *geoide*.

La superficie del geoide se diferencia poco de la superficie del elipsoide terrestre, como regla, elevándose sobre ésta en el interior de los continentes y descendiendo en los océanos (fig. 40). La diferencia de los niveles del geoide y del elipsoide más parecido a éste por sus dimensiones y forma, excepto en pocos lugares de la Tierra, es menor de 100 m.

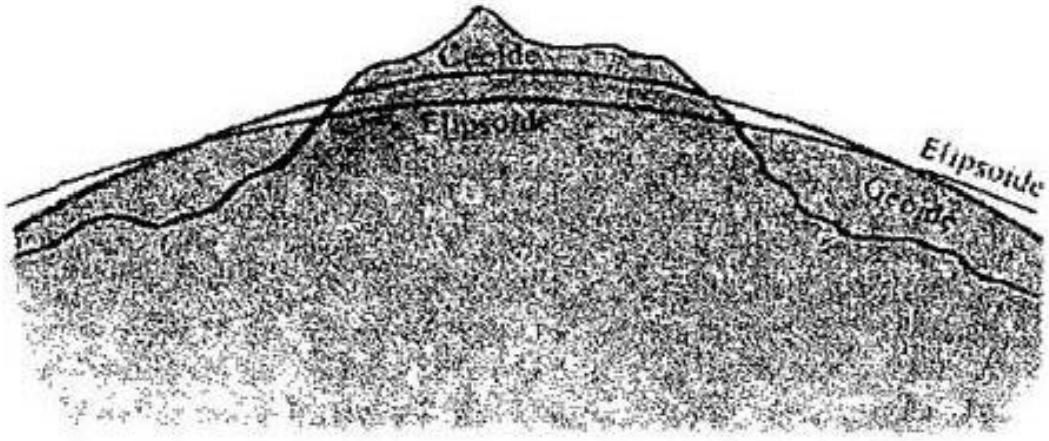


Fig. 40. Superficie del geoide y del elipsoide.

El estudio de la verdadera figura de la Tierra es uno de los problemas fundamentales de la geodesia y de la gravimetría y consiste en la determinación de los elementos del elipsoide, más parecido al geoide, y de la posición de las distintas partes de la superficie del geoide respecto al elipsoide.

§ 63. *Determinación de las distancias hasta los cuerpos celestes*

La determinación de las distancias hasta los cuerpos del Sistema Solar se basa en la medición de sus paralajes horizontales, examinadas en el § 31. Conociendo la paralaje horizontal p_0 del astro es fácil determinar su distancia del centro de la Tierra (vease la fig. 20). Efectivamente, si $TO = R_0$ es el radio ecuatorial de la Tierra, $TM = \Delta$ es la distancia desde el centro de la Tierra hasta el astro M, y el ángulo p es la paralaje horizontal ecuatorial p_0 del astro, entonces, del triángulo rectángulo TOM, tenemos

$$\Delta = \frac{R_0}{\operatorname{sen} p_0} \tag{3.1}$$

Para todos los astros, excepto la Luna, las paralajes son muy pequeñas. Por eso, la fórmula (3.1) se puede escribir de otro modo, suponiendo que

$$\operatorname{sen} p_0 = p_0'' \operatorname{sen} 1'' = \frac{p_0''}{206\,265''},$$

precisamente

$$\Delta = \frac{206\,265'' R_0}{p_0''}. \tag{3.2}$$

La distancia Δ se obtiene en las mismas unidades en que se expresa el radio R_0 de la Tierra. Con la fórmula (3.2) se determinan las distancias hasta los cuerpos del Sistema Solar. El desarrollo rápido de la radiotécnica le permitió a los astrónomos determinar las distancias hasta los cuerpos del Sistema Solar con los métodos del radar. En 1946 se efectuó la radiolocalización de la Luna, y en 1957–1963 la del Sol, Mercurio, Venus, Marte y Júpiter. Por la velocidad de propagación de las ondas radioeléctricas $c = 3 \cdot 10^5$ km/s y por

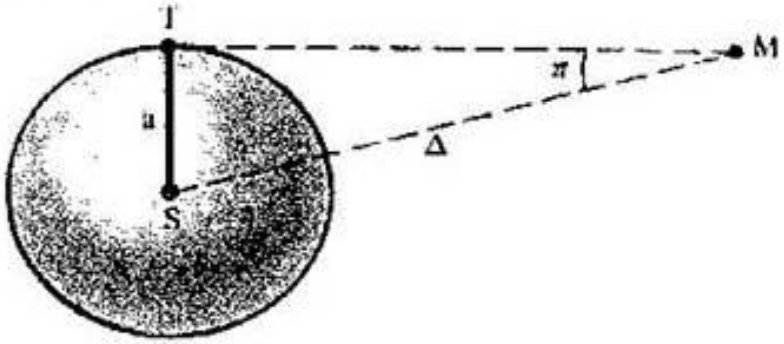


Fig. 41. Paralaje anual de las estrellas.

el intervalo de tiempo t (s) del recorrido de la radioseñal desde la Tierra hasta el cuerpo celeste y de su regreso, es fácil calcular la distancia hasta el cuerpo celeste

$$\Delta = \frac{ct}{2}$$

La distancia hasta las estrellas se determina por el desplazamiento anual paraláctico de las mismas, condicionado por el traslado del observador (conjuntamente con la Tierra) por la órbita terrestre (fig. 41).

El ángulo bajo el cual, desde la estrella se vería el radio medio de la órbita terrestre, con la condición de que la dirección a la estrella sea perpendicular al radio, se denomina *paralaje anual* π *de la estrella.* Si $ST = a$ es el radio medio de la órbita terrestre, $MC = \Delta$ es la distancia entre la estrella M y el Sol C, y el ángulo π es la paralaje anual de la estrella, entonces, del triángulo rectángulo CTM, tenemos

$$\Delta = \frac{a}{\operatorname{sen} \pi} \tag{3.3}$$

Las paralajes anuales de las estrellas son menores de 1", y por esto

$$\Delta = \frac{206\,265'' a}{\pi''} \tag{3.4}$$

Con estas fórmulas la distancia Δ se obtiene en las mismas unidades en que está expresada la distancia media a de la Tierra al Sol.

§ 64. *Unidades de las distancias en la astronomía*

Si las distancias hasta los cuerpos celestes son muy grandes es incómodo expresarlas en kilómetros, pues se obtienen números muy grandes compuestos de muchas cifras.

Por esto en la astronomía, además de los kilómetros, se han aceptado las siguientes unidades de distancias:

unidad astronómica (u. a), que es la distancia media entre la Tierra y el Sol;

parsec (pc), que es la distancia que corresponde a la paralaje anual de 1";

año luz, que es la distancia que recorre la luz en un año, al propagarse a una velocidad de unos 300 000 km/s. Si se admite que la unidad astronómica es igual a 149 600 000 km (véase el § 66) entonces 1 *pc* = $= \pm 0{,}86 \cdot 10^{12}$ km = 206 265 u. a. = 3,26 años luz; 1 año luz = $= 9{,}460 \cdot 10^{12}$ km = 63 240 u. a. = 0,3067 pc.

Las distancias hasta los cuerpos del Sistema Solar, generalmente, se expresan en unidades astronómicas. Por ejemplo, Mercurio se encuentra a una distancia del Sol igual a 0,387 u. a., mientras que Plutón se encuentra a una distancia de este último igual a 39,4 u. a.

Las distancias hasta los cuerpos celestes que se encuentran fuera de los límites del Sistema Solar, generalmente se expresan en parsecs, kiloparsecs (1000 pc) y megaparsecs (1 000 000 pc), así como también en años luz. En estos casos

$$\Delta = \frac{1}{\pi''} \text{ pc} \quad \text{y} \quad \Delta = \frac{3{,}26}{\pi''} \text{ años luz.}$$

La estrella más cercana al Sol, la "Próxima del Centauro", tiene una paralaje anual $\pi = 0'',762$. Por consiguiente, se encuentra a una distancia de nosotros igual a 1,31 pc o 4,26 años luz.

§ 65. *Determinación de las paralajes diurna y anual por las observaciones*

Supongamos que desde dos puntos O_1 y O_2 (fig. 42) de la superficie de la Tierra, que yacen en un meridiano geográfico, se han medido las distancias cenitales z_1 y z_2 de un mismo astro M en el momento de su paso por el meridiano celeste. Sea luego que ambos puntos de observación se encuentran en el hemisferio boreal y que el astro se observó en cada uno de estos puntos hacia el sur del cenit

Por consiguiente,

$$z_1 = \varphi_1 - \delta_1 \quad \text{y} \quad z_2 = \varphi_2 - \delta_2,$$

donde φ_1 y φ_2 son las latitudes geográficas de los puntos, y δ_1 y δ_2 son las declinaciones topocéntricas del astro, que se diferencian de su declinación geocéntrica δ en las magnitudes (véase § 31)

$$p_1 = p \operatorname{sen} z_1 \quad \text{y} \quad p_2 = p \operatorname{sen} z_2.$$

En el cuadrilátero O_1TO_2M (fig. 42) el ángulo O_1MO_2 es igual a $(p_1 - p_2)$, el ángulo MO_2T es obtuso (mayor de 180°) e igual a $(180° + z_2)$, el

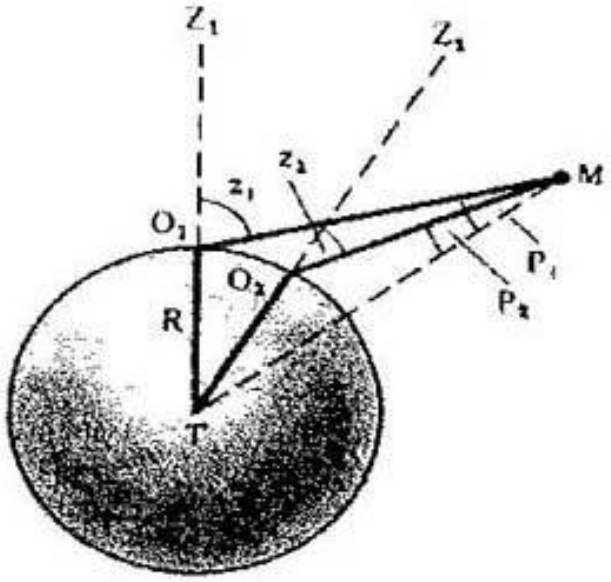


Fig. 42. Determinación de la paralaje diurna.

ángulo O_1TO_2 es igual a $(\varphi_1 - \varphi_2)$ y, por último, el ángulo TO_1M es igual a $(180° - z_1)$. Puesto que la suma de los ángulos internos del cuadrilátero es igual a cuatro ángulos rectos

$$360° = p_1 - p_2 + 180° + z_2 + \varphi_1 - \varphi_2 + 180° - z_1$$

o

$$p_1 - p_2 = (\varphi_2 - z_2) - (\varphi_1 - z_1).$$

Teniendo en cuenta las relaciones escritas arriba, nos queda

$$p(\operatorname{sen} z_1 - \operatorname{sen} z_2) = [\operatorname{sen}(\varphi_1 - \delta_1) - \operatorname{sen}(\varphi_2 - \delta_2)] \cdot p =$$

$$= \delta_2 - \delta_1,$$

de donde la paralaje horizontal del astro

$$p = \frac{\delta_2 - \delta_1}{\operatorname{sen}(\varphi_1 - \delta_1) - \operatorname{sen}(\varphi_2 - \delta_2)}.$$

Por los valores del radio R de la Tierra en el lugar de la observación y del radio ecuatorial R_0 de la Tierra se calcula la paralaje horizontal ecuatorial

$$p_0 = p \cdot \frac{R_0}{R}.$$

La paralaje horizontal del astro se puede determinar midiendo su ascensión recta desde un mismo lugar de la Tierra, pero en distintos momentos de tiempo. Durante el intervalo de tiempo entre estos momentos la rotación de la Tierra traslada al observador desde un punto del espacio hasta otro, lo que da un correspondiente desplazamiento paraláctico del astro. De tal modo, la paralaje horizontal del astro se determina por sus coordenadas topocéntricas, obtenidas de las respectivas observaciones, efectuadas racionalmente.

La paralaje anual de las estrellas se obtiene de manera análoga, aunque en este caso las coordenadas geocéntricas de la estrella se determinan por las observaciones realizadas en dos puntos distintos de la órbita de la Tierra, habiendo transcurrido, aproximadamente, medio año entre una y otra observación (véase el § 92). Las paralajes determinadas por el desplazamiento paraláctico del astro se denominan *trigonométricas*.

Los mejores instrumentos goniométricos modernos permiten establecer con seguridad el desplazamiento anual paraláctico de las estrellas hasta una distancia no mayor de 100 pc ($\pi = 0'',01$). Por esto solamente se conocen las paralajes trigonométricas anuales para un número relativamente pequeño de estrellas (cerca de 6000), que son las más cercanas al Sol. Las distancias hasta objetos más lejanos se calculan con distintos métodos indirectos.

§ 66. *Determinación de la unidad astronómica (paralaje del Sol)*

Si se conocen el radio R de la Tierra y la paralaje horizontal $p_\odot$ del Sol, entonces, por la fórmula (3.2), es fácil calcular la distancia media de la Tierra al Sol, es decir, el valor de la unidad astronómica en kilómetros. La exactitud de la determinación de la unidad astronómica depende casi totalmente de la precisión de la paralaje horizontal $p_\odot$ del Sol. Sin embargo, la determinación directa de la paralaje horizontal del Sol con el procedimiento descrito en el párrafo anterior de unos resultados muy poco aproximados, debido al alejamiento del Sol y a los errores grandes de las observaciones, que surgen durante el calentamiento del instrumento por los rayos solares. Por esto, el valor exacto de la paralaje horizontal del Sol se determina de manera indirecta por la paralaje horizontal medida de un planeta que se acerca a la Tierra a una distancia menor que la distancia de la Tierra al Sol y cuya observación se realiza con comodidad.

Con este fin, hasta el siglo XX, se utilizan las observaciones de Marte durante sus *grandes oposiciones*, cuando éste se encuentra a una distancia de la Tierra de 55 millones de kilómetros. (Se denomina grande a la oposición del planeta si este último, al mismo tiempo, se encuentra cerca del perihelio

de su órbita. La última oposición grande de Marte se observó en 1971, y la siguiente tendrá lugar en 1988).

Supongamos, para simplificar el problema, que en el momento de la gran oposición de Marte (fig. 43) el Sol C, la Tierra T y Marte M se encuentran en una línea recta, hallándose la Tierra a la distancia media $a_0 = 1$ u.a. del Sol, mientras Marte se encuentra en el perihelio, a una distancia $q = a(1 - e)$, donde a es el semieje mayor y e es la excentricidad de la órbita de Marte. Designemos por $p_\odot$ la paralaje horizontal ecuatorial del sol, por p la de Marte, por Δ su distancia geocéntrica (es decir, su distancia hasta la Tierra), y por R_0 el radio ecuatorial de la Tierra. Entonces

$$R_0 = a_0 \operatorname{sen} p_\odot$$

y

$$R_0 = \Delta \operatorname{sen} p = (q - a_0) \operatorname{sen} p = [a(1 - e) - a_0] : \operatorname{sen} p.$$

Fig. 43. Determinacion de la paralaje del Sol.

Igualando los segundos miembros y sustituyendo los senos de los ángulos pequeños por los propios ángulos, obtendremos

$$a_0 p_\odot = [a(1 - e) - a_0] p,$$

de donde

$$p_\odot = \left[\frac{a}{a_0}(1 - e) - 1\right] \cdot p.$$

La relación a/a_0 se calcula con gran precisión por la teoría del movimiento de los planetas según la tercera ley de Kepler, mientras que la paralaje p y la excentricidad e de Marte se determinan por las observaciones.

En 1898 se descubrió el pequeño planeta Eros (o Erot) que en los momentos de sus grandes oposiciones, que se repiten cada 37 años, a veces se aproxima a la Tierra unas 2,5 veces más cerca que Marte. Las observaciones de Eros se han utilizado reiteradamente para precisar la unidad astronómica.

La determinación de la paralaje solar no sólo se efectúa con métodos geométricos, basados en la medición directa del desplazamiento paraláctico, sino que también se utilizan ampliamente métodos dinámicos, basados en la ley de la gravitación universal, y métodos físicos, basados en la velocidad de propagación de las ondas radioeléctricas

Las determinaciones más exactas de la unidad astronómica se efectuaron en 1961–1963 en la URSS y en los EE.UU. mediante las observaciones radiolocalizadoras de Mercurio y Venus. Como resultado de estas mediciones se obtuvo un valor de la u.a. igual a 149 598 500 km, con un error de $\pm$ 500 km.

En 1976 el XVI congreso de la Unión Internacional Astronómica (UIA) tomó la decisión de utilizar los nuevos valores de la paralaje del Sol y de la u.a.:

$$p_{\odot} = 8'',\ 794\,148 \quad \text{y} \quad 1 \text{ u.a.} = 149\,597\,870 \text{ km}.$$

§ 67. *Determinación de las dimensiones y forma de los astros*

El ángulo bajo el cual se ve el disco del astro desde la Tierra se denomina diámetro *angular* de éste. Los diámetros angulares de algunos cuerpos celestes (el Sol, la Luna, los planetas) se pueden determinar directamente a partir de las observaciones.

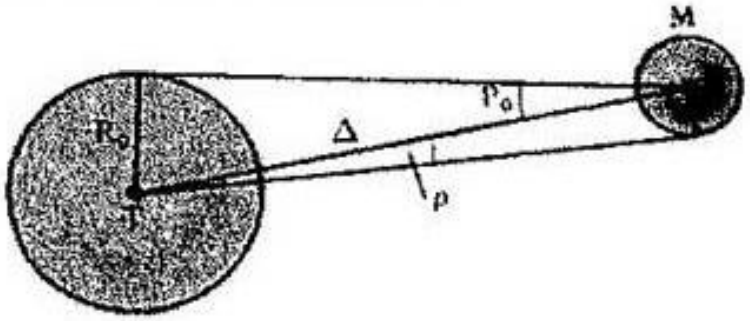


Fig. 44. Determinación de las dimensiones lineales de los astros

Si se conoce el diámetro angular (o el radio) del astro y su distancia a la Tierra, entonces se puede calcular fácilmente su diámetro verdadero (o radio) en medidas lineales. En efecto, si (fig. 44) ρ es el radio angular del astro M, Δ es la distancia entre los centros del astro y de la Tierra, p_0 es la paralaje horizontal ecuatorial del astro, y R_0 y r son, respectivamente, los radios lineales de la Tierra T y del astro M, entonces $r = \Delta \operatorname{sen} \rho$, y $R_0 = \Delta \operatorname{sen} p_0$, de donde

$$r = \frac{\operatorname{sen} \rho}{\operatorname{sen} p_0} R_0,$$

o, debido a la insignificancia de los ángulos ρ y p_0,

$$r = \frac{\rho}{p_0} R_0.$$

La forma de los cuerpos celestes se puede determinar midiendo los diferentes diámetros de sus discos. Si el cuerpo está achatado, uno de sus diámetros resulta ser mayor y otro menor que los restantes. La medición de

los diámetros de los planetas demostraron que, además de la Tierra, tienen forma achatada Marte, Júpiter, Saturno, Urano y Neptuno.

Las dimensiones lineales y la forma de los cuerpos celestes, cuyas dimensiones angulares no se pueden medir directamente (por ejemplo, los planetas pequeños y las estrellas), se determinan con métodos especiales.

§ 68. *Estructura del Sistema Solar*

El Sol y el conjunto de cuerpos cósmicos, que se giran a su alrededor, forman el *Sistema Solar* o *planetario*.

Forman el Sistema Solar: el Sol, que es el centro dinámico de todo el sistema, 9 planetas grandes, más de 40 satélites de estos planetas, varios miles de pequeños planetas o asteroides, muchos cometas (se observaron apariciones de más de 500) y una multitud de cuerpos meteóricos.

Las minuciosas investigaciones científicas dieron una información amplia respecto al movimiento de estos cuerpos en el espacio, lo que permite componer un plan suficientemente preciso de la estructura del Sistema Solar. En los anexos de este libro se dan las tablas con las características numéricas de los planetas grandes y de sus satélites: de los componentes fundamentales y más masivos (después del Sol) del Sistema Solar. Aquí nos limitamos solamente a la descripción general de su estructura.

Todos los planetas grandes se mueven alrededor del Sol en una misma dirección, opuesta al movimiento de las agujas del reloj si se mira desde el lado del polo norte de la ecliptica (movimiento directo). Sus órbitas no perturbadas son elipses con excentricidades no grandes e inclinaciones pequeñas respecto a la eclíptica. La rotación de casi todos los planetas grandes, así como del Sol y de la Luna alrededor de los ejes, tiene lugar en la misma dirección en que los planetas se mueven alrededor del Sol (rotación directa). Son excepciones Urano y Venus (véanse los §§ 136, 140) que tienen rotación inversa. Las distancias de los planetas al Sol forman una sucesión regular: los intervalos entre las órbitas aumentan al alejarse del Sol (véase en el § 142, la regla de Ticio–Bode). La distancia media entre el Sol y el planeta más lejano Plutón es de 39,4 u. a. Si se admite esta distancia como el radio del Sistema Solar resulta ser que ella es, aproximadamente, 7000 veces menor que la distancia hasta la estrella más cercana, Próxima Centauro.

Los satélites giran alrededor de los planetas de manera análoga a la que éstos giran alrededor del Sol. La mayoría de los satélites se mueven en dirección directa, excluyendo 11 satélites cuyo movimiento es opuesto, resultando que 5 de ellos (los satélites de Urano) tienen, por consiguiente, la misma dirección de movimiento que la de rotación del planeta.

Los pequeños planetas, o asteroides, se mueven alrededor del Sol igual que los planetas grandes, en dirección directa. Sus órbitas tienen , por término medio, excentricidades e inclinaciones mayores que las órbitas de los planetas grandes. La mayoría de las órbitas de los asteroides se encuentran entre las órbitas de Marte y Júpiter, pero, no obstante, algunas de ellas pueden entrar en el interior de la órbita de Mercurio (Icaro) y alejarse hasta la

órbita de Saturno (Hidalgo). En algunos asteroides se ha descubierto la rotación alrededor de los ejes, además, en una serie de casos, esta rotación resulta ser de dirección inversa.

El movimiento de los cometas se distingue por su gran diversidad. Las órbitas no perturbadas de la mayoría de los cometas son elipses muy estiradas con excentricidades próximas a 1. En raros casos, como resultado de las perturbaciones causadas por el planeta, los cometas cerca del Sol se mueven por hipérbolas ($e > 1$), pero las mismas perturbaciones pueden hacer volver a los cometas a las órbitas elípticas. La distancia en el afelio alcanza en ciertos cometas 50 000–100 000 u. a., y el período de revolución es de varios millones de años. Las órbitas de algunos cometas de corta periodicidad son casi circulares. Las inclinaciones de las órbitas de los cometas son también muy diversas y, frecuentemente, exceden de 90°, es decir, los cometas circulan alrededor del Sol tanto en dirección directa como en dirección contraria (inversa).

El movimiento de ciertos cuerpos meteóricos es muy complicado, pero muchos de ellos forman flujos meteóricos, que circulan por órbitas semejantes a las de los cometas.

Las características de los cuerpos del Sistema Solar se estudiarán más detalladamente en el capítulo X.

4

MOVIMIENTOS DE LA TIERRA

§ 69. *Movimiento de la Tierra alrededor del Sol*

Puesto que el observador, conjuntamente con la Tierra, se mueve en el espacio alrededor del Sol casi por una circunferencia, la dirección desde la Tierra a una estrella próxima debe variar, y la estrella próxima debe parecer como si describiera en el cielo en el transcurso del año cierta elipse. Esta elipse, que se denomina *paraláctica*, estará tanto más comprimida cuanto más cerca esté la estrella de la eclíptica, cuanto menores sean sus dimensiones y cuanto más lejos se encuentre la estrella de la Tierra. Para la estrella que se encuentre en el polo de la eclíptica la elipse se convertirá en un círculo pequeño, mientras que en la estrella que yazca en la eclíptica se convertirá en un segmento de arco de un círculo grande, que al observador terrestre le parece ser un segmento de una recta (fig. 45). Los semiejes grandes de las elipses paralácticas son iguales a las paralajes anuales de las estrellas.

Por consiguiente, la existencia de paralajes anuales de las estrellas es una demostración del movimiento de la Tierra alrededor del Sol.

Las primeras determinaciones de las paralajes anuales de las estrellas fueron efectuadas en 1835–1840 por Struve, Bessel y Henderson[1]. Aunque estas determinaciones no fueron muy exactas, sin embargo, no sólo dieron una demostración objetiva del movimiento de la Tierra alrededor del Sol, sino que también dieron una idea clara respecto a las enormes distancias a las que se encuentran los cuerpos celestes en el Universo.

La segunda demostración del movimiento de la Tierra alrededor del Sol es el desplazamiento aberracional anual de las estrellas, descubierto ya en 1728 por el astrónomo inglés Bradley durante la tentativa de determinar la paralaje anual de la estrella γ de Dragón.

Se denomina *aberración*, en general, al fenómeno que consiste en que el observador que se desplaza ve el astro en dirección diferente a la que lo vería en ese mismo momento si se encontrase en reposo. También se

[1] V. Struve (Rusia) en 1835–1838, F. Bessel (Alemania) en 1837–1840, T. Henderson (Inglaterra) en 1839–1840.

denomina aberracion al propio ángulo entre las direcciones observada (aparente) y real al astro. La diferencia de estas direcciones es el resultado de la combinación de la velocidad de la luz y de la velocidad del observador.

Supongamos que en el punto K (fig. 46) se encuentra el observador y la cruz de los hilos del ocular del instrumento, y en el punto O el objetivo de éste. El observador se mueve en la dirección KA a una velocidad v. El rayo de luz de la estrella M encuentra el objetivo del instrumento en el punto O y, propagándose a la velocidad c, durante el tiempo τ, recorrerá la distancia

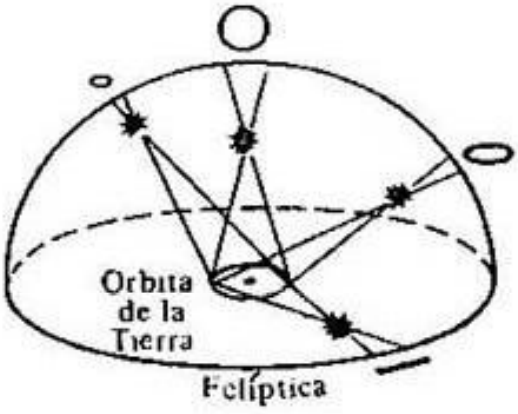


Fig. 45. Elipses paralácticas.

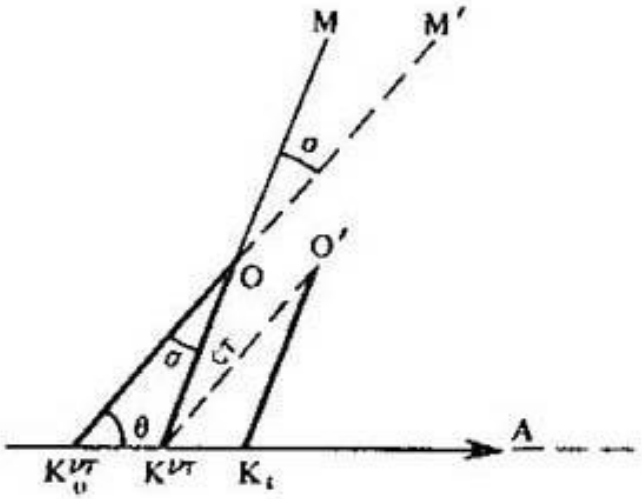


Fig. 46. Influjo de la aberración de la luz sobre la posición aparente de los astros.

$OK = c\tau$ y caerá en el punto K. Pero la imagen de la estrella no caerá sobre la cruz de los hilos, pues en el transcurso de este tiempo τ el observador y la cruz de los hilos se desplazarán en la magnitud $KK_1 = v\tau$ y resultarán estar en el punto K_1. Para que la imagen de la estrella dé en la cruz de los hilos del ocular es menester colocar el instrumento por la dirección K_0O, y no por la dirección verdadera a la estrella, y además, de tal manera que la cruz de los hilos se encuentre en el punto K_0 del segmento $K_0K = K_1K = v\tau$. Por consiguiente, la dirección aparente K_0M' a la estrella debe formar con la dirección verdadera KM el ángulo σ, que es el que precisamente se denomina *desplazamiento aberracional* del astro.

Del triángulo KOK_0 se deduce que

$$\operatorname{sen}\sigma = \frac{v}{c}\operatorname{sen}\theta,$$

o, teniendo en cuenta la insignificancia del angulo σ,

$$\sigma = 206\,265'' \frac{v}{c}\operatorname{sen}\theta, \qquad (4.1)$$

donde θ es la distancia angular de la dirección aparente a la estrella desde el punto del cielo hacia el que está dirigida la velocidad del observador. Este punto se denomina *ápex del movimiento* del observador.

El observador, que se encuentra en la superficie de la Tierra, participa en los dos movimientos fundamentales de ésta: en la rotación diurna alrededor de su eje y en la traslación anual de la Tierra alrededor del Sol. Por esto se distinguen las aberraciones *diurna* y *anual*. La aberración diurna es el resultado de la combinación de la velocidad de la luz con la velocidad de la rotación diurna del observador, y la aberración anual es la combinación de la velocidad de la luz con la velocidad del movimiento anual del observador.

Puesto que la velocidad del movimiento anual del obsevador es la velocidad del movimiento de la Tierra por su órbita, es decir, $v = 29{,}78$ km/s, entonces, tomando $c = 299\,792$ km/s y de acuerdo con la fórmula (4.1), tendremos

$$\sigma = 20'',\ 496\ \operatorname{sen}\theta \approx 20'',\ 50\ \operatorname{sen}\theta$$

El número $k_0 = 20'',496 \approx 20'',50$ se denomina *constante de aberración*.

El ápex del movimiento anual del observador se encuentra en el plano de la eclíptica y se desplaza durante un año en 360° y, por consiguiente, la posición aparente de la estrella, que se encuentra en el polo de la eclíptica ($\theta = \beta = 90°$), descibe en el transcurso de un año cerca de su posición verdadera un círculo pequeño con radio de 20″,50. Las posiciones aparentes de las estrellas restantes describen elipses aberracionales con semiejes 20″,50 y 20″,50 sen β, donde sen β es la latitud eclíptica de la estrella. Para las estrellas que se encuentran en el plano de la eclíptica ($\beta = 0$) la elipse se convierte en un segmento de arco con longitud de $20'',50 \cdot 2 = 41'',00$, más exactamente, 40″,99.

De este modo, el hecho de la existencia del desplazamiento anual aberracional en las estrellas es una demostración del movimiento de la Tierra alrededor del Sol.

La diferencia entre los desplazamientos paraláctico y aberracional de las estrellas consiste en que el primero depende de la distancia hasta la estrella, mientras que el segundo depende solamente de la velocidad del movimiento de la Tierra por la órbita. Los semiejes mayores de las elipses paralácticas son distintos para las estrellas que se encuentran a diferentes distancias del Sol y no exceden de 0″,76, mientras que los semiejes mayores de las elipses aberracionales para todas las estrellas, independientemente de su distancia, son iguales a 20″,50.

Además, el desplazamiento paraláctico de la estrella tiene lugar hacia el lado de la posición aparente del Sol, mientras que el desplazamiento aberracional no está dirigido hacia el Sol, sino hacia el punto que yace en la eclíptica, a 90° al occidente del Sol

§ 70. *Sucesiones de las estaciones del año en la Tierra*

Las observaciones demuestran que los polos celestes en el transcurso del año, no cambian de manera perceptible su posición entre las estrellas. De aquí se deduce que el eje de rotación de la Tierra, durante su traslación alrededor del Sol, permanece paralelo a sí mismo. Además, la variación de la declinación del Sol en el transcurso del año en los límites desde $+23°26'$ (en el momento del solsticio vernal hasta $-23°26'$ (en el momento del solsticio hiemal) testimonia el hecho de que el eje de rotación de la Tierra no es perpendicular al plano de la órbita de ésta, sino que se encuentra inclinado respecto a él en un ángulo de $66°34' = 90° - 23°26'$.

La sucesión regular de las estaciones del año en la Tierra es el resultado de su movimiento alrededor del Sol, de la inclinación del eje de rotación de ésta respecto al plano de la órbita y de la constancia de dicha inclinación.

En la fig. 47 se muestra la disposición de la Tierra y de su eje de rotación respecto a la dirección de los rayos solares en los días de los equinoccios y de los solsticios. El ángulo entre la dirección de los rayos solares y la normal a una superficie plana, situada horizontalmente en la superficie de la Tierra, en la posición *I* es igual a $i_1 = \varphi - \varepsilon$, en la posición

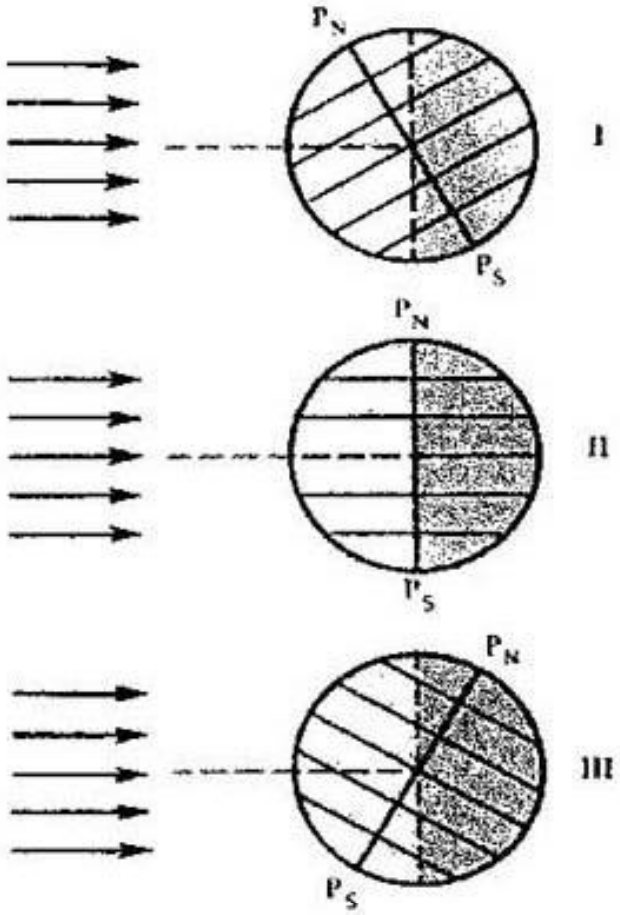


Fig. 47. Posición de la Tierra respecto a los rayos solares en las distintas estaciones del año.

III es $i_3 = \varphi + \varepsilon$, y en la posición *II* es $i_2 = \varphi$, donde ε es la inclinación de la eclíptica respecto al ecuador y φ es la latitud geográfica del lugar.

De acuerdo a las leyes de la física la magnitud del flujo Φ de energía radiante, que incide sobre la superficie, es proporcional al coseno del ángulo entre la dirección de los rayos y la normal a la superficie, es decir,

$$\Phi = \Phi_0 \cos i,$$

donde Φ_0 es la magnitud del flujo que incide perpendicularmente sobre la superficie ($i = 90°$).

En el día del solsticio vernal (posición *I*)

$$\Phi_1 = \Phi_0 \cos(\varphi - \varepsilon).$$

En el día del solsticio hiemal (posición *III*)

$$\Phi_3 = \Phi_0 \cos(\varphi + \varepsilon).$$

Y, por último, en los días de los equinoccios (posición *II*)

$$\Phi_2 = \Phi_0 \cos \varphi.$$

De este modo, en el transcurso del año, la superficie terrestre, según la latitud del lugar, recibe diferente cantidad de energía radiante (calor). Así, por ejemplo, en la latitud $\varphi = 55°45'$, Φ_1 es mayor que Φ_3 en 4,6 veces, mientras que Φ_2 es menor que Φ_1 en 1,5 veces.

Por consiguiente, el hemisferio boreal de la Tierra recibe durante la primavera y el verano (desde el 21 de marzo hasta el 23 de septiembre) mucho más calor que durante el otoño e invierno (desde el 23 de septiembre hasta el 21 de marzo). El hemisferio austral, por el contrario, recibe más calor desde el 23 de septiembre hasta el 21 de marzo y menos, desde el 21 de marzo hasta el 23 de septiembre.

El flujo de energía radiante, que incide sobre la Tierra, varía también y es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia hasta el Sol, pero esta variación no juega un papel esencial en la sucesión de las estaciones del año en la Tierra, ya que la órbita de ésta se diferencia poco de la circunferencia. Efectivamente, si en el afelio la Tierra obtiene Φ calor solar, en el perihelio, sin embargo, ésta recibe $1{,}07\Phi$, es decir, 7% más. Con esto se explica la diferencia del invierno menos crudo y del verano más fresco en el hemisferio boreal, en comparación con el invierno y verano en el hemisferio austral de la Tierra.

La distribución de las zonas térmicas en la Tierra (véanse los §§ 16 y 17) también está vinculada a la inclinación del eje de rotación de la Tierra respecto al plano de su órbita.

§ 71. *Rotación de la Tierra alrededor de su eje*

La rotación de la Tierra alrededor de su eje se manifiesta en muchos fenómenos en la superficie de ésta. Por ejemplo, los alisios (vientos constantes en las regiones tórridas de ambos hemisferios, que soplan hacia el

ecuador), como resultado de la rotación de la Tierra de este a oeste, soplan desde el nordeste en el hemisferio boreal y desde el sureste en el hemisferio austral; en el hemisferio boreal se derrubian las orillas derechas de los ríos, mientras que en el hemisferio austral se derrubian las orillas izquierdas; durante el movimiento del ciclón del sur al norte su trayectoria se desvía hacia el este, etc.

Pero el efecto más evidente de la rotación de la Tierra es el experimento con el péndulo físico, realizado por primera vez en 1851 por el físico Foucault.

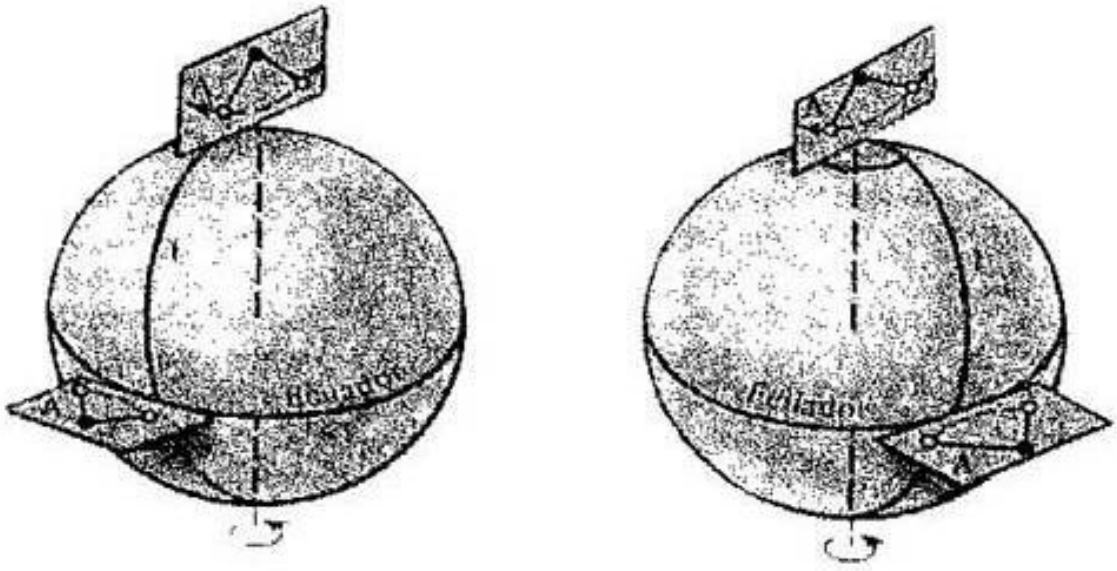


Fig. 48. Péndulo de Foucault. *A*, plano de oscilación del péndulo.

El experimento de Foucault se basa en la propiedad del péndulo libre de conservar invariable en el espacio la dirección del plano de sus oscilaciones, si sobre dicho péndulo no actúa fuerza alguna que no sea la de la gravedad. Supongamos que el péndulo de Foucault está colgado en el polo norte de la Tierra y que oscila en un momento dado en el plano de un meridiano determinado *I* (fig. 48, *a*). Transcurrido cierto tiempo al observador, que está ligado a la superficie terrestre y no advierte su rotación, le parecerá que el plano de las oscilaciones del péndulo se desplaza continuamente en la dirección del este al oeste, "tras el Sol", es decir, en la dirección del movimiento de las agujas del reloj (fig. 48, *b*). Pero, puesto que el plano de oscilación del péndulo no puede variar su dirección arbitrariamente, se tiene que reconocer que, en realidad, es la Tierra la que gira debajo de éste de este a oeste. En el transcurso de un día sidéreo el plano de oscilación del péndulo efectuará una revolución completa respecto a la superficie de la Tierra, a una velocidad angular $\omega = 15°$ por hora sidérea. En el polo sur de la Tierra el péndulo efectuará también en 24 horas sidéreas una revolución, pero en dirección contraria a la de las agujas del reloj.

Si se cuelga el péndulo en el ecuador terrestre y se orienta su plano de

oscilación en el plano del ecuador, es decir, en ángulo recto respecto al meridiano *l* (fig. 48), el observador no advertirá el desplazamiento del plano de las oscilaciones del péndulo respecto a los objetos terrestres, es decir, este plano parecerá estar inmóvil y permanecerá siendo perpendicular respecto al meridiano. El resultado no variará si el péndulo en el ecuador oscila en cualquier otro plano. Por lo común se dice que en el ecuador el período de rotación del plano de oscilaciones del péndulo de Foucault es infinitamente grande.

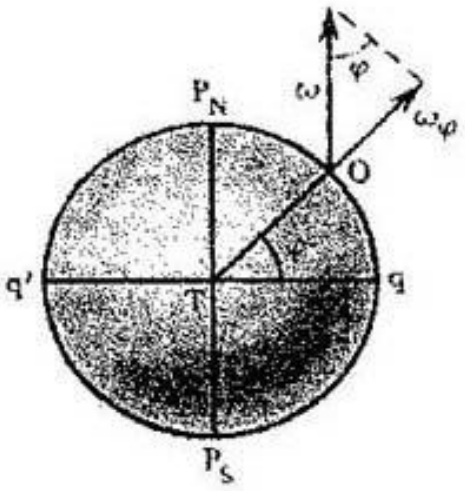


Fig. 49. Velocidad de giro del plano del péndulo de Foucault.

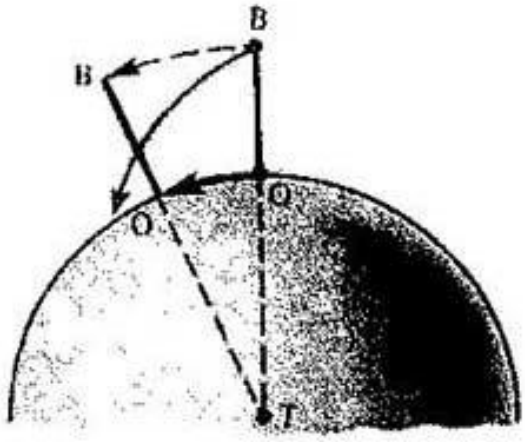


Fig. 50. Desviación hacia el este de los cuerpos que caen. Los desplazamientos lineales de los puntos *O* y *B* se muestran con flechas–arcos, y la trayectoria del cuerpo con un segmento de elipse.

Si el péndulo de Foucault se cuelga en la latitud φ sus oscilaciones tendrán lugar en el plano perpendicular al lugar dado de la Tierra.

Como resultado de la rotación de la Tierra al observador le parecerá que el plano de las oscilaciones del péndulo gira alrededor de la vertical del lugar dado. La velocidad angular de este giro ω_φ es igual a la proyección del vector de la velocidad angular ω de rotación de la Tierra sobre la vertical en el lugar dado *O* (fig. 49), es decir,

$$\omega_\varphi = \omega \operatorname{sen} \varphi = 15^\circ \operatorname{sen} \varphi.$$

De este modo, el ángulo del giro aparente del plano de oscilaciones del péndulo respecto a la superficie de la Tierra es proporcional al seno de la latitud geográfica. En Leningrado el plano de las oscilaciones del péndulo gira aproximadamente en 13° por hora, y en Moscú en 12°,5.

Foucault realizó su experimento colgando el péndulo en la cúpula del Panteón de París. La longitud del péndulo era de 67 m y la masa de la lenteja de éste era de 28 kg. En 1931, en Leningrado, en el edificio de la catedral de Isaac, se colgó un péndulo de 93 m de longitud y 54 kg de masa. La amplitud de las oscilaciones de este péndulo es de 5 m, y su período es de

unos 20 segundos. La punta de la lenteja del péndulo, en cada retorno ulterior a una de sus posiciones extremas, se desplaza hacia un lado en 6 mm. Así, en el transcurso de 1–2 minutos, uno puede cerciorarse de que la Tierra, efectivamente, gira alrededor de su eje.

El segundo efecto de la rotación de la Tierra (pero menos evidente) es la desviación hacia el oriente de los cuerpos cayentes. Este experimento se basa en el hecho de que cuanto más lejos del eje de rotación de la Tierra se encuentra el punto tanto mayor es la velocidad lineal con la que dicho punto se desplaza de oeste a este como resultado de la rotación de la Tierra. Por ello, la cúspide B de una torre alta se desplaza hacia el este a una velocidad lineal mayor que su base O (fig. 50). El movimiento del cuerpo que cae libremente desde la cúspide de la torre tendrá lugar, bajo la acción de la fuerza de atracción de la Tierra, y su velocidad inicial será la de la cúspide de la torre. Por consiguiente, antes de caer a la Tierra, el cuerpo se moverá por una elipse y, aunque la velocidad de su movimiento aumenta gradualmente, no caerá en la superficie de la Tierra al pie de la torre, sino que se adelantará un poco, es decir, se desviará de la base hacia el lado de la rotación de la Tierra, hacia el este.

En la mecánica teórica, para el cálculo de la magnitud x de la desviación del cuerpo hacia el este, se obtuvo la fórmula

$$x = 0{,}022h\sqrt{h}\cos\varphi,$$

donde h es la altura de caída del cuerpo en metros, φ es la latitud geográfica del lugar del experimento, y x se expresa en milímetros.

§ 72. *Movimientos de precesión y nutación del eje terrestre*

Si la Tierra tuviese la forma de una esfera, homogénea o compuesta de capas esféricas de igual densidad, y fuese un cuerpo absolutamente sólido, entonces, de acuerdo con las leyes de la mecánica, la dirección del eje de rotación de la Tierra y el período de su revolución permanecerían constantes en el transcurso de cualquier intervalo de tiempo.

Sin embargo, la Tierra no tiene una forma esférica exacta, sino se aproxima al esferoide (véase el § 62). La atracción del esferoide por cualquier cuerpo material L (fig. 51) se compone de la atracción F de la esfera, separada en el interior del esferoide (esta fuerza está aplicada al centro del esferoide), de la atracción F_1 de la mitad de la protuberancia ecuatorial más cercana al cuerpo L y de la atracción F_2 de la otra mitad, más lejana, de la protuberancia ecuatorial. La fuerza F_1 es mayor que la fuerza F_2 y, por esto, la atracción del cuerpo L tiende a girar el eje $P_N P_S$ de rotación del esferoide, de tal manera que el plano del ecuador de éste coincida con la dirección TL (en la fig. 51 en sentido contrahorario). De la mecánica se sabe que el eje $P_N P_S$ de rotación en este caso se desplazará en la dirección perpendicular al plano en el que yacen las fuerzas F_1 y F_2.

Sobre las protuberancias ecuatoriales de la Tierra esferoidal actuan las

fuerzas de atracción de la Luna y del Sol. Como resultado, el eje de rotación de la Tierra efectúa en el espacio un movimiento muy complicado.

Ante todo, este eje describe lentamente alrededor del eje de la eclíptica un cono, permaneciendo siempre inclinado respecto al plano del movimiento de la Tierra en un ángulo aproximado de 66°34′ (fig. 52). Este movimiento del eje terrestre se denomina *movimiento de precesión*, y su período es de unos 26 000 años. Como resultado de la precesión del eje terrestre, en un mismo período, los polos celestes describen alrededor de los polos de la eclíptica

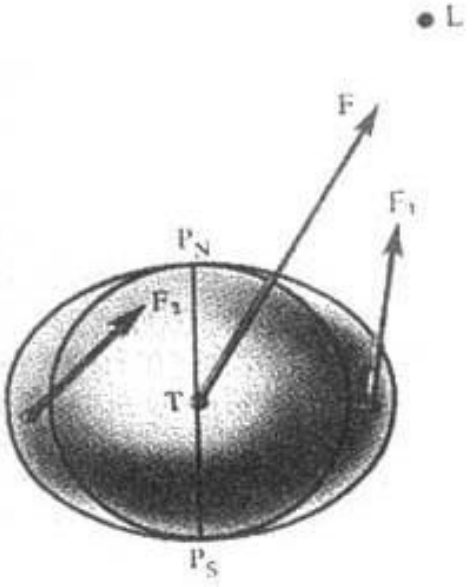


Fig. 51. Atracción del esferoide por un cuerpo externo.

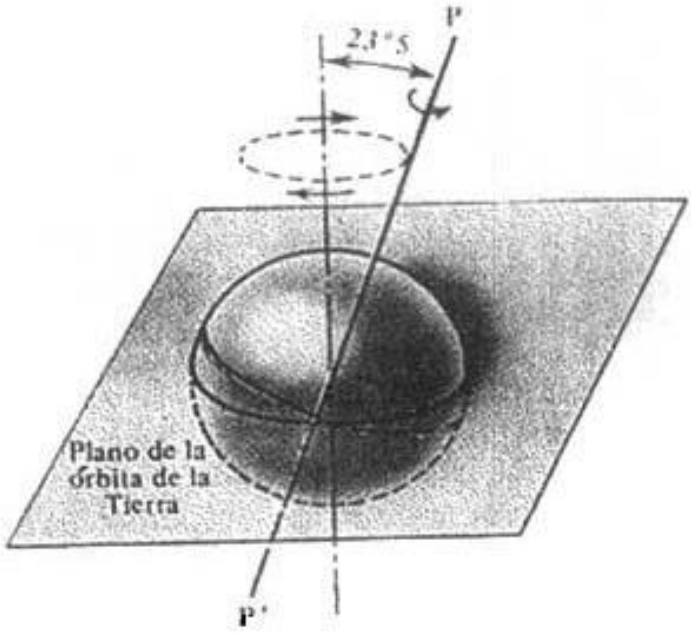


Fig. 52. Movimiento de precesión del eje terrestre.

círculos menores con radio de casi 23°26′. La provocada por la acción del Sol y de la Luna se denomina *precesión lunisolar*.

Además, el eje de rotación de la Tierra efectúa diferentes oscilaciones pequeñas cerca de su posición media, que se denominan *nutación del eje terrestre*. Las oscilaciones de nutación surgen porque las fuerzas de precesión del Sol y de la Luna (fuerzas F_1 y F_2) cambian continuamente su magnitud y dirección; estas fuerzas son iguales a cero cuando el Sol y la Luna se encuentran en el plano del ecuador de la Tierra, y alcanzan el máximo cuando estos astros se hallan más alejados de dicho ecuador.

Lo más importante es que la oscilación de nutación del eje terrestre tiene un período de 18,6 año, igual al período de revolución de los nodos lunares (véase el § 76). Debido a este movimiento del eje terrestre los polos celestes describen en la esfera celeste elipses, cuyos ejes mayores son iguales a 18″,42, y los menores son iguales a 13″,72.

Como resultado de la precesión y de la nutación del eje terrestre los polos celestes, en realidad, describen en el cielo líneas onduladas complicadas.

La atracción de los planetas es demasiado pequeña para provocar cambios en la posición del eje de rotación de la Tierra, pero, sin embargo, influye sobre el movimiento de la Tierra alrededor del Sol, cambiando en el espacio la posición del plano de la órbita terrestre, es decir, del plano de la eclíptica. Estos cambios de la posición del plano de la eclíptica se denomina *precesión planetaria*, que desplaza el punto del equinoccio de primavera hacia el este en 0″,114 al año.

§ 73. *Consecuencias del movimiento de precesión del eje terrestre*

Como ya se dijo, como resultado del movimiento de precesión del eje terrestre, los polos celestes describen en 26 000 años alrededor de los polos de la eclíptica círculos con radio aproximado de 23°,5. Pero, puesto que los polos de la eclíptica también se desplazan por la esfera celeste (precesión planetaria), las curvas descritas por los polos celestes no se cierran. En la fig. 53 se muestra el movimiento de precesión del polo celeste boreal entre las estrellas.

En la actualidad el polo celeste boreal se encuentra cerca de la estrella α de la Osa Menor, por lo que esta estrella se llama Polar. Pero hace 4000 años era la estrella α de Dragón la más cercana al polo celeste boreal y dentro de 12 000 años será α de Lira (Vega) la "estrella polar".

Conjuntamente con el cambio de la dirección del eje celeste varía también la posición del ecuador celeste, cuyo plano es perpendicular a este eje y paralelo al plano del ecuador terrestre. Como resultado de la precesión planetaria el plano de la eclíptica también cambia un poco su posición en el espacio. Por esto, los puntos de intersección del ecuador celeste con la eclíptica (los puntos de los equinoccios) se desplazan lentamente entre las estrellas hacia el occidente.

La velocidad de este desplazamiento por año es $l = 360°/26\,000 = 50'',26$ y se denomina *precesión total anual en la eclíptica.*

La precesión total anual en el ecuador $m = 50'',26 \cos\varepsilon = 46'',11$, donde ε es la inclinación de la eclíptica respecto al ecuador, en la actualidad disminuye lentamente (en 0″,47 por año), pero al cabo de algunos miles de años dicha disminución será sustituida por un aumento también muy lento, ya que esta perturbación (la precesión planetaria) tiene un carácter periódico.

A comienzos de nuestra era el punto del equinoccio de primavera se encontraba en la constelación de Carnero, y el punto del equinoccio de otoño en la constelación de Balanza. Los puntos de los equinoccios entonces se designaban con los signos de estas constelaciones, respectivamente, con ♈ y ♎. Desde entonces el punto del equinoccio de primavera se desplazó a la constelación Peces, y el punto del equinoccio de otoño, a la constelación Virgen, pero sus designaciones siguen siendo las mismas.

Puesto que el movimiento de los puntos de los equinoccios está dirigido al encuentro del movimiento anual aparente del Sol por la eclíptica, el Sol llega a estos puntos cada vez algo antes que si dichos puntos fueran

inmóviles (la palabra "precesión" precisamente significa "anticipación a los equinoccios"). Por esta causa, el intervalo de tiempo entre los pasos sucesivos del centro del Sol por el punto del equinoccio de primavera, denominado año trópico (véase el § 18), es más corto que el período de revolución de la Tierra alrededor del Sol, denominado año sidéreo (véase el § 38). La diferencia entre ambos años es aproximadamente de 20 minutos: éste es el tiempo que requiere el Sol, que se mueve por la eclíptica hacia el oriente con velocidad aproximada de 1° por día, para recorrer 50″,26.

El punto del equinoccio de primavera es el origen de la cuenta en los sistemas de coordenadas ecuatorial y eclíptico (véanse los §§ 11 y 15). Por esto, como resultado del movimiento de este punto hacia el occidente las longitudes eclípticas de todas las estrellas aumentan anualmente en 50″,26, mientras que las latitudes eclípticas no cambian, pues la precesión lunisolar no varía la posición del plano de la eclíptica. Ambas coordenadas ecuatoriales, la ascensión recta y la declinación de todas las estrellas, cambian continuamente. Como resultado, para un lugar dado de la Tierra, tiene lugar una variación lenta del aspecto del cielo estelar. Algunas estrellas que antes eran invisibles empezarán a salir y ponerse, mientras que otras visibles se convertirán en astros inortivos. Así, por ejemplo, dentro de unos miles de años en Europa se podrá observar la Cruz del Sur, ahora invisible, pero sin embargo no se podrá ver Sirio y una parte de la constelación de Orión.

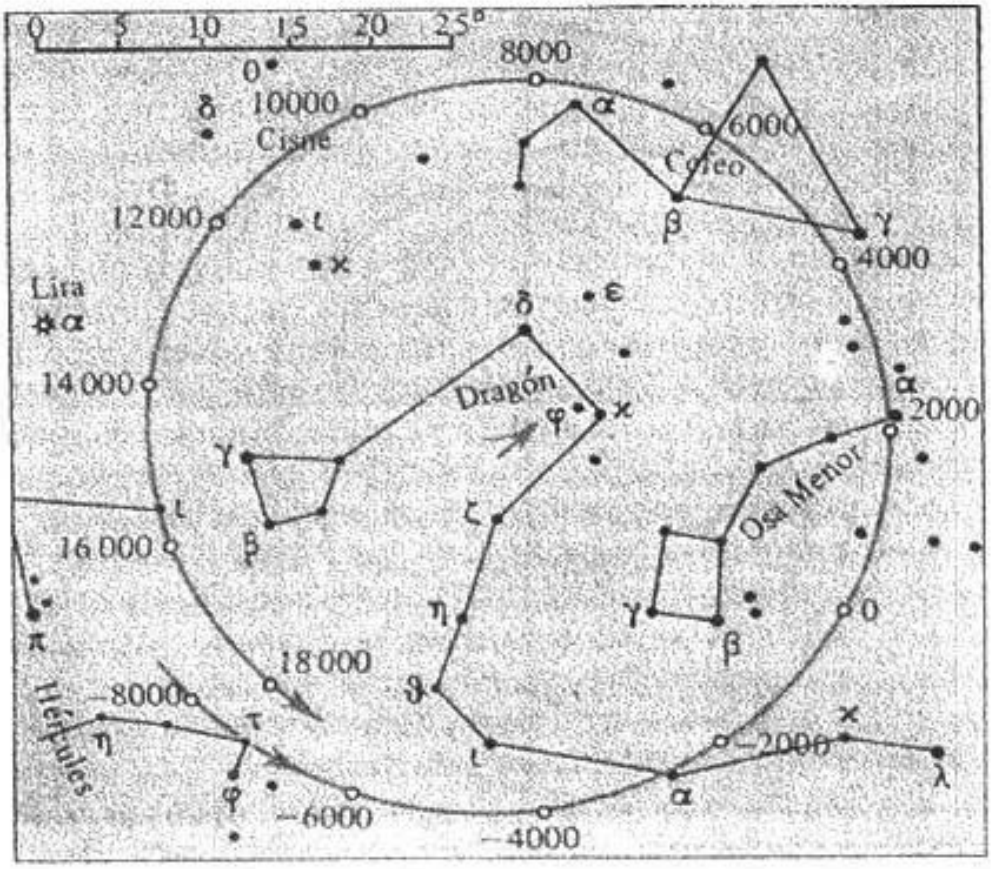


Fig. 53. Movimiento de precesión del polo norte celeste. En el centro, con puntos, se señalan las posiciones de los polos de la eclíptica.

§ 74. *Movimiento de los polos de la Tierra por la superficie de ésta*

Mediante las mediciones de las latitudes geográficas en varios puntos de la Tierra en el transcurso de muchos años se advirtió que las latitudes de estos puntos no permanecen constantes, sino que varían periódicamente, desviándose de su valor medio hasta 0",3, y, además, cuando en un punto la latitud aumenta un poco, en otro punto, que yace en el meridiano geográfico opuesto, la latitud disminuye aproximadamente en una misma magnitud. Estas oscilaciones de las latitudes geográficas se explican por el hecho de que el cuerpo de la Tierra se desplaza respecto al eje de rotación, y puesto que este desplazamiento no influye sobre el eje de rotación de la Tierra, la dirección del cual queda fijada en el espacio, diferentes puntos de la superficie terrestre coinciden en distintos momentos de tiempo con los polos de rotación. Como resultado, los polos de la Tierra "andan errando" por la superficie de ésta.

El polo norte de la Tierra, describiendo en la superficie terrestre una curva compleja, no sale de un cuadrado cuyo lado es aproximadamente de

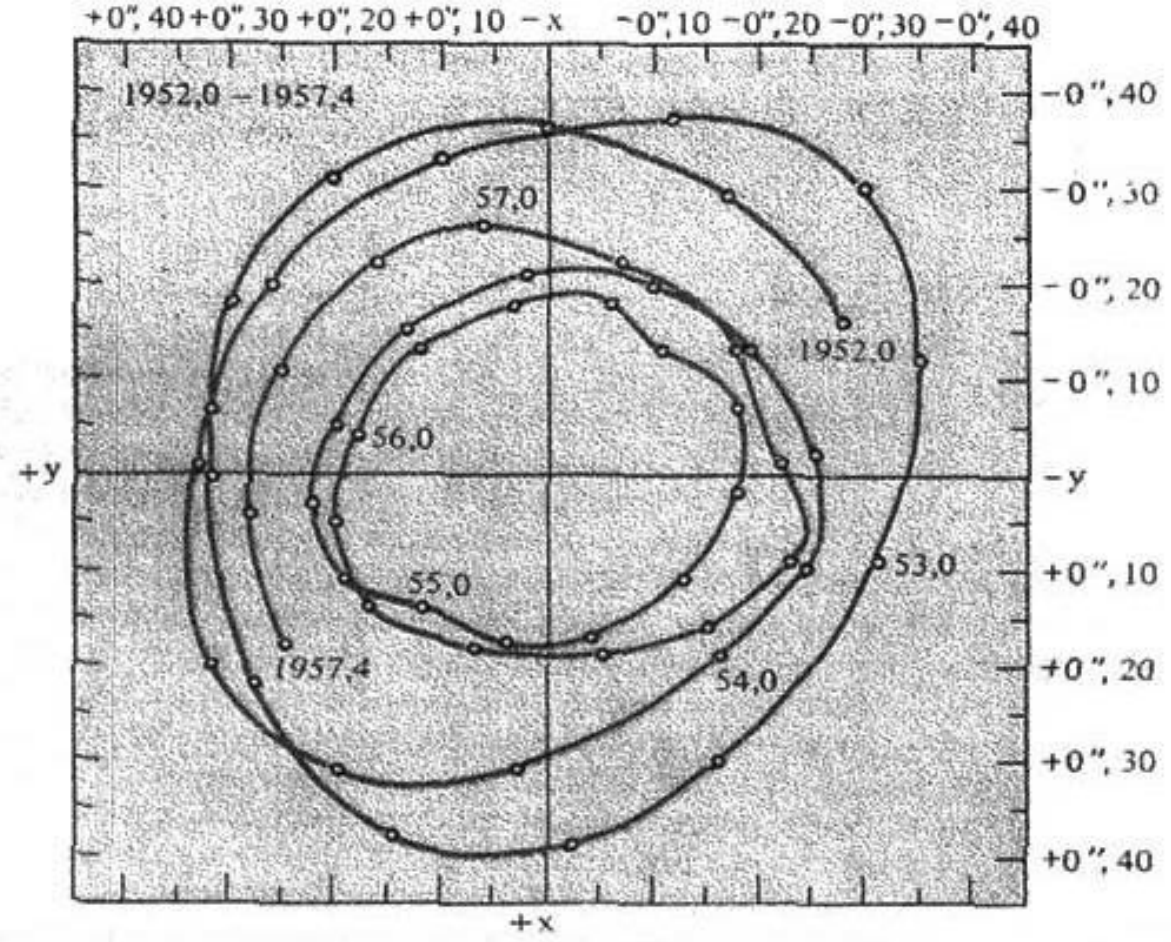


Fig. 54. Movimiento del Polo Norte de la Tierra por la superficie de ésta desde 1952 hasta 1957.

30 m. Con esto, si se mira al polo norte desde afuera, su movimiento tiene lugar en sentido contrahorario (fig. 54).

El movimiento de los polos de la Tierra, al igual que las oscilaciones de las latitudes geográficas, tiene carácter periódico. Los períodos fundamentales son el de 14 meses de Chandler y el de 12 meses, o anual. Este último período está evidentemente vinculado con los cambios estacionales en la distribución de las masas de aire, con el transporte de masas de agua en estado de nieve desde un hemisferio de la Tierra a otro, etc.

El período de Chandler es el período natural de las oscilaciones de la Tierra, que teóricamente fue pronosticado por Euler ya en el siglo XVIII. Si la Tierra fuese un cuerpo absolutamente sólido el período natural sería aproximadamente de 10 meses. Sin embargo, la Tierra es plástica y se somete a deformaciones elásticas, como resultado de lo cual el período natural aumenta hasta 14 meses.

El movimiento de los polos de la Tierra por la superficie de ésta fue descubierto a finales del siglo XIX. En 1898 se organizó el Servicio Internacional de Latitud (SIL), integrado por seis estaciones situadas en una misma latitud $\varphi = +39°08'$: en Italia, Rusia (en Chardzhou[1]), actualmente Rupública Socialista Soviética de Turkmenia, Japón y tres en EE.UU. Ahora en el SIL el número de estaciones se ha elevado a 30, situadas en distintas latitudes geográficas.

De las observaciones sistemáticas de todas las estaciones del SIL, comenzando desde finales de 1899, se deducían y deducen las posiciones del polo norte en la superficie de la Tierra para cada décima parte de año.

§ 75. *Irregularidad de rotación de la Tierra. Tiempo de efemérides. Tiempo atómico*

El período de rotación de la Tierra alrededor de su eje es el intervalo de tiempo durante el cual la Tierra realiza una revolución completa respecto a cualquier dirección invariable. Dicho intervalo se aproxima a la duración del día sidéreo (véase el § 19), pero no es igual a éste, ya que la dirección hacia el punto del equinoccio de primavera (en el plano del ecuador celeste), debido a la precesión (véase el § 73), varía por año aproximadamente en 46". En un día sidéreo la dirección hacia el punto del equinoccio de primavera varía en $0'',126 = 46'' : 366$. La Tierra gira en semejante ángulo durante el tiempo $0^s,008$ y, puesto que el punto del equinoccio de primavera se desplaza hacia el occidente, es decir, al encuentro de la rotación de la Tierra, el período de rotación de esta última supera el día sidéreo en $0^s,008$ y es igual a $23^h56^m04^s,098$ del tiempo solar medio.

Como resultado de numerosas investigaciones se estableció que la velocidad angular de rotación de la Tierra es variable, es decir, la rotación de la Tierra es irregular.

[1] La estación interrumpió su trabajo en 1919, y desde 1930 en lugar de ésta funciona una estación análoga en Kitabe (República Socialista Soviética de Uzbekia), en la misma latitud geográfica.

Las variaciones de la velocidad de rotación de la Tierra se dividen en tres tipos: *seculares, irregulares* (a saltos) *y periódicas,* o *estacionales.*

Como resultado de las variaciones seculares la duración de una revolución de la Tierra aumentó en los últimos 2000 años, por término medio, en $0^s,0023$ por siglo (según las observaciones en los últimos 250 años este aumento es menor: aproximadamente de $0^s,0014$ en 100 años). La disminución secular de la velocidad de rotación de la Tierra está provocada por la acción frenadora de las mareas lunares y solares de flujo (véase el § 55).

Las variaciones a saltos de la velocidad de rotación de la Tierra pueden aumentar o disminuir la duración del día en milésimas partes de segundo durante el transcurso de varios meses. La causa de estas variaciones todavía no ha sido establecida con seguridad.

Como resultado de las variaciones estacionales de la velocidad de rotación de la Tierra la duración del día en el transcurso del año puede diferenciarse de su duración media anual en $\pm 0^s,001$. Con esto, los días más cortos se dan en julio–agosto, y los más largos en marzo. La causa más probable de las variaciones periódicas de la velocidad son las redistribuciones estacionales de las masas aéreas y ácueas en la superficie de la Tierra. Estas variaciones de la velocidad de rotación de la Tierra fueron ya descubiertas experimentalmente en los años 40 de nuestro siglo, con ayuda de los relojes de cuarzo.

La no uniformidad de rotación de la Tierra de carácter secular e irregular se manifiesta en las divergencias entre las posiciones que se observan de la Luna y de los planetas próximos a la Tierra (Mercurio, Venus) y las posiciones calculadas (efemeridicas) de estos cuerpos. Ya a mediados del siglo XIX se descubrieron desviaciones entre el movimiento observado de la Luna y el movimiento calculado, que resultaban inexplicables por la teoría de la gravitación. Entonces ya se enunció el supuesto de que estas desviaciones son aparentes y pueden estar provocadas por la rotación irregular de la Tierra alrededor de su eje. Efectivamente, cuando frena la rotación de la Tierra nos parece que la Luna se mueve por su órbita a mayor velocidad, mientras que cuando la rotación se acelera parece que el movimiento de la Luna está retardado.

Esta interpretación se confirmó cuando en el siglo XX se descubrieron desviaciones en los movimientos de Mercurio y Venus, análogas a las desviaciones en el movimiento de la Luna, simultáneas con éstas y proporcionales a los movimientos medios de dichos planetas.

Como resultado de la rotación irregular de la Tierra los días medios resultan ser una magnitud inconstante. Por esto, en la astronomía, se utilizan dos sistemas de cálculo del tiempo: del tiempo no uniforme, que se obtiene de las observaciones y se determina por la rotación real de la Tierra, y del tiempo uniforme, que es el argumento durante el cálculo de las efemérides de los planetas y es establecido por el movimiento de la Luna y de los planetas. El tiempo uniforme se denomina *tiempo de Newton o de efemérides.*

A partir de 1960, en los almanaques astronómicos, las efemérides del Sol, de la Luna, de los planetas y de sus satélites se dan en el sistema del tiempo

efemerídico. Para calcular la posición de estos cuerpos celestes en el sistema del tiempo universal (irregular) se requiere conocer la diferencia ΔT entre el tiempo de efemérides TE y el universal T_0. El valor exacto de la diferencia ΔT solamente puede ser obtenido para momentos pasados de tiempo, mediante la comparación de las coordenadas observadas de la Luna con las calculadas. Por esto, en los almanaques astronómicos, se publica el valor extrapolado de ΔT para el año dado.

Aproximadamente en 1900 la diferencia ΔT era igual a cero. Pero, puesto que la velocidad de rotación de la Tierra en el siglo XX disminuyó en término medio, es decir, los días observados eran más largos que los uniformes (de efemérides) el tiempo de efemérides en 75 años "marchó" adelante respecto al tiempo universal en 46^s, y para 1982 se tomó $\Delta T = TE - T_0 = +52^s$.

Con motivo de la utilización en la astronomía y física del sistema de tiempo de efemérides se ha introducido una nueva determinación de la unidad derivada de tiempo: el segundo. Antes ésta se definía como 1/86 400 parte del día solar medio. En octubre de 1956 la oficina Internacional de Pesas y Medidas decretó: "el segundo es 1/31 556 925,9747 parte del año trópico", cuya duración en el sistema de tiempo de efemérides era en 1900 igual a 365,2421988 de los días solares medios. (El número $31\,556\,925{,}9747 = 365{,}2421988 \cdot 86\,400$ es el número de segundos en este año trópico). En esta definición el segundo obtuvo la denominación de *efemerídico*.

De este modo, la nueva definición del segundo tiene en cuenta la variabilidad del día solar medio.

La creación de patrones atómicos y moleculares de frecuencia (véase el § 100) permitió por primera vez obtener una escala de tiempo en su principio nueva, independiente de la rotación de la Tierra.

En 1967 se estableció el sistema de *tiempo atómico internacional* IAT, cuya unidad es el segundo atómico, definido como la duración de 9 192 631 770 oscilaciones de la radiación que corresponde a la frecuencia resonante de la transición entre dos niveles superfinos del estado fundamental del átomo de cesio-133.

El tiempo atómico internacional es calculado por la oficina Internacional del Tiempo, sobre la base de la comparación regular de los patrones atómicos de los distintos observatorios. Los resultados de varios años de investigaciones y comparaciones entre sí de los patrones atómicos demostraron que la escala de tiempo, presentada por éstos, es extraordinariamente estable y fácilmente reproducible: la duración del segundo atómico en los distintos observatorios se diferenciaba en no más de $1 \cdot 10^{-10}$.

El tiempo atómico no depende de las observaciones astronómicas y de los movimientos de los cuerpos celestes. Por esta causa, así como en virtud de la elevada exactitud de la reproducción de la escala regular del tiempo, este tiempo es la base para el estudio de la irregularidad periódica de la rotación de la Tierra alrededor de su eje.

5

MOVIMIENTOS DE LA LUNA. ECLIPSES

§ 76. *La órbita de la Luna y sus perturbaciones*

La órbita del movimiento no perturbado de la Luna alrededor de la Tierra es una elipse, cuya excentricidad es igual a 0,055, ó $^1/_{18}$, y el semieje mayor es igual a 384 400 km. En el perigeo la distancia entre la Tierra y la Luna es menor que la distancia media en 21 000 km, mientras que en el apogeo es otro tanto mayor.

El plano de la órbita lunar está inclinado respecto al plano de la ecliptica, en término medio, en un ángulo de 5°09′. La Luna se mueve alrededor de la Tierra en la dirección de oeste a este, es decir, en la misma dirección que la Tierra se mueve alrededor del Sol. El período de revolución de la Luna alrededor de la Tierra se denomina *mes sidéreo o estelar.* Su duración es igual a 27,32 días solares medios. Al expirar este tiempo la Luna ocupa en su órbita su posición anterior respecto a las estrellas.

El movimiento de la Luna es uno de los más difíciles para la investigación por dos causas: 1) las perturbaciones en el movimiento de la Luna son muy grandes (véase el § 54); 2) la Luna está cerca de la Tierra y por esto, en su movimiento, son perceptibles aquellas aberraciones que se escapan de la atención al observar cuerpos celestes más lejanos.

Los elementos de la órbita lunar, como resultado de las perturbaciones, varían constantemente. Todos los elementos de la órbita lunar se someten a perturbaciones periódicas. Por ejemplo, la inclinación de la órbita, que por término medio es igual a 5°09′, oscila en los límites de 4°58′ hasta 5°20′ en un tiempo algo menor de medio año. Todo elemento de la órbita lunar tiene más de una perturbación periódica: varias centenas con distintos períodos y amplitudes. A consecuencia de esto, el movimiento real de la Luna es excepcionalmente complicado, y su investigación constituye uno de los problemas más difíciles de la mecánica celeste.

Se someten a perturbaciones seculares la longitud del nodo ascendente y la longitud del perigeo de la órbita lunar. Los nodos lunares se desplazan continuamente por la ecliptica al encuentro del movimiento de la propia Luna, es decir, hacia el occidente, dando una vuelta entera por la ecliptica en 18 años y 7 meses (6793 días medios). El perigeo de la órbita lunar se

mueve constantemente hacia el oriente, dando una vuelta completa en 9 años (3232 días medios).

El desplazamiento de los nodos en cada revolución de la Luna alrededor de la Tierra es aproximadamente de 1°,5. Por consiguiente, al transcurrir un mes sidéreo la Luna nunca regresa exactamente a su posición anterior, y toda nueva revolución la realiza, hablando con rigor, por una ruta distinta. Y solamente al cabo de 18 años y 7 meses, cuando los nodos dan una vuelta completa por la eclíptica, la órbita lunar ocupa de nuevo su posición anterior

El movimiento de los nodos influye muy perceptiblemente sobre las condiciones de visibilidad de la Luna. Cuando el nodo ascendente de la órbita lunar coincide con el punto del equinoccio de primavera entonces la órbita de la Luna está situada fuera del ángulo entre el ecuador celeste y la eclíptica. De esta manera, el ángulo entre la órbita de la Luna y el ecuador celeste en este caso es igual a 28°35′ (23°26′ + 5°09′). Si el nodo descendente se encuentra, en el punto del equinoccio de primavera, entonces la órbita de la Luna está entre el ecuador celeste y la eclíptica, y el ángulo entre la órbita de la Luna y el ecuador celeste es igual a 18°17′ (23°26′ − 5°09′). Así pues, en el primer caso la declinación de la Luna en el transcurso del primer mes variará desde + 28°35′ hasta − 28°35′, mientras que en el segundo caso será desde + 18°17′ hasta − 18°17′, es decir, dentro de menores límites. La variación de los límites de declinación de la Luna ejerce un influjo considerable sobre las condiciones de la visibilidad de ésta.

§ 77. *Movimiento aparente y fases de la Luna*

El movimiento aparente de la Luna en el fondo de las estrellas es el resultado del movimiento real de la Luna alrededor de la Tierra. La Luna, en el transcurso de un mes sidéreo, se desplaza siempre entre las estrellas en una misma dirección: de oeste a este, en movimiento directo. La ruta aparente de la Luna en el cielo es una curva no cerrada, que cambia constantemente su posición entre las estrellas de las constelaciones zodiacales.

El movimiento aparente de la Luna va acompañado de la variación constante del aspecto exterior de ésta, que se caracteriza por la *fase de la Luna*[1]. En ciertos días la Luna no se ve absolutamente en el cielo. En otros días ésta tiene la forma de falce estrecha, semicírculo o círculo entero. Las fases lunares se explican por el hecho de que la Luna, al igual que la Tierra, es un cuerpo obscuro, opaco, de forma esférica y, durante su movimiento alrededor de la Tierra, ocupa distintas posiciones respecto al Sol (fig. 55).

---

[1] La fase Φ es igual a la relación entre la anchura máxima d' de la parte iluminada del disco lunar y su diámetro d, es decir,

$$\Phi = \frac{d'}{d}.$$

Debido al alejamiento del Sol los rayos solares, que inciden sobre la Luna, son casi paralelos y siempre iluminan exactamente la mitad de la esfera lunar; su otra mitad siempre permanece obscura. Pero, puesto que hacia la Tierra generalmente están dirigidas una parte del hemisferio claro y una parte del obscuro, la Luna nos parece más frecuentemente ser un círculo incompleto. La línea que divide las partes obscura y clara del disco de la Luna se denomina *terminador* y es siempre una semielipse. El ángulo

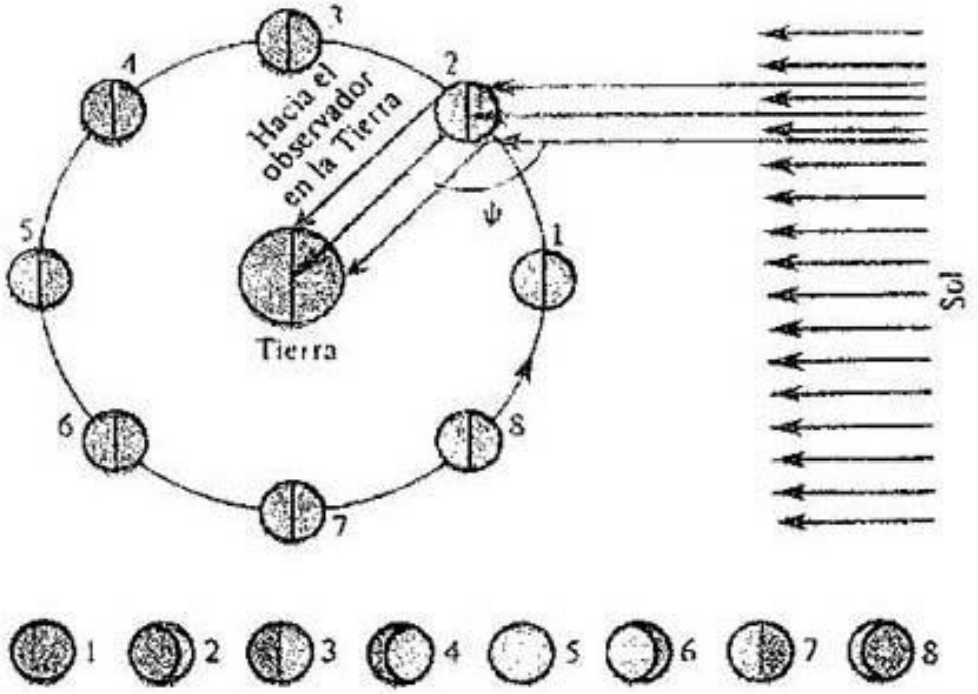


Fig. 55. Fases de la Luna.

ψ entre las direcciones del Sol a la Luna y de la Luna a la Tierra se denomina *ángulo de fase.*

Se distinguen cuatro fases fundamentales de la Luna que, en la siguiente sucesión, pasan gradualmente de una a otra: *Luna nueva, cuarto creciente, Luna llena* y *cuarto menguante.*

Durante la Luna nueva ésta pasa entre el Sol y la Tierra (es decir, se encuentra en su conjunción con el Sol), el ángulo de la fase $\psi = 180°$, la cara obscura de la Luna está dirigida hacia la Tierra y la Luna no se ve en el cielo. Transcurridos dos días después de la Luna nueva ésta se ve en el occidente en forma de falce estrecha en los rayos del crepúsculo vespertino, poco tiempo después de la puesta del Sol. La falce de Luna, dirigida con su convexidad hacia el Sol, aumenta gradualmente de día en día y, aproximadamente después de 7 días de la Luna nueva, adquiere la forma de un semicírculo. Comienza la fase que se denomina cuarto creciente. En este momento la Luna se encuentra en la cuadratura oriental, es decir, a 90° respecto al oriente del Sol, el ángulo de la fase $\psi = 90°$, y respecto a la Tierra está dirigida la mitad del hemisferio iluminado y la mitad del hemisferio

obscuro de la Luna. Durante esta fase la Luna se ve en la primera mitad de la noche, y después se pone tras el horizonte.

Desde la Tierra cada dia se ve más la parte del hemisferio iluminado de la Luna y, aproximadamente transcurridos 7 días después del cuarto creciente, comienza la Luna llena, que tiene el aspecto de un círculo completo. Durante la fase de Luna llena ésta se encuentra en oposición al Sol, $\psi = 0°$, y toda la cara iluminada de la Luna está dirigida hacia la Tierra. La Luna llena se ve en el cielo en la dirección opuesta a la dirección del Sol (su longitud ecliptica se diferencia de la longitud eclíptica del Sol en 180°). Por esto la Luna llena se ve en el cielo durante toda la noche: sale aproximadamente al ponerse el Sol y se pone, también aproximadamente, a la salida de éste.

Después del plenilunio la Luna comienza a "menguar", por la parte occidental de su disco aparece una "giba" que aumenta gradualmente, ya que cada día desde la Tierra se ve una parte cada vez menor del hemisferio iluminado de la Luna. Aproximadamente transcurridos 7 dias después de la Luna llena ésta se ve de nuevo en forma de semicírculo. Comienza el cuarto menguante. En este momento la Luna se encuentra en la cuadratura occidental, $\psi = 90°$, y de nuevo la mitad del hemisferio iluminado y la mitad del hemisferio obscuro de la Luna están dirigidos hacia la Tierra. Pero ahora la Luna ya se encuentra a 90° respecto al occidente del Sol, y se ve en la segunda mitad de la noche, hasta la misma salida del Sol.

Paulatinamente la giba del disco lunar aumenta, la Luna adquiere de nuevo el aspecto de una falce estrecha y se ve en el oriente, en los rayos del crepúsculo matutino, poco antes de la salida del Sol. Pasados 2–3 dias la falce lunar desaparece, y la Luna de nuevo no se ve en el cielo, ya que aproximadamente transcurridos 7 días después del último cuarto comienza de nuevo la Luna nueva. La conjunción de la Luna con el Sol durante la Luna nueva y su oposición durante la Luna llena se denominan *sicigias*.

§ 78. *Periodos de revolución de la Luna*

El intervalo de tiempo entre dos fases sucesivas homónimas (por ejemplo, entre dos Lunas llenas) se denomina *mes sinódico*. Mediante las observaciones se ha establecido que el mes sinódico es igual, por término medio, a 29,53 días solares medios. De tal manera, el mes sinódico es más largo que el sidéreo. Esto es fácil de comprender por la fig. 56, en la que la posición *1* corresponde a la disposición mutua de la Luna, de la Tierra y del Sol en el momento de la Luna llena. Transcurridos 27,32 días, es decir, pasado un mes sidéreo, la Luna, habiendo realizado una vuelta completa por su órbita, ocupará su posición anterior respecto a las estrellas pero, puesto que la Tierra en este plazo de tiempo se desplazará a la posición *2*, todavía no habrá Luna llena. Esta comenzará pasado algún tiempo, cuando la Tierra ocupe la posición *3*.

La relación matemática entre las revoluciones sinódica y sidérea de la Luna es la misma que para los planetas interiores (véase el § 38).

Además de los períodos sidéreo y sinódico de las revoluciones, en el movimiento de la Luna se distinguen tres períodos más: el *mes anomalístico*, que es el tiempo que media entre dos pasos sucesivos de la Luna por el perigeo (27,55 días medios); el *mes dracónico*, que es el intervalo de tiempo entre dos pasos sucesivos de la Luna por un mismo nodo de su órbita (27,21 días medios); el *mes trópico*, que es el intervalo de tiempo durante el cual la longitud de la Luna aumenta en 360°. Debido a la precesión el mes trópico es más corto que el mes sidéreo aproximadamente en 7 segundos. El mes dracónico es más corto que el sidéreo como resultado del movimiento de los nodos de la órbita lunar al encuentro del movimiento de la Luna, y el mes anomalístico es más largo que el sidéreo porque el perigeo de la órbita lunar se mueve hacia el mismo lado que la propia Luna.

§ 79. *Rotación y libración de la Luna*

La Luna siempre está dirigida hacia la Tierra con una misma cara, con un mismo hemisferio, pues gira alrededor de su eje con el mismo período (y en la misma dirección) que se traslada alrededor de la Tierra, es decir, el "día

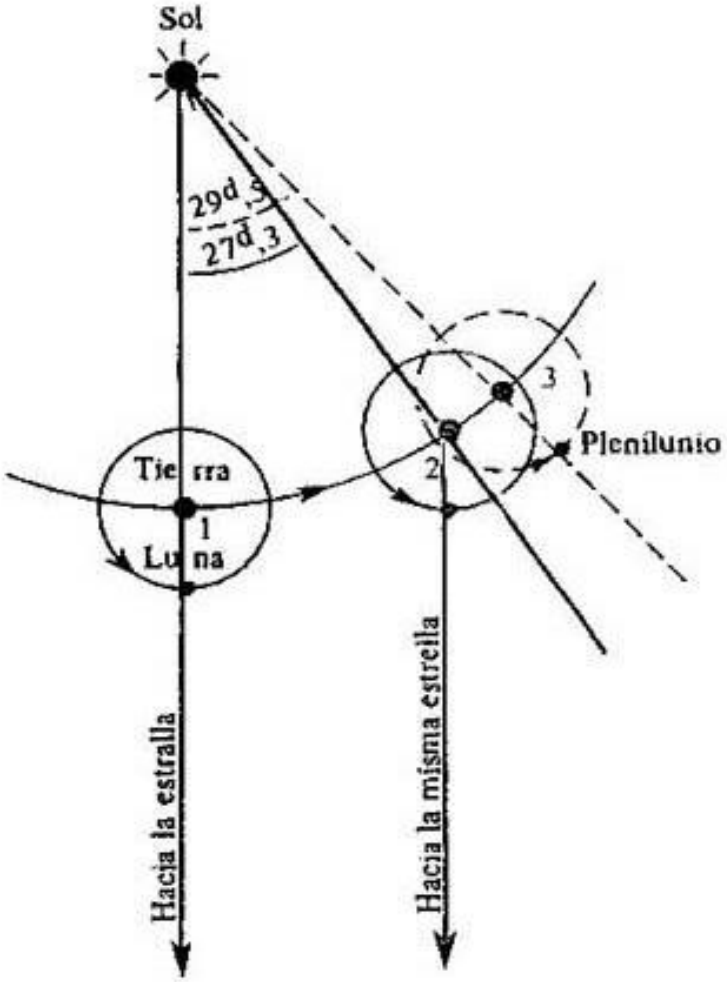


Fig. 56. Duración de los meses sidéreo y sinódico.

sidéreo" en la Luna es de 27,32 días terrestres medios. El eje de rotación de la Luna está inclinado respecto al plano de la órbita lunar en un ángulo de 83°20′ (varía en los límites desde 83°10′ hasta 83°31′).

Así, el plano del ecuador lunar forma con el plano de la órbita lunar un ángulo de 6°39′, y de 1°30′ con el plano de la eclíptica. Con esto, el plano de la eclíptica yace entre los planos del ecuador lunar y de la órbita de la Luna, y los tres planos se cortan en una misma recta. Esta última circunstancia notable fue descubierta por Cassini en 1721 y se denomina *ley de Cassini.*

En cada momento dado desde la Tierra se ve exactamente la mitad de la superficie de la Luna, pero las observaciones duraderas permiten estudiar casi el 60% de su superficie. Ello es posible gracias a los fenómenos que llevan el nombre *de libraciones* (balanceos) de la Luna.

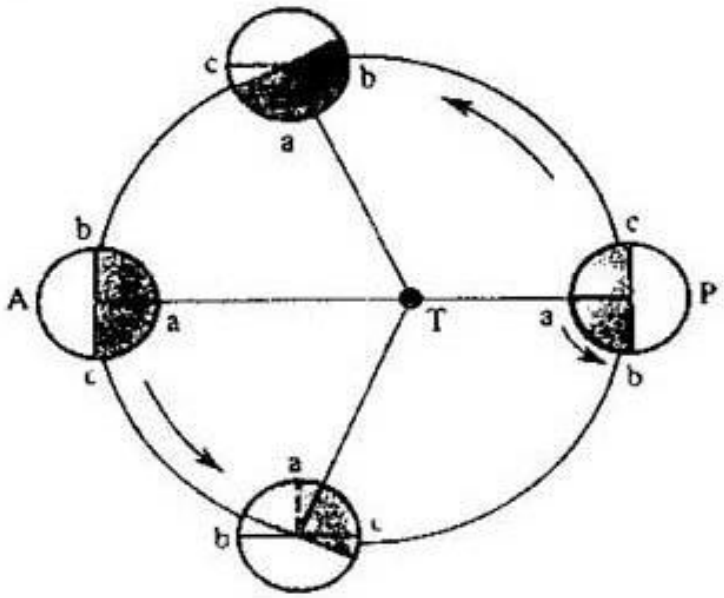


Fig. 57. Libración de la Luna en longitud

Las libraciones ópticas, o aparentes, durante las cuales la Luna en realidad no efectúa "oscilación" alguna, pueden ser de tres tipos: en longitud, en latitud y paralláctica.

La libración en longitud se debe a que la Luna gira uniformemente alrededor de su eje, mientras que su movimiento por la órbita, según la segunda ley de Kepler, es más rápido cerca del perigeo y más lento cerca del apogeo. Por esto, durante un cuarto de mes después de haber pasado el perigeo *P*, (fig. 57) la Luna recorrerá una ruta mayor que la cuarta parte de toda la órbita, girando alrededor de su eje exactamente en 90°. El punto *a*, que antes se encontraba en el centro del disco lunar, se verá ahora ya a la izquierda del centro del disco (se desplaza hacia el oriente). En esta misma dirección se desplazará también el punto *b*, que antes se veía en el borde derecho (occidental) del disco y, por consiguiente, se hará visible la parte de la superficie de la Luna detrás del borde occidental de su disco. En el apogeo *A* se verá la misma superficie de la Luna que en el perigeo, pero transcurrido un cuarto de mes después de haber pasado el apogeo la Luna recorrerá

menos de un cuarto de toda su órbita, girando de nuevo alrededor de su eje exactamente en 90°, y ahora ya se verá la parte de la superficie de la Luna detrás del borde oriental de su disco. El período de libración en longitud es igual al mes anomalístico, y su magnitud máxima posible es de 7°54'.

La libración en latitud surge por la inclinación del eje de rotación de la Luna respecto al plano de su órbita y por la conservación de la dirección del eje en el espacio durante el movimiento de la Luna (fig. 58). Como resultado, desde la Tierra alternativamente se ve ora la parte de la superficie de la Luna situada alrededor de su polo sur, ora, por el contrario, alrededor de su polo norte. El período de libración en latitud es igual al mes dracónico, y su magnitud alcanza 6°50'.

La libración diurna o paraláctica surge como resultado de la proximidad relativa entre la Luna y la Tierra. Por esto, desde los distintos puntos de la Tierra la superficie de la Luna se ve desigualmente. Dos observadores, que se encuentran en dos puntos opuestos del ecuador terrestre, ven en un mismo momento regiones algo diferentes de la superficie lunar. Así, el observador para el que la Luna todavía sale, ve una parte de la superficie lunar detrás del borde occidental del disco, mientras que el segundo observador, para el

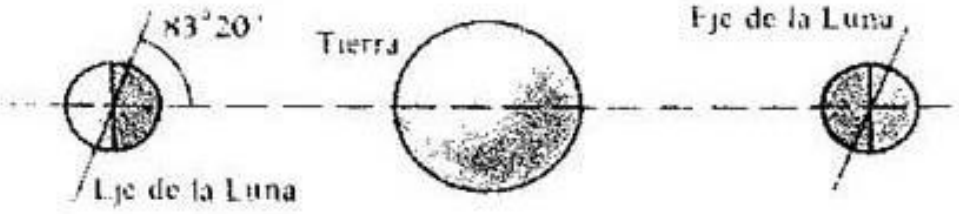


Fig. 58. Libracion de la Luna en latitud.

que en este momento la Luna ya se pone, no ve esta parte de su superficie, observando en cambio la parte de la superficie lunar detrás del borde oriental del disco. La libración paraláctica es aproximadamente de 1°.

La libración física, es decir, la "oscilación" real de la Luna, tiene lugar por el hecho de que el semieje mayor del elipsoide lunar se desvía de la dirección a la Tierra, mientras que la atracción de la Tierra tiende a volverlo a esta posicion. La magnitud de la libración física es muy pequeña: aproximadamente de 2".

§ 80. *Ocultación de los astros por la Luna. Eclipses solares*

Durante su movimiento alrededor de la Tierra la Luna pasa por delante de otros astros más lejanos y, con su disco, puede tapar a éstos. Este fenómeno lleva el nombre general de ocultación *de los astros por la Luna*. La determinación de los momentos exactos del comienzo y final de la ocultación tiene un gran valor para el estudio del movimiento de la Luna y de la forma

de su disco. Más frecuentemente tiene lugar la ocultación de estrellas, y más raramente de planetas.

Las ocultaciones del Sol por la Luna se denominan *eclipses de Sol*. Para los distintos puntos de la superficie terrestre los eclipses de Sol tienen diferente aspecto. El disco del Sol estará totalmente tapado solamente para el observador que se encuentre en el interior del cono de la sombra lunar, cuyo diámetro máximo en la superficie de la Tierra no supera los 270 km. En esta zona relativamente estrecha de la superficie terrestre, donde cae la sombra de la Luna, se verá *el eclipse total de Sol* (fig. 59). En las zonas de la superficie terrestre sobre las que cae la penumbra de la Luna, en el interior del denominado cono de la penumbra lunar, se verá el *eclipse parcial de Sol*: el disco de la Luna cubrirá solamente una parte del disco solar. Cuanto más cerca del eje de la sombra se encuentre el observador, tanto mayor será la parte del disco del Sol que está tapada y tanto mayor será la fase del eclipse. Fuera del cono de la penumbra se ve todo el disco del Sol y no se observa eclipse alguno.

Fig. 59 Esquema del eclipse de Sol.

Puesto que la distancia de la Luna a la Tierra varía desde 405 500 hasta 363 300 km, mientras que la longitud del cono de la sombra total de la Luna es, en término medio, igual a 374 000 km, el vértice del cono de la sombra lunar a veces no alcanza la superficie terrestre. En este caso, para el observador cerca del eje del cono de la sombra lunar, el eclipse de Sol será *anular*: los márgenes del disco solar quedarán al descubierto y formarán alrededor del disco oscuro de la Luna un anillo fino brillante.

En los diferentes puntos de la Tierra el eclipse de Sol comienza en distinto tiempo. Como resultado del movimiento de la Luna alrededor de la Tierra y de la rotación de la Tierra alrededor de su eje, la sombra de la Luna se desplaza por la superficie terrestre aproximadamente de oeste a este, formando una zona de sombra de varios miles de kilómetros de longitud y de una anchura de cerca de 200 km por término medio (la anchura máxima es de 270 km).

Puesto que la Luna se mueve de oeste a este el eclipse de Sol comienza por el margen occidental del disco solar. Al principio en éste aparece una giba que tiene la forma de un arco de círculo con radio igual al radio del

disco del Sol[1]. Después la giba crece paulatinamente y el Sol adquiere la forma de falce cada vez más estrecha. Cuando desaparece el último punto del disco solar comienza la fase del eclipse total, que solamente dura varios minutos pero no más de siete, más frecuentemente tan sólo dos–tres minutos. Seguidamente el disco obscuro de la Luna se retira gradualmente del disco solar y termina el eclipse. La duración total de todas las fases del eclipse de Sol puede ser mayor de dos horas.

Es absolutamente evidente que los eclipses de Sol solamente pueden tener lugar durante el novilunio.

§ 81. *Eclipses de Luna*

La Tierra, iluminada por el Sol, proyecta su sombra (y penumbra) hacia el lado opuesto a éste (fig. 60). Como sea que el diámetro del Sol es mayor que el diámetro terrestre, la sombra de la Tierra, igual que la sombra de la Luna, tiene la forma de cono que se estrecha paulatinamente. El cono de la sombra terrestre es más largo que el cono de la sombra lunar, y su diámetro

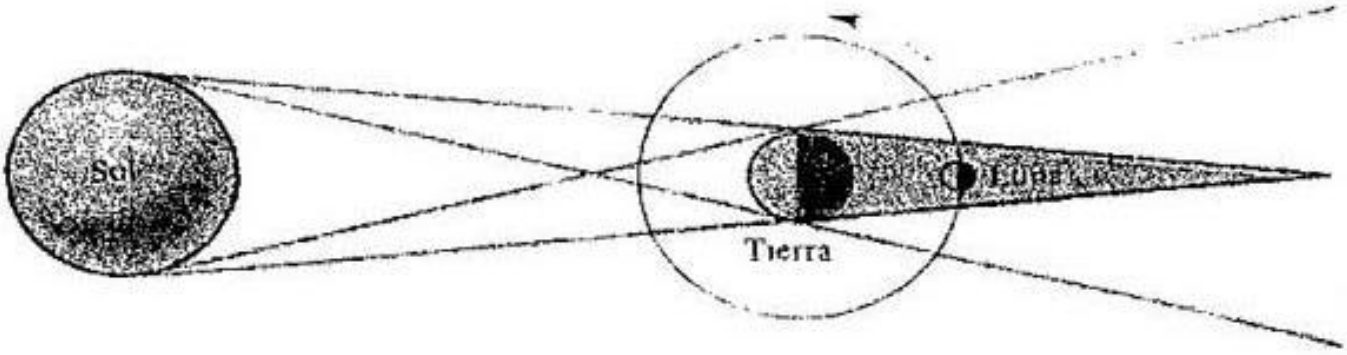


Fig. 60. Esquema del eclipse de Luna.

a la distancia de la Luna supera el diámetro de la última en más de 2,5 veces.

Al moverse alrededor de la Tierra la Luna puede entrar en el cono de la sombra terrestre, y entonces tendrá lugar el *eclipse de Luna*. Puesto que, en realidad, la Luna se priva de la luz solar durante el eclipse, éste se ve en todo el hemisferio nocturno de la Tierra, y para todos los puntos de este hemisferio comienza en un mismo momento físico y termina también simultáneamente. Pero, claro está, dichos momentos, según el tiempo local de cada punto de la Tierra, son distintos y dependen de la longitud geográfica del lugar.

Como la Luna se mueve de oeste a este es precisamente el borde izquierdo de la Luna el que primero entra en la sombra terrestre. En este borde

---

[1] Los radios aparentes de los discos de la Luna y del Sol son casi iguales por el hecho de que la Luna está aproximadamente 400 veces más cerca de la Tierra que el Sol, y el diámetro lineal de la Luna es alrededor de 400 veces menor que el solar, siendo así que ambos astros se ven desde la Tierra bajo ángulos iguales.

aparece la giba, que gradualmente aumenta, y el disco aparente de la Luna toma la forma de una falce que se diferencia de la falce de las fases lunares por el hecho de que la línea que separa las partes clara y obscura del disco de la Luna representa en sí un arco de circunferencia, con radio aproximadamente 2,5 veces mayor que el radio del disco lunar, mientras que durante las fases de Luna el terminador tiene la forma de una semielipse.

Si la Luna entra completamente en la sombra terrestre entonces tendrá lugar el *eclipse total de Luna*, y si en dicha sombra resulta entrar solamente una parte de la Luna entonces el eclipse será *parcial*. Puesto que el diámetro de la sombra terrestre a la distancia de la Luna a la Tierra puede superar el diámetro de la Luna hasta en 2,8 veces, el eclipse total de Luna puede durar cerca de dos horas.

Al eclipse total o parcial de Luna le precede (y concluye) el *eclipse lunar penumbral*, cuando la Luna pasa a través de la penumbra terrestre. El eclipse penumbral también puede tener lugar sin que ulteriormente comience el eclipse de la sombra.

Es absolutamente evidente que los eclipses de Luna solamente pueden suceder durante los plenilunios.

§ 82. *Condiciones del comienzo de los eclipses de Sol y de Luna*

Si el plano de la órbita lunar coincidiera con el plano de la eclíptica entonces los eclipses de Sol y de Luna tendrían lugar cada mes sinódico. Pero el plano de la órbita lunar está inclinado respecto al plano de la eclíptica formando un ángulo de 5°09′, por lo que la Luna, durante el novilunio o plenilunio, puede encontrarse lejos del plano de la eclíptica, y entonces su disco pasará por arriba o por debajo del disco del Sol o del cono de la sombra de la Tierra, y no habrá eclipse alguno.

Para que suceda un eclipse de Sol o de Luna es menester que esta última, durante el novilunio o plenilunio, se encuentre cerca del nodo de su órbita, es decir, no lejos de la eclíptica.

Sea así que en la fig. 61 G, T y L marcan los centros del Sol, de la Tierra y de la Luna y se encuentran en un mismo plano, perpendicular al plano de la eclíptica. Entonces el $\angle LTC = \beta$ es la latitud geocéntrica eclíptica de la Luna, y si este ángulo es menor que el mostrado en la figura tendrá lugar un eclipse parcial de Sol, aunque de poca duración, para el punto O de la Tierra. El ángulo β es igual a la suma de tres ángulos:

$$\beta = \angle LTL' + \angle L'TC' + \angle C'TC.$$

Pero el ángulo $LTL' = \rho_{\leftmoon}$ es el radio angular de la Luna. $\angle C'TC = \rho_{\odot}$ es el radio angular del Sol; el ángulo $L'TC' = \angle TL'O - \angle TC'O$, donde $\angle TL'O = p_{\leftmoon}$ es la paralaje horizontal de la Luna, mientras que el $\angle TC'O = p_{\odot}$ es la paralaje horizontal del Sol. Por consiguiente,

$$\beta = \rho_{\leftmoon} + \rho_{\odot} + p_{\leftmoon} - p_{\odot}.$$

Si tomamos para las magnitudes del segundo miembro sus valores medios $p_{\mathbb{C}} = 15',5$, $\rho_{\odot} = 16',3$, $p_{\mathbb{C}} = 57',0$, $p_{\odot} \approx 8'',8$, entonces $\beta = 88',7$. Es decir, para que comience un eclipse de Sol, aunque sea de poca duración, es necesario que la latitud geocéntrica eclíptica de la Luna sea menor de 88',7. La distancia angular desde el centro de la Luna al nodo, es decir, la longitud Δl de la Luna respecto al nodo, puede ser calculada por el triángulo rectángulo esférico $\Omega \mathcal{S} L$ (fig. 62) mediante la fórmula

$$\operatorname{sen} \Delta l = \frac{\operatorname{tg} \beta}{\operatorname{tg} i}.$$

Cuando $\beta = 88',7$ e $i = 5°09'$ $\Delta l = 16°,5$. Es obvio que el eclipse de Sol es también posible por el otro lado del nodo lunar, a una misma distancia de éste. El Sol, desplazándose a una velocidad media de 59' por día, recorre en 34 días un arco de la eclíptica igual a 33°. Pero en 34 días tendrá lugar

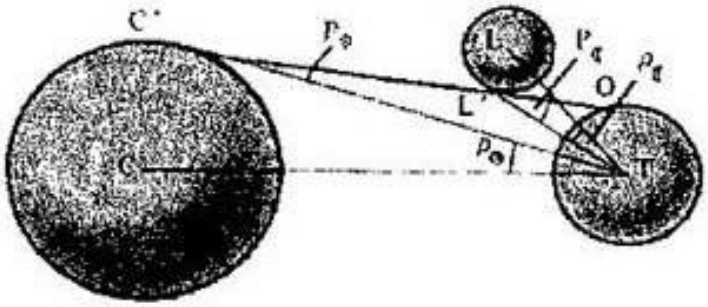


Fig. 61. Posición del Sol, de la Luna y de la Tierra en el momento del comienzo del eclipse de Sol.

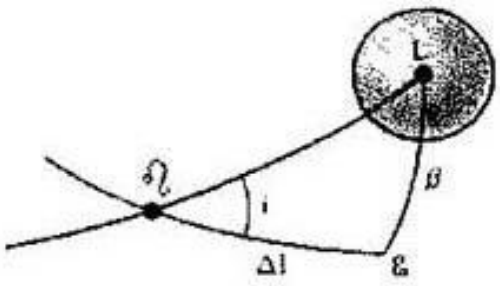


Fig. 62. Posición de la Luna respecto al nodo lunar en el momento del comienzo del eclipse de Sol.

obligatoriamente un novilunio, e incluso puede ser que dos, pues la duración del mes sinódico es de 29,5 días. Por consiguiente, cada año tienen lugar sin falta 2 eclipses de Sol (cerca de los dos nodos de la órbita lunar), pero también puede haber 4 e incluso 5 eclipses. Suceden cinco eclipses solares en un año cuando el primero de ellos tiene lugar poco tiempo después del 1° de enero. Entonces el segundo eclipse tiene lugar en el novilunio siguiente, el tercero y cuarto sucederán algo antes que transcurra medio año, y el quinto eclipse tendrá lugar pasados 345 días después del primero (transcurridos 354 días pasarán 12 meses sinódicos).

Sea ahora (fig. 63) así que C es el centro de la sombra terrestre, cuyo radio angular a una distancia media de la Luna es igual a 41'; $L'L'$ es la parte de la órbita lunar por la que se mueve el centro L de la Luna, que tiene un radio angular de 15',5; Ω es el nodo ascendente de la órbita lunar.

Para que comience el eclipse de Luna es necesario que en el plenilunio la distancia entre los centros de la sombra terrestre y la Luna sea menor de $41' + 15',5 = 56',5$. Del triángulo rectángulo esférico $CL\Omega$ tenemos

$$\operatorname{sen} CL = \operatorname{sen} C\Omega \operatorname{sen} \angle C\Omega L$$

o bien,

$$\text{sen } 56',5 = \text{sen } C\,\Omega \text{ sen } 5°09',$$

de donde obtenemos

$$C\,\Omega = \Delta l = 10°,6.$$

Por lo tanto, el eclipse de Luna, aunque sea de poca duración, es posible cuando el centro de la sombra terrestre dista del nodo lunar, a uno u otro lado, menos de 10°,6. La sombra de la Tierra, desplazándose por la eclíptica a una velocidad de 59′ por día, salva esta distancia en 10,8 días, recorriendo en 21,6 días la doble distancia de 21°,2. Pero, puesto que el mes sinódico contiene 29,5 días, puede ser que en plenilunio suceda a una distancia mayor de 10°,6 hacia el oeste del nodo, mientras que el plenilunio siguiente puede suceder a esta misma distancia hacia el este del nodo, y entonces en este mes no habrán eclipses de Luna. Tanto menos los habrá en el mes siguiente, pues el centro de la Luna pasará a través del nodo transcurridos 27,2 días (mes

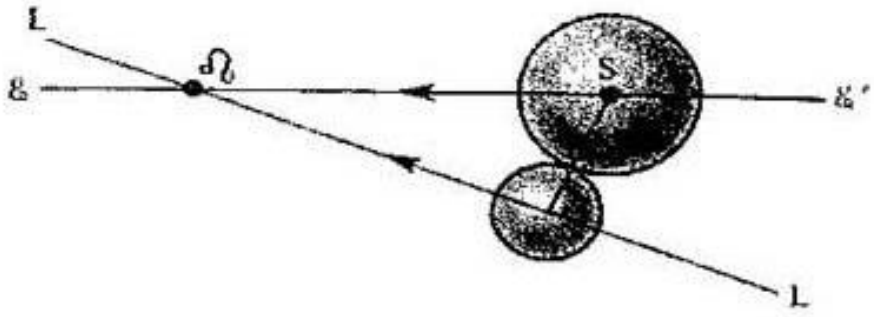


Fig. 63. Distancia límite entre el centro de la sombra terrestre y el nodo lunar durante los eclipses de Luna.

dracónico), mientras que el plenilunio sucederá 2,3 días más tarde. En 2,3 días la Luna se apartará del nodo en 30°, y el centro de ésta pasará al lado del centro de la sombra terrestre a una distancia superior a 56′,5.

El siguiente eclipse de Luna solamente puede tener lugar al cabo de medio año, cerca del otro nodo de la órbita lunar, pero por las mismas causas puede ser que tampoco suceda.

Así pues, en el transcurso del año puede no haber ni un solo eclipse lunar, pudiendo acontecer un máximo de dos o tres eclipses. Suceden tres eclipses de Luna en un año cuando el primero de éstos tiene lugar poco tiempo después del 1° de enero, el segundo acontece a finales de junio y el tercero a fines de diciembre, al cabo de 12 meses sinódicos (354 días) después del primer eclipse.

§ 83. *Saros*

La sucesión de los eclipses se repite casi exactamente en el orden anterior transcurrido un intervalo de tiempo que se denomina *saros* (saros es una

palabra egipcia que significa "repetición"). El saros, conocido ya en la antigüedad, comprende 18 años y 11,3 días. Efectivamente, los eclipses se sucederán en el mismo orden (después de cualquier eclipse inicial) transcurrido tanto tiempo cuanto sea necesario para que la misma fase lunar se repita a una distancia entre la Luna y el nodo de su órbita igual a la existente durante el eclipse inicial.

Las fases de la Luna se repiten como término medio al cabo de 29,53 días; el regreso de la Luna a un mismo nodo de su órbita tiene lugar pasados 27,21 días, y el intervalo de tiempo entre dos pasos sucesivos del centro del Sol a través de un mismo nodo de la órbita lunar, denominado *año dracónico*, es igual a 346,62 días. Por consiguiente, el período de repetición de los eclipses (el saros) será igual al intervalo de tiempo, transcurrido el cual coincidirán de nuevo los comienzos de estos tres períodos. Resulta ser que 242 meses dracónicos son casi exactamente iguales a 223 meses sinódicos, y también iguales a 19 años dracónicos, es decir:

242 meses dracónicos = 6585,36 días;

223 meses sinódicos = 6585,32 días = 18 años 11 días 7 horas 42 minutos;

19 años dracónicos = 6585,78 días.

Puesto que 223 meses sinódicos son en 0,04 días más cortos que 242 meses dracónicos entonces, pasados 6585 días, el novilunio (o el plenilunio) sucederá a una distancia del nodo de la órbita lunar algo diferente que hace 18 años. Por esto las condiciones de los eclipses no se repetirán con exactitud. Además, como el saros contiene un número entero de días y aproximadamente $^1/_3$ de día, las zonas de visibilidad de los eclipses en 18 años se desplazan por la superficie terrestre hacia el oeste en unos 120°.

Durante cada saros suceden 70 eclipses, de ellos 41 de Sol y 29 de Luna. De este modo, los eclipses de Sol acontecen más frecuentemente que los de Luna, pero en un punto dado de la superficie de la Tierra se pueden observar con mayor frecuencia los eclipses de Luna, ya que éstos se ven en todo un hemisferio de la Tierra, mientras que los eclipses de Sol solamente se observan en una zona relativamente estrecha. Los eclipses totales de Sol se logran ver muy raramente, aunque en el tiempo de los saros suceden cerca de 10. En un punto dado de la superficie terrestre los eclipses totales de Sol se ven, en término medio, 1 vez cada 200–300 años.

En la URSS el eclipse total de Sol más próximo se verá el 22 de julio de 1990. La fase total durará como máximo 2 minutos 33 segundos y se observará en el Ártico y en las regiones nordestes de Siberia.

6

PROBLEMAS PRINCIPALES E INSTRUMENTOS DE LA ASTRONOMÍA PRÁCTICA Y DE LA ASTROMETRÍA FUNDAMENTAL

§ 84. *Problemas de la astronomía práctica*

La astronomía práctica es aquella parte de la astronomía en la que se estudian los métodos de las observaciones y los instrumentos correspondientes, utilizados para la resolución de los problemas que plantea la actividad productiva de la sociedad humana. Entre ellos los más importantes son las siguientes determinaciones del tiempo; de las coordenadas geográficas (latitudes φ y longitudes λ), y de los acimutes de los objetos terrestres.

Es difícil encontrar una esfera de la actividad humana donde el conocimiento del tiempo no tenga una importancia sustancial. También es necesario conocer el tiempo con uno u otro grado de exactitud para resolver problemas de carácter científico así como toda una serie de problemas de la economía nacional y, por último, en la vida cotidiana de cada ser humano. Para satisfacer las necesidades cotidianas las estaciones de radiodifusión de la Unión Soviética, al final de cada hora de transmisión, envían al éter seis señales del tiempo exacto. Para proveer las exigencias de la ciencia y de la técnica las estaciones de radio de diferentes países transmiten diariamente, y en resumidas cuentas casi las veinticuatro horas, señales especiales de la hora exacta, captando las cuales se puede conocer la hora con exactitud de hasta una diezmilésima parte de segundo. La transmisión de las señales de la hora exacta es efectuada por laboratorios científicos que llevan el nombre de "oficinas del tiempo". Para este fin cada oficina del tiempo cuenta con relojes astronómicos exactos (precisos), que en los momentos de las transmisiones deben marcar la hora exacta del correspondiente huso horario. Esto último se logra porque los astrónomos de las oficinas del tiempo, en la medida de lo posible, determinan cada noche clara el tiempo exacto mediante observaciones astronómicas (véase el § 85), fijando las indicaciones de los relojes que automáticamente dan las señales del tiempo exacto (relojes indicadores), en concordancia con los resultados de estas observaciones.

El conocimiento del tiempo exacto también es necesario para determinar las coordenadas geográficas de los puntos en la superficie terrestre y, sobre todo, el calcular la longitud geográfica λ (véase el § 24) Las determinaciones

de las coordenadas geográficas y de los acimutes de los objetos terrestres son necesarias para el estudio de las dimensiones y forma de la tierra con el método de triangulación (véase el § 61). En esta esfera la astronomía práctica está estrechamente vinculada a tales ciencias como la geodesia y la gravimetría, y tiene una gran importancia para la economía nacional. Las coordenadas de los puntos de triangulación sirven de puntos de referencia durante los levantamientos topográficos de diversas escalas, sobre cuya base se construyen mapas y planos de terreno, absolutamente imprescindibles para el desarrollo correcto y científico de las fuerzas de producción y de la economía del país.

Las variaciones de las latitudes geográficas, descubiertas a finales del siglo XIX (véase el § 74), exigen un estudio y control sistemático. Por esto, las estaciones especiales del servicio de latitud determinan regularmente la latitud geográfica de los lugares de su situación.

Y, por último, los métodos astronómicas de orientación (determinación de las coordenadas geográficas y de los acimutes de las direcciones), a pesar del desarrollo de otros métodos y de la existencia de distintos instrumentos empleados para este fin, son hasta el presente los métodos más seguros durante las navegaciones de altura de los buques marítimos y durante los vuelos lejanos en las naves aéreas contemporáneas. Los procedimientos astronómicos de orientación tienen importancia particular en los vuelos cósmicos. Por esto, en los párrafos siguientes, estudiaremos los principios que forman la base de estos métodos y describiremos sucintamente los instrumentos de mayor importancia.

§ 85. *Determinación del tiempo y de la longitud geográfica* λ

a) Determinación de la hora exacta. La diferencia entre la hora exacta T en cualquier momento y las indicaciones T' del reloj en este momento se denomina *corrección u de reloj* es decir.

$$u = T - T'. \tag{6.1}$$

De aquí

$$T = T' + u. \tag{6.2}$$

Dicho de otro modo, la corrección u de reloj es la magnitud que se debe añadir a la indicación T' del reloj para obtener la hora exacta T.

Por consiguiente, *la determinación de la hora exacta se reduce al establecimiento de la corrección de reloj, o de cronómetro.*

La corrección u de reloj puede ser positiva (las indicaciones T' del reloj son menores que la hora exacta T: el reloj "atrasa") o negativa (las indicaciones T' del reloj son mayores que la hora exacta: el reloj "adelanta"). La corrección de reloj $u = 0$ si $T' = T$, es decir, el reloj marca la hora exacta.

Debido a la imperfección de los relojes y al influjo del medio ambiente la corrección de los relojes no permanece constante. La variación de la

corrección de reloj en un intervalo determinado de tiempo se denomina *marcha* ω *del reloj*, es decir,

$$\omega = \frac{u_2 - u_1}{T_2' - T_1'}.$$

La marcha del reloj se considera positiva si su corrección aumenta con el transcurso del tiempo (el reloj ("atrasa") y negativa si ésta disminuye (el reloj "adelanta").

De las observaciones astronómicas generalmente se determina el tiempo sidéreo local s de aquel meridiano en el que se realizan estas observaciones, y por este tiempo se determina el tiempo solar medio local T_m, que después puede ser expresado en cualquier otro sistema de cálculo del tiempo (véase el § 24). El tiempo sidéreo $s = \alpha + t$ (véase al § 19). Basándonos en (6.2) tenemos

$$s = T' + u = \alpha + t,$$

de donde

$$u = \alpha + t - T'. \tag{6.3}$$

De tal manera, para determinar la corrección u de reloj (la hora exacta) es necesario medir el ángulo horario t de cualquier astro de conocida ascensión recta α y, en el momento de medición del ángulo, registrar las indicaciones T' del reloj. Si se registran las indicaciones T' del reloj en el momento de la culminación superior del astro ($t = 0$) entonces la corrección de reloj será

$$u = \alpha - T'. \tag{6.4}$$

La determinación del tiempo exacto por las observaciones de las estrellas en el momento de su culminación es el método más difundido para la resolución de este problema.

b) Determinación de la longitud geográfica λ. La resolución de este problema se basa en el hecho de que la diferencia de los tiempos locales en dos meridianos en un mismo momento es igual a la diferencia de las longitudes de estos meridianos, expresada en la medida horaria (véase el § 24). En la actualidad las longitudes geográficas se miden desde el meridiano de Greenwich, cuya longitud se toma igual a cero. Por consiguiente, si T_m es el tiempo local de cualquier meridiano con longitud oriental λ respecto a Greenwich y T_0 es el tiempo de Greenwich entonces

$$\lambda = T_m - T_0. \tag{6.5}$$

De este modo, la determinación de la longitud de cualquier punto se reduce al cálculo simultáneo del tiempo local en el punto dado y del tiempo local en el meridiano inicial. Hasta el invento de la radio la solución de este problema ofrecía dificultades considerables. La principal de éstas era la determinación del tiempo de Greenwich T_0. Los antiguos métodos de determinación de las longitudes eran aproximados (el tiempo de Greenwich

se calculaba con las observaciones de los eclipses de Luna, de las ocultaciones de las estrellas por la Luna, de las observaciones de los fenómenos en el sistema de los satélites galileos de Júpiter) y muy trabajosos (el procedimiento de "transporte de los cronómetros") El invento del telégrafo simplificó el problema, pero no eliminó todas las dificultades de esta cuestión.

En los métodos actuales la determinación de las longitudes en tiempo de Greenwich se obtiene mediante la captación de las señales de la hora exacta por radio (véase el § 84). Mediante la recepción de las radioseñales, antes y después de las observaciones, se cálcula la corrección u_0 del reloj respecto al meridiano de Greenwich para el mismo momento en que, de las observaciones, se obtuvo la corrección u de reloj respecto al meridiano del punto dado. Entonces la longitud del punto, basándose en las relaciones (6.2) y (6.5), se obtiene de la ecuación

$$\lambda = u - u_0, \tag{6.6}$$

ya que $T_m = T' + u$, y $T_0 = T' + u_0$.

§ 86. *Determinación de la latitud geográfica* φ *y de la corrección* u *de reloj*

a) Determinacion de φ y de u por las distancias cenitales de los astros anteriormente medidas.

La resolución de estos dos problemas se basa en la utilización de la fórmula (1.37) del triángulo paraláctico

$$\cos z = \operatorname{sen} \varphi \operatorname{sen} \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos t, \tag{6.7}$$

donde $t = s - \alpha$, o basándose en (6.3)

$$t = T' + u - \alpha. \tag{6.8}$$

Si se ha medido la distancia cenital z del astro o su altura $h = 90° - z$, y en el momento de la medición se ha señalado el momento T' por las horas sidéreas, mientras que α y δ del astro se han tomado del Almanaque Astronómico en el momento de la observación, entonces en la ecuación (6.7) quedan dos incógnitas: φ y u. Por consiguiente, para su determinación, es necesario tener una ecuación idéntica, pero independiente, es decir, es necesario, por lo menos, medir la distancia cenital de un astro más y considerar que u, durante el tiempo de observación de estos astros, no varía. Generalmente así se procede durante la determinación conjunta de la latitud y de la corrección de reloj. Con esto se observan no dos, sino varias estrellas, y las ecuaciones obtenidas se resuelven con los métodos de los cuadrados mínimos o de aproximaciones sucesivas.

Si se conoce una de estas magnitudes entonces es fácil calcular la segunda por las ecuaciones (6.7) y (6.8).

Supongamos que es conocida la latitud geográfica φ del lugar de observación. Entonces, de la ecuación (6.7), obtendremos

$$\cos t = \frac{\cos z - \operatorname{sen} \varphi \operatorname{sen} \delta}{\cos \varphi \cos \delta},$$

de donde se calcula t, y de la ecuación (6.8) hallamos $u = t - T' + \alpha$.

Si se sabe la corrección u de reloj, por la ecuación (6.7), se calcula la latitud geográfica φ.

En principio, para la resolución de estos problemas, se puede medir la distancia cenital de cualquier astro que se encuentre en cualquier punto del cielo sobre el horizonte. Sin embargo, para calcular la corrección u de reloj, es más provechoso medir las distancias cenitales de aquellos astros que en el momento de la observación se encuentran cerca de la primera vertical, es decir, de aquellos cuyo acimut se aproxima a 90° ó 270°. En este caso las distancias cenitales de los astros varían más rápidamente y, por consiguiente, el momento de observación T' se marca con mayor exactitud.

Para la medición de la latitud geográfica φ, por el contrario, es más conveniente medir las distancias cenitales de los astros que se encuentran en las proximidades del meridiano. En este caso sus distancias cenitales varían relativamente despacio y por esta razón el error posible en el momento marcado T' influye poco sobre el resultado definitivo. Desde este punto de vista es ventajoso observar la estrella Polar, ya que ésta siempre se encuentra cerca del meridiano y a cualquier hora es cómoda para la determinación exacta de la latitud del lugar Además, su altura sobre el horizonte se diferencia poco de la latitud del lugar de observación y puede ser tomada por el valor aproximado de esta magnitud con un error que no excede de $\pm 1°$.

b) **Determinación de φ y u mediante las observaciones en el momento de la culminación de los astros.**

Si el astro se encuentra en la culminación su ángulo horario T es igual a 0 ó 180° (12^h). Entonces, de la fórmula (6.7), se deduce:

$$\left.\begin{aligned} &1)\ \text{si el astro culmina hacia el sur del cenit,} && \varphi = \delta + z, \\ &2)\ \text{si culmina hacia el norte del cenit,} && \varphi = \delta - z, \end{aligned}\right\} \quad (6.9)$$

3) si el astro se encuentra en la culminación inferior $\varphi = 180° - \delta - z$.

De la ecuación (6.8) para el momento

$$\left.\begin{aligned} &\text{de la culminación superior } u = \alpha - T' \\ &\text{y de la culminación inferior } u = \alpha - T' + 12^h. \end{aligned}\right\} \quad (6.10)$$

De esta manera, por una de las ecuaciones (6.9) se puede obtener la latitud φ del lugar midiendo solamente la distancia cenital del astro, y por las ecuaciones (6.10) es posible hallar la corrección u de reloj, registrando solamente el momento del paso del astro por el meridiano.

c) Determinación de φ y u mediante las observaciones de los astros a iguales alturas (distancias cenitales iguales).

Si para dos astros con ascensiones rectas α_1 y α_2 declinaciones δ_1 y δ_2 registramos los momentos T_1' y T_2' de su paso por la almicantarat común, es decir, cuando los astros se encuentran a una misma distancia z, basándose en (6.7) y (6.8), obtenemos la igualdad

$$\operatorname{sen}\varphi \operatorname{sen}\delta_1 + \cos\varphi\cos\delta_1\cos(T_1' + u - \alpha_1) = \operatorname{sen}\varphi\operatorname{sen}\delta_2 + \\ + \cos\varphi\cos\delta_2\cos(T_2' + u - \alpha_2), \tag{6.11}$$

en la que son incógnitas la latitud geográfica φ del lugar y la corrección U de reloj.

La igualdad (6.11) se emplea mucho en los distintos procedimientos de determinación tanto conjunta como separada de φ y u. En todos estos procedimientos es esencial el hecho de que no hay necesidad de medir las distancias cenitales de los astros, y todas las observaciones se reducen al registro de los momentos de tiempo con el reloj al pasar los astros por cualquiera almicantarat.

§ 87. *Determinación conjunta de las coordenadas geográficas* φ *y* λ

El punto en la superficie de la Tierra para el que cualquier astro en el momento dado se encuentra en el cenit se denomina *lugar geográfico* de este astro. La latitud φ y la longitud λ del lugar geográfico del astro pueden ser determinadas si se conocen las coordenadas α y β del astro y el tiempo sidéreo s_0 de Greenwich en el momento de paso del astro por el cenit. Efectivamente, cuando el astro se encuentra en el cenit su $z = 0$ y, por consiguiente, la latitud del lugar geográfico del astro $\varphi = \delta$. Pero, como con esto el astro se encuentra también en la culminación superior, su ángulo horario $t = 0$, y el tiempo sidéreo local en el meridiano del lugar geográfico del astro $s = \alpha$. En consecuencia la longitud del lugar geográfico del astro $\lambda = \alpha - s_0$. Si el observador se encuentra en la superficie terrestre en el punto O, que no coincide con el lugar geográfico B del astro M (fig. 64), verá el astro en el momento s_0 a la distancia cenital z. (Se puede considerar que los rayos, que salen del astro hacia todos los puntos en la Tierra, son paralelos). En otras palabras, el observador se encuentra a una distancia angular del lugar geográfico del astro igual a la distancia cenital de éstas. Si se admite que la Tierra es una esfera y que las líneas verticales coinciden con los radios de la Tierra, entonces los puntos en la superficie terrestre para los que el astro dado se halle a la distancia cenital z se encontrarán situados en el círculo menor OO', cuyo radio esférico BO es igual a la distancia cenital z del astro y cuyo centro se encuentra en el punto B. Semejante círculo se denomina círculo de iguales altitudes o círculo de posición.

Sea ahora que el observador midió en los momentos s_{01} y s_{02} por la hora de Greenwich las distancias z_1 y z_2 de dos astros M_1 y M_2, cuyas

coordenadas son α_1, δ_1 y α_2, δ_2. Por consiguiente, el observador se encuentra en algún sitio del círculo de posición descrito con radio z_1 desde el lugar geográfico B_1 (astro M_1), con coordenadas $\varphi_1 = \delta_1$ y $\lambda_1 = \alpha_1 - s_{01}$ (fig. 65). Simultáneamente el observador también se encuentra en otro círculo de posición con radio esférico z_2 y centro en el punto B_2, y cuyas coordenadas son $\varphi_2 = \delta_2$ y $\lambda_2 = \alpha_2 - s_{02}$. Esto significa que el observador se encuentra en uno de los dos puntos de intersección de los dos círculos de posición, no siendo difícil averiguar en cúal de ellos se halla precisamente, ya que los radios de los círculos de posición en la Tierra son muy grandes y, generalmente, sus puntos de intersección están a gran distancia uno del otro

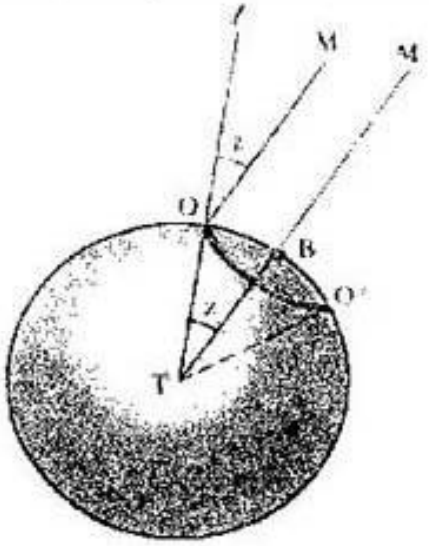


Fig. 64. Lugar geométrico del astro y círculo de altitudes iguales.

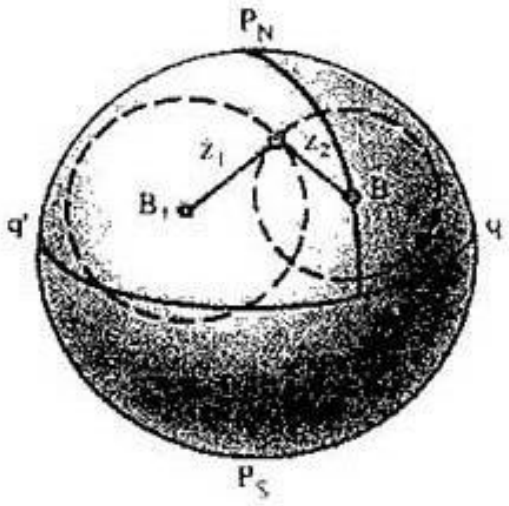


Fig. 65. Determinación de las coordenadas geográficas mediante dos círculos de latitudes iguales.

Conociendo aproximadamente la zona del sitio donde se encuentra el observador, siempre se puede elegir aquel punto que correrspondе a la realidad.

Así pues, si marcamos en el globo terráqueo estos dos círculos de posición y seguidamente determinamos las coordenadas φ y λ de uno de los puntos de su intersección, que corresponda a la posición del observador, entonces estas φ y λ serán las coordenadas buscadas de este último.

Este procedimiento de determinación de las coordenadas geográficas del lugar de observación (aquí solamente se ha descrito brevemente su idea) encuentra amplia aplicación en la navegación marítima y aérea. Las alturas de dos astros con diferencia de acimutes aproximadamente de 90° se miden, generalmente, con el sextante. La hora sidérea de Greenwich de observación se registra con el reloj de avión o con el cronómetro marítimo, cuyas correcciones respecto al meridiano de Greenwich se determinan por la recepción de las radioseñales de la hora (véase el § 84). Durante la interpretación de las observaciones se utilizan las cartas geográficas de la proyección correspondiente y no el globo. En los mapas no se trazan los

círculos completos, sino solamente unas partes pequeñas de éstos, y no en forma de líneas curvas, sino como rectas denominadas *Líneas de posición o de Sumner*, en honor de un capitán americano. La intersección de las líneas de Sumner indica en el mapa la posición del barco o del avión durante las observaciones.

§ 88. *Determinación del acimut de un objeto terrestre*

La determinación del acimut de la dirección hacia el objeto terrestre Π se compone de la determinación del acimut A de cualquier astro M y de la medición del ángulo horizontal ΔA entre los círculos verticales del astro y el

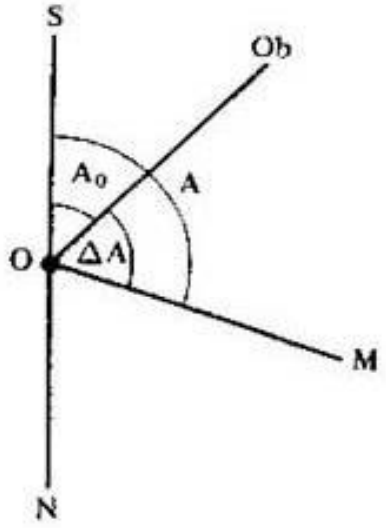


Fig. 66. Respecto a la determinación del acimut de un objeto terrestre

objeto terrestre (fig. 66). Entonces el acimut A_0 del objeto terrestre se obtiene de la ecuación.

$$A_0 = A - \Delta A. \tag{6.12}$$

Respecto a la medición de la diferencia de los acimutes de los objetos, es decir, del ángulo ΔA, se tratará en el § 95.

El acimut astronómico A se puede calcular por dos fórmulas. Una de ellas se obtiene de la primera fórmula de (1.36)

$$\cos A = \frac{\operatorname{sen}\varphi \cos z - \operatorname{sen}\delta}{\cos\varphi \operatorname{sen} z},$$

aquí es suficiente medir la distancia cenital z (la latitud geográfica φ y la declinación del astro deben ser conocidas). La otra fórmula se obtiene de las fórmulas (1.37) al dividir la segunda de éstas por la tercera:

$$\operatorname{tg} A = \frac{\cos\delta \operatorname{sen} t}{-\cos\varphi \operatorname{sen}\delta + \operatorname{sen}\varphi \cos\delta \cos t}.$$

Para determinar A es necesario registrar con un cronómetro o reloj el momento T' de observación del astro. Entonces, conociendo la corrección u de reloj y la ascensión recta α del astro, se halla el ángulo horario del astro en el momento de observación $t = T' + u - \alpha$, y después, por la latitud φ y declinación δ, se calcula el acimut del astro A.

En ambos casos se calcula el acimut A del astro, y por la ecuación (6.12) se calcula el acimut A_0 del objeto terrestre.

Conociendo el acimut del objeto terrestre para el punto dado se puede en cualquier momento instalar el instrumento en este lugar, del tal manera que su anteojo quede situado en el plano del meridiano celeste

§ 89. *Problemas de la astrometría fundamental*

La astrometría fundamental es la teoría sobre los sistemas inerciales de referencia en la astronomía, es decir, sobre los sistemas que solamente tienen movimiento rectilíneo y uniforme sin rotación. La base para la creación de semejantes sistemas nos la proporciona la construcción en la esfera celeste de un sistema de coordenadas y de movimientos propios de las estrellas y la institución del sistema de constantes fundamentales de la astronomía: las magnitudes que permiten calcular las variaciones regulares de las coordenadas con el tiempo. De aquí se deducen dos problemas de la astrometría fundamental: 1) determinación de las coordenadas y de los movimientos propios de las estrellas; 2) cálculo de los valores numéricos de las constantes fundamentales astronómicas. Los principios de la determinación de algunas constantes fundamentales de la astronomía (precesión, nutación, aberración, paralaje del Sol) están claros de la descripción de dichos fenómenos, que antes se dieron en los párrafos correspondientes. Por esto, en los párrafos siguientes, nos limitaremos a estudiar solamente el primer problema: la determinación de las coordenadas y de los movimientos propios de las estrellas, sin los cuales es también imposible hallar las constantes fundamentales.

En la actualidad el sistema fundamental de coordenadas se fija por las ascensiones rectas y declinaciones de cierto número de estrellas, situadas en distintos lugares del firmamento. Para su creación, en principio, sería suficiente determinar las coordenadas y los movimientos propios de un número de estrellas relativamente pequeño. Pero el conocimiento de las ascensiones rectas y de las declinaciones del mayor número posible de estrellas también es necesario para resolver problemas de la astronomía práctica sidérea y de otras ramas de la ciencia sobre los cuerpos celestes.

En el presente se conocen las ascensiones rectas y las declinaciones de muchos miles de estrellas. No obstante, el problema de determinación de las coordenadas ecuatoriales de las estrellas no ha perdido su actualidad y, probablemente, no la perderá nunca. Y es que para una enorme mayoría de estrellas solamente se conocen las coordenadas aproximadas, y para su precisión es necesario realizar observaciones reiteradas de las mismas. Los cálculos repetidos de las coordenadas de unas mismas estrellas también son

necesarios para la determinación de sus movimientos propios (véase el § 91) y para la precisión de los valores numéricos de las constantes astronómicas.

Las ideas y principios fundamentales para la determinación de las coordenadas ecuatoriales de los astros se exponen brevemente en el párrafo siguiente.

§ 90. *Métodos absolutos y relativos de determinación de las coordenadas ecuatoriales* (α *y* δ)

Las coordenadas ecuatoriales de los astros pueden ser determinadas o bien por *el metodo absoluto* o bien por *el método relativo o diferencial*

La determinación de las coordenadas por el método absoluto no se basa en ninguna coordenada conocida con anticipación. Con el método diferencial, por el contrario, se deben conocer de antemano las ascensiones rectas y las declinaciones de varias o centenares decenas de estrellas, denominadas estrellas de referencia.

a) Métodos absolutos. La determinación de las declinaciones de las estrellas con el método absoluto se basa en las razones y fórmulas del § 14. Efectivamente, si se mide la distancia cenital de una estrella inoccidua, primero en el momento de su culminación superior (z_s) y después, transcurridas 12 horas de tiempo sidéreo, en el momento de su culminación inferior (z_i), entonces tendremos (véanse las fórmulas del § 14)

$$z_s = \delta - \varphi$$

y

$$z_i = 180^\circ - \varphi - \delta,$$

de donde

y

$$\delta = 90^\circ - \frac{(z_i - z_s)}{2}$$

$$\varphi = 90^\circ - \frac{(z_i + z_s)}{2}.$$

De este modo, sin conocer las coordenadas de otros astros, obtenemos la declinación δ de la estrella dada y la latitud geográfica φ del lugar de observación.

Después de que la latitud φ del lugar sea determinada reiteradamente por las observaciones de varias estrellas inocciduas, tomando su valor aritmético medio φ_0 y midiendo la distancia cenital de cualquier estrella en el momento de culminación, obtendremos la declinación de la estrella por una de las fórmulas siguientes:

$\delta = \varphi_0 - z$, si la estrella culminó hacia el sur del cenit;

$\delta = \varphi_0 + z$, si la estrella culminó hacia el norte del cenit;

$\delta = 180^\circ - \varphi - z$, si se observó la estrella durante la culminacion inferior.

El método absoluto de determinación de las ascensiones rectas se basa en aquella razón de que por las observaciones del Sol se puede hallar su ascensión recta $\alpha_\odot$, sin conocer las ascensiones rectas de otros astros.

Efectivamente, sean en la fig. 67 QQ' el ecuador celeste, $\mathcal{E}\mathcal{E}'$, la eclíptica, Υ, el punto del equinoccio de primavera, ε, la inclinación del ecuador celeste respecto a la eclíptica, y C, la posición del Sol en la eclíptica en cierto momento. Entonces el arco Cm. es la declinación $\delta_\odot$ del Sol, y el arco Υm es la ascensión recta del mismo.

Del triángulo rectángulo $Cm\Upsilon$, de acuerdo a la fórmula (1.35), se deduce que:

$$\operatorname{sen} \alpha_\odot = \frac{\operatorname{tg} \delta_\odot}{\operatorname{tg} \varepsilon}. \tag{6.13}$$

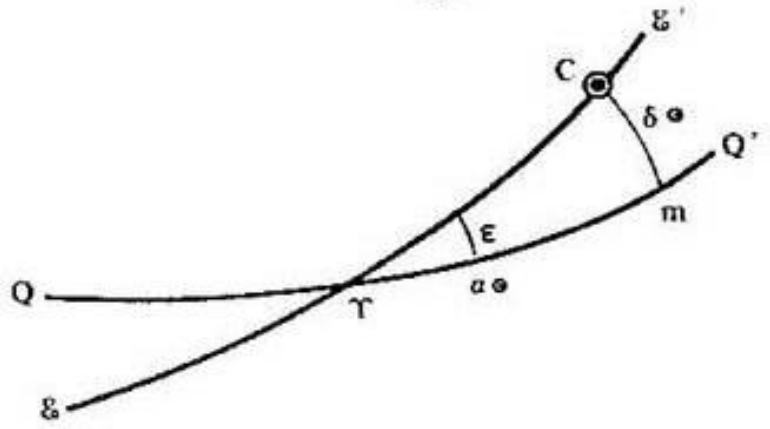


Fig. 67 Respecto a la determinación de la ascensión recta del Sol.

Por consiguiente si se conoce la declinación $\delta_\odot$ del Sol en cierto momento y el ángulo ε entonces, por la fórmula (6.13), se puede calcular la ascensión recta del Sol para este mismo momento.

Midiendo la distancia cenital $z_\odot$ del Sol en el momento de su culminación superior, es decir, en el mediodía verdadero, podemos conocer su declinación $\delta_\odot$ para cada dia de observación. La declinación del Sol varia cada dia (véase el § 16). Por las observaciones, efectuadas cerca de los dias de los solsticios de verano e invierno, se pueden determinar los valores extremos, cuya magnitud absoluta será precisamente igual al ángulo ε de inclinación de la eclíptica respecto al ecuador. Con el valor obtenido de ε, por la fórmula (6.13), se puede calcular $\alpha_\odot$ en el momento del mediodia verdadero para cada dia de observación. Además, si al medir la distancia cenital registramos con el reloj el momento $T_\odot'$ del paso del Sol por el meridiano, entonces de la ecuación

$$s = \alpha_\odot = T_\odot' + u \tag{6.14}$$

se conocerá también la corrección u de reloj para cada día de observación y la marcha ω del reloj (véase el § 85).

Así pues, el método absoluto de determinación de las ascensiones rectas se reduce a lo siguiente. Se eligen varias estrellas (por ejemplo, 30–40), situadas más o menos regularmente a lo largo de la eclíptica y del ecuador celeste, y que sean tan brillantes que se pueda observar cada una de ellas también de día, antes o después de las observaciones del Sol. Semejantes estrellas se denominan *principales* u *horarias*.

Al observar las estrellas horarias se registran los momentos $T_1'T_2'$, ...T_N' de su paso por los meridianos. Al observar el Sol se registra el momento $T_\odot'$ de su paso por el meridiano y se mide la distancia cenital $z_\odot$. Por la distancia cenital de Sol se calcula la declinación $\delta_\odot$ de éste y la ascensión recta $\alpha_\odot$ para cada día de observación en los momentos de la culminación superior del astro. Por la ecuación (6.14) se calculan las correcciones de reloj en los momentos de las observaciones del Sol y, por astras correcciones, se establece la marcha del reloj.

Luego, para cada día de observación del Sol y de las estrellas horarias, se formulan las ecuaciones siguientes:

$$\left.\begin{aligned} \alpha_\odot &= T_\odot' + u, \\ \alpha_1 &= T_1' + u_1, \\ \alpha_2 &= T_2' + u_2, \\ &\cdots\cdots\cdots \\ \alpha_n &= T_n' + u_n \end{aligned}\right\} \qquad (6.15)$$

En la primera de estas ecuaciones se conocen todas las magnitudes, mientras que en las ecuaciones restantes solamente se conocen los momentos T' del paso de las estrellas a través de los meridianos. Entretanto no se conocen todavía las ascensiones rectas α_i de las estrellas y las correcciones u_i de reloj. Pero estas últimas son fáciles de hallar para los momentos de culminación de cada estrella horaria mediante la conocida corrección u y la marcha ω de reloj, es decir:

$$u_i = u + \omega(T_i' + T_\odot').$$

Entonces las ecuaciones (6.15) se escribirán así:

$$\begin{aligned} \alpha_\odot &= T_\odot' + u, \\ \alpha_1 &= T_1' + u + \omega(T_1' - T_\odot'), \\ \alpha_2 &= T_2' + u + \omega(T_2' - T_\odot'), \\ &\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\ \alpha_n &= T_n' + u + \omega(T_n' - T_\odot'). \end{aligned}$$

Precisamente con estas ecuaciones se determinan las ascensiones rectas del Sol y de las estrellas horarias con el método absoluto. Con esto, es más provechoso efectuar semejantes determinaciones por las observaciones realizadas para valores pequeños de la magnitud absoluta de la declinación

del Sol, es decir, cerca de los días de los equinoccios de primavera y otoño. En este caso las ascensiones rectas que se obtienen son más exactas.

Durante el método absoluto de determinación de las ascensiones rectas de las estrellas las observaciones del Sol son necesarias para fijar la posición del punto del equinoccio en el cielo respecto a estas estrellas. Con este fin, en lugar del Sol se puede observar cualquier planeta del Sistema Solar, si es que se conocen con suficiente grado de precisión los elementos de su órbita. Las observaciones de los planetas son más exactas que las del Sol. En este aspecto son particularmente útiles los planetas pequeños. Las condiciones de observación de los planetas pequeños, prácticamente, no se diferencian de las condiciones de observación de las estrellas, y por esto los resultados de sus observaciones están exentos de aquellos errores específicos que son propios a las observaciones de los planetas grandes y del Sol.

b) **Métodos relativos o diferenciales.** Las determinaciones relativas de las coordenadas de las estrellas se reducen a la medición de las diferencias de las coordenadas $\Delta\alpha$ y $\Delta\delta$ de las estrellas que se determinan y de las de referencia.

Mediante las observaciones de las estrellas en el meridiano se obtienen, para cada estrella de referencia y para cada una de las que se determina, los momentos T y T_i de su paso por el meridiano y las distancias cenitales z y z_i.

Puesto que las observaciones se efectúan en el meridiano, la diferencia de los momentos del paso de las estrellas, de la referencia (T) y de la que se determina (T_i), después del cálculo de la marcha del reloj, es la diferencia de sus ascensiones rectas, es decir

$$T - T_i = \alpha - \alpha_i = \Delta\alpha_i,$$

y la diferencia de las distancias cenitales es la diferencia de las declinaciones de estas estrellas, es decir,

$z - z_i = \delta_i - \delta = \Delta\delta_i$ (la culminación es hacia el sur del cenit),

$z - z_i = \delta - \delta_i = \Delta\delta_i$ (la culminación es hacia el norte del cenit).

De estas correlaciones se obtienen fácilmente las coordenadas α_i y δ_i buscadas de la estrella que se determina, pues α y δ de la estrella de referencia se conocen.

Aquí solamente hemos expuesto los principios de determinación de las coordenadas ecuatoriales; en la práctica la cosa es mucho más complicada.

§ 91. *Movimientos propios de las estrellas*

Mediante la comparación de las coordenadas ecuatoriales de unas mismas estrellas, determinadas luego de transcurridos intervalos considerables de tiempo, se descubrió que sus ascensiones rectas y declinaciones varían con el correr del tiempo. Una parte considerable de estas variaciones está provocada por la precesión, nutación, aberración y, en menor grado, por la paralaje anual (véanse los §§ 63, 69, 73). Si se excluye el influjo de estas causas las variaciones disminuyen, pero no desaparecen totalmente. El desplazamiento residual de la estrella en la esfera celeste en un

año se denomina *movimiento propio* μ de la estrella. Este se expresa en segundos de arco por año.

En las diferentes estrellas los movimientos propios son distintos en magnitud y dirección. Sólo algunas decenas de estrellas tienen movimientos propios mayores de 1″ por año. El movimiento propio mayor que se conoce es de $\mu = 10''{,}27$ (de la estrella "volante" de Barnard). Por el contrario, la inmensa mayoría de los movimientos propios medidos de las estrellas es de centésimas y milésimas partes de segundo de arco por año.

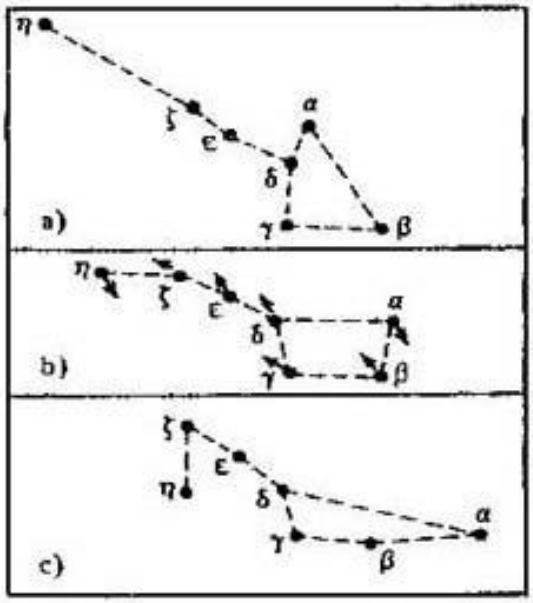


Fig. 68 Variación del aspecto de la Osa Mayor en 100 000 años.

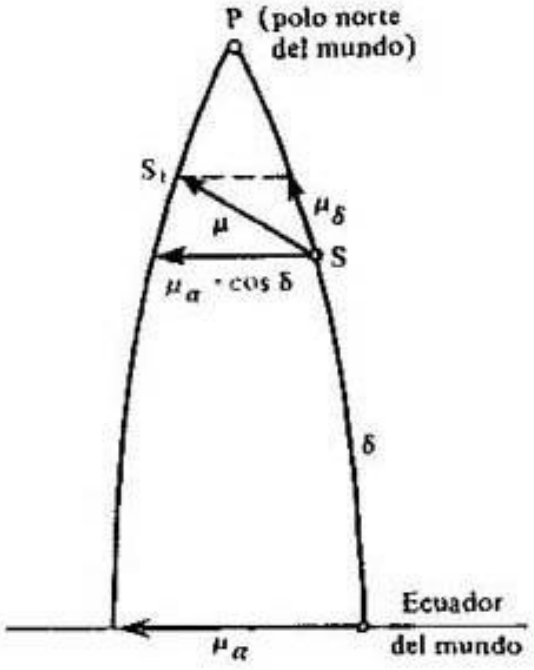


Fig. 69. Componentes del movimiento propio de una estrella.

Debido a la pequeñez de los movimientos propios la variación de las posiciones aparentes de las estrellas son imperceptibles a simple vista. En su tiempo esto dio motivo para el surgimiento de término "estrellas fijas". Sin embargo, en intervalos de tiempo muy grandes, las figuras de las constelaciones varían muy considerablemente. Por ejemplo, en la fig. 68, se expone la posición mutua de siete estrellas brillantes de la Osa Mayor en la actualidad (*b*), hace 50000 años (*a*) y dentro de 50 000 años (*c*).

El movimiento propio de cada estrella tiene lugar por un arco del círculo mayor y a velocidad constante. Solamente en varias estrellas se han advertido en su movimiento propio pequeñas desviaciones periódicas del arco del círculo mayor.

Como resultado del movimiento propio μ de la estrella por el arco del círculo máximo SS_1 (fig. 69) la ascensión recta de la estrella varía en la magnitud μ_α, denominada movimiento propio por la ascensión recta, y la declinación varía en la magnitud μ_δ, llamada movimiento propio por la declinación. De la comparación de las coordenadas de la estrella se determinan directamente μ_α y μ_δ, expresados en segundos de arco. S_1, por el

contrario, μ_α se indica en segundos de la medida horaria (se designa por μ_α^s), $\mu_\alpha = 15\mu_\alpha^s \cos\delta$. Entonces el movimiento propio μ de la estrella se calcula por la fórmula:

$$\mu = \sqrt{\mu_\delta^2 + \mu_\alpha^2}$$

Esta fórmula se obtiene sin dificultad si en la fig. 69, debido a la pequeñez del movimiento propio μ, se considera que el arco del paralelo diurno $\mu_\alpha \cos\delta$ de la estrella, el arco μ_δ del círculo de declinación de la estrella y el arco del movimiento propio μ de la estrella son líneas rectas.

§ 92. *Astrometría fotográfica*

Para la investigación de la estructura y desarrollo del Universo, y en primer lugar de la Galaxia, es necesario conocer las posiciones (las coordenadas y las distancias) y los movimientos del mayor número posible de objetos (de todos en el ideal) que entran en su composición.

Los métodos visuales de la astrometría solamente permiten obtener las coordenadas y los movimientos propios de los objetos relativamente brillantes, y la distancia se obtiene solamente para los objetos más cercanos (véase el § 65). Hasta mediados del siglo XIX la obtención de estas características para los objetos débiles y alejados, prácticamente, era imposible. El empleo de la fotografía en la astronomía provocó el desarrollo de métodos fotográficos casi en todas las ramas de esta última, incluyendo también la astrometría.

El método fotográfico de observaciones es valioso para la astrometría por el hecho de que: 1) para él son accesibles objetos más débiles que los observables visualmente; 2) en un astronegativo se obtienen simultáneamente las imágenes de un gran número de estrellas (hasta varios miles) y de otros objetos celestes, entre los cuales representan un interés especial las nebulosas extragalácticas; 3) en la placa fotográfica se fija la disposición mutua de los objetos celestes de cierta zona del cielo en un momento determinado, lo que permite guardar también este cuadro para las futuras investigaciones

Los métodos fotográficos de observación en la astrometría se emplean, principalmente, para la determinación de las coordenadas relativas, movimientos propios y paralajes relativas de los cuerpos celestes.

Para la determinación de las coordenadas ecuatoriales relativas la toma de fotografías de zonas aisladas del cielo se efectúa de tal manera que los astronegativos se dispongan unos respecto a los otros en filas superpuestas, es decir, para que las coordenadas de un mismo objeto se puedan determinar por dos placas. Además, en cada placa se deben tener las imágenes de 15–20 estrellas de referencia, es decir, de estrellas cuyas ascensiones rectas y declinaciones sean conocidas. Entonces, midiendo con aparatos de alta precisión las distancias mutuas entre las estrellas de referencia y los objetos que se determinan, se hallan primero las coordenadas de éstos en cierto sistema arbitrario (generalmente rectangular) y después, con ayuda de las

conocidas α y δ de las estrellas de referencia, se calculan las coordenadas esféricas de los objetos (la ascensión recta α y la declinación δ).

Para la determinación de los movimientos propios hay que tener, por lo menos, dos astronegativos de una misma zona del cielo, cuya fotografía se tomó transcurrido un intervalo suficiente de tiempo (no menos de 20–30 años). La segunda placa debe obtenerse, en lo posible, en las mismas condiciones en que se obtuvo la primera placa. Máquinas especiales permiten medir la diferencia de las coordenadas rectangulares de las imágenes de un mismo objeto en las dos placas, por las que después se pueden calcular los movimientos propios en el sistema de los movimientos propios admitidos de las estrellas de referencia.

Para la determinación de las paralajes relativas es menester tener tres astronegativos de una misma zona del cielo, obtenidos con intervalos de medio año. Por las variaciones en la disposición mutua de las estrellas en las tres placas se determinan las paralajes de las estrellas más cercanas respecto a las más lejanas. La paralaje relativa, claro está, resulta ser menor que la real, absoluta, ya que de hecho es la diferencia de las paralajes de las estrellas cercana y lejana. A pesar de ello, últimamente, la determinación de las paralajes se efectúa exclusivamente con el método fotográfico. La práctica demuestra que es mucho más fácil y que se puede medir con mayor precisión la variación en la disposición mutua de las estrellas que revelar la variación de sus coordenadas absolutas.

Las fotografías para fines astrométricos se obtienen con ayuda de telescopios denominados *astrógrafos* (véase el § 110).

§ 93. *Catálogos astronómicos y mapas celestes*

La coordenadas ecuatoriales de los astros, obtenidas directamente de las observaciones y corregidas de la refracción (véase § 30), se denominan *aparentes*. Si excluimos de las coordenadas aparentes el influjo de la aberración de la luz (véase el § 69) entonces se obtienen las coordenadas *verdaderas*. Y, por último, si excluimos de las coordenadas verdaderas el influjo de la nutación (véase el § 72), nos quedan las coordenadas *medias* ecuatoriales del astro en el momento de la observación. Las coordenadas medias ecuatoriales del astro también se pueden calcular para cualquier otro momento, si se tiene en cuenta el influjo de la precesión (véase § 72).

Las coordenadas medias ecuatoriales de las estrellas, referidas al comienzo de cualquier año, se incluyen en listas que se denominan *catálogos de posiciones o catálogos de estrellas*. El comienzo del año, para el que se dan las coordenadas medias de las estrellas, se denomina *equinoccio* del catálogo. Los catálogos de posiciones se dividen en *absolutos* (obtenidos de las observaciones absolutas) y *relativos* (obtenidos por el método diferencial). En los catálogos absolutos y relativos, además de las coordenadas ecuatoriales, se indica obligatoriamente la fecha media de las observaciones de cada estrella (*época de las observaciones*).

Sobre la base de los catálogos absolutos y relativos, obtenidos en diferentes épocas, se elaboran los *catálogos fundamentales* de las posiciones de las estrellas. En estos catálogos, además de las coordenadas ecuatoriales, se dan para cada estrella el movimiento propio μ_α, μ_δ y otras características de la estrella, así como también las magnitudes de la procesión. Los catálogos fundamentales son precisamente el sistema fundamental de referencia en la astronomía.

Entre los catálogos fundamentales el más extenso es el "Catálogo general" de Boss (abreviado, GC), publicado en 1937 y que contiene las posiciones y los movimientos propios de 33 342 estrellas. Las coordenadas y movimientos propios más precisos de 1532 estrellas están incluidos en el cuarto catálogo fundamental de la Sociedad Astronómica (abreviado FK4). Todos los datos de los anuarios astronómicos se calculan sobre la base de este catálogo. Actualmente se está terminando la preparación del nuevo catálogo fundamental FK5

Además de los catálogos exactos de posición se levantan las llamadas "revistas del cielo", que contienen los valores aproximados de las coordenadas de las estrellas. El fin principal de estos catálogos es facilitar la identificación de las estrellas enumeradas en ellos durante las observaciones e investigaciones de las fotografías del firmamento. A veces semejantes catálogos se publican en forma de cartas celestes. La más conocida es la "Revista de Bonn" (abreviado, BD), elaborada en 1859–1887, que contiene las coordenadas aproximadas de 324 000 estrellas de magnitud hasta 10–11 con declinación en los límites de $+90°$ hasta $-23°$. Para el hemisferio sur del cielo la revista fotográfica de Capsa (CPD) y la revista de Córdoba (CD o CoD) son la continuación de BD.

Además de los catálogos de estrellas existen catálogos de otros objetos celestes. Así, el catálogo de Messier (año 1784) contiene información respecto a 108 nebulosas y cúmulos estelares. El "Nuevo catálogo general de nebulosas y cúmulos estelares (en abreviatura NGC), elaborado por Dreyer y publicado en 1888, contiene información sobre 7840 objetos, y los dos suplementos de este catálogo (IC e IC II) contienen datos de 5386 objetos. También existen catálogos de las paralajes, velocidades radiales, magnitudes siderales y características espectrales de las estrellas

§ 94. *Instrumentos goniométricos. Anteojo astronómico*

De los principios de resolución de los problemas astronómicos se deduce que durante las observaciones es necesario medir los ángulos en los planos horizontal y vertical y registrar los momentos de tiempo.

La medición de los ángulos se efectúa con instrumentos goniométricos de distintos diseños. Los instrumentos goniométricos contemporáneos son aparatos muy complicados, de precisión. Aquí no hay necesidad de entrar en detalles técnicos y de estudiar todas las numerosas construcciones de los instrumentos goniométricos. Por esto, en lo sucesivo, nos limitaremos

solamente a describir los más importantes y a estudiar tan sólo las ideas principales de sus estructuras. Las partes principales del instrumento goniométrico son los círculos, divididos exactamente, y el anteojo astronómico, que desempeña el papel de visor.

En un principio, el anteojo astronométrico se compone del tubo y de dos lentes biconvexas convergentes, colocadas en los extremos del tubo. Una de las lentes, dirigida al objeto que se estudia, se denomina *objetivo*, y la otra, dirigida hacia el ojo del observador, *ocular*[1]. La línea recta que une los centros del objetivo y del ocular se denomina *eje óptico* del anteojo.

El objetivo sirve para obtener las imágenes de los astros celestes. De la óptica se sabe que las lentes convexas dan la imagen real, reducida e invertida y, puesto que las distancias hasta los astros celestes son muy grandes, además, las imágenes de los astros siempre se encuentran en el plano focal del objetivo, que pasa a través de su foco y es perpendicular al eje óptico. Los astrónomos, para abreviar, dicen que la imagen del astro se obtiene en el foco del objetivo. Esta imagen se estudia en el ocular, que funciona como un cristal de aumento (lupa). Para que la imagen sea nítida es menester hacer coincidir el foco del ocular con el foco del objetivo.

El aumento n del anteojo se calcula por la distancia focal F del objetivo y la distancia focal f del ocular:

$$n = \frac{F}{f}.$$

En los anteojos astronómicos las distancias focales de los objetivos, generalmente, son desde varios decímetros hasta dos decenas de metros, y raramente mayores; las distancias focales de los oculares van desde 0,5 cm hasta 5–6 cm.

Los anteojos astronómicos grandes de los instrumentos goniométricos se dotan siempre de varios oculares con distintas distancias focales, que permite obtener un aumento del telescopio en los límites de 100 a 300 veces.

En los instrumentos goniométricos el anteojo astronómico debe tener obligatoriamente una cruz de hilos de araña instalada en el plano focal de objetivo. La línea recta que une el centro del objetivo con el punto de intersección de los hilos de la cruz se denomina *línea visual o de mira*. Si la imagen de cualquier punto del astro se encuentra en la cruz de los hilos entonces la línea visual tiene precisamente aquella dirección por la que el rayo de luz va hacia el observador desde este punto.

Además de esta importante propiedad de fijar la dirección en el espacio, el anteojo astronómico aumenta la cantidad de luz que cae sobre el ojo del observador, y permite ver estrellas más débiles que no se ven a simple vista. Efectivamente, puesto que el diámetro del objetivo del tubo es siempre mucho mayor que el diámetro de la pupila, al mirar con el anteojo, el ojo recibe de cada punto luminoso muchísima más luz que sin anteojo.

---

[1] Para compensar los errores ópticos de las lentes, el objetivo y el ocular, a su vez, se componen de dos y de tres lentes.

§ 95. *Instrumento universal*

Uno de los principales instrumentos goniométricos, que permite medir en cualquier punto de la superficie terrestre las coordenadas horizontales del astro, es *el instrumento universal* (fig. 70), el cual se compone de un pequeño anteojo astronómico, que tiene la posibilidad de girar alrededor de dos ejes recíprocamente perpendiculares: *horizontal* y *vertical*. La orientación de los ejes en el plano del horizonte matemático y en el plano vertical se efectúa con ayuda de niveles y de tornillos reguladores.

Los ángulos de giro del anteojo alrededor de uno u otro eje se registran por dos círculos, o *limbos*: vertical y horizontal. El círculo vertical está unido al eje horizontal y sirve para registrar los ángulos en el plano vertical; el

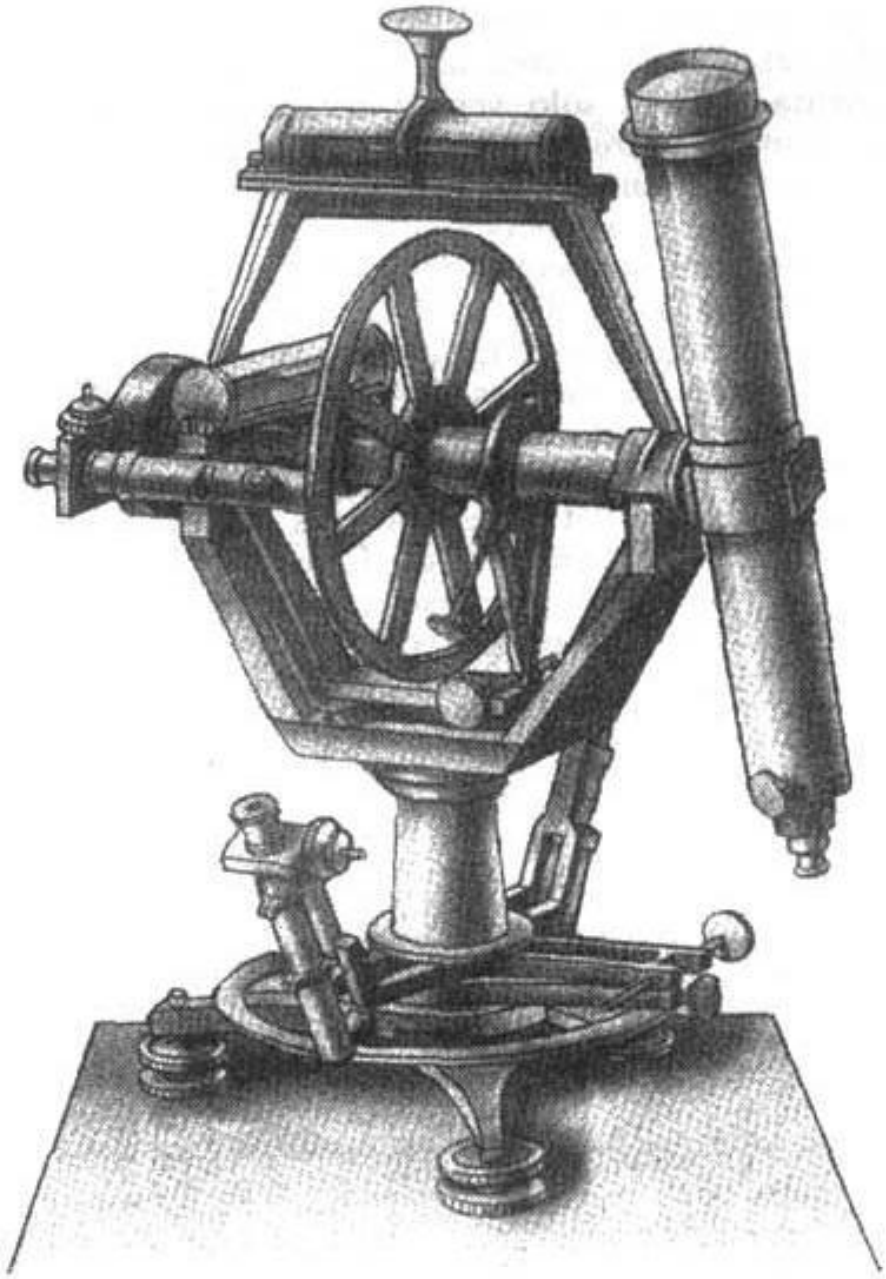


Fig. 70. Instrumento universal.

círculo horizontal está unido al eje vertical, y por él se registran los ángulos en el plano horizontal.

Los círculos están divididos en grados por líneas, y cada grado se divide en 2, 3, 6 ó 12 partes, es decir, entre dos líneas contiguas hay 30′, 20′, 10′ ó 5′. Generalmente las rayas o líneas de 10 grados, y a veces de 5 grados, se marcan con cifras.

Las cuentas de cada limbo se realizan con ayuda de un círculo concéntrico a él, o de una parte de círculo, en el que se traza la línea cero (indicadora) para la cuenta de las divisiones enteras del limbo.

Para registrar las partes de una división del limbo se emplea el *vernier* o *nonio*, que permite registrar ángulos con precisión de hasta 30″, 20″, 10″, ó 5″, según sea la construcción del vernier.

Todas las cuentas se realizan a través de una lupa, y a veces con el microscopio, ya que las divisiones de los círculos son muy pequeñas.

Si el centro del limbo no coincide con el centro del eje de rotación entonces la cuenta con un solo vernier será errónea. En la cuenta esta inexactitud se denomina *error de excentricidad*. Dicho error se descarta al registrar el limbo en dos puntos diametralmente opuestos del círculo, por los que se toma la media aritmética. Por eso, todos los instrumentos goniométricos tienen dos vernieres para cada limbo.

En el instrumento ideal los ejes vertical y horizontal deben ser recíprocamente perpendiculares. La línea visual perpendicular al eje horizontal, y los centros de los ejes de rotación deben pasar exactamente a través de los centros de los círculos graduados. Pero no existen instrumentos ideales. Por esto, uno de los problemas más importantes de la astronomía práctica es el estudio de todos los errores de los instrumentos y la elaboración de métodos que excluyan dichos errores en los resultados de las observaciones, o que tengan en consideración su influjo sobre las magnitudes que se miden. En lo sucesivo consideraremos los instrumentos indefectibles, lo que equivale a tener en cuenta sus errores instrumentales.

Los instrumentos universales se fabrican de dimensiones relativamente pequeñas. Los diámetros de los círculos graduados se encuentran entre los límites de 10 a 30 cm, y las distancias focales de sus anteojos desde 10 hasta 50 cm.

Si en el instrumento universal el círculo vertical está dividido más exactamente que el horizontal semejante instrumento se denomina *círculo vertical*. Si, por el contrario, el círculo horizontal está dividido con mayor precisión que el vertical entonces el instrumento se denomina *teodolito*. Este último se emplea fundamentalmente en los trabajos geodésicos, al medir ángulos horizontales.

El instrumento universal se utiliza casi exclusivamente como instrumento portátil en distintos tipos de expediciones, principalmente, para determinar las coordenadas geográficas del lugar de observación (λ y φ) y los acimutes de los objetos terrestres.

Si el instrumento universal es indefectible y, con ayuda de los niveles, está instalado de tal manera que su eje horizontal se encuentra en el plano del

horizonte matemático, entonces, al girar el anteojo alrededor de este eje, la línea visual del anteojo girará en el plano vertical.

Designemos por z_0 la cuenta del círculo vertical al dirigir el anteojo al cenit. Esta cuenta se denomina *punto del cero del círculo, o lugar del cenit.* Para determinar el lugar del cenit es menester dirigir el anteojo, estando el círculo vertical a la derecha (o a la izquierda) de él, hacia un objeto inmóvil alejado que se encuentre a cierta altura sobre el horizonte. Una vez registrada la cuenta del círculo vertical CD[1] (o CI[2]), es necesario girar el anteojo en 180° alrededor del eje vertical, girarlo después alrededor del eje horizontal y dirigirlo de nuevo hacia el mismo objeto, efectuando seguidamente la cuenta del círculo vertical CI (o CD).

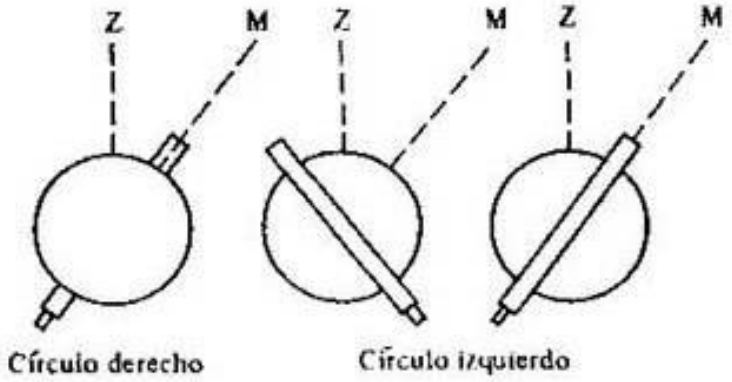


Fig. 71. Esquema de determinación del lugar del cenit

Es fácil ver (fig. 71) que la diferencia de las cuentas CD−CI (o CI−CD, según sea la dirección en que esté graduado el círculo) es igual a la distancia cenital doble del objeto, es decir, a $2z$. Entonces

$$z = \pm\left(\frac{\mathrm{CD} - \mathrm{CI}}{2}\right), \tag{6.16}$$

y el lugar del cenit en el círculo

$$Z_0 = \frac{\mathrm{CD} + \mathrm{CI}}{2}. \tag{6.17}$$

De estas dos fórmulas se deduce

$$z = \pm(Z_0 - \mathrm{CI}) \tag{6.18}$$

o

$$z = \pm(\mathrm{CD} - Z_0). \tag{6.19}$$

---

[1] "Círculo derecho"
[2] "Círculo izquierdo"

Al observar astros cuyas distancias cenitales varían constantemente no se debe utilizar la fórmula (6.16), ya que las cuentas CD y CI se efectúan en distintos momentos de tiempo. Las distancias cenitales de los astros se calculan por la fórmula (6.18) ó (6.19), si se ha determinado Z_0 con anticipación por el objeto terrestre.

Girando el círculo vertical sobre el eje se puede lograr una tal posición de él, en que Z_0 será casi nulo, y entonces la cuenta del círculo dará directamente la distancia cenital de cualquier objeto. Pero realizar esto con precisión de hasta 1″ es imposible, por lo que durante las mediciones de alta precisión se emplea el procedimiento de medición de las distancias cenitales, descrito más arriba, con la determinación previa del valor exacto del lugar del cenit Z_0.

Al dirigir el anteojo a cualquier objeto la cuenta en el círculo horizontal indicará la posición del círculo de altura de este objeto. Dirigiendo el anteojo al segundo objeto y registrando la indicación del círculo horizontal obtenemos la posición del círculo de altura del segundo objeto. Por esto, la diferencia de las dos cuentas del círculo horizontal es igual a la diferencia de los acimutes de estos dos objetos. Para la determinación del acimut de cualquier objeto, es necesario además conocer la cuenta del círculo horizontal cuando la posición del anteojo está en el plano del meridiano celeste (véase el § 88).

§ 96. *Sextante*

Durante las observaciones en el mar (desde la cubierta de un barco) o en el aire (a bordo de un avión) se hace uso de un instrumento portátil denominado *sextante*. Este no exige instalación rígida, y durante las observaciones se sostiene con las manos. Una particularidad esencial de este instrumento es el hecho de que el visado de ambos objetos, entre los que se mide el ángulo, no se efectúa paso a paso, sino simultáneamente, y consiste en la coincidencia de ambos puntos que se observan en el campo visual del anteojo.

El sextante (fig. 72, *a*) se compone de una armadura metálica con el limbo LL', que representa una parte de circunferencia algo mayor de 60°, de la alidada a, que gira alrededor de un eje que pasa por el centro de limbo y es perpendicular a éste; del espejo móvil A, fijado a la alidada en perpendicular al plano del limbo; del anteojo T, sujeto a la armadura; del espejo inmóvil B, fijado a la armadura perpendicularmente al plano del limbo en la prolongación del eje óptico del anteojo T. El espejo inmóvil B está plateado solamente hasta la mitad de su altura, y su parte superior es transparente. El espejo B y el anteojo T se orientan en la armadura de tal manera que el rayo que sale del centro del espejo móvil A, después de su reflexión por el espejo B, siga por el eje del anteojo.

El principio de la medición del ángulo entre dos objetos con el sextante consiste en lo siguiente (fig. 72, *b*). El rayo del objeto M_1, después de una doble reflexión por los espejos A y B, toma la dirección BT, por la que cae

en el ojo del observador. Esta dirección forma con la dirección inicial del rayo M_1 el ángulo θ.El rayo del objeto M_2, pasando a través de la parte transparente del espejo B, cae en el ojo del observador por la misma dirección BT.

Por consiguiente, el ángulo entre los rayos M_1 y M_2 también será igual a θ. Pero este último es dos veces mayor que el ángulo ω entre los espejos A y B, pues

$$\theta = \beta - \gamma = 2\left(\frac{\beta}{2} - \frac{\gamma}{2}\right) = 2\omega.$$

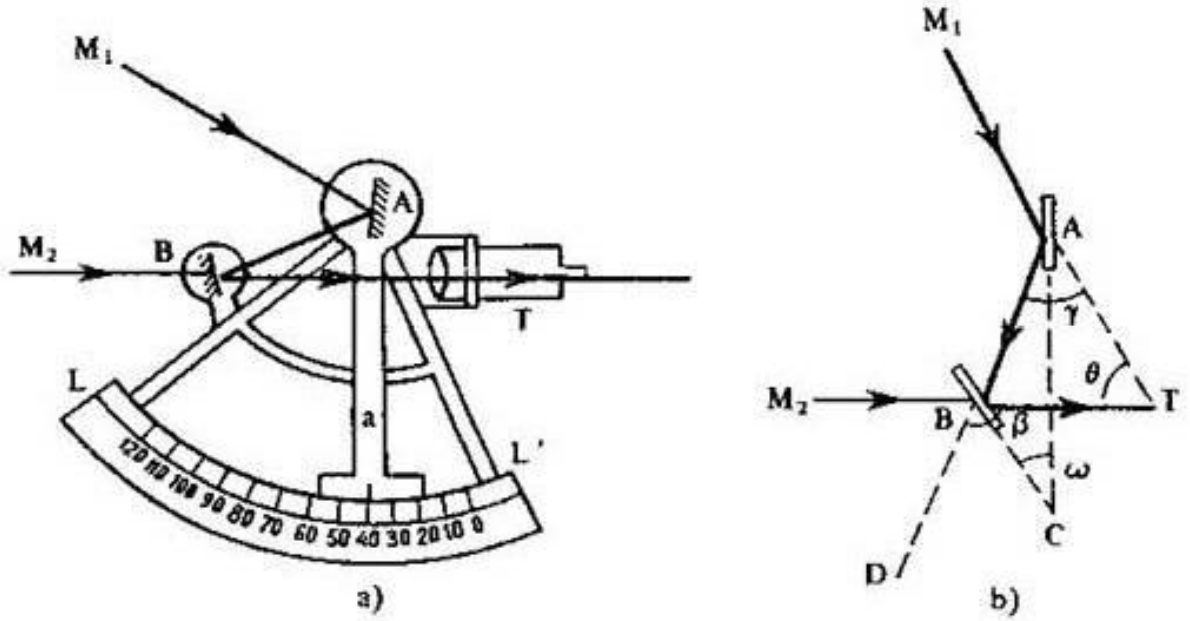


Fig. 72 Sextante. Esquema del instrumento (*a*) y recorrido de los rayos en él (*b*).

De tal modo, cuando las imágenes de dos objetos coinciden en el campo visual del anteojo del sextante, el ángulo θ entre dichos objetos es igual al ángulo ω duplicado entre los espejos, que puede ser leído en el limbo del sextante. Para que cada vez no sea necesario duplicar los valores de este ángulo, las divisiones en el limbo están marcadas con cifras que indican la magnitud duplicada del ángulo ω, es decir, indican directamente el ángulo θ que se mide entre los objetos. Así, las divisiones que distan entre sí 1°, se marcan con los números 0°, 2°, 4°, 6° y, así seguidamente, hasta 120°, si el arco es de 60 grados.

Al medir la altura de un astro desde la cubierta de un barco el observador mantiene el sextante en el plano vertical, de tal manera que a través de la parte transparente del espejo inmóvil la línea del horizonte visible se vea en el centro del campo visual del anteojo. Girando la alidada *a* con el espejo móvil primero se consigue que aparezca en el campo visual la imagen del astro, y después se hace coincidir esta imagen con la línea del horizonte visible y se registra en este momento la indicación del reloj,

leyendo seguidamente la indicación del limbo. La última lectura da la altura del astro sobre el horizonte visible. Para obtener la altura del astro respecto al horizonte verdadero, matemático, es necesario tener en cuenta la denominada depresión del horizonte.

En el sextante de aviación el papel de horizonte visible, lo juega un nivel, instalado en el interior del instrumento. Durante las observaciones, la imagen del astro se hace coincidir con la imagen de la burbuja del nivel.

Las observaciones con el sextante son menos exactas que con el instrumento universal, pero en cambio éstas permiten con facilidad y rapidez determinar las coordenadas geográficas con precisión admisible en la práctica.

Los sextantes de construcción especial se emplean durante la orientación de las naves especiales con cosmonautas a bordo.

§ 97. *Círculo meridiano e instrumento de pasaje*

El *círculo meridiano* (fig. 73) se compone del anteojo astronómico AB, que solamente puede girar alrededor del eje horizontal EW. Este último se apoya en escotaduras rectangulares (laderas) fijadas en pilares de ladrillo o piedra, que se colocan en una cimentación sólida. El eje horizontal del círculo meridiano debe estar dirigido exactamente de este a oeste. Entonces el anteojo se situará y girará exactamente en el plano del meridiano celeste.

En el eje horizontal EW está encajado herméticamente el círculo CD (o dos círculos), que gira conjuntamente con el anteojo AB. En el círculo, con precisión muy elevada se marcan divisiones cada 2' ó 4'. Las lecturas en el círculo se efectúan en el indicador inmóvil M, fijado en el pilar. El aumento de la precisión de lectura se alcanza con ayuda de un microscopio con dispositivo de medida, el micrómetro, instalado junto al indicador inmóvil. El microscopio-micrómetro permite medir la distancia del indicador hasta la división más cercana del círculo, es decir, contar las indicaciones del círculo con precisión de hasta 0", 1. Durante las mediciones exactas se instalan 2 ó 4 microscopios-micrómetros de este tipo, colocándolos en los extremos de uno o dos diámetros del círculo. Cuando el anteojo del círculo meridiano está dirigido al cenit uno de los indicadores debe encontrarse exactamente enfrente de la división cero del círculo. Entonces, la lectura por este indicador al dirigir el anteojo a cualquier astro dará directamente la distancia cenital de dicho astro, o el complemento a la distancia cenital hasta 360°, según sea la dirección en que está graduado el círculo.

Si enfrente del indicador se encuentra la división cero del círculo, a la vez que el anteojo está dirigido al punto superior del ecuador celeste, entonces la cuenta por este indicador al dirigir el anteojo al astro dará directamente la declinación del astro, o el complemento a ésta hasta 360°.

La primera o segunda posición del círculo y del indicador se alcanzan girando el círculo sobre el eje horizontal. Si por cualquier causa esto es irrealizable, mediante observaciones especiales, o bien se determina el lugar del cenit Z_0 en el círculo o bien el lugar del ecuador Q_0, y después se

obtiene la distancia cenital del astro (o su declinación) por fórmulas análogas a las aplicadas para el instrumento universal.

Las dimensiones de los círculos meridianos son diversas. Los diámetros de los círculos graduados pueden ser desde 0,5 hasta 1 m, la longitud del anteojo desde 1,5 hasta 3 m, y el diámetro del objetivo del anteojo desde 10 hasta 20 cm. El círculo meridiano se utiliza fundamentalmente para la determinación de las coordenadas ecuatoriales de los astros (α y β).

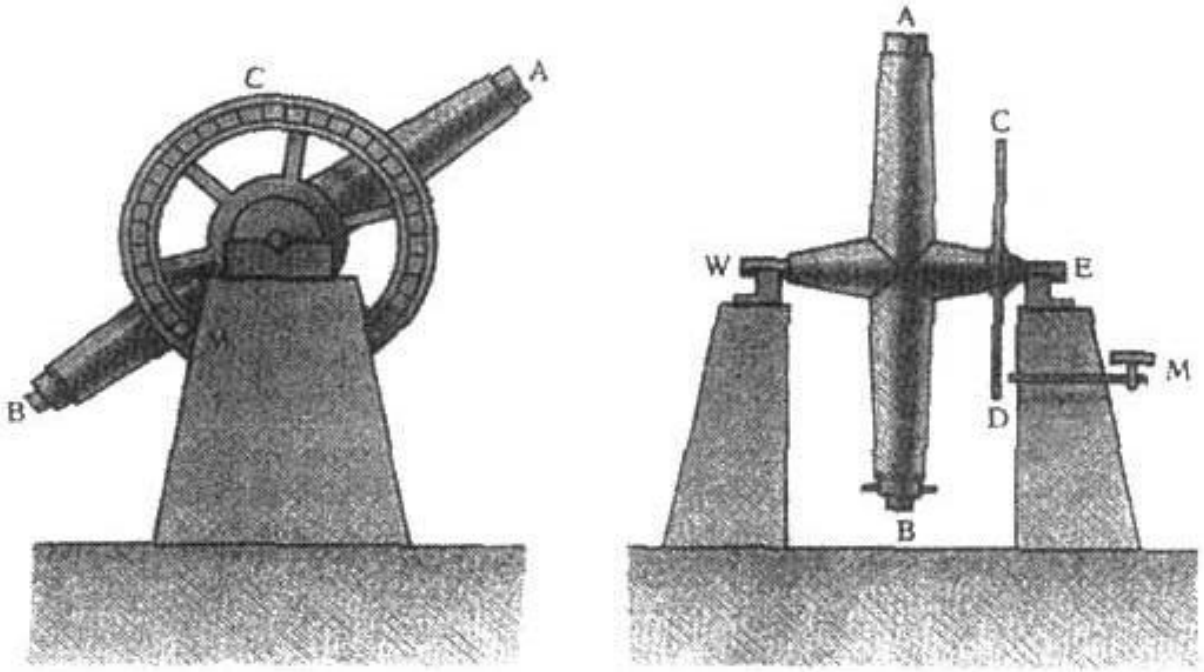


Fig. 73. Esquema del círculo meridiano.

Puesto que el anteojo del círculo meridiano solamente puede girar en el plano del meridiano celeste, las observaciones de cada astro tan sólo son posibles cerca de su culminación. Con esto la cruz de hilos en el plano focal del anteojo se establece de tal manera que la imagen de la estrella se mueva por el hilo horizontal. Entonces las lecturas del círculo o bien darán la declinación δ del astro o bien su distancia cenital z en el momento de la culminación, por la que se puede calcular la declinación.

Para la determinación de la ascensión recta de un astro, el observador registra con el reloj el momento de intersección del astro con el hilo vertical de la cruz, es decir, el momento de culminación del astro, ya que el hilo vertical debe encontrarse exactamente en el plano del meridiano celeste. Por este momento después se calcula la ascensión recta del astro (véase el § 90).

El *instrumento de pasaje* estacionario, está compuesto absolutamente igual que el círculo meridiano, solamente que en el eje horizontal en lugar del círculo dividido con precisión, se encaja un círculo pequeño: el buscador, que sirve para la instalación aproximada del anteojo a la altura dada sobre el horizonte. Este instrumento solamente se emplea para observar los

momentos del paso de los astros por los meridianos, mediante los cuales después se calculan las ascensiones rectas de estos astros.

Para la determinación del tiempo exacto, que también se obtiene de los momentos del paso de los astros por los meridianos, se emplean pequeños instrumentos portátiles de pasaje (fig. 74) que se distinguen de los instrumentos estacionarios de pasaje por sus dimensiones y por ciertas singularidades de diseño. La principal de éstas es la de que, con ayuda de un dispositivo especial y gracias a la existencia de un anteojo doblado, el eje horizontal conjuntamente con el anteojo durante las observaciones de un mismo astro se puede trasponer de tal manera que el extremo oriental del eje se apoye en la ladera occidental (pedestal), y el extremo occidental se apoye en la ladera oriental. Semejante traspaso es necesario para eliminar los errores de instrumento.

El instrumento de pasaje portátil, instalado en el meridiano, se emplea fundamentalmente para la determinación del tiempo exacto por las estrellas. Durante las observaciones se registran los momentos del paso de las estrellas no sólo por el hilo vertical central (medio), situado exactamente en el meridiano, sino también por una serie de hilos ubicados delante y detrás de dicho hilo vertical. Después, por las distancias conocidas de los hilos

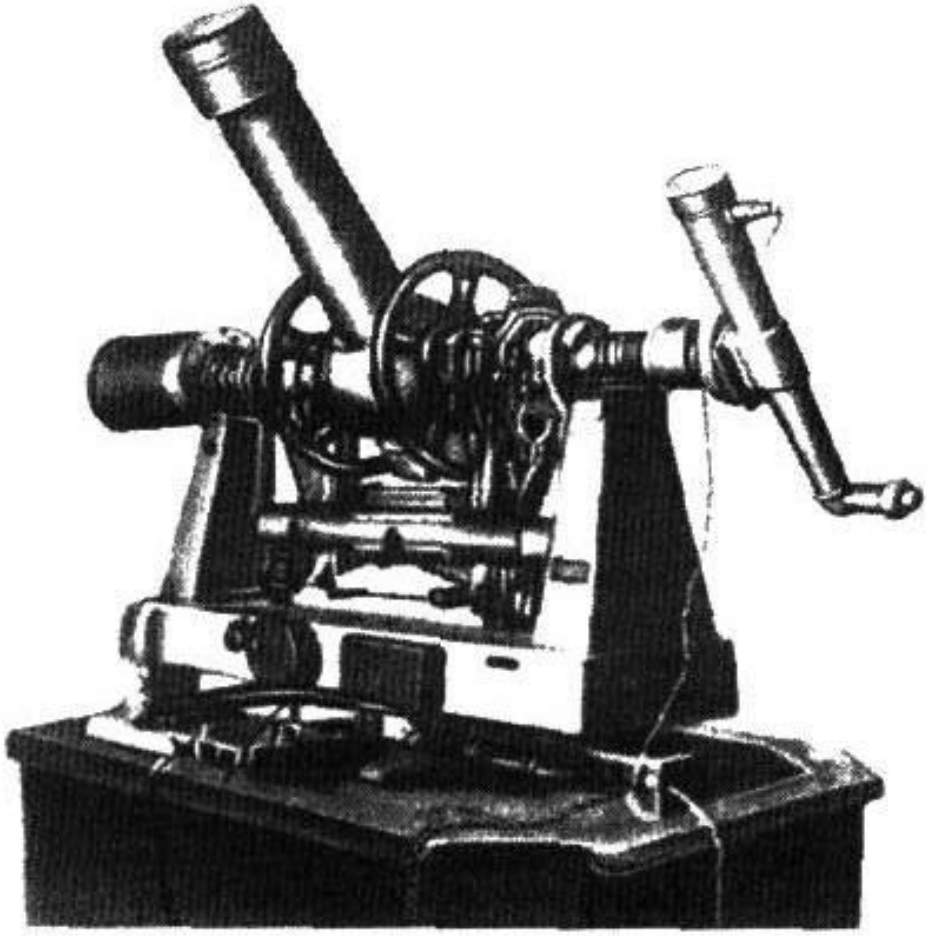


Fig. 74. Instrumento fotoeléctrico de pasaje.

laterales hasta el hilo central, se reducen todos los momentos de tiempo al momento del paso de la estrella por el hilo central y se toma la media aritmética de todos los números, obteniendo de este modo un valor más exacto del momento de culminación de la estrella.

En el instrumento fotoeléctrico de pasaje, en el plano focal del objetivo, en lugar de la red de hilos, se coloca el retículo visor, que es una placa opaca con una serie de rendijas paralelas transparentes. El retículo visor se dispone de tal manera que la imagen de la estrella se mueva en el campo visual perpendicularmente a las rendijas, detrás de las cuales se dispone el fotomultiplicador (véase el § 113). Al moverse la estrella la luz de ésta, pasando una tras otra las rendijas del retículo, cae en el fotomultiplicador. Bajo la acción de la luz en el circuito anódico del fotomultiplicador surge una corriente fotoeléctrica, cuyos momentos de aparición se registran con instrumentos especiales.

Para dirigir el anteojo a la estrella, el instrumento fotoeléctrico de pasaje se equipa con otro anteojo complementario: el buscador.

Las observaciones fotoeléctricas, en comparación con las visuales, tienen una ventaja importante y es que casi por completo están exentas de los errores, aportados por el observador.

§ 98. *Telescopio cenital, astrolabio prismático, anteojo cenital fotográfico*

Además de los instrumentos principales, descritos en los párafos anteriores, en los observatorios modernos, para ciertas observaciones, se emplean instrumentos especiales. Así, por ejemplo, el *telescopio cenital* (fig. 75) sirve para la medición de diferencias pequeñas de las distancias cenitales de las estrellas en las inmediaciones del cenit. Las observaciones sistemáticas con los telescopios cenitales se efectúan, principalmente, para las determinaciones exactas de los valores de la latitud geográfica del lugar de observación, con fin de estudiar los movimientos de los polos de la tierra (véase el § 74).

El astrolabio prismático sirve exclusivamente para la observación de las estrellas a cierta altura constante h_0, generalmente próxima a 60°. El esquema del astrolabio prismático se muestra en la fig. 76. La luz de la estrella cae sobre la cara superior del prisma triangular equilátero y sobre el "horizonte de mercurio" (una superficie de mercurio en un vaso plano). Pasando a través de la cara superior del prisma y después de reflejarse en la cara inferior de éste los rayos de luz de la estrella caen en el objetivo y, pasando por él y reflejándose en dos espejos, dan en el plano focal del objetivo la imagen de la estrella, que se mueve hacia arriba al aumentar la altura de la estrella. Los rayos, reflejados por el horizonte de mercurio, caen sobre la cara inferior del prisma y, atravesando ésta, se reflejan después en la cara superior, caen en el objetivo y dan en su plano focal la segunda imagen de la estrella, que se mueve hacia abajo al aumentar la altura de la estrella. La observación en el astrolabio prismático consiste en registrar el momento

cuando estas imágenes coinciden. Esto ocurrirá al alcanzar la estrella la almicantarat h_0. El momento de tiempo registrado y la altura h_0 permiten calcular la latitud geográfica del lugar de observación y el tiempo local exacto.

Para elevar la precisión de las observaciones, el astrolabio tiene un prisma especial (prisma de Wollaston), desplazando el cual con ayuda de un tornillo micrométrico se pueden retener ambas imágenes de la estrella a una distancia constante una de otra. Según los momentos registrados por los contactos del tambor se obtiene un momento más exacto del paso de la estrella por la almicantarat h_0.

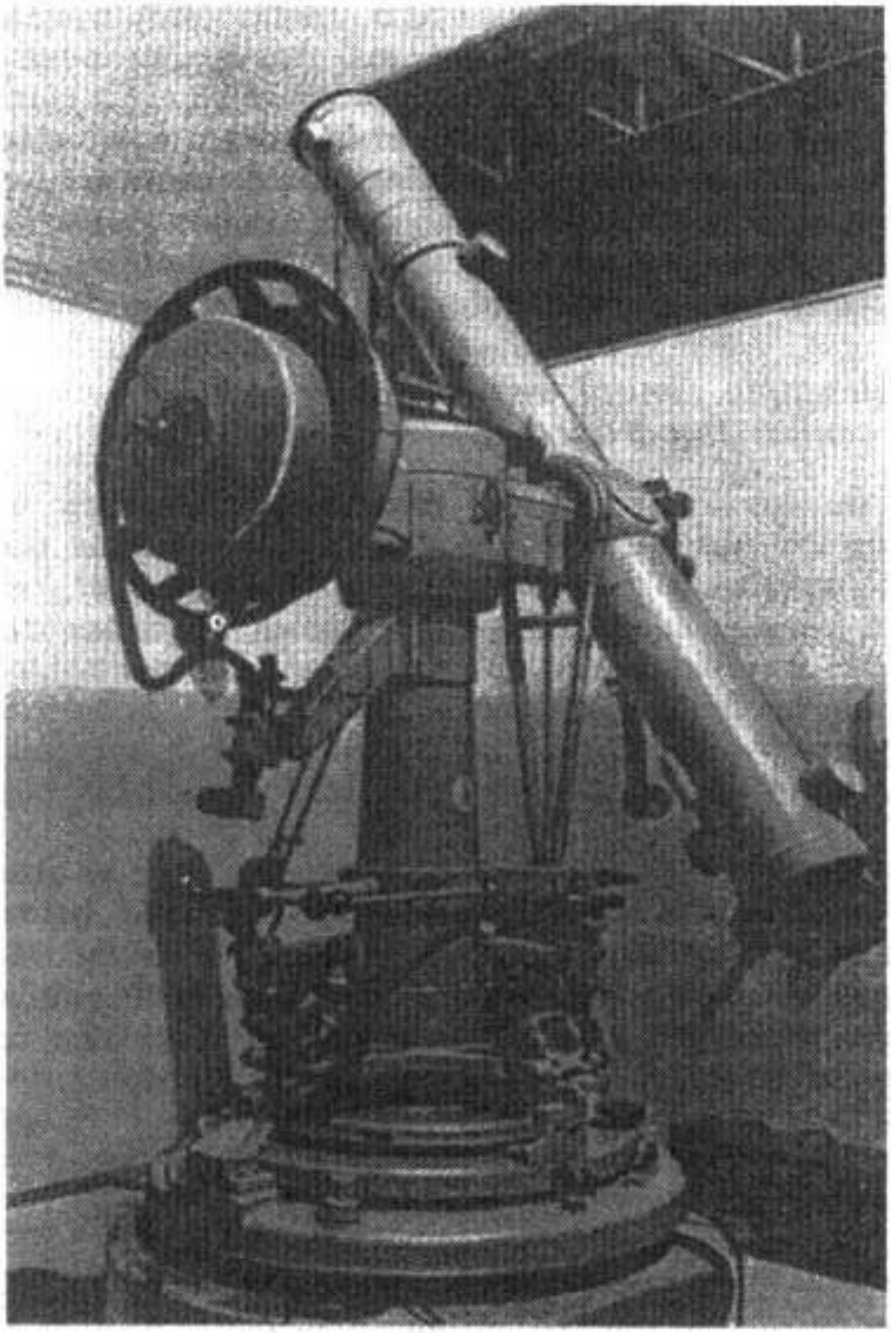


Fig. 75. Telescopio cenital.

Para las observaciones en distintos acimutes el astrolabio puede girar alrededor de un eje vertical.

El anteojo acimutal fotográfico (AAF) se utiliza también para la determinación de la latitud geográfica del lugar de observación y del tiempo exacto. La construcción del AAF y las observaciones en él se diferencian en principio de la construcción y observaciones con los instrumentos descritos anteriormente. El anteojo cenital fotográfico se compone de un anteojo vertical inmóvil (fig. 77, *a*), cuyo eje óptico se dispone estrictamente en vertical, y de un horizonte de mercurio, instalado debajo del objetivo a una distancia algo mayor que la mitad de su distancia focal.

Entonces los rayos de las estrellas que se encuentran cerca del cenit, atravesando el objetivo y reflejándose en la superficie de mercurio, salen hacia arriba y forman las imágenes de las estrellas algo más abajo del objetivo. En este sitio, en perpendicular al eje óptico, se coloca una placa fotográfica, que con un mecanismo de relojería se desplaza suavemente en perpendicular al plano del meridiano celeste.

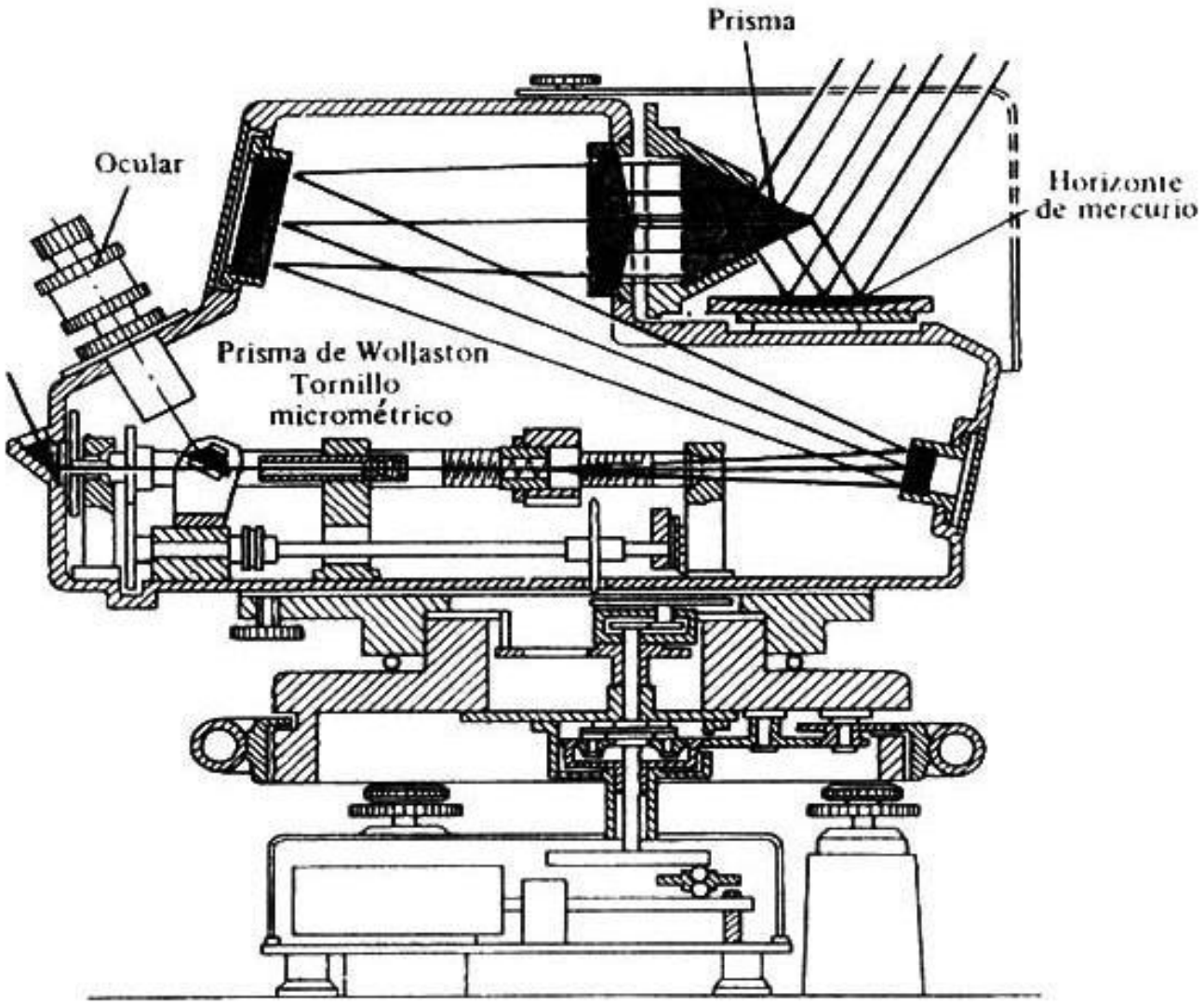
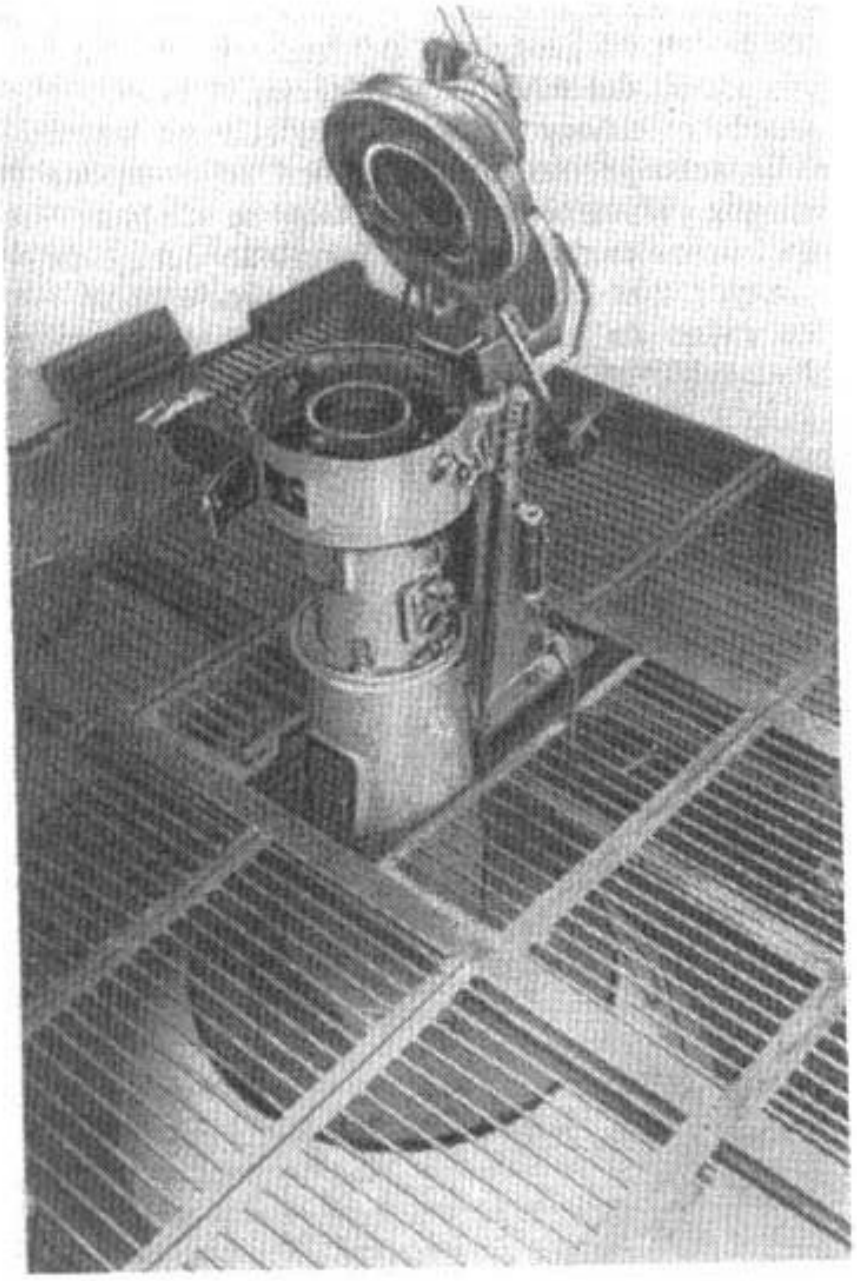


Fig. 76. Astrolabio prismático



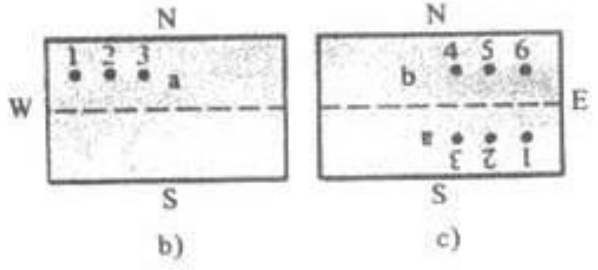


Fig. 77. *a*) Anteojo cenital fotográfico; *b*) y *c*) son las imágenes de las estrellas en la placa fotográfica.

Las observaciones con el AAF consisten en que, poco antes de la culminación de la estrella elegida, se abre la placa fotográfica y, ya moviéndola con el mecanismo de relojería a la velocidad del reflejo de la estrella ya parándola durante cierto tiempo, se obtienen varias imágenes de la estrella antes del meridiano (fig. 77, *b*), punto *1*, *2*, *3*). Cerca del momento de culminación el objetivo, conjuntamente con la placa, se gira alrededor del eje vertical exactamente en 180° y se obtienen varias imágenes de la estrella después de su paso por el meridiano (fig. 77, *c*), puntos *4*, *5*, *6*).

Por las mediciones de las distancias entre las filas *b* y *c* y entre las imágenes de la estrella, y por los registros del tiempo que automáticamente se imprimen en esta misma placa, se calcula el tiempo de culminación de la estrella y su distancia cenital en este momento. Con estos datos, conociendo la declinación y la ascensión recta de la estrella, se determinan la latitud geográfica del lugar de observación y el tiempo exacto.

§ 99. *Relojes astronómicos y cronómetros*

Durante todas las observaciones astronómicas es necesario con uno u otro grado de precisión marcar y registrar los momentos de los fenómenos que se observan. Para este fin sirven los relojes astronómicos y los cronómetros de construcciones muy diversas.

Los relojes de péndulo se basan en la propiedad de éste de conservar constante, en condiciones ideales, el período de su oscilación, que depende de la longitud del péndulo. En los relojes astronómicos los péndulos baten segundos, es decir, efectúan una oscilación (de derecha a izquierda, o de izquierda a derecha) en un segundo. La longitud de semejante péndulo es aproximadamente de 1 m. La esfera tiene agujas horaria, minutera y segundera. El mecanismo de relojería está construido de tal manera que cada oscilación del péndulo va acompañada de un toque claro, bien audible a una distancia de varios metros. Esto permite contar los segundos sin mirar al reloj, y registrar con el reloj los momentos con precisión de hasta una décima parte de segundo.

El período de oscilación del péndulo es muy sensible a los cambios de las condiciones ambientales, sobre todo a los cambios de la temperatura y de la presión atmosférica. La variación de la temperatura modifica la longitud del péndulo y, por consiguiente, su período. Para dismunuir estas variaciones la varilla del péndulo se fabrica de materiales con pequeños coeficientes de dilatación térmica lineal (de invar o superinvar) y se ponen dispositivos que compensan las variaciones de la longitud del péndulo provocadas por la temperatura. Además, el péndulo del reloj se instala en un local termostatizado o en un sótano, a una profundidad de 10–20 m, donde no hay variaciones diarias de la temperatura y las anuales no exceden 0°,5.

La inestabilidad de la presión atmosférica, es decir, la variación de la densidad del ambiente que rodea el péndulo, se elimina mediante la instalación de éste en un cilindro hermético de cobre, en el que se crea una presión baja y constante de aproximadamente 200 mm de mercurio.

Los relojes de péndulo más perfectos son los relojes de Short y de Fedchenko.

El reloj de ingeniero inglés Short (fig. 78) se compone de dos péndulos: uno libre y otro secundario, cuyas oscilaciones se sincronizan automáticamente. El péndulo libre no está vinculado directamente con el mecanismo de relojería y se instala en un cilindro hermético, que se encuentra en un sótano o en un local termostatizado. Mediante un enlace eléctrico el péndulo libre dirige las oscilaciones del péndulo secundario, que está vinculado con el mecanismo de relojería y se instala en condiciones normales.

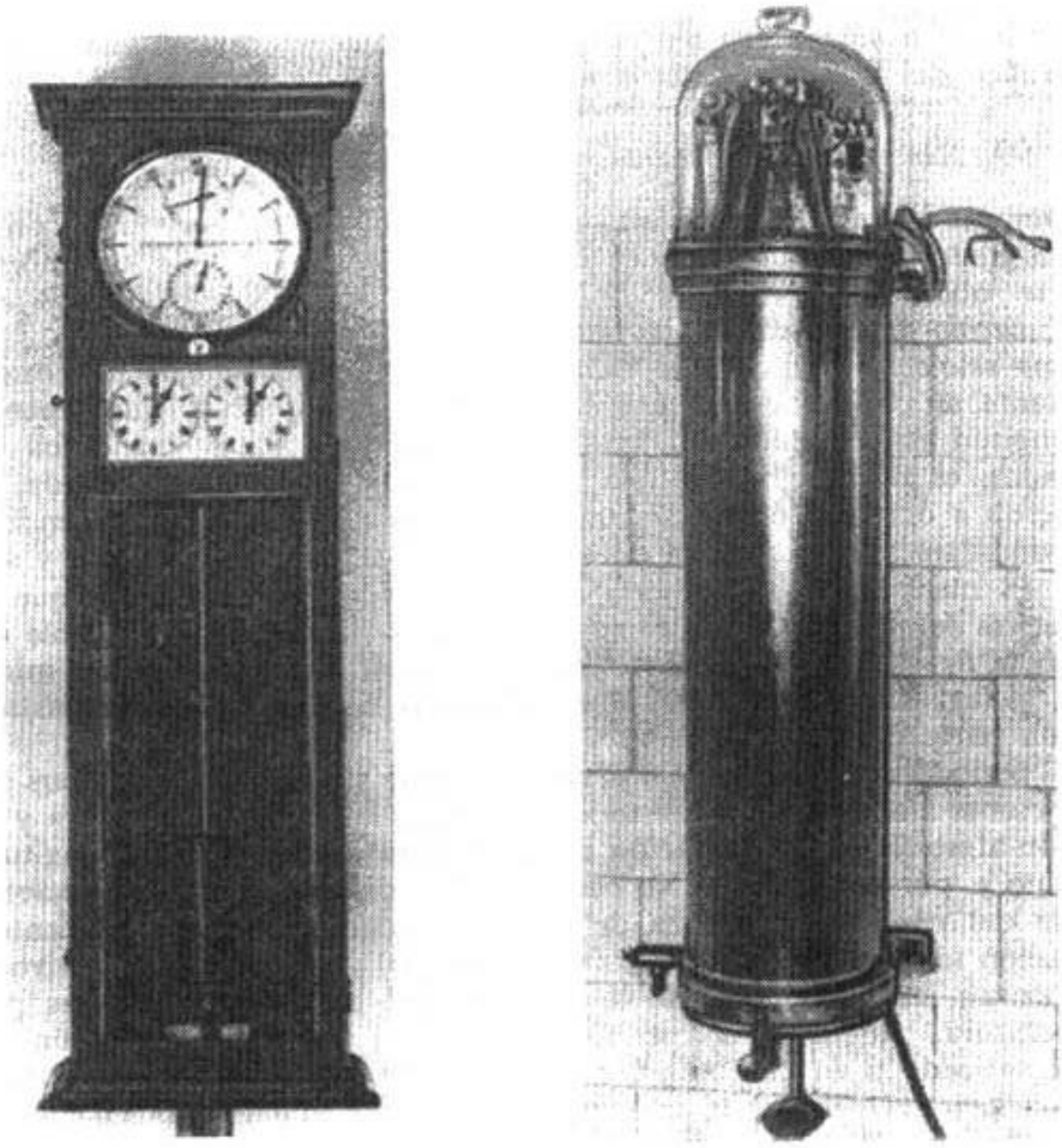


Fig. 78. Reloj de Short: a la izquierda el péndulo libre, a la derecha el péndulo secundario.

El reloj de péndulo del ingeniero soviético Fedchenko (fig. 79) consta de un péndulo libre y de un mecanismo de relojería con esfera, unidos entre sí solamente por un circuito eléctrico. El péndulo libre en un cilindro hermético se instala en un sótano, o en un local termostatizado, y el mecanismo de relojería con la esfera puede encontrarse en condiciones normales.

Los cronómetros (relojes portátiles) se emplean fundamentalmente en las expediciones y en la navegación (fig. 80). La construcción del cronómetro es análoga a la de un reloj de bolsillo. En ellos la fuerza motriz es la fuerza de elasticidad de un muelle espiral fuerte, y el regulador del movimiento de las agujas es el balance (balancín) que, bajo la acción de un muelle espiral flojo oscila, bien hacia un lado bien hacia el otro. Los cronómetros se diferencian de los relojes de bolsillo por ser de mayores dimensiones y por que su mecanismo es de mayor precisión. La dimensión de la esfera del cronómetro

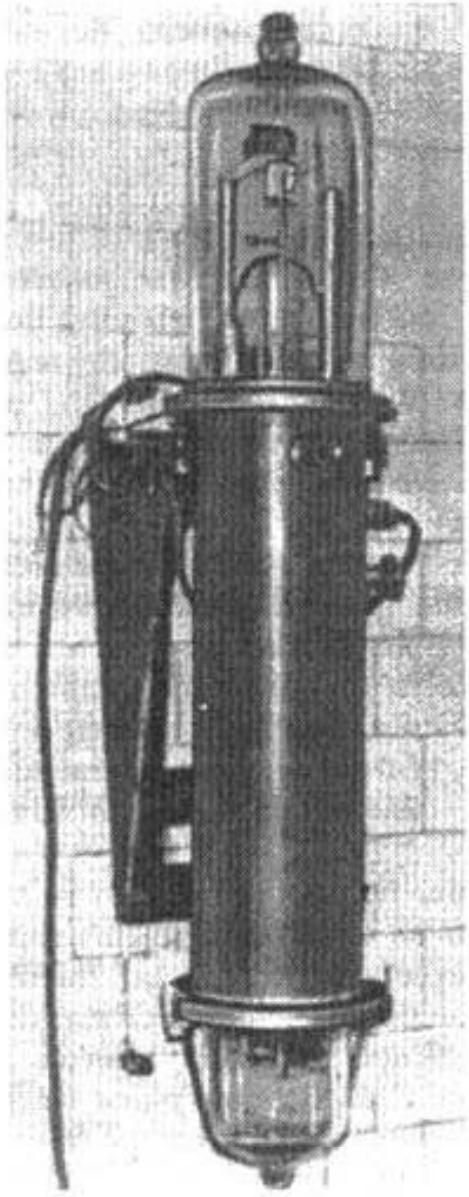


Fig. 79. Reloj de Fedchenko

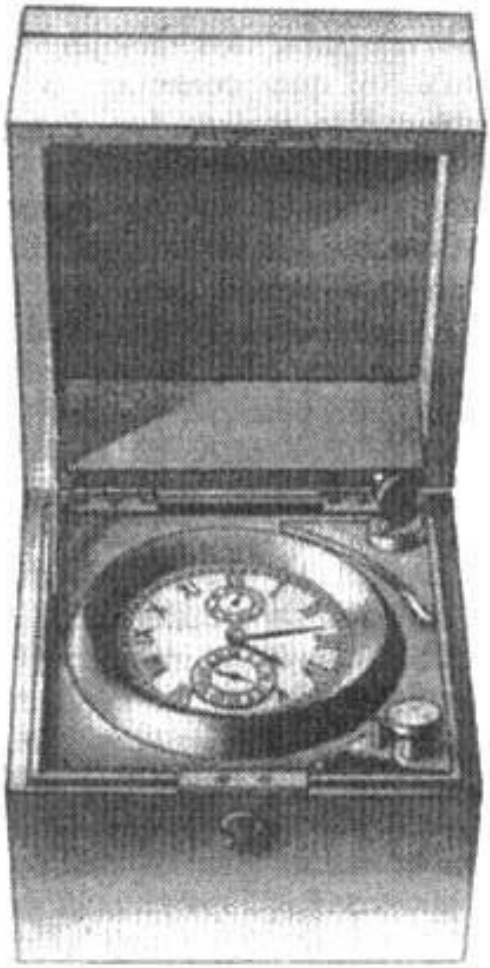


Fig. 80. Cronómetro.

es aproximadamente de 10 cm. En ésta hay agujas horaria, minutera y segundera. El mecanismo del cronómetro está construido de tal forma que la aguja segundera salta bruscamente cada medio segundo con un toque claro, audible a una distancia de varios metros.

Los cronómetros son menos exactos que los relojes de péndulo, pero tienen una ventaja sobre éstos: se pueden transportar sin perturbar su marcha. Para esto se colocan en una caja con suspensión cardánica (suspensión con dos ejes de perpendicularidad mutua), así que ante cualesquiera inclinaciones de la caja, el cronómetro conserva la posición horizontal.

La calidad de los relojes y cronómetros se caracteriza por la uniformidad y constancia de su marcha así, por ejemplo, las oscilaciones de la marcha diurna del reloj de péndulo de Fedchenko no son mayores de $\pm 0^s,0003$, y las del reloj de Short tienen un orden de $\pm 0^s,001 + 0^s,002$. En un buen cronómetro las oscilaciones de la marcha diurna no exceden $\pm 0^s,3$.

Los relojes, o cronómetros, se regulan de tal manera que las agujas de sus esferas cuenten exactamente $24^h00^m00^s$ en el transcurso de un día sidéreo, o en el transcurso de un día solar medio. En el primer caso el reloj marchará por el tiempo sidéreo, y entonces se llama reloj sidéreo, mientras que en el segundo caso marchará por el tiempo medio solar, y entonces se llama reloj medio.

Para registros más exactos de los momentos de tiempo durante las observaciones, los relojes y cronómetros se dotan de dispositivos de contacto, que conectan o desconectan la corriente en el circuito del instrumento registrador. Estos instrumentos dan la posibilidad de registrar (o ellos mismos escriben, fotografían) las indicaciones de los relojes y cronómetros en los momentos de las observaciones de unos u otros fenómenos con una precisión mucho más elevada que al registrar los momentos por el oído.

El desarrollo de la radiotécnica y de la electrónica condujo a la creación de sistemas oscilatorios cuya estabilidad, en condiciones determinadas, resultó ser considerablemente superior que la de los relojes mecánicos de péndulo. Por esto, en la actualidad, los relojes de péndulo solamente se utilizan en aquellos casos cuando es suficiente conocer el tiempo con precisión pequeña. En los servicios modernos, por el contrario, para guardar y divulgar el tiempo se utilizan relojes de cuarzo, patrones moleculares y atómicos de frecuencia.

En todos estos instrumentos la medición del tiempo se basa en la cuenta exacta del número de oscilaciones, que surgen en el sistema del instrumento y que transcurren con una constancia excepcional de la frecuencia.

El reloj de cuarzo (fig. 81) es un generador de corriente eléctrica alterna, cuyas oscilaciones, que transcurren en el campo eléctrico alterno están condicionadas por las deformaciones piezoeléctricas de una placa cristalina de cuarzo. En dependencia de la forma y magnitud del cuarzo la frecuencia de las oscilaciones puede alcanzar centenares de kHz o decenas de MHz. Las deformaciones elásticas de la placa de cuarzo, lo mismo que las oscilaciones

del péndulo en los relojes normales, aseguran la constancia de la frecuencia del generador de cuarzo con estabilidad relativa, que alcanza $10^{-10} + 10^{-11}$. Esto significa que la frecuencia, digamos, de 1 MHz se mantiene con precisión de $10^{-4} - 10^{-5}$ Hz. Con esta misma precisión relativa, con ayuda del reloj de cuarzo, se mide cualquier intervalo de tiempo. Como resultado las oscilaciones de la marcha diurna del reloj de cuarzo (es decir, en 10^{-5} s) son de $10^{-5} - 10^{-6}$ s, lo que por lo menos es superior en dos órdenes a la precisión de los relojes de péndulo. No obstante, en intervalos grandes de tiempo, la marcha del reloj de cuarzo varía ligeramente como resultado de las deformaciones de la estructura cristalina del cuarzo, denominadas "envejecimiento" de éste.

En los relojes atómicos se utiliza la frecuencia de las oscilaciones electromagnéticas, que surgen durante las transiciones discretas entre los

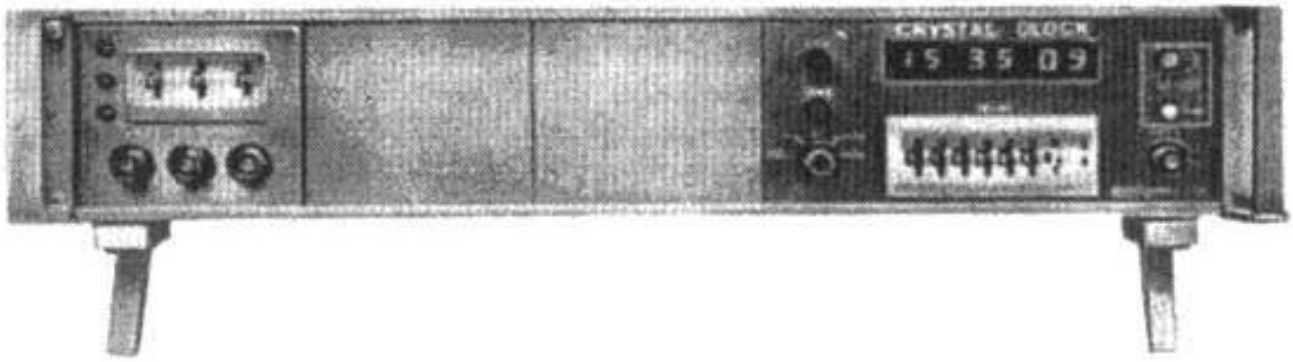


Fig. 81. Reloj de cuarzo.

niveles energéticos en el átomo (véase el § 106) y que van acompañadas de radiaciones en las rayas espectrales. Sin embargo, como resultado de los movimientos térmicos de los átomos, las rayas espectrales normales son demasiado anchas, es decir, contienen radiación en un intervalo considerable de frecuencias. Por esto, dichas rayas no pueden ser empleadas en calidad de patrón exacto de frecuencia. Para este fin sirven solamente las fuentes de rayas espectrales muy estrechas, tales como, por ejemplo, los osciladores cuánticos, emisores de rayas espectrales prohibidas que surgen durante las transiciones desde niveles metaestables. En los relojes atómicos realmente fabricados se utilizaron máseres, que funcionaban con amoniaco o hidrógeno atómico, los que precisamente permitieron obtener una estabilidad relativa de la frecuencia de hasta incluso $10^{-12} - 10^{-13}$.

En la práctica, para registrar los momentos de tiempo, es necesario crear oscilaciones de frecuencia considerablemente menor que en los máseres, e incluso que en los generadores de cuarzo. Para esto los relojes de cuarzo y atómicos se dotan de divisores electrónicos de frecuencia, que permiten obtener en la salida impulsos de diferente duración, incluso de segundos

y que se emplean para poner en movimiento a la aguja segundera del reloj. Los relojes atómicos también pueden funcionar conjuntamente con los de cuarzo, corrigiendo regularmente la frecuencia de sus oscilaciones.

Existe también otro principio de los relojes atómicos, cuando se utiliza la frecuencia del generador de cuarzo acrecentada en el correspondiente número de veces. En este caso el generador de cuarzo sirve de punto de referencia, que controla la frecuencia de las oscilaciones del cuarzo. Así funciona el patrón de frecuencia más divulgado en la actualidad, el patrón de cesio, que con precisión aproximada de 10^{-12} reproduce la unidad fundamental de medición del tiempo, el segundo atómico (véase el § 75).

§ 100. *Nuevos métodos de la astrometría*

El desarrollo rápido de la física y, particularmente, de la radioelectrónica en los últimos tiempos, permitió abordar la solución de muchos problemas de la astrometría clásica con métodos en principio nuevos, empleando instrumentos también novedosos. En calidad del más perspectivo de éstos examinaremos el radiointerferómetro de base superlarga (respecto al radiointerferómetro véase § 110).

Los radiointerferómetros modernos de este tipo constan generalmente de los radiotelescopios de giro completo (fig. 82), separados por varios miles de

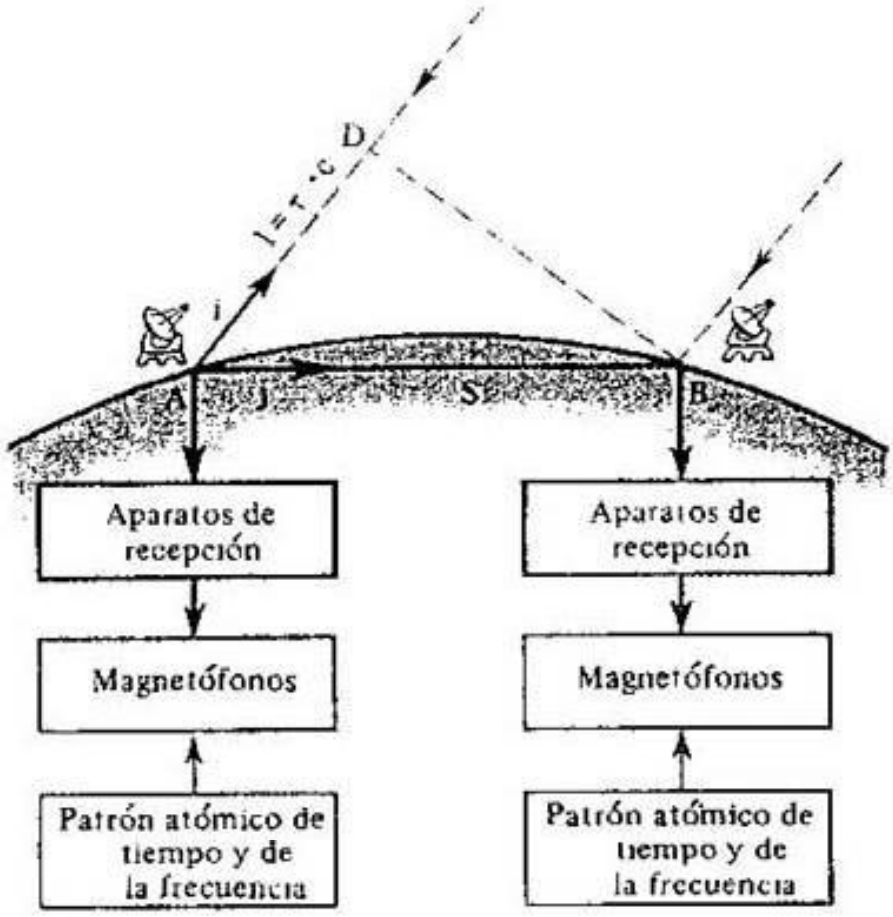


Fig. 82. Esquema de funcionamiento de un radiointerferómetro con base superlarga

kilómetros. El registro de la radiación, que llega de la fuente puntual, se efectúa en cinta magnética por separado en cada punto. En esta misma cinta simultáneamente se registran las señales exactas de tiempo, procedentes de los relojes atómicos, que se encuentran en los puntos de observación. Los relojes deben estar sincronizados con precisión máxima posible (algunos microsegundos). Después, con ayuda de computadoras, las cintas magnéticas con estos registros de las señales se comparan, y por el desplazamiento de las señales respecto a las marcas del tiempo se determina el retardo en tiempo τ, es decir, el tiempo durante el cual las ondas electromagnéticas pasan la diferencia l de las distancias desde la fuente hasta ambos puntos.

No es difícil comprender que la magnitud τ depende de la longitud de la base y de su orientación en el espacio. De la fig. 82 se ve que cuanto mayor es la distancia entre los puntos tanto menos influye el error de medición de l sobre el resultado del cálculo de la dirección a la fuente. Para obtener la relación del retardo en tiempo τ respecto a las coordenadas de las fuentes de radio, a las dimensiones de la base y a la velocidad de rotación de la Tierra, introduciremos dos vectores unitarios. El vector i da la dirección a la fuente de radio, que tiene las coordenadas α y δ. El vector j está situado en la dirección a la base, de A a B.

Traslademos los vectores i y j a la esfera con centro o, en el centro de la Tierra (fig. 83). En el punto o colocaremos también el centro del sistema de coordenadas cartesianas XYZ. El eje Z se dirigirá por el eje de rotación de la Tierra, y el eje X quedará paralelo al plano del meridiano cero (de Greenwich).

Las proyecciones de los vectores i, j sobre los ejes XYZ tendrán los siguientes valores:

$$\left.\begin{array}{l} i\,[\cos\delta\cos(T-\alpha),\ \cos\delta\,\mathrm{sen}\,(T-\alpha),\ \mathrm{sen}\delta] \\ j\,[\cos\Psi\cos\Lambda,\ \cos\Psi\,\mathrm{sen}\Lambda\,\mathrm{sen}\Psi] \end{array}\right\} \qquad (6.20)$$

donde Ψ, Λ son las coordenadas esféricas del punto B, y T es el tiempo sidéreo en Greenwich.

Designemos por t el ángulo horario de la fuente de radio en el meridiano cuyo plano es paralelo a la dirección de la base, $t = T - \alpha - \Lambda$.

Del ΔABD (véase la fig. 82), utilizando (6.20), obtenemos

$$l = S(i\ j) = S\cos\Psi\ \cos\delta\ \cos t + S\,\mathrm{sen}\Psi\ \mathrm{sen}\delta \qquad (6.21)$$

donde S es la longitud de la base.

La ecuación (6.21) es la fórmula fundamental de la radioastrometría. Hay solamente que tener en cuenta que esta fórmula ha sido deducida partiendo de la condición de una sincronización ideal de los relojes en los puntos de observación, es decir, durante observaciones estrictamente simultáneas. En las observaciones reales es necesario añadir a la fórmula (6.21) la corrección por el error ΔT_0 de sincronización de los relojes en los puntos de observación, y una corrección más por la variación de la magnitud ΔT_0 durante el tiempo de la observación desde el momento T_0, en el que fue

determinado ΔT_0, hasta el momento T de la observación concreta, igual a $k(T-T_0)$, donde k es un coeficiente de proporcionalidad. Entonces obtenemos definitivamente

$$\tau \cdot c = l = S\cos\Psi\ \cos\delta\ \cos t + S\,\mathrm{sen}\Psi\ \mathrm{sen}\delta + c\,\Delta T_0 + ck(T-T_0),$$

donde c es la velocidad de las ondas electromagnéticas. Cada observación de una fuente de radio da un valor de τ.

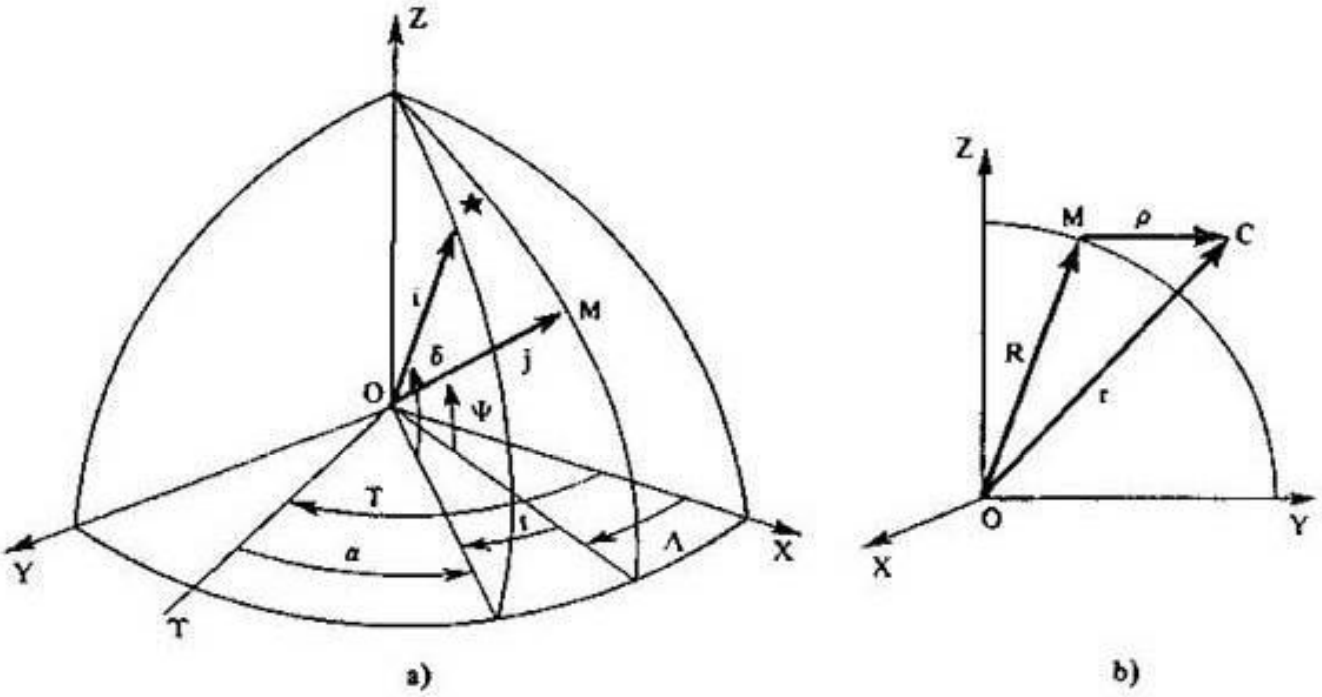


Fig. 83. Respecto a la teoría del radiointerferómetro con base superlarga.

Observando varias fuentes de radio, cada una en tres-cuatro ángulos horarios, obtendremos un sistema de ecuaciones por las cuales, después de resolverlas, se pueden determinar las coordenadas de las fuentes, la longitud de la base, el tiempo sidéreo, el error de sincronización de los relojes, las coordenadas del polo.

La precisión de determinación de las coordenadas de las fuentes de radio, según las observaciones de los últimos años, es aproximadamente de $0'',01$, la precisión de determinación del tiempo es de $0^s,001$, y la precisión de determinación de la longitud de la base es de varias decenas de centímetros.

Semejante precisión supera casi en un orden la precisión de las observaciones ópticas y promete a la astrometría perspectivas muy atrayentes.

La formación del catálogo de posiciones de las radiofuentes muy separadas da la posibilidad de obtener un sistema de coordenadas inerciales, nuevo en principio, independiente de los catálogos ópticos y accesible a las observaciones a cualquier hora del día.

El análisis de la variación de la longitud de la base con el tiempo permite estudiar los flujos, en el cuerpo de la Tierra y el desplazamiento de los

continentes o bloques de la corteza terrestre. La radioastrometría ofrece grandes perspectivas para el servicio del tiempo exacto y de la latitud, es decir, para la determinación de las particularidades de rotación de la tierra.

Otro método nuevo, empleado ahora en la astrometría, es el método de localización láser de los satélites artificiales de la Tierra (SAT) y de la Luna. El principio de este método consiste en la medición del intervalo de tiempo entre el envío de la señal luminosa y su retorno del sistema reflexivo, instalado en el SAT o en la Luna. Conociendo este tiempo y la velocidad de la luz, se puede determinar la distancia hasta el reflector con precisión de algunos centímetros.

Generalmente el envío de la señal luminosa se efectúa con ayuda de un láser potente que, a través del telescopio, funciona en régimen de impulso. La señal relfejada se registra con un fotomultiplicador en el mismo telescopio, o en un sistema receptor especial con telescopio grande, que permite captar con seguridad la señal débil reflejada.

A veces, conjuntamente con la medición de la distancia hasta el objeto, se efectúa la toma de fotografías de éste entre las estrellas, determinando de tal manera sus coordenadas angulares. La locación láser se emplea eficazmente al resolver problemas tales como: precisar la teoría del movimiento de los SAT y de la Luna; la determinación de las coordenadas de los puntos en la Tierra y las distancias entre ellos; el estudio del movimiento de los polos de la Tierra por la superficie de ésta.

El principio de resolución de estos problemas consiste en lo siguiente.

Examinemos el sistema de coordenadas cartesianas XYZ (véase la fig. 83, *b*) con su origen en el centro de las masas de la Tierra. El eje Z está dirigido por el eje de rotación de la Tierra, y el eje X es paralelo al plano del meridiano de Greenwich. El punto M es el lugar de observación en la superficie de la Tierra. El satélite se encuentra en el punto C, el radiovector R da la posición del punto en la Tierra, y el radiovector r determina la posición del SAT en cierto momento T de tiempo sidéreo. El vector ρ indica la posición topocéntrica del SAT en el momento T. Estos tres vectores están ligados por la relación

$$R + \rho = r.$$

Designemos por α, δ y α', δ', respectivamente, las coordenadas geocéntricas y topocéntricas ecuatoriales del SAT, y por t y t' los ángulos horarios de éste. Entonces se puede escribir

$$\left.\begin{aligned} X &= r\cos\delta\ \cos t - \rho\cos\delta\cos t' \\ Y &= r\cos\delta\ \operatorname{sen} t - \rho\cos\delta\operatorname{sen} t' \\ Z &= r\operatorname{sen}\delta - \rho\operatorname{sen}\delta'. \end{aligned}\right\} \qquad (6.22)$$

Estas relaciones permiten obtener las coordenadas del punto M por los valores de α, δ, r, conocidos en la teoría del movimiento del SAT, y las magnitudes observadas α', δ' y ρ.

Si se conocen las coordenadas del lugar de observación se puede plantear el problema de determinación de las coordenadas del SAT.

En caso de que las observaciones sean solamente de localización, cuando las coordenadas topocéntricas del SAT son desconocidas, es menester transformar las ecuaciones (6.22) de tal manera que se eliminen en ellas los miembros que contengan δ' y t'. Para ello es suficiente sumar estas ecuaciones después de su elevación al cuadrado. Entonces obtendremos

$$\rho^2 = (r\cos\delta\cos t - X)^2 + (r\cos\delta\,\mathrm{sen}t - Y)^2 + (r\,\mathrm{sen}\delta - Z)^2.$$

Resolviendo este sistema de ecuaciones, escrito para una serie grande de observaciones del SAT realizadas desde distintos puntos de la superficie terrestre, se puede calcular cualquiera de los parámetros necesarios. Es posible precisar las coordenadas de los puntos de observación, o bien calcular exactamente las coordenadas del SAT, es decir, la teoría de su movimiento. También se puede efectuar un cálculo conjunto de todas las magnitudes incógnitas.

En la geodesia cósmica, generalmente, se estudian los problemas directos e inversos. En el problema directo se supone que las coordenadas de los puntos de observación se conocen con suficiente exactitud, y que se busca el vector r. El vector ρ se obtiene de las observaciones, además, si se mide solamente el módulo de vector ρ, son necesarias observaciones por lo menos desde tres puntos.

En el problema inverso se supone que el vector r es una magnitud conocida y se determinan las coordenadas de los puntos de observación.

Las observaciones de los SAT con laser se utilizan ampliamente para la determinación del movimiento de los polos de la Tierra y construcción de redes geodésicas.

De este modo, ambos métodos descritos utilizan las nuevas posibilidades de medición exclusivamente exacta del tiempo y de la frecuencia, que nos ofrece la radiofísica moderna.

7

FUNDAMENTOS DE LA ASTROFÍSICA

§ 101. *Objetivos y partes principales de la astrofísica*

El fin de la astrofisica es el estudio de la naturaleza fisica y evolución de los distintos objetos cósmicos, incluyendo también todo el Universo. Así pues, la astrofisica resuelve los problemas más generales de la astronomía en su conjunto. En las últimas décadas la astrofisica se convirtió en la parte principal de la astronomía. Ello no significa que disminuyó el papel de tales partes "clásicas" como son la mecánica celeste, la astrometria, etc. Por el contrario, la cantidad e importancia de los trabajos en las ramas tradicionales de la astronomia también aumenta actualmente, pero en la astrofisica este aumento resulta ser más rápido. En su conjunto la astronomia se desarrolla armoniosamente como una ciencia única, y la tendencia de las investigaciones en sus distintas ramas tiene en cuenta sus intereses mutuos, incluyendo también la astrofisica. Asi, por ejemplo, el desarrollo de las investigaciones cósmicas contribuyó parcialmente al nacimiento de una nueva parte de la mecánica celeste: la astrodinámica. La construcción de modelos cosmológicos del Universo plantea exigencias especiales a los problemas "clásicos" de la astrometria, etc.

Como es sabido, en su historia de varios siglos, la astronomía ha sufrido varias revoluciones, que han cambiado enteramente su carácter. Uno de los resultados de este proceso ha sido el nacimiento y el desarrollo rápido de la astrofisica. A ello contribuyeron particularmente el empleo del telescopio a principios del siglo XVII, el descubrimiento del análisis espectral y el invento de la fotografia en el siglo XIX, el surgimiento de la fotoelectricidad, radioastronomía y métodos extraatmosféricos de investigación en el siglo XX. Todo esto amplió excepcionalmente las posibilidades de la astrofisica de observación o *astrofisica práctica*, y condujo al hecho de que a mediados del siglo XX la astronomia se convirtió en receptora de todas las ondas, es decir, obtuvo la posibilidad de extraer información prácticamente de cualquier diapasón del espectro de la radiación electromagnética.

Paralelamente con el desarrollo de los métodos de la astrofisica práctica, gracias al progreso en la fisica y particularmente a la creación de la teoría de la radiación y de la estructura del átomo, se desarrolló la *astrofisica teórica*

Su objetivo es la interpretación de los resultados de las observaciones, el planteamiento de nuevos problemas de investigación, y también la argumentación de los métodos de la astrofísica práctica.

Ambas ramas principales de la astrofísica, a su vez, se subdividen en partes más específicas. La división de la astrofísica teórica, como regla, se efectúa por los objetos de investigación: *física estelar, del Sol, de los planetas, de las nebulosas, de los rayos cósmicos, cosmología*, etc. Las partes de la astrofísica práctica, generalmente, reflejan los métodos empleados: *astrofotometría, astrofotografía, astroespectroscopia, colorimetría*, etc.

Las partes de la astrofísica basadas en el empleo de métodos en principio, que constituyeron una época en la astronomía y que como regla, incluyen las partes correspondientes de la astrofísica teórica, obtuvieron denominaciones tales como *radioastronomía, astronomía de aeróstatos o balones, astronomía extraatmosférica* (investigaciones cósmicas), *Rontgen-astronomía, Gama-astronomía, Neutrino-astronomía*

Antes de pasar a la descripción de los resultados de las investigaciones astrofísicas es necesario asimilar una serie de definiciones y conceptos. El capítulo presente se dedica precisamente a esto

§ 102. *La radiación electromagnética, investigada en la astrofísica*

Como es sabido, la luz visible es una variedad particular de la radiación electromagnética, que no se emite ininterrumpidamente sino en porciones (de cuantos) caracterizados por la magnitud de su energía. El conjunto de todas las variedades de radiación se denomina *espectro de radiación electromagnética*.

Generalmente, como unidad de medición de la energía de los cuantos se toma el electrón-voltio (eV). Esta es la energía que adquiere un electrón libre (es decir, la carga eléctrica $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ C $= 4{,}8 \cdot 10^{-10}$ unidades CGS), acelerado por un campo eléctrico con diferencia de potencial de 1 voltio (V) = 1/300 CGS. Por esto

$$1 \text{ eV} = 1{,}6 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 1{,}6 \cdot 10^{-12} \text{ ergios.}$$

Los cuantos de luz visible poseen energías de 2–3 eV y solamente ocupan una zona pequeña del espectro electromagnético investigado en la astrofísica, el cual se extiende desde valores de energía del orden MeV (mega, es decir, millón de electrón-voltios) para los rayos gamma hasta una millonésima parte de electrón-voltio (10^{-6} eV) para las ondas de radio de un metro. Entre estas variedades extremas de radiación electromagnética se disponen consecutivamente los rayos X, ultravioletas, visuales (visibles) e infrarrojos (tabla 1).

La radiación electromagnética tiene propiedades ondulatorias, que se manifiestan en fenómenos tales como la interferencia y la difracción. Por esto, igual que a cualquier oscilación, a la radiación electromagnética se la

El espectro electromagnético investigado en la astrofísica *Tabla 1*

Zona del espectro	Longitudes de las ondas	Paso a través de la atmosfera terrestre	Metodos de investigacion	Receptores de la radiación
Rayos gamma	< 0,1 Å	Fuerte absorción por parte del N, O, N_2, O_2, O_3 y de otras moléculas del aire	Fundamentalmente extraatmosféricos (cohetes cósmicos, satélites artificiales)	Contadores de fotones, cámaras de ionización, emulsiones fotográficas, luminóforos
Rayos X	0,1–100 Å			
Ultravioleta lejano	100–3100 Å	Absorción por las moléculas del aire	Extraatmosféricos	Multiplicadores fotoeléctricos, emulsiones fotográficas
Ultravioleta cercano	3100–3900 Å	Absorción débil	Desde la superficie de la Tierra	
Rayos visibles	3900–7600 Å	Idem	Idem	Los ojos, emulsiones fotográficas, fotocátodos
Rayos infrarrojos	0,76–15 μm	Frecuentes bandas de absorción de H_2O, CO_2 y otros	Parcialmente desde la superficie de la Tierra	Bolómetros, termopares, fotorresistencias, fotocátodos especiales y emulsiones fotograficas
	15 μm – 1 mm	Fuerte absorción molecular	Desde los aeróstatos	
Ondas radioelectricas	Mayores de 1 mm	Se deja pasar desde casi 1 mm, 4,5 mm, 8 mm y desde 1 cm hasta 20 m	Desde la superficie de Tierra	Radiotelescopios

puede caracterizar por la longitud de onda λ y frecuencia ν, cuyo producto es igual a la velocidad de propagación de las oscilaciones:

$$c = \lambda \nu \tag{7.1}$$

En todas las ondas electromagnéticas la velocidad de propagacion en el vacio es igual, de 299 792 km/s, o aproximadamente,

$$c = 3{,}00 \cdot 10^8 \text{ m/s}.$$

La energía ε de los cuantos es proporcional a la frecuencia ν de las oscilaciones electromagnéticas (es decir, es inversamente proporcional a la longitud λ de la onda). El coeficiente de proporcionalidad es la constante de Planck

$$h = 6{,}626 \cdot 10^{-34} \text{ J s},$$

así que

$$\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \tag{7.2}$$

Al cuanto con energía de 1 eV le corresponde la longitud de onda

$$\lambda_1 = 12400 \text{ Å} = 1{,}24 \text{ μm}^{1)}$$

y la frecuencia

$$\nu_1 = 2{,}42 \cdot 10^{14} \text{ Hz}^{2)}$$

El intervalo de longitudes de ondas aproximadamente desde 3900 Å (límite violeta del especto visible) hasta 7600 Å (límite rojo) corresponde a la zona de los rayos visibles. Entre éstas se disponen todos los colores del espectro visible: violeta (3900–4500 Å), añil (4500–4800 Å), azul (4800–5100 Å), verde (5100–5700 Å), amarillo (5700–5850 Å), naranja (5850–6200 Å) y rojo (6200–7600 Å). Los límites indicados son convencionales y, en realidad, los colores de radiación pasan suavemente de uno a otro.

La radiación en la zona visible del espectro desempeña gran papel, particularmente, en la astronomía, ya que la atmósfera terrestre deja pasar relativamente bien dicha radiación. En las zonas restantes del espectro la absorción se manifiesta mucho más intensamente, siendo así que la radiación cósmica penetra solamente hasta cierto nivel de la atmósfera terrestre, mostrado en la fig. 84. La atmósfera absorbe sobre todo la banda de ondas cortas del espectro, donde se encuentran los rayos ultravioletas, X y gamma. Todos estos, excepto el ultravioleta cercano (3100–3900 Å), solamente son accesibles a las observaciones desde los cohetes y satélites artificiales, equipados con aparatos especiales.

Los rayos infrarrojos y las ondas radioeléctricas se disponen hacia el lado de las ondas largas de la zona visible del espectro. La mayoría de los rayos

---

1) Å (angstrom) $= 10^{-10}$ m, 1 μm (micra o micrometro) $= 10^{-6}$ m.
2) 1 Hz (hertzio) = 1 oscilación en 1 s $= 1 \text{ s}^{-1}$

infrarrojos, comenzando aproximadamente desde la longitud de onda de 1 micrometro (μm), son absorbidas por las moléculas del aire, fundamentalmente por los vapores de agua y gas carbónico. Desde la Tierra solamente son accesibles las observaciones de la radiación en algunas "ventanas", relativamente estrechas, de visibilidad entre las bandas de la absorción molecular. Las restantes zonas del espectro se hacen accesibles a las observaciones desde alturas relativamente pequeñas y pueden ser estudiadas desde aeróstatos y globos sondas, o (parcialmente) en algunos observatorios de alta montaña.

La atmósfera terrestre es transparente para las ondas radioeléctricas aproximadamente en el intervalo desde 1 cm hasta 20 m. Las ondas más cortas que 1 cm, excepto las bandas estrechas de cerca de 1 mm, 4,5 mm y 8 mm, son absorbidos completamente por las capas inferiores de la atmósfera terrestre, y las ondas mayores de varias decenas de metros se reflejan y son absorbidas por las capas superiores, es decir, por la ionosfera.

§ 103. *Concepto de astrofotometría*

La cantidad de energía luminosa, irradiada por un cuerpo, es una de las características esenciales de éste. Existen dos procedimientos fundamentales para la medición de esta magnitud: mediante la determinación directa de la

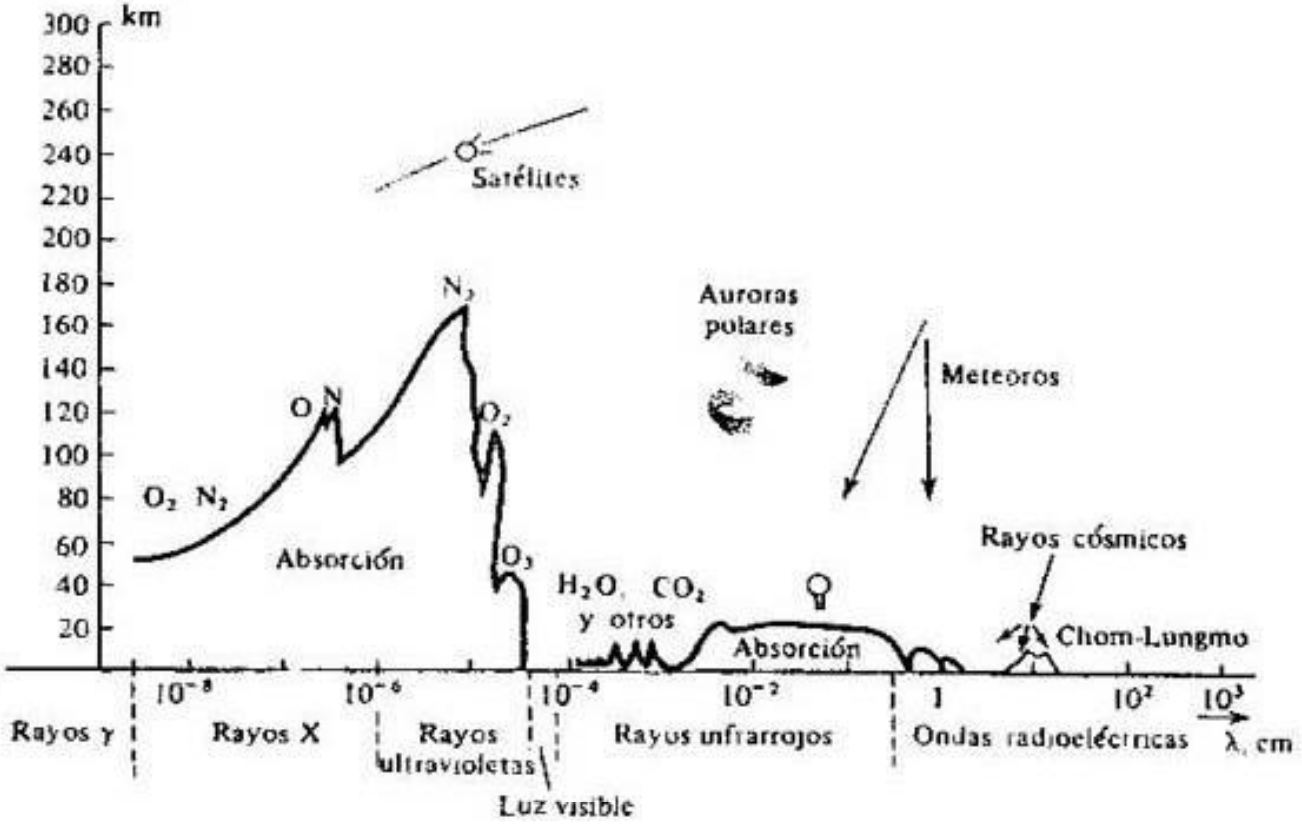


Fig. 84. Paso del espectro electromagnético a través de la atmósfera terrestre. La ordenada de la curva refleja la altura en la atmósfera hasta la que, practicamente, alcanza la radiación cósmica en la zona dada del espectro.

cantidad de energía luminosa que llega desde el cuerpo dado hasta el instrumento de medidor, o mediante la comparación de la radiación del objeto que se estudia con la radiación de cualquier otro objeto, cuya capacidad emisora es conocida.

Las fuentes luminosas, incluso de igual potencia, pueden distinguirse considerablemente por la composición espectral de su radiación. Así, por ejemplo, el Sol irradia sobre todo rayos amarillos-verdes, mientras que ciertas estrellas irradian principalmente rayos añiles y azules. Por otro lado, existen objetos (por ejemplo, las llamadas radiogalaxias) que en el diapasón de las ondas radioeléctricas irradian mucho más intensamente que en todas las restantes zonas del espectro. De aquí se deduce que la comparación de la radiación de dos objetos solamente tiene sentido en una misma zona espectral.

El aparato fotosensible (receptor de la radiación), como regla, reacciona desigualmente ante los rayos de distintas longitudes de onda. Por esto, los resultados de la medición de la cantidad de luz dependen de cuales sean los rayos a los que el aparato dado es más sensible, es decir, de su *sensibilidad espectral*. Generalmente se pueden señalar las longitudes de onda que limitan el intervalo del espectro al que reacciona el aparato dado (zona de sensibilidad espectral). La anchura de este intervalo se denomina *banda pasante* del receptor dado.

La potencia de la energía luminosa habitualmente se caracteriza por el flujo de radiación (flujo luminoso), que es el concepto fundamental de la fotometría. Se denomina flujo de radiación a la cantidad de energía. Se denomina flujo de radiación a la cantidad de energía luminosa que pasa en la unidad de tiempo a través de una superficie dada (por ejemplo, del orificio de entrada del telescopio).

El flujo luminoso que incide sobre una superficie de 1 cm^2 se denomina iluminación de esta superficie. Si el flujo luminoso Φ ilumina uniformemente la superficie S entonces la iluminación es

$$E = \frac{\Phi}{S}. \tag{7.3}$$

En la astrofísica el concepto de iluminación es muy importante, ya que, prácticamente, sólo esta magnitud puede ser medida durante las observaciones. En efecto, el aparato fotosensible reacciona ante la cantidad de energía luminosa que pasa previamente a través de su orificio de entrada (por ejemplo, de la ventanilla de entrada de luz de la célula fotoeléctrica), cuya superficie es conocida y constante para el instrumento dado. Por esto las indicaciones del instrumento son proporcionales a la iluminación, creada por el objeto que se investiga en el lugar de observación, si se elimina el influjo de todas las demás fuentes de radiación.

Como es sabido la iluminación es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia hasta la fuente, y proporcional al coseno del ángulo de incidencia de los rayos. No obstante, al utilizar esta ley en la astrofísica, es necesario tener en cuenta las propiedades ópticas del medio, que llena el

espacio entre el cuerpo irradiante y el observador. Por ejemplo, la luz de las estrellas se absorbe un poco en el medio de gas y polvo, que rellena el espacio interestelar, y en la atmósfera terrestre.

Se denomina *luminosidad de una fuente de radiación a toda la energía que pasa en la unidad de tiempo a través de la superficie cerrada que rodea dicha fuente.*

El flujo de radiación (así como la iluminación) pueden caracterizar la radiación en todo el espectro (*flujo total o integral*) o en cualquier parte determinada de éste. Si dicha parte es muy estrecha entonces la radiación, y también el flujo, se denominan *monocromáticos*. En este último caso la potencia de radiación debe estar referida al intervalo de unidad de frecuencias (1 Hz) o de longitudes de ondas (1 cm). Así pues, la dimensión de la iluminación integral es de erg/(cm^2·s) o W/m^2, y de la monocromática es de erg/(cm^3·s) y erg/cm^2 o W/(m^2·Hz)[1], respectivamente en las escalas de longitudes de ondas y de frecuencias.

En la radioastronomía se utiliza el jansky como unidad del flujo de radiación: 1 jansky = 10^{-26} W/(m^2· Hz).

La radiación de la superficie luminosa en una dirección dada se caracteriza por el *brillo*. Se denomina *brillo al flujo de radiación que pasa a través de una superficie unitaria perpendicular a la dirección dada y contigua a la superficie irradiante y que está comprendido en el interior de un ángulo sólido unitario en la misma dirección.* Esta definición se puede extender al campo de radiación en cualquier punto del espacio. Entonces, en lugar del término "brillo", a veces se emplea la expresión "intensidad".

En el elemento de la superficie luminosa Σ (fig. 85) irradia el flujo Φ en el interior del cono K con ángulo sólido Ω, cuyo eje L forma un ángulo φ con la normal n a Σ, entonces este mismo flujo pasará también a través de la superficie $\sigma = \Sigma \cos\varphi$, perpendicular al rayo visual, y el brillo será

$$B = \frac{\Phi}{\Omega\Sigma\cos\varphi}. \tag{7.4}$$

Existe una relación importante entre la iluminación, creada por cierta superficie luminosa en el lugar dado, sus dimensiones y el brillo. Supongamos que observamos el objeto Σ, que se encuentra a una distancia r y se proyecta sobre la esfera celeste en la superficie σ (fig. 86). Sea su brillo igual a B Según la definición del brillo esto significa que el flujo luminoso en el interior del cono con ángulo sólido $\Omega = 1$, creado por la superficie unitaria σ en dirección de la normal, numéricamente es igual a B. El flujo Φ de todo el objeto en el interior del mismo cono se obtiene multiplicando el brillo B por el área de la proyección σ es decir, $\Phi = B\sigma$. En el lugar de observación todo este flujo $B\sigma$ se distribuirá por la superficie $S = \Omega r^2$,

---

[1] 1 erg/(cm^2·s·cm) = 1 erg/(cm^3 s), 1 erg/(cm^2·s·Hz) = 1 erg/(cm^2·s·s^{-1}) = 1 erg/cm^2.

y puesto que el ángulo sólido $\Omega = 1$ estereorradián, entonces $S = r^2$. Por esto la iluminación observada es

$$E = \frac{B\sigma}{S} = \frac{B\sigma}{r^2} \tag{7.5}$$

Pero $\sigma/r^2 = \omega$, es decir, al ángulo sólido, bajo el que el objeto se ve en el cielo. Por esto

$$E = B\omega \tag{7.6}$$

De ahí que la *iluminación máxima originada por cierto objeto en el lugar de observación, es igual al brillo medio de éste multiplicado por el ángulo sólido bajo el cual el objeto se ve en el cielo.* Esta deducción da un método simple de determinación del brillo de los objetos extendidos con ayuda del

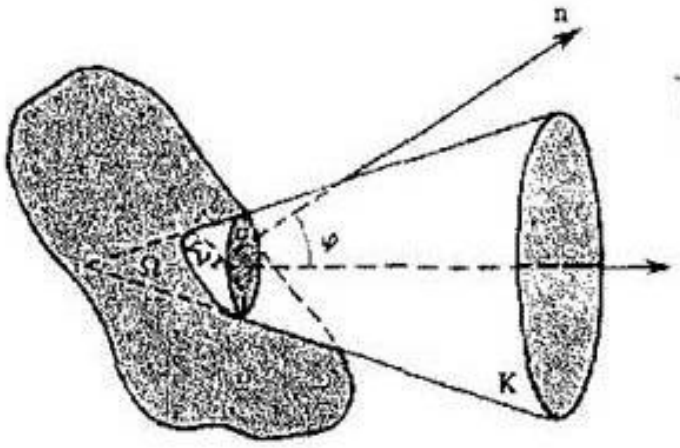


Fig. 85. Brillo de una superficie radiante.

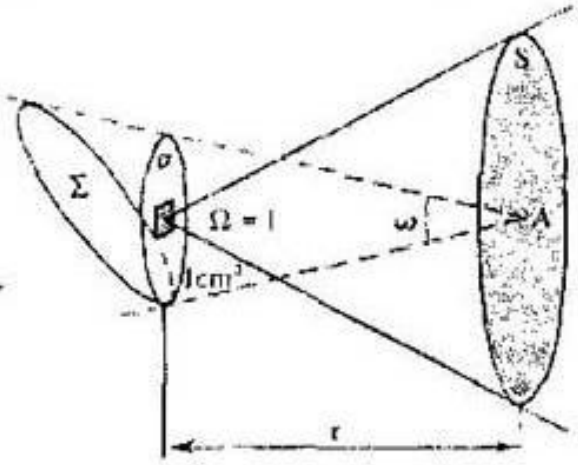


Fig. 86. Iluminación creada por un cuerpo radiante.

telescopio y de un receptor de radiación, instalado en el foco del primero, ya que el ángulo sólido ω es igual a la superficie s de la imagen del objeto obtenida en el plano focal del telescopio, dividida por el cuadro de su distancia focal F (es decir, $\omega = s/F^2$), mientras que la iluminación E se mide por el flujo de radiación, que pasó a través del objetivo, dividido por el área del orificio del telescopio.

Muchos astros (por ejemplo, las estrellas) están tan lejos de nosotros que, incluso en los instrumentos más grandes, es imposible determinar sus dimensiones angulares. Semejantes objetos se denominan *puntiformes*. Hasta que no se han determinado sus dimensiones angulares con cualquier método especial, la iluminación que éstos originan en la Tierra es para nosotros la única magnitud que caracteriza la potencia de su radiación.

Para los objetos puntiformes, por ejemplo, estrellas, cuyas dimensiones angulares no se logran medir directamente, tampoco se puede determinar su brillo. Solamente se puede observar el flujo de su irradiación o la iluminación creada por ellos. En la astronomía esta iluminación se mide habitualmente en una escala logarítmica especial: en *magnitudes estelares*

(¡este término no caracteriza de ninguna manera las dimensiones de las estrellas!). Como intervalo de 1 magnitud estelar (se escribe 1^m) se toma la relación de las iluminaciones igual a 2,512 ... veces. Este número ha sido elegido por comodidad, de tal manera que su logaritmo decimal sea exactamente igual a 0,4 y que el intervalo de 5^m corresponda a la relación de 100 veces. Se acordó que las estrellas cuya iluminación es menor tienen mayor magnitud estelar. Así pues, la iluminación de los objetos ... -3^m, -2^m, -1^m, -0^m, 1^m, 2^m, 3^m, ... forman una progresión geométrica infinitamente decreciente cuya razón exponencial es de 2,512.

Semejante escala de magnitudes estelares es parecida al sistema fotométrico, introducido, por Hiparco de Nicea (siglo II a. n. e.), que dividió todas las estrellas observadas a simple vista en 6 clases, atribuyendo a la primera clase las más "brillantes" de ellas y a la última clase las más débiles.

Por lo tanto, se denomina *magnitud estelar al logaritmo, tomado con signo negativo, de base 2,512 de la iluminación, originada por el objeto dado en la superficie perpendicular a los rayos*. De la definición se deduce que para dos estrellas, que originan iluminación es E_1 y E_2, la diferencia de las correspondientes magnitudes estelares $m_1 - m_2$ satisface las relaciones

$$m_1 - m_2 = -\log_{2,512}\frac{E_1}{E_2} \quad \text{y} \quad \frac{E_1}{E_2} = 2{,}512^{-(m_1 - m_2)}, \tag{7.7}$$

y en logaritmos decimales

$$\log\frac{E_1}{E_2} = -0{,}4(m_1 - m_2) \quad \text{y} \quad m_1 - m_2 = -2{,}5\log\frac{E_1}{E_2}. \tag{7.8}$$

El valor $m_2 = 0$ se obtendrá si se toma por unidad la iluminación de la segunda estrella. Generalmente el punto cero de las magnitudes estelares se toma, convencionalmente, por el conjunto de estrellas cuyas intensidades iluminaciones han sido medidas minuciosamente con distintos métodos. La estrella 0^m crea en el límite de la atmósfera terrestre una iluminación de $2{,}54 \cdot 10^{-6}$ lux, es decir, como una candela (cd) desde una distancia de 600 m. Como regla en la astronomía se prefiere operar con unidades energéticas. Para pasar a ellas es útil recordar que la estrella 0^m crea en todo el espectro visible un flujo de cerca de 10^6 cuantos/(cm^2 · s) ó 10^3 cuantos/(cm^2 · s, Å) en la zona de los rayos verdes.

Puesto que la magnitud estelar caracteriza el flujo que se mide de radiación, su definición puede ser ampliada para los objetos extendidos. Así, por ejemplo, midiendo las iluminaciones creadas por el Sol, por la Luna llena, por los planetas, etc., se pueden hallar las magnitudes estelares que les corresponden. En la tabla 2 se exponen las magnitudes estelares de una serie de astros.

De la definición de la escala de magnitudes estelares es evidente que ésta puede ser utilizada tanto para la radiación total como para cualquier otra zona espectral determinada.

Tabla 2

Características fotométricas de algunos objetos

Objeto	Magnitud estelar	Ángulo sólido (en estereorradiantes)
Sol	$-26^m,8$	$6,7 \cdot 10^{-5}$
Luna (en plenilunio)	$-12,7$	$6,6 \cdot 10^{-5}$
Mercurio (en su elongación máxima)	$-0,2$	$1,4 \cdot 10^{-9}$
Venus (en su elongación máxima)	$-4,1$	$2,5 \cdot 10^{-8}$
Marte	$-1,9$	$3,8 \cdot 10^{-9}$
Júpiter (en oposición)	$-2,4$	$3,4 \cdot 10^{-8}$
Saturno (en oposición)	$+0,8$	$5,7 \cdot 10^{-9}$
Urano (en oposición)	$+5,8$	$2,7 \cdot 10^{-10}$
Neptuno (en oposición)	$+7,6$	$9,8 \cdot 10^{-11}$
Plutón	$+14,7$	$3 \cdot 10^{-12}$
1 cuadrante gradual del cielo nocturno despejado sin Luna (en el cenit)	$+3,5$	$3 \cdot 10^{-4}$

La magnitud estelar obtenida en virtud de la determinación de la energía total, irradiada en todo el espectro, se denomina magnitud *bolométrica*. A diferencia de ésta, los resultados de las mediciones visuales, fotográficas y fotoeléctricas del flujo de radiación permiten establecer, respectivamente, *sistemas visuales, fotográficos, fotoeléctricos de magnitudes estelares* etc.

Para finalizar este párrafo haremos una advertencia importante. Las observaciones a ojo (visuales) de los objetos puntiformes, es decir, de los objetos no resolubles con la vista, dan prácticamente una noción respecto a la intensidad de iluminación del objeto. Sucede esto porque las imágenes de las estrellas, que se obtienen en la retina del ojo, tienen una misma dimensión, que corresponde al Poder resolutivo del ojo. Para los objetos extendidos el asunto es otro. La iluminación de la pupila del ojo con diámetro σ se determina por la fórmula (7.5), así que a través de la pupila pasa el flujo $B\omega\sigma$. La superficie de la imagen del objeto en la retina, evidentemente, es $\omega\rho^2$, donde ρ es la distancia focal del cristalino. Por esto, la iluminación de la retina, que determina la sensación de luz, es

$$E_n = B\omega\frac{\sigma}{\omega\rho^2} = B\frac{\sigma}{\rho^2},$$

es decir, es proporcional al cuadrado del orificio del ojo y al brillo del objeto. De tal modo el ojo, prácticamente, percibe el brillo del objeto extendido. De aquí es evidente que esta sensación no depende de la distancia al objeto.

§ 104. *Algunas nociones sobre física molecular*

Gas perfecto. La mayoría de los objetos astronómicos constan de un gas, que se puede considerar perfecto, siendo así justa la ecuación fundamental de estado

$$p = \frac{\rho R T}{\mu}. \tag{7.9}$$

En esta fórmula p es la presión interna del gas; ρ, su densidad; μ, la masa molecular relativa, y T la temperatura absoluta del gas, expresada en grados Kelvin[1]. $R = 8{,}31$ J/(mol · K) es la constante universal de los gases.

Como es sabido, las moléculas de las que consta la sustancia, se encuentran en movimiento térmico desordenado. Si la molécula de masa m, se mueve a la velocidad v, su energía cinética será

$$\varepsilon = \frac{mv^2}{2}. \tag{7.10}$$

La energía calorífica de un cuerpo se compone de la energía cinética de todas sus moléculas. Debido a las frecuentes colisiones, las velocidades, y junto con ellas también la energía cinética de los movimientos térmicos de las moléculas, varían constantemente. No obstante, se puede hablar de la magnitud de energía térmica que, por término medio, corresponde a una partícula en cada momento dado. *La magnitud que caracteriza el estado calorífico de un cuerpo, y que es proporcional a la energía cinética media correspondiente a una partícula*, se denomina *temperatura*. Si se mide la temperatura en grados Kelvin y la energía en el sistema SI (J), entonces la energía media que corresponde a una molécula de gas es

$$\varepsilon_0 = \frac{3}{2} kT \tag{7.11}$$

Aquí $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ J/K es la constante de Boltzmann. Esta representa en sí la constante universal R, de los gases, pero calculada para una molécula, y no para 1 molécula-gramo (mol), es decir

$$k = \frac{m}{\mu} R. \tag{7.12}$$

La magnitud k tiene un sentido físico muy importante. Nosotros no podemos decir cuantas moléculas de gas en el momento dado tienen un valor determinado de energía, pues ello depende de sus colisiones eventuales. Sin embargo, podemos decir cúal es la probabilidad de que su energía se

---

[1] En 1967 se introdujo la nueva unidad de temperatura termodinámica 1 K (Kelvin), igual a 1/273,16 de la temperatura termodinámica del punto triple del agua. El grado Celsio tiene esta misma magnitud, pero el punto cero de la escala práctica Internacional de 1968 es de 273,15 K

aproxima a cierto valor. Resulta ser que k es la energía más probable de una molécula calculada para 1 K. Por consiguiente, para la temperatura T, la mayoría de moléculas de gas deben tener una energía que se aproxima a la magnitud kT. Si esta energía es de 1 eV entonces la temperatura del gas será

$$T_{1\ eV} \approx 11\,600\ \text{K}.$$

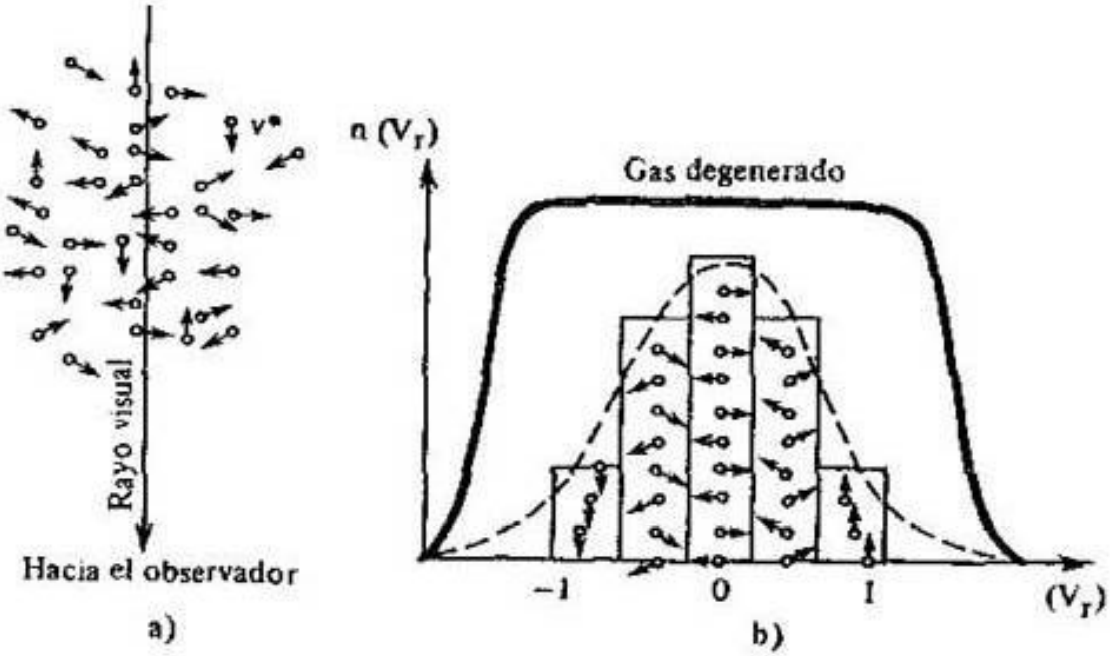


Fig. 87. Distribución de las partículas de un gas según las velocidades:
a) vectores de movimientos desordenados; *b)* cantidad relativa de partículas con distintas velocidades radiales.

El número de moléculas que se encuentran en cierto volumen de gas, y que tienen energía de kT hacia uno u otro lado en más de 2 veces, es inferior a la mitad de su conjunto. En general, el número de partículas que tienen energía en los límites de ε hasta $\varepsilon + \Delta\varepsilon$ disminuye rápidamente a medida que aumenta la magnitud absoluta de la diferencia $|kT - \varepsilon|$. Sucede lo mismo si, en lugar de la energía de las partículas, se examinan las velocidades de éstas. Sin embargo, en este caso se debe tener en cuenta que los movimientos de las partículas también se diferencian por su dirección.

Examinemos una molécula que tiene un valor máximo posible de energía cinética kT. Esta molécula deberá moverse a la velocidad más probable, que por su magnitud absoluta es igual a

$$v^* = \sqrt{\frac{2kT}{m}}. \tag{7.14}$$

Supongamos que, por término medio, todas las moléculas se mueven a velocidades que por su magnitud son iguales a v^*. Entonces, puesto que sus movimientos son caóticos, los vectores de las velocidades de las distintas moléculas deben tener direcciones muy distintas, (fig. 87, *a*). En particular,

respecto al observador que mira al gas desde una posición una mitad del número total de moléculas debe acercarse a él en el momento dado, mientras que la otra mitad debe alejarse. Una parte considerable de moléculas debe moverse en planos cercanos al plano perpendicular al rayo visual. Estas moléculas casi no tienen una componente de la velocidad a lo largo del rayo visual, y su cantidad es considerablemente superior al número de moléculas que se mueven a lo largo del rayo visual (fig. 87, *b*). Si tomamos ahora en consideración que las velocidades de las moléculas no sólo son distintas por sus direcciones, sino también por sus magnitudes, resulta ser que el número de partículas en las que la componente de la velocidad a lo largo del rayo visual está comprendida en los límites desde v_r hasta $v_r + dv_r$, es proporcional a la función exponencial $e^{-\frac{(v_r)^2}{v^*}}$, así que

$$n(v_r)dv_r = \frac{n}{v^*\sqrt{\pi}} e^{-(v_r/v^*)^2} dv_r, \tag{7.15}$$

donde $e = 2{,}718\ldots$ es la base de los logaritmos naturales (neperianos), y n es el número total de moléculas en 1 cm^3. Esta es la ley de Maxwell de la distribución.

Para la solución aproximada de muchos problemas astronómicos se puede partir de la hipótesis de que todas las partículas tienen energías idénticas iguales a $\frac{3}{2}kT$, y que por término medio se mueven a velocidades que, por su magnitud, son iguales a las velocidades más probables v^*, que se determinan por la relación (7.14). Estas se aproximan mucho a la velocidad media cuadrática

$$\sqrt{v^2} = \sqrt{\frac{3}{m}kT} = 1{,}22\, v^*, \tag{7.16}$$

que tiene una molécula con la energía de todas las partículas, cuyo valor es

$$\varepsilon_0 = \frac{3}{2}kT$$

Gas degenerado. Al aumentar en el gas perfecto el número de partículas la distribución de éstas según sus velocidades conserva la forma de la curva intermitente expuesta en la fig. 87, *b*. Solamente crece la superficie limitada por esta curva: es proporcional el número total de partículas. Sin embargo, cuando la cantidad de partículas en el intervalo dado resulta ser demasiado grande rige una limitación, impuesta por las leyes de la mecánica cuántica, denominada *degeneración*. Ello está ligado al hecho de que los impulsos de las partículas pueden adquirir solamente valores discretos, y que no puede haber partículas demasiado cercanas con impulsos iguales (principio de Pauli). Por esto, comenzando desde ciertos valores de la densidad (cuando $T = 10^7$ la densidad es de 10^3 g/cm^3), el aumento ulterior de ésta tiene lugar

a cuenta de la reposición de la zona de partículas más rápidas. En la degeneración completa la distribución se hace plana (curva llena en la fig. 87, *b*). De tal manera el impulso total de la unidad de volumen (es decir, la presión) deja de depender de la temperatura y es condicionada solamente por la concentración de las partículas (es decir, por la densidad). La velocidad de las partículas, por consiguiente, crece también con la densidad. En la estadística cuántica, para la ecuación de estado del gas degenerado, en lugar de la fórmula (7.9) se obtiene la dependencia $P \sim \rho^{5/3}$.

Concepto de procesos elementales. En la astrofísica tiene un valor especial el análisis de los llamados procesos elementales, vinculados a la variación de la energía de los átomos, que permite establecer la dependencia entre la energía térmica del gas y su radiación. Ante todo es importante saber con qué frecuencia chocan entre sí las partículas de gas. Primeramente examinaremos un caso sencillo: se mueve una molécula grande, que tiene el aspecto de una bolita con sección transversal σ, y se puede considerar que todas las moléculas restantes son puntos inmóviles. Sea así que la interacción sucede cada vez cuando en el trayecto de la molécula grande se encuentra alguna otra. Entonces la primera solamente puede moverse sin chocar hasta el momento en que recorra el volumen libre que corresponde a una partícula. Si la concentración de moléculas es de n partículas /cm^3, entonces a cada una de ellas, por término medio, le corresponde un volumen del espacio igual $\frac{1}{n}$ cm^3. La partícula con sección trasversal σ, al desplazarse a la velocidad v^*, recorrerá este volumen espacial en el tiempo

$$t = \left(\frac{1}{n}\right) / v^* \sigma = 1/nv^* \sigma \tag{7.17}$$

Esto da el intervalo medio de tiempo entre dos colisiones sucesivas. La magnitud inversa indica la cantidad de colisiones que, por término medio, suceden en 1 s, y se denomina *frecuencia de las colisiones*

$$N = nv^* \sigma. \tag{7.18}$$

El trayecto recorrido por la partícula entre las colisiones consecutivas se llama longitud de recorrido libre, que, a su vez, es igual a

$$\Lambda = v^* \cdot t = \frac{1}{n\sigma}. \tag{7.19}$$

Puesto que las partículas restantes, por término medio, tienen también diámetros σ, y el área es proporcional al cuadrado del radio, en las fórmulas deducidas, en lugar de σ, hay que poner una magnitud 4 veces mayor. Además, si se tienen en cuenta los movimientos de todas las partículas, cuando éstas son iguales, se logra otro aumento más de $\sqrt{2}$ veces.

No obstante, no vamos a introducir estas precisiones en las fórmulas obtenidas más arriba, pues es mucho más importante el hecho de que para las micropartículas (átomos, iones, electrones libres), en general, carece de

sentido la noción de dimensiones geométricas. Por esto, las fórmulas (7.17)–(7.19) solamente tienen sentido en caso de que por magnitud σ se comprenda únicamente cierto parámetro que caracterice la posibilidad de que suceda el acercamiento de las partículas que se examinan, con el que concluirá el fenómeno dado. Semejante fenómeno puede ser, por ejemplo, una colisión elástica con simple redistribución de la energía cinética, o una colisión durante la cual tenga lugar una variación de la energía interna de la molécula o del átomo de forma determinada, etc. Como vemos este parámetro tiene dimensionalidad de área y, por esto, se denomina *sección eficaz*. Dicho parámetro demuestra que en el proceso dado la partícula que se estudia se comporta, como si tuviera una sección geométrica σ, y como si las partículas con las que ella interacciona fuesen puntos inmóviles.

Así, por ejemplo, para la colisión de las moléculas en el aire en condiciones normales, la sección efectiva es aproximadamente de 10^{-14} cm^2. Los electrones libres en el gas, a temperaturas elevadas, al chocar con los átomos neutrales, pueden arrancar de éstos electrones (ionizar). La sección efectiva de este proceso a la temperatura de 10 000 K es para el hidrógeno del orden 10^{-16} cm^2. El electrón libre, al encontrar un átomo, ionizado, puede ser captado por éste y regresar al sitio anterior (*recombinación*). Con valores iguales de la temperatura la sección efectiva para este proceso es del orden de 10^{-21} cm^2.

Para hacer uso de las fórmulas (7.17)–(7.19) es necesario previamente, por la fórmula (7.14), calcular la velocidad v^* más probable que tiene la partícula que se examina a la temperatura dada. Las moléculas del aire se mueven a una velocidad media de 400 m/s, y los átomos de hidrógeno, a una temperatura de 10 000 K, con velocidad de unos 10 km/s. La energía media de las partículas es igual. Por esto, los electrones libres más ligeros se mueven 37 veces más rápidamente que los átomos de hidrógeno.

En condiciones normales en el aire son muy frecuentes las colisiones (cerca de diez mil millones por segundo), y la longitud del recorrido libre es de centésimas partes de micra. Sin embargo, en ciertas condiciones cósmicas como, por ejemplo, en las capas exteriores de las atmósferas de las estrellas, la longitud del recorrido libre es considerablemente mayor y puede alcanzar centímetros, y en las nebulosas el gas está tan rarificado que las colisiones de las partículas pueden suceder en decenas y centenas de años. Durante este tiempo las partículas tienen tiempo de realizar recorridos enormes de decenas de unidades astronómicas.

§ 105. *Debilitamiento de la luz al pasar a través de una sustancia*

Las propiedades absorbentes del ambiente se caracterizan por el *espesor óptico* τ, que es el logaritmo natural de la relación entre el flujo luminoso antes de pasar a través de la capa que se examina y el flujo luminoso después de atravesar ésta:

$$\tau = \ln \frac{\Phi_0}{\Phi}. \tag{7.20}$$

(El logaritmo decimal de esta misma relacion, es decir, $\log \Phi_0/\Phi$, se denomina *densidad óptica*). De esta definición se deduce que, después de pasar la capa de espesor óptico τ, el flujo luminoso y asimismo la intensidad I disminuyen en e^{τ} veces, es decir,

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\tau} \tag{7.21}$$

$$I = I_0 e^{-\tau}, \tag{7.22}$$

donde $e = 2{,}718\ldots$ es la base de los logaritmos naturales. En particular, si se mide el debilitamiento de la luz en magnitudes estelares, entonces, comparando las expresiones (7.8) y (7.20), obtenemos dicho debilitamiento en magnitudes estelares; Δm resulta

$$\Delta m = 1{,}08\tau. \tag{7.23}$$

El espesor óptico de varias capas paralelas es igual a la suma de los espesores ópticos de éstas. Efectivamente, si se trata, por ejemplo, de dos capas paralelas con espesores ópticos τ_1 y τ_2, dejando la primera de ellas pasar el flujo Φ_1 del flujo total Φ_0 y la segunda el flujo Φ_2, como parte del flujo Φ_1, entonces, de acuerdo a la definición

$$\tau_1 = \ln \frac{\Phi_0}{\Phi_1} \qquad \text{y} \qquad \tau_2 = \ln \frac{\Phi_1}{\Phi_2}.$$

Como resultado del paso consecutivo a través de ambas capas el flujo Φ_0 disminuye hasta la magnitud Φ_2, así que el espesor óptico total de ambas capas es igual a

$$\tau = \ln \frac{\Phi_0}{\Phi_2} = \ln \frac{\Phi_0}{\Phi_1} + \ln \frac{\Phi_1}{\Phi_2} = \tau_1 + \tau_2. \tag{7.24}$$

También se puede demostrar fácilmente lo mismo para varias capas. De aquí se deduce, como caso particular, que para un medio homogéneo que, evidentemente, se puede dividir en multitud de capas iguales, el espesor óptico es proporcional al espesor geométrico.

Como se ve de la fórmula (7.22) la luz, al pasar a través de una capa con espesor óptico $\tau = 1$, se debilita en $e = 2{,}718$ veces. Cuando τ es considerablemente mayor de 1 la capa se hace fuertemente opaca (ópticamente gruesa). Así, por ejemplo, la capa con $\tau = 3$ solamente deja pasar el 5% de la luz que incide sobre ella.

La capa cuyo espesor óptico $\tau < 1$ se denomina ópticamente fina. Desarrollando en serie el segundo miembro de la fórmula (7.22) obtenemos para las τ pequeñas

$$I = I_0(1 - \tau), \tag{7.25}$$

de donde se deduce que el espesor óptico de una capa fina es igual a la disminución relativa de la intensidad de radiación que pasa a través de ella, es decir,

$$\tau = \frac{I_0 - I}{I_0} = \frac{\Delta I}{I_0}. \tag{7.26}$$

Por otro lado, la parte de energía absorbida $\Delta I/I_0$ es proporcional a la masa q, que corresponde a 1 cm^2 de superficie de la capa absorbente. Si el espesor óptico τ corresponde al geométrico l entonces

$$\tau = \frac{\Delta I}{I_0} = \varkappa q = \varkappa \rho l, \tag{7.27}$$

donde $\varkappa$ es el coeficiente de absorción, calculado para 1 g de sustancia, y ρ es la densidad. El coeficiente de absorción puede ser considerado como el espesor óptico de una capa de sustancia a cada centímetro cuadrado de cuya superficie le corresponde la masa de 1 g. Efectivamente,

$$\varkappa = \frac{\tau}{q} \tag{7.28}$$

Advertiremos que la expresión

$$\tau = \varkappa \rho l \tag{7.29}$$

se considera frecuentemente como la definición del espesor óptico.

De la fórmula (7.20) se deduce que el espesor óptico es una magnitud adimensional. Por consiguiente, el coeficiente de absorción $\varkappa$ en la fórmula (7.29) tiene la dimensión cm^2/g. Con el fin de aclarar el sentido físico de este resultado admitiremos como unidad de masa la de una partícula (o de un átomo) de sustancia absorbedora. Entonces, numéricamente la masa q es igual a la cantidad de átomos en la columna de sustancia con sección de 1 cm^2 y longitud l. Si designamos por n cm^{-3} el número de partículas en 1 cm^3 (concentración) entonces

$$q = n \cdot l$$

y

$$\tau = \varkappa_a n l, \tag{7.30}$$

donde $\varkappa_a$ es el coeficiente de absorción calculado para un átomo.

Como se ve de esta fórmula el coeficiente de absorción, calculado para una partícula, tiene dimensión de área. Si se pudiese considerar la acción absorbedora del átomo como el apantallamiento geométrico de la radiación pasante entonces $\varkappa_a$ sería la superficie de una pantallita, cuya acción es equivalente a la absorción de la radiación de una partícula. Tomemos ahora una capa de sustancia de un espesor l tal, que $\tau = 1$. Entonces el área de todas las "pantallitas", que se proyectan sobre cada centímetro cuadrado de la superficie de esta capa, será igual a 1 cm^2. Supongamos que semejante

absorción está provocada por el efecto de blindaje de las partículas (por ejemplo, granos de polvo) con área de sección transversal de 10^{-8} cm^2. Entonces obtenemos inmediatamente que en la columna con sección de 1 cm^2 en el rayo visual se encuentran 10^8 granos de polvo. Si es que, además, se conoce el espesor geométrico de la capa absorbente entonces se puede hallar la concentración n de partículas en 1 cm^3.

Esta noción es análoga al concepto de sección efectiva, expuesto en el § 104. Dicha noción también puede ser utilizada para hallar la cantidad de átomos absorbentes. Sin embargo, se debe tener en cuenta que en este caso la analogía con las "pantallitas" está privada de sentido físico, pues las propiedades absorbentes de los átomos quedan determinadas por la energía interna de éstos. Para comparar señalaremos que el coeficiente de absorción $\varkappa_a$, por ejemplo, del átomo de hidrógeno que se encuentra en estado fundamental en las condiciones de la atmósfera de una estrella, es aproximadamente de 10^{-13} cm^2 y, además, esta absorción sucede en una faja estrecha del espectro, denominada raya espectral. En el espectro continuo la absorción es inferior en 4 órdenes.

§ 106. *Propiedades de la radiación y fundamentos del análisis espectral*

El análisis de la radiación es el método astrofísico más importante; con su ayuda se ha obtenido la mayor parte de nuestros conocimientos respecto a los objetos cósmicos.

Radiación térmica. Todo cuerpo, incluso si está poco calentado, irradia ondas electromagnéticas (radiación térmica). Sin embargo, a bajas temperaturas que no excedan de 1000 K, se irradian fundamentalmente rayos infrarrojos y ondas radioeléctricas. A medida que sucede un calentamiento ulterior el espectro de radiación térmica varía; en primer lugar, aumenta la cantidad total de energía emitida y, en segundo lugar, aparecen rayos de longitud de onda cada vez menor: visibles (desde rojos hasta violetas), ultravioletas, rayos X, etc.

Para cada valor dado de la temperatura el cuerpo caliente irradia más intensamente en cierta banda del espectro, que determina el color visible del objeto. Así, por ejemplo, a la temperatura de 2000 K, como regla, se irradian más intensamente los rayos rojos, a 6000 K los rayos amarillos-verdes, y a temperaturas más elevadas (10 000–20 000 K), los rayos azul claro, azules y violeta. No obstante, la distribución exacta de la energía y el aspecto concreto del espectro, en el caso general, no dependen solamente de la temperatura, sino también de la composición química y del estado físico del cuerpo luminoso.

Radiación del cuerpo negro. Un caso particular, para el que las leyes de la radiación térmica tienen el aspecto más simple, juega un papel singular. Si un cuerpo radiante se aísla completamente del medio ambiente con paredes de impenetrabilidad térmica ideal, después de que la temperatura sea igual en todas sus partes, dicho cuerpo llegará al estado de equilibrio térmico

(equilibrio termodinámico). En este caso su radiación queda determinada solamente por la temperatura, y se denomina radiación *equilibrada*. De hecho, semejantes condiciones no se cumplen en ningún lugar, ya que no existen aisladores térmicos ideales. Sin embargo, frecuentemente se encuentran condiciones que se aproximan al equilibrio termodinámico, por ejemplo, cuando el cuerpo radiante, digamos, las capas interiores de una estrella, está rodeado de una capa muy opaca de gas: de la atmósfera. El cuerpo que se encuentra en las condiciones de equilibrio termodinámico se denomina *cuerpo negro*: puesto que no puede perder su energía térmica este cuerpo absorbe íntegramente toda clase de radiación.

El poder emisivo de un cuerpo negro se puede calcular por la fórmula de Planck

$$\varepsilon_\nu d\nu = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu \tag{7.31}$$

o

$$\varepsilon_\lambda d\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} d\lambda.$$

El poder emisivo ε_λ se determina de tal manera que el producto $\varepsilon_\lambda d\lambda$ sea igual al flujo irradiado por 1 cm^2 de la superficie del cuerpo en todas las direcciones, en el intervalo del espectro desde λ hasta $\lambda + d\lambda$. Por esto, su dimensionalidad es de $J/(m^2 \cdot s \cdot m) = J/(m^3 \cdot s)$. Si dividimos por π la expresión (7.31) se obtendrá entonces el brillo de la superficie radiante.[1] La distribución de la energía en el espectro del cuerpo negro, descrito por la fórmula de Planck, se expone gráficamente en la fig. 91 (pag. 231) para distintos valores de temperaturas. En esta figura se ve que todas las curvas de Planck tienen un máximo muy característico, que corresponde a la longitud de onda

$$\lambda_{max} = \frac{0{,}290 \text{ cm} \cdot \text{K}}{T}, \tag{7.32}$$

si dicha longitud se expresa en centímetros. Esta *es la ley de Wien de desplazamiento del máximo de radiación: con el aumento de la temperatura el máximo de radiación del cuerpo negro se desplaza a la zona de ondas cortas del espectro.*

A medida que aumenta la temperatura varía no sólo el color de radiación, sino también su potencia. *La potencia de emisión de un cuerpo negro es proporcional a la temperatura elevada a la cuarta potencia (ley de*

[1] Durante el equilibrio termodinámico el brillo es, evidentemente, igual en todas las direcciones.

Stefan–Boltzmann). Cada centímetro cuadrado de la superficie del cuerpo negro irradia en 1 s, en todas direcciones y longitudes de onda, la energía

$$\varepsilon = \sigma T^4, \tag{7.33}$$

donde $\sigma = 5{,}67\ 10^{-8}$ W/(m$^2 \cdot$K^4) *es la constante de Stefan–Boltzmann.* Puesto que ε da el flujo de radiación, ésta tiene la dimensionalidad W/(m$^2 \cdot$s) y, numéricamente, es igual al área limitada por la curva de Planck y el eje de las abscisas.

A ambos lados del máximo la capacidad o poder emisivo, descrito por la fórmula de Planck, disminuye de manera diferente. En la zona de ondas cortas (extremo violeta del espectro) el denominador del segundo factor de la fórmula de Planck es muy grande, y se puede despreciar la unidad. Entonces obtenemos la *fórmula de Wien*.

$$\varepsilon_\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} e^{-\frac{hc}{\lambda kT}}, \tag{7.34}$$

que describe una caída brusca del poder emisivo en el extremo violeta del espectro. En el extremo opuesto del espectro (rayos infrarrojos y ondas radioeléctricas) la caída del poder emisivo con la longitud de onda sucede mucho más lentamente, pues para λ grandes

$$e^{\frac{hc}{\lambda kT}} \approx 1 + \frac{hc}{\lambda kT},$$

y la fórmula de Planck pasa a ser la *fórmula de Rayleigh–Jeans*

$$\varepsilon_\lambda = \frac{2\pi c}{\lambda^4} kT \tag{7.35}$$

De esa manera, *en la zona de ondas largas del espectro el poder emisivo es proporcional a la temperatura.* Esta fórmula se emplea en la radioastronomía para caracterizar la radioemisión cósmica. La proporcionalidad entre el flujo de radiación y la temperatura permite expresar la intensidad que se observa de la radioemisión mediante la temperatura de un cuerpo negro que tenga igual capacidad radiante.

La parte de radiación absorbida por el cuerpo dado en cierta faja del espectro se denomina *poder absorbente* (o *coeficiente de absorción*), y se designa por $\varkappa_\lambda$. Por definición, el poder absorbente del cuerpo negro $\varkappa_\lambda = 1$. Por esto, para el cuerpo negro, la relación entre los poderes emisivo y absorbente es igual a la función de Planck. Esta es la *ley de Kirchhoff*, bien conocida: *para la radiación con longitud dada de onda, la relación entre* los poderes emisivo y absorbente del cuerpo negro depende solamente de la temperatura.

Procesos elementales de radiación y absorción. Los gases enrarecidos (por ejemplo, las nebulosas difusas o amorfas, que se encuentran frecuentemente en la Vía Láctea) dan *espectros de líneas*, en los que la radiación está concentrada en fajas estrechas: rayas espectrales brillantes,

que se caracterizan por tener valores determinados de longitud de onda. La disposición y cantidad de las rayas espectrales en las distintas partes del espectro depende de la composición química del gas radiante, como también de su temperatura y densidad.

Toda raya espectral es irradiada por el átomo de un elemento químico determinado, que dispone de una reserva concreta de energía interna. Este átomo se denomina *excitado*. La energía de excitación, los átomos la obtienen tanto a cuenta de la radiación, que son capaces de absorber, como de la energía cinética de las partículas, con las que chocan constantemente. El átomo de todo elemento químico tiene un conjunto infinito de valores estrictos determinados (discretos) de energía interna, que solamente son característicos para el género dado de átomos. Estos valores discretos de la energía potencial interna se denominan *niveles energéticos*. Como regla, el átomo se encuentra en estado de excitación solamente en el transcurso de centésimas partes de microsegundo, después de lo cual espontáneamente pasa a un estado de menor energía, irradiando toda o una parte de la energía potencial en forma de cuanto de radiación electromagnética. La energía de este cuanto es igual a la diferencia de las energías de los estados inicial y final. Debido a la discontinuidad de estos últimos, durante las transiciones entre determinados niveles energéticos, siempre se irradian cuantos en unas mismas rayas espectrales.

Así pues, el surgimiento de espectros de líneas está vinculado con la energía interna de los átomos, que varía incesantemente, ya que éstos ora absorben, ora irradian de nuevo energía.

La variación de la energía interna del átomo está ligada a la existencia en él de uno o varios electrones. Por esto, convencionalmente, a veces dicen que el electrón en el átomo, durante la radiación o absorción, "pasa" de un nivel energético a otro. Aunque esta expresión no es totalmente exacta (solamente se puede hablar de la energía de todo el sistema del átomo y de los electrones ligados a él) se justifica por el hecho de que, para cierto valor crítico de la energía interna, el electrón se desprende del átomo y comienza a moverse como una partícula libre. Este proceso se denomina *ionización*, y el valor crítico de la energía se llama *energía de ionización*. Al igual que la excitación, la ionización está provocada por un choque con cualquier partícula rápida, o bien por la absorción de un cuanto suficientemente potente de luz (por ejemplo, de rayos ultravioletas). Si la energía de la partícula ionizante o del cuanto sobrepasa la energía de ionización, entonces el electrón desprendido recibe además el resto de esta energía en forma de energía cinética de su movimiento libre. Ello es la causa, por ejemplo, de que las estrellas calientes, que irradian muchos cuantos ultravioletas, calienten el gas a su alrededor: cada cuanto potente, absorbido por un átomo neutro, no sólo ioniza a éste, sino que además comunica al electrón gran velocidad; al chocar con otras partículas libres los electrones desprendidos les comunican a éstas una parte de su energía cinética, calentando con ello el gas.

En el gas ionizado parcialmente (plasma), además de los fotones (es decir, radiaciones), existen por lo menos partículas de tres tipos: átomos neutrales,

iones y electrones libres. Toda la diversidad de los procesos atómicos elementales, que frecuentemente van acompañados de absorciones y radiaciones de cuantos, se reducen a la interacción entre estas partículas, en la que también participa la radiación. Los choques de los electrones con los átomos neutrales pueden provocar, además de la ionización, el aumento de su energía interna (*excitación*) o su disminución, que no va acompañada de radiación (*desactivación*)[1]. La radiación también puede producir el aumento de la energía del átomo (excitación por la luz, es decir, *fotoexcitación* o *fotoionización*), o su disminución, como por ejemplo durante la *radiación forzada*, cuando el átomo se libra de su energía bajo el influjo de un cuanto de luz, que "pasa volando" a su lado.

Al encontrarse con un ion, el electrón puede regresar a "su sitio" en estado de ligazón con el átomo, desprendiendo con esto un cuanto de energía igual a la suma de su energía cinética y de la energía de ionización. Como resultado de semejante *recombinación* surge otro tipo importante de radiación, que tiene un *espectro continuo*. A diferencia del de líneas, en el espectro continuo la intensidad varía suavemente dentro de los límites de una amplia zona.

Los electrones lentos, cuya velocidad se aproxima a cero, al recombinar forman cuantos con energía aproximada a la energía de ionización. Todos los electrones restantes, que tienen mayores velocidades, dan una radiación de onda más corta. Por esto la radiación continua, que se origina durante la recombinación de los electrones libres en cada nivel energético dado del átomo, tiene un límite brusco desde el extremo rojo del espectro. En la zona de ondas cortas esta radiación se debilita gradualmente. Ello está ligado al hecho de que los cuantos más potentes surgen durante las recombinaciones de los electrones más rápidos, cuya cantidad para la temperatura dada del gas, como vimos, decrece exponencialmente.

El espectro continuo, en forma de fondo débil, se observa en los espectros de las nebulosas más densas y brillantes, en las que la masa total del gas luminoso es grande.

Radiación de los cuerpos reales. La ley de Planck describe solamente la radiación del cuerpo negro. La radiación de los cuerpos reales se diferencia de la de Planck, en algunos casos muy considerablemente. Esta diferencia se manifiesta sobre todo en la radiación de los gases rarificados transparentes de las nebulosas difusas ya mencionadas. Estas tienen un espectro lineal de emisión, compuesto de rayas brillantes de radiación. Evidentemente, mientras que la capa radiante de gas sea transparente, el brillo de las rayas será proporcional a la cantidad de sustancia en el rayo visual ρl. Designando el brillo por I (intensidad) y el coeficiente de radiación por ε, obtenemos

$$I = \varepsilon \rho l, \tag{7.36}$$

---

[1] En este caso la energía de excitación se convierte en energía cinética de las partículas que chocan, es decir, en calor.

Teniendo en cuenta la expresión determinante (7.29) obtenemos que la radiación de una capa ópticamente fina es proporcional a su espesor óptico:

$$I = \frac{\varepsilon}{\varkappa}\,\tau. \tag{7.37}$$

Si las capas de gas más cercanas al observador absorben considerablemente la radiación de las zonas alejadas esta proporcionalidad se quebranta, y entonces se dice que surge la *autoabsorción*. Para el caso cuando la relación $\varepsilon/\varkappa$ es la misma para todo el gas radiante, resulta ser que la radiación saliente, teniendo en cuenta la autoabsorción, es[1)]

$$I = \frac{\varepsilon}{\varkappa}(1 - e^{-\tau}) \tag{7.38}$$

Advertiremos que la fórmula (7.37) es un caso particular de la fórmula (7.38) para τ muy pequeñas. Cuando las profundidades ópticas son muy grandes la expresión (7.38) tiende hacia su valor límite $\varepsilon/\varkappa$. Si recordamos que cuanto más opaco es el gas tanto más se aproxima éste al estado de equilibrio termodinámico, donde es justa la ley de Kirchhoff y la relación $\varepsilon/\varkappa$ es igual a la función de Planck, entonces se obtiene una deducción muy importante: *cuanto más opaco es el gas en la zona dada del espectro, tanto más se aproxima su radiación en la correspondiente longitud de onda al valor determinado por la función de Planck para cierta temperatura.* Cual es la aproximación de este valor a la temperatura real de la sustancia, se examinará en el § 108.

Ahora veamos como debe variar el espectro de una nebulosa si se aumenta continuamente la densidad de su sustancia. Las rayas de radiación de las nebulosas más brillantes que se observan se ven en el fondo de un débil espectro continuo, hecho que muestra el papel amplificador de las recombinaciones. A medida que crece ulteriormente el espesor óptico aumenta también la intensidad del espectro continuo, mientras que el brillo de las rayas, como consecuencia de la autoabsorción, casi no varía. Las rayas de emisión a distinguirse cada vez menos y menos ostensiblemente en el fondo del espectro continuo. Al fin y al cabo éstas casi se mezclan con el continuo, y la vista general de toda una zona del espectro resulta ser casi la de Planck. Precisamente por esto la radiación de una capa muy gruesa de gases, y aún en mayor grado de los cuerpos líquidos y gaseosos, recuerda la radiación equilibrada del cuerpo negro.

Las estrellas sirven de ejemplo de una formación gaseosa densa y masiva. Aunque su radiación recuerda la radiación de Planck, en sus espectros se observa una gran cantidad de rayas oscuras (*espectro de absorción*), cuyas existencias, no se deducen de la fórmula de Planck.

[1)] En calidad de ejercicio es útil deducir esta fórmula, utilizando la fórmula (7.22). Para ello toda la capa radiante se debe dividir en un conjunto de capas finas, ópticamente iguales, y sumar su radiación teniendo en cuenta el debilitamiento de la radiación de cada una de ellas, provocado por las capas más externas

En las rayas espectrales los átomos absorben la radiación mucho más intensamente que en el espectro continuo. Por esto en las rayas de absorción se ven las capas más exteriores de la estrella. El hecho de que estas rayas tengan un aspecto más oscuro que el espectro continuo circundante, muestra la disminución del poder emisivo de las capas exteriores.

En la astrofisica se tiene que ver con los tres tipos de espectros examinados: lineal, continuo y de absorción. El estudio de los espectros continuos permite hacerse una idea respecto a la temperatura, densidad y cantidad del gas radiado.

La identificación de las rayas espectrales con los espectros de los elementos químicos conocidos permite establecer su presencia en los objetos cósmicos, y la investigación detallada de las rayas espectrales proporciona información respecto a la temperatura, presión, cantidad de átomos radiantes o absorbentes, movimientos internos en el gas, magnitud del campo magnético y otras propiedades físicas.

Rayas espectrales que se observan en las condiciones astrofísicas. La disposición de las rayas espectrales, características para el átomo del elemento químico dado, queda determinada por la carga del núcleo del átomo y la cantidad de electrones periféricos de valencia. Por esto los espectros de los elementos que entran en el grupo del sistema periódico de D. I. Mendeleev, lo mismo que los espectros de los iones con igual cantidad de electrones de valencia, se parecen entre sí. Así, por ejemplo, resultan ser parecidos los espectros del hidrógeno del helio ionizado, del sodio y del calcio ionizado, del calcio y magnesio neutrales, etc.

En los espectros de la mayoría de los objetos astronómicos, particularmente de casi todas las estrellas, se observan rayas intensas de hidrógeno. La cuenta de sus niveles energéticos se efectúa desde su estado fundamental, que corresponde a la energía mínima del átomo. En la zona visible del espectro se sitúan las rayas de la *serie de Balmer*, que surgen durante las transiciones de todos los niveles energéticos al segundo nivel: de la raya roja, que se designa por H_α ($\lambda = 6563$ Å), azul H_β ($\lambda = 4861$ Å) y dos violetas H_γ ($\lambda = 4340$ Å) y H_δ ($\lambda = 4102$ Å). Las restantes rayas de esta serie, conjuntamente con *el continuo de Balmer*, que comienza cuando $\lambda = 3646$ Å y que surge durante la recombinación de los electrones en el segundo nivel, están situadas en la zona ultravioleta del espectro.

Como regla en todos los elementos son más intensas las rayas de la serie principal, que surgen como resultado de la transición al nivel más profundo del átomo: al fundamental. Ello está ligado a la tendencia constante del electrón en el átomo u ocupar un estado de mínima energía potencial.

En el hidrógeno la serie principal, denominada *serie de Lyman* (L_α L_β ...), yace en el lejano ultravioleta (la longitud de ondas es de 1216, 1026, 972 Å, etc.). La primera raya de la serie principal se donomina raya de resonancia. Desde la longitud de onda de 912 Å comienza el continuo de Lyman. Las transiciones desde todos los niveles al tercero y cuarto dan, correspondientemente, las *series de Pashen y de Brackett*, situadas en la parte infrarroja del espectro.

El protón (núcleo del átomo de hidrógeno), lo mismo que la corriente circular, posee un momento magnético. El momento de la cantidad de movimiento del electrón (*espín*) puede estar dirigido paralelamente, o bien antiparalelamente al momento magnético del núcleo. Ambos estados tienen una energía algo diferente. Para el estado fundamental del átomo de hidrógeno la diferencia de energía es de $6 \cdot 10^{-6}$ eV. El vector del momento de la cantidad de movimiento, lo mismo que el vector de la velocidad angular, se puede considerar como el eje de rotación del electrón. Si este eje está dirigido hacia el mismo lado que el momento magnético del núcleo, entonces el átomo de hidrógeno, que se encuentra en el estado fundamental, resulta estar excitado. Sin embargo, este nivel singularmente excitado se denomina *metaestable*: a diferencia del estado habitual de excitación, en el que el átomo puede encontrarse centésimas partes de microsegundo, en el caso dado este átomo puede permanecer excitado durante el transcurso de un tiempo excepcionalmente largo, del orden de 11 millones de años. Si en el transcurso de este tiempo el espín del electrón varía espontáneamente su dirección por la contraria (parece como si "volcase" el electrón), el átomo pasará al estado de energía mínima e irradiará un cuanto con energía $6 \cdot 10^{-6}$ eV, que corresponde a la radioemisión con longitud de onda de 21 cm. Esta es una raya espectral más, muy importante, del hidrógeno, cuya existencia permite estudiar la sustancia en las zonas más frías del espacio cósmico.

En los espectros de ciertos cuerpos, particularmente de las estrellas calientes, se observan las rayas de helio. El espectro del helio ionizado se parece mucho al del hidrógeno, y se observa en las estrellas más calientes. Las rayas del helio neutral se encuentran más frecuentamente. Ya antes de que el helio fuese descubierto en la Tierra la más intensa de todas sus rayas espectrales en la parte visible del espectro (raya amarilla con $\lambda = 5876$ Å) fue percibida en el espectro del Sol, lo que sirvió de motivo para la denominación de este elemento (helios, en griego, significa Sol).

Junto a esta raya del helio, que se designa por D_3, se encuentran dos rayas intensas D_1 y D_2 con longitudes de onda 5896 y 5890 Å, que frecuentemente se observan en los espectros de las estrellas y en el medio interestelar. Estas son las rayas de resonancia del sodio. Frecuentemente son aún más intensas las rayas de resonancia del calcio ionizado, situadas en el límite violeta del espectro visible. Ellas se designan por H ($\lambda = 3968$ Å) y K ($\lambda = 3934$ Å). En los espectros de los cuerpos celestes se encuentran también una multitud de rayas de otros átomos y de ciertos compuestos moleculares simplísimos.

Una particularidad característica de los espectros de algunos objetos astronómicos son las *rayas prohibidas*, que se observan en éstos. A una de estas rayas, irradiada por el hidrógeno interestelar ($\lambda = 21$ cm), la acabamos de conocer. Otras rayas, frecuentemente las más brillantes, yacen en la zona visible del espectro (por ejemplo, las rayas de emisión en la corona solar, las rayas nebulares en los espectros de las nebulosas, las rayas aurorales, excitadas en las capas superiores de la atmósfera terrestre).

La vanidad de las tentativas de reproducir estas rayas en los laboratorios terrestres hizo suponer al principio la existencia de elementos hipotéticos desconocidos: "coronio", "nebulio", etc. Como vimos, semejante suposición resultó ser justa solamente para el helio. En todos los demás casos se logro identificar las rayas desconocidas con los espectros de elementos químicos bien conocidos, que se encuentran, no obstante en condiciones especiales de excitación. Así, por ejemplo, resultó que las rayas coronarias son irradiadas por los átomos de hierro, níquel, argón, calcio, y otros elementos, ionizados reiteradamente, de los que se han "arrancado" 10–15 electrones. Las rayas nebulares y aurorales resultaron pertenecer al oxigeno, ionizado una y dos veces. La aparición de las rayas prohibidas atestigua acerca de un enrarecimiento muy grande del gas. Igual que en el caso de las rayas de radio de 21 cm, para estudiar la raya prohibida, el átomo debe encontrarse relativamente durante mucho tiempo en estado de excitación. Aunque para las rayas ópticas prohibidas este tiempo no es tan grande como para las rayas de 21 cm, alcanza, no obstante, decenas de parte o incluso segundos enteros, es decir, es centenares de millones de veces mayor que para las rayas espectrales normales. Para que suceda la radiación espontánea el átomo no debe chocar en este tiempo con otras partículas, y así no "perderá" la energía de su excitación. Por consiguiente, en el gas enrarecido, emisor de rayas prohibidas, el intervalo de tiempo entre las colisiones sucesivas de las partículas debe ser del orden de un segundo Suponiendo en la fórmula (7.17) $\sigma = 10^{-16}$ cm^2 y $v^* = 10^8$ cm/s, lo que corresponde a las condiciones existentes en la corona solar, obtenemos que la concentración de partículas debe ser no mayor de 10^8 partículas/cm^3. En las nebulosas gaseosas la concentración de partículas es muchas veces menor.

Polarización de la radiación. La radiación electromagnética, que surge como resultado de todo proceso elemental, se caracteriza por un plano determinado en el que yace el vector de la intensidad del campo eléctrico vibratorio (plano de propagación), que generalmente se denomina plano de polarización. Más frecuentemente la radiación que se observa no es la polarizada, ya que surge como resultado de la suma de la radiación simultánea de un gran número de átomos, polarizada a lo largo de toda clase de direcciones. Semejante luz no polarizada se denomina *natural* (fig. 88).

Dejando pasar la luz a través de polarizadores especiales (por ejemplo, cristales de cuarzo, de feldespato) o de películas polaroides, a las que se han aplicado emulsiones de ciertas sustancias cristalinas, de la radiación dada se puede separar la parte polarizada a lo largo del plano fundamental del polarizador o polaroide. Girando este plano se mide la intensidad de la radiación polarizada en las distintas direcciones. Si por todas las direcciones la intensidad resulta ser igual, entonces la luz no es polarizada. Si se observa un máximo de polarización a lo largo de cierta dirección entonces, en el plano perpendicular a ésta, tiene lugar obligatoriamente un mínimo de polarización. La diferencia de las intensidades a lo largo de las direcciones

del máximo y del mínimo de polarización, relacionada a su suma, se denomina grado de polarización:

$$p = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}. \tag{7.39}$$

En el caso más simple la polarización surge durante la reflexión de ciertas superficies, particularmente cuando los valores de los ángulos de incidencia y de reflexión son determinados. Así, por ejemplo, la luz reflejada

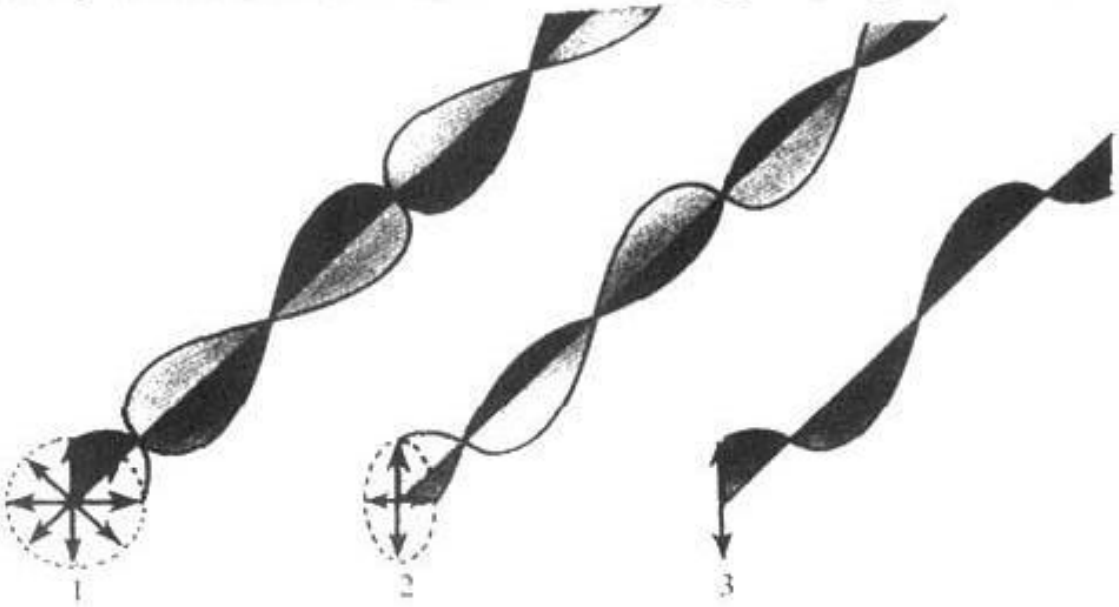


Fig. 88. Luz no polarizada o natural (*1*), polarizada parcialmente (*2*) y la polarizada totalmente (*3*). Las longitudes de las flechas son proporcionales a la intensidad de las ondas luminosas.

bajo un ángulo de 58° por una placa de cristal ordinario está casi polarizada, y además, las oscilaciones del vector eléctrico son paralelas al plano del cristal. Esta propiedad de la luz reflejada se utiliza para el estudio de la naturaleza de las superficies reflectoras, por ejemplo, de los planetas.

Durante la difusión de la luz puede surgir la polarización en una gran cantidad de partículas. El caso de difusión en los electrones libres es particularmente importante. En la dirección que forma con el ángulo inicial exactamente 90°, la difusión en los electrones libres está totalmente (en un 100%) polarizada. Además, la polarización surge durante la difusión por los granos finos de polvo, así como durante la difusión por las distintas moléculas. Así, la luz solar, difundida por las moléculas del aire, hecho que comunica color azul al cielo, resulta estar polarizada parcialmente.

Rayas espectrales en el campo magnético. Las rayas espectrales, emitidas por un átomo que se encuentra en un campo magnético, se desintegran en varias componentes estrechamente dispuestas. En el caso más simple la raya espectral se divide en dos, si se observa a lo largo de las líneas del campo magnético, y en tres si se mira a través de éstas. La radiación en cada una de

estas lineas está polarizada de manera especial. Este fenómeno se denomina efecto Zeeman.

La distancia entre las componentes de las rayas espectrales desintegradas es proporcional a la intensidad del campo magnético. Esto da la posibilidad de medir, sobre la base de las observaciones espectroscópicas, los campos magnéticos cósmicos. En la fig. 89 se muestra el espectro de una mancha solar, que indica la presencia de un fuerte campo magnético con intensidad de unos 1000 Oe.

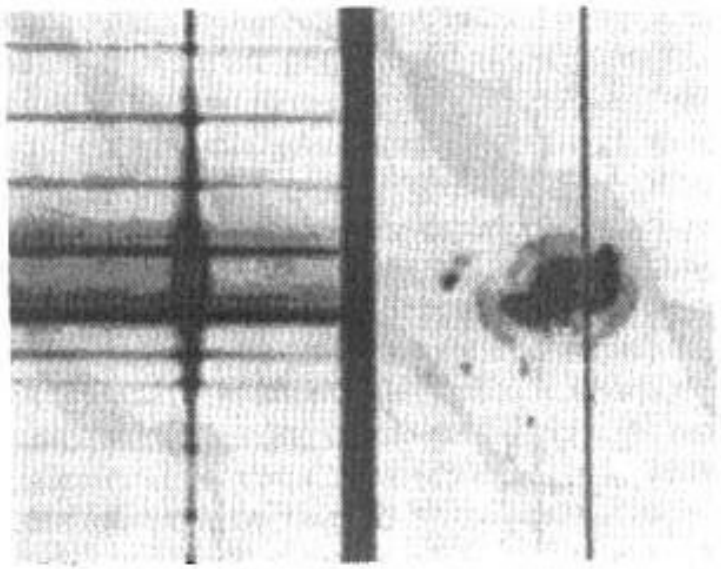


Fig. 89. Efecto Zeeman en una mancha solar. La posición de la rendija del espectrógrafo se marca con una línea negra en la fotografía de la derecha. La banda vertical en la fotografía de la izquierda es la línea solar de absorción, ensanchada en la parte central por el campo magnético de la mancha.

§ 107. *Corrimiento Doppler de las rayas espectrales*

Si varía la distancia entre un cuerpo radiante y el observador la velocidad del movimiento relativo de estos tiene una componente a lo largo del rayo visual, denominada *velocidad radial*. Las velocidades radiales v_r se pueden medir por los espectros lineales sobre la base del *efecto Doppler*, que consiste en el corrimiento (desplazamiento) de las rayas espectrales en una magnitud proporcional a la velocidad radial, independientemente del alejamiento de la fuente de radiación. Con esto, si aumenta la distancia (la velocidad radial es positiva), el corrimiento de las rayas sucede hacia el lado rojo, y en caso contrario hacia el lado azul.

Este fenómeno se puede explicar sobre la base de los siguientes razonamientos elementales. Imaginemos un observador que percibe un rayo de luz de un objeto. Supongamos que este rayo es una oscilación contínua electromagnética (tren de ondas). Sea que en 1 s la fuente emana ν ondas,

y la longitud de cada una es λ. Puesto que ν es la frecuencia, entonces $\nu = c/\lambda$. El observador, inmóvil respecto a la fuente, percibirá en este mismo segundo otras tantas ondas (es decir, ν). Supongamos ahora que la fuente o el observador se mueven con velocidad relativa v_r. Entonces, respecto al tren inmóvil de ondas, el observador recorrerá en 1 s la distancia v_r, en la que entran v_r/λ ondas. Así pues, en caso de movimiento a lo largo del rayo visual, el observador no percibirá ν ondas, sino en v_r/λ menos si aumenta la distancia, y en v_r/λ más si ésta disminuye. Por consiguiente, variará la frecuencia ν de la radiación observada. Designando por $\Delta\nu$ esta variación de la frecuencia, y admitiendo que a los valores positivos de v_r les corresponde el aumento de la distancia, obtenemos

$$\Delta\nu = \nu_{obs.} - \nu_{rad.} = -\nu\frac{v_r}{c}.$$

Teniendo en cuenta la dependencia entre ν y λ, vemos que durante el movimiento a lo largo del rayo visual no sólo varía la frecuencia de la radiación percibida, sino también la longitud de su onda, respectivamente, en la magnitud

$$\Delta\lambda = \lambda_{obs.} - \lambda_{rad.} = \frac{c}{\nu_{obs.}} - \frac{c}{\nu_{rad.}} = \frac{c\Delta\nu}{\nu_{obs.}\nu_{rad.}} = -\lambda\frac{\Delta\nu}{\nu}.$$

Uniendo esta expresión con la anterior hallaremos la fórmula definitiva para la magnitud del corrimiento Doppler de las líneas espectrales

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = -\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{v_r}{c}. \tag{7.40}$$

Una deducción más seria de la fórmula para el corrimiento Doppler exige la aplicación de la teoría de la relatividad. Con esto se obtiene una expresión que, para $v_r \ll c$ se diferencia muy poco de la fórmula (7.40). Además, resulta que el corrimiento de las rayas espectrales no sólo está provocado por los movimientos a lo largo del rayo visual, sino también por los desplazamientos perpendiculares a éste (el denominado efecto transversal Doppler). No obstante, este efecto, igual que la corrección relativista a la fórmula (7.40), es proporcional a $(v/c)^2$ y solamente debe tenerse en cuenta para velocidades que se aproximen a la de la luz.

El efecto Doppler juega un papel de extraordinaria importancia en la astrofísica, ya que basándose en la medición de la posición de las rayas espectrales permite juzgar, respecto a los movimientos de los cuerpos celestes. Pondremos algunos ejemplos.

A causa de la traslación de la Tierra alrededor del Sol la velocidad de ésta, que por su valor absoluto se aproxima a $v = 30$ km/s $= 3 \cdot 10^6$ cm/s, cambia constantemente su dirección en el espacio. Por esto las rayas en los espectros de las estrellas, hacia las cuales está dirigido en el momento dado

el movimiento de la Tierra, están ligeramente corridas hacia el lado violeta en la magnitud $\Delta\lambda$, y

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c} = 10^{-4}.$$

Para la raya verde con $\lambda = 5000$ Å $= 5 \cdot 10^{-5}$ cm, el desplazamiento es de 0,5 Å, lo que puede ser medido con facilidad. El vector de la velocidad anual de la Tierra yace en el plano de la eclíptica y es perpendicular a la dirección al Sol. Por esto, el mayor corrimiento de las rayas espectrales tiene lugar en los espectros de las estrellas situadas cerca de la eclíptica, a una distancia de 90° del Sol. Puesto que la traslación de la Tierra, si se mira desde el polo norte de la eclíptica, transcurre en la dirección contraria a la de las agujas del reloj, en el punto situado a 90° hacia el este las rayas están desplazadas hacia el extremo rojo, y en el punto opuesto lo están hacia el violeta.

En las estrellas que se encuentran en todos los demás puntos de la esfera celeste el corrimiento de las rayas en los espectros de éstos, provocado por el movimiento anual de la Tierra, es menor. Dicho corrimiento es exactamente igual a cero para las estrellas que se encuentran en el polo de la eclíptica y en las direcciones hacia el Sol y opuesta a él. El desplazamiento de las rayas espectrales provocado por la rotación diurna de la Tierra, cuya velocidad lineal en el ecuador no excede de 0,5 km/s, es considerablemente menor (no más de milésimas partes de angstrom).

Para medir el corrimiento de las rayas espectrales, al lado del espectro del objeto que se investiga, por ejemplo, de una estrella, en la misma placa se fotografía el espectro de la fuente de laboratorio, en la que existen las rayas espectrales conocidas. Después, con ayuda de microscopios dotados de micrómetros exactos, se mide el desplazamiento de las rayas del objeto respecto al sistema de laboratorio de longitudes de onda, hallando así la magnitud $\Delta\lambda$, y por la fórmula (7.40) se calcula la velocidad radial v_r. Si se resta de esta velocidad la proyección de la velocidad anual del movimiento de la Tierra sobre el rayo visual, obtendremos la velocidad radial de la estrella respecto al Sistema Solar.

El principio de Doppler no sólo permite juzgar respecto al movimiento del cuerpo radiante, sino también respecto a su rotación. Así, por ejemplo, como resultado de la revolución del Sol su extremo oriental se aproxima a nosotros, mientras que el extremo occidental se aleja. La velocidad lineal máxima (en el ecuador solar) alcanza casi 2 km/s, lo que cuando $\lambda = 5000$ Å corresponde al corrimiento Doppler $\Delta\lambda = 0{,}035$ Å. A medida que nos acercamos al centro y a los polos del disco solar la velocidad radial y, conjuntamente con ella, el corrimiento Doppler, disminuyen hasta cero. En las estrellas no se logran observar las radiaciones de las distintas partes de su superficie. El espectro observado de una estrella se obtiene como resultado de la superposición de los espectros de todos los puntos de su disco, cada uno de los cuales da en la estrella giratoria distinto desplazamiento de las rayas en el espectro. Como resultado se observa la expansión de las rayas espectrales, sobre cuya base se puede juzgar respecto a la magnitud de la

velocidad lineal de rotación. En ciertas estrellas las velocidades lineales de rotación alcanzan valores enormes de centenares de kilómetros por segundo.

Incluso en aquellos casos cuando el gas radiante no tiene en conjunto un movimiento relativo a lo largo del rayo visual, las rayas espectrales, irradiadas por los átomos, debido a los movimientos térmicos desordenados, tienen a pesar de todo corrimientos Doppler. Puesto que en cada momento una multitud de átomos se dirige hacia nosotros a velocidades de todo

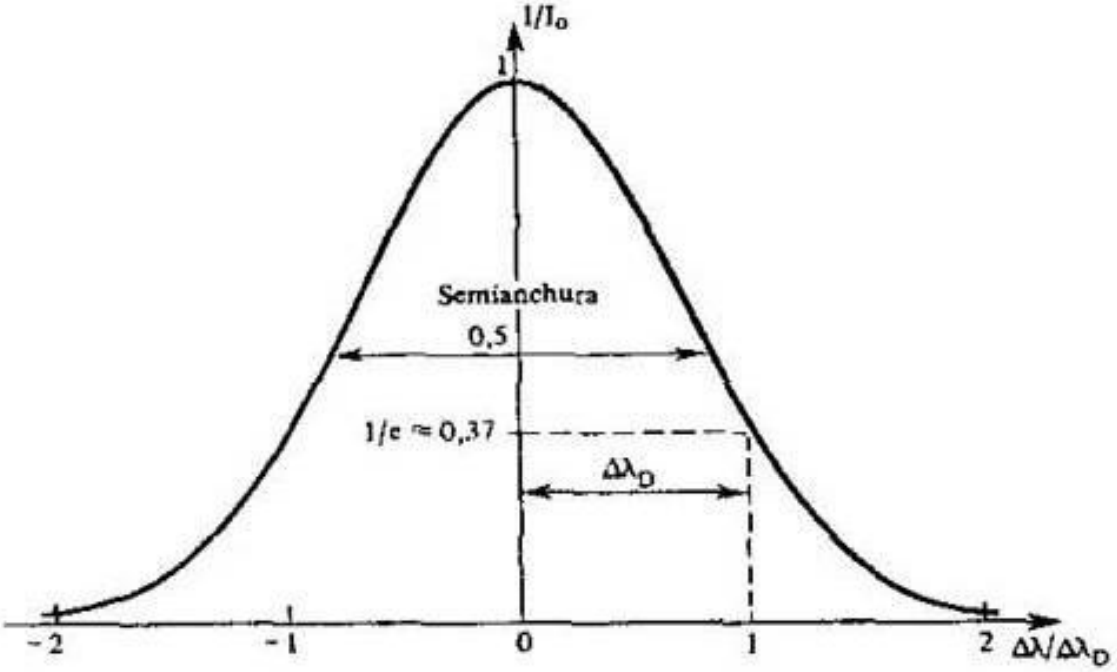


Fig. 90. Perfil Doppler de una raya espectral.

género y, aproximadamente, la misma cantidad de átomos se aleja a las mismas velocidades, tiene lugar un ensanchamiento simétrico de la raya espectral, expuesto en la fig. 90. Semejante gráfico, que demuestra la distribución de la energía irradiada en una zona estrecha del espectro en los límites de la raya espectral, se denomina perfil de la raya. Si el ensanchamiento de la raya está provocado solamente por los movimientos térmicos de los átomos radiantes, entonces por la anchura del perfil, se puede juzgar respecto a la temperatura del gas luminoso. Efectivamente, como se señaló en el § 104, el número de partículas que tienen diferentes velocidades v_r a lo largo del rayo visual, disminuye con el aumento de $|v_r|$ según la ley $e^{-(v_r/v_r^*)^2}$. Al mismo tiempo, cuanto mayor es $|v_r|$ tanto más lejos en el flanco de la raya irradia el átomo dado. Cuando $v_r > 0$ la radiación transcurre en el flanco rojo, y cuando $v_r < 0$, en el azul. Si el gas es transparente a la radiación en la raya dada (es decir, no existe autoabsorción) y, por consiguiente, la intensidad en cada punto del perfil es proporcional al número de átomos poseedores de los valores correspondientes de v_r, entonces el perfil de la raya espectral repite la ley de

distribución de los átomos según las velocidades (7.15), y la curva mostrada en la fig. 90, se representa por la fórmula

$$I = I_0 e^{-\left(\frac{v_r}{v^*}\right)^2}. \tag{7.41}$$

De la fórmula (7.15) se ve que el número de partículas con velocidad $v_r = v^*$ es e veces menor que el de partículas con velocidad $v_r = 0$. Estos átomos generan radiación en el punto del perfil de la raya la intensidad I, en el cual es e veces menor que la intensidad central I_0. La mitad de la distancia entre los puntos del perfil de la raya en los que la intensidad es de $1/e$ (37%) de la central se denomina *anchura Doppler* $\Delta\lambda_D$, *de la raya espectral*. La distancia entre dos puntos simétricos del perfil, en los que la intensidad es igual a la mitad de la intensidad central se denomina *semianchura* (o *semianchura total*)

Puesto que los átomos que irradian la raya espectral desplazada en la magnitud $\Delta\lambda_D$ deben moverse con la velocidad más probable v^*, tenemos que

$$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} = \frac{v^*}{c}.$$

Si esta velocidad queda determinada por los movimientos térmicos, entonces, teniendo en cuenta la fórmula (7.14), obtenemos

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c}\sqrt{\frac{2kT}{m}} = \frac{\lambda}{c}\sqrt{\frac{2RT}{\mu}}, \tag{7.42}$$

de donde

$$T = \frac{mc^2}{2k}\left(\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda}\right)^2. \tag{7.43}$$

Si, además de los movimientos térmicos, se observan en el gas corrientes o cualesquiera otros movimientos de gran tamaño (por ejemplo, turbulencia), la raya espectral se ensancha aún más vigorosamente y a veces se divide en varias rayas, que corresponden a los distintos flujos. Así pues, estudiando los perfiles de las rayas espectrales, se puede juzgar tanto sobre la temperatura como respecto a los movimientos que transcurren en el gas radiante

§ 108. *Métodos de determinación de la temperatura*

Ante todo es importante recordar que la temperatura (§ 104) caracteriza la energía cinética media de una partícula de la sustancia. Frecuentemente se denomina temperatura al resultado de su medición por uno u otro método. Por esto, si se quiere subrayar que el término "temperatura" se cita precisamente en el sentido señalado más arriba, se dice: *temperatura cinética*.

La temperatura es una característica muy importante de la sustancia de

la que dependen las propiedades físicas fundamentales de ésta. Su determinación es uno de los problemas astrofísicos más difíciles. Esto es debido tanto a la complejidad de los métodos existentes de medición de la temperatura como a la inexactitud de principio de algunos de ellos. Salvo rara excepción, los astrónomos están privados de la posibilidad de medir la temperatura con ayuda de cualquier instrumento instalado en el propio cuerpo que se investiga. Pero, si incluso esto se lograra hacer, los instrumentos termométricos resultarían inútiles en muchos casos, ya que sus indicaciones diferirían considerablemente del valor real de la temperatura. El termómetro solamente da indicaciones correctas en caso de que se encuentre en equilibrio térmico con el cuerpo cuya temperatura se mide. Por esto, para los cuerpos que no se encuentran en equilibrio térmico, no se puede en un principio utilizar el termómetro, y para la determinación de la temperatura de los mismos, es menester emplear métodos especiales. Examinaremos ahora los métodos fundamentales de determinación de las temperaturas e indicaremos los casos más importantes de su aplicación

Determinación de la temperatura por la anchura de las rayas espectrales. Este método se basa en la utilización de la fórmula (7.43), cuando de las observaciones se conoce la anchura Doppler de las rayas espectrales de radiación o absorción. Si la capa de gas es ópticamente fina (no hay autoabsorción) y sus átomos solamente tienen movimientos térmicos, entonces de esta manera se obtiene directamente el valor de la temperatura cinética. No obstante, con mucha frecuencia estas condiciones no se cumplen, tal como lo atestigua ante todo la desviación de los perfiles observados respecto a la curva de Gauss, expuesta en la fig. 90. Es evidente que, en estos casos, el problema de determinación de la temperatura sobre la base de los perfiles de las rayas espectrales se complica considerablemente.

Determinación de la temperatura basándose en las investigaciones de los procesos atómicos elementales, que conducen al surgimiento de la radiación observada. Este método de determinación de la temperatura se basa en los cálculos teóricos del espectro y en la comparación de sus resultados con las observaciones. Ilustremos este método con el ejemplo ya mencionado de la corona solar. En el espectro de ella se observan rayas de radiación pertenecientes a elementos ionizados reiteradamente, cuyos átomos están despojados de más de una decena de electrones periféricos, para lo que se necesita una energía, por lo menos, de varias centenas de electronvoltios. La potencia de la radiación solar es demasiado pequeña para provocar una ionización tan fuerte del gas. Esta última se puede explicar solamente por los choques con partículas rápidas y enérgicas, fundamentalmente con electrones libres. Por consiguiente, la energía térmica de una parte considerable de las partículas en la corona solar debe ser igual a varias centenas de electronvoltios. Designando por ε la energía, expresada en electronvoltios, y teniendo en cuenta (7.13), tenemos

$$T = 11\,600\varepsilon.$$

Entonces la mayoría de partículas del gas a la temperatura de más de un millón de grados tiene una energía de 100eV.

Determinación de la temperatura basándose en la utilización de las leyes de radiación del cuerpo negro. Una serie de métodos muy difundidos de determinación de la temperatura se basa en la aplicación de las leyes de radiación del cuerpo negro que hablando en rigor, solamente son justas para el equilibrio termodinámico, a la radiación observada. Sin embargo, debido a las causas mencionadas al comienzo de este párrafo, todos estos métodos son en principio inexactos y conducen a resultados que contienen errores mayores o menores. Por ello, dichos métodos se emplean para estimaciones aproximadas de la temperatura, o bien en aquellos casos cuando se logra demostrar que estos errores son tan pequeños que se pueden despreciarse. Comenzaremos precisamente por estos casos.

Una capa opaca de gas, ópticamente gruesa, según la ley de Kirchhoff, da una radiación fuerte en el espectro continuo. Las capas más profundas de la atmósfera de una estrella pueden servir de ejemplo típico. Cuanto mayor es la profundidad a que se encuentran, tanto mejor están aisladas estas capas del espacio circundante y, por consiguiente, su radiación se aproxima más a la equilibrada. Por esto, para las capas interiores de una estrella, cuya radiación no llega hasta nosotros en absoluto, las leyes de la radiación térmica se cumplen con alto grado de exactitud.

En lo que se refiere a las capas exteriores de la estrella el asunto es absolutamente otro. Estas ocupan una posición intermedia entre las capas interiores, totalmente aisladas, y las más exteriores, completamente transparentes (se tiene en cuenta la radiación visible). Prácticamente vemos aquellas capas cuya profundidad óptica τ no difiere mucho de 1. En efecto, las capas más profundas se ven peor debido al rápido incremento de la opacidad con la profundidad, y las capas más exteriores, para las que τ es pequeña, irradian débilmente (recordaremos que la radiación de una capa ópticamente fina es proporcional a su grosor óptico). Por consiguiente, la radiación que sale fuera de los límites del cuerpo dado surge, fundamentalmente, en las capas para las que $\tau \approx 1$. En otras palabras, aquellas capas que vemos están situadas a una profundidad, a partir de la cual el gas se convierte en opaco. Para dichas capas las leyes de la radiación térmica se cumplen tan sólo con aproximación. Así, por ejemplo, para las estrellas, como regla, se logra elegir semejante curva de Planck que, aunque muy aproximadamente, recuerda la distribución de la energía en su espectro. Esto permite, con grandes restricciones, utilizar las leyes de Planck, Stefan-Boltzmann y Wien dedicadas al tema que trata la radiación de las estrellas.

Examinemos la aplicación de estas leyes para la radiación del Sol. En la fig. 91 se muestra la distribución observada de la energía en el centro del disco solar, conjuntamente con varias curvas de Planck para diferentes temperaturas. De esta figura se ve que ninguna de ellas coincide exactamente con la curva para el Sol. En esta última el máximo de radiación no se manifiesta tan ostensiblemente. Si se admite que éste tiene lugar en la longi-

tud de onda $\lambda_{max} = 4300$ Å entonces la temperatura, determinada por la ley de desplazamiento de Wien, resulta ser $T(\lambda_{max}) = 6750$ K.

La energia total, irradiada por 1 cm² de la superficie del Sol (véase § 118), es igual a

$$\varepsilon_{\odot} = 6{,}28 \cdot 10^{10} \text{ erg/(cm}^2 \cdot \text{s)} = 6{,}28 \cdot 10^{7} \text{ J/(cm}^2 \cdot \text{s)}.$$

Sustituyendo este valor en la fórmula (7.33) de la ley de Stefan–Boltzmann, obtenemos la *temperatura efectiva*

$$T_{efec} = \sqrt[4]{\frac{\varepsilon_{\odot}}{\sigma}} = 5770 \text{ K}.$$

Así pues, *se denomina temperatura efectiva de un cuerpo a la temperatura de semejante cuerpo negro cada centímetro cuadrado del cual irradia en todo el espectro un flujo de energía igual al de 1 cm² del cuerpo dado.*

De manera análoga se introducen los conceptos de temperaturas de brillo del color. *Se denomina temperatura de brillo a la temperatura de un cuerpo negro en que cada centímetro cuadrado del mismo en cierta longitud de onda irradia el mismo flujo de energía que el cuerpo dado en la misma longitud de*

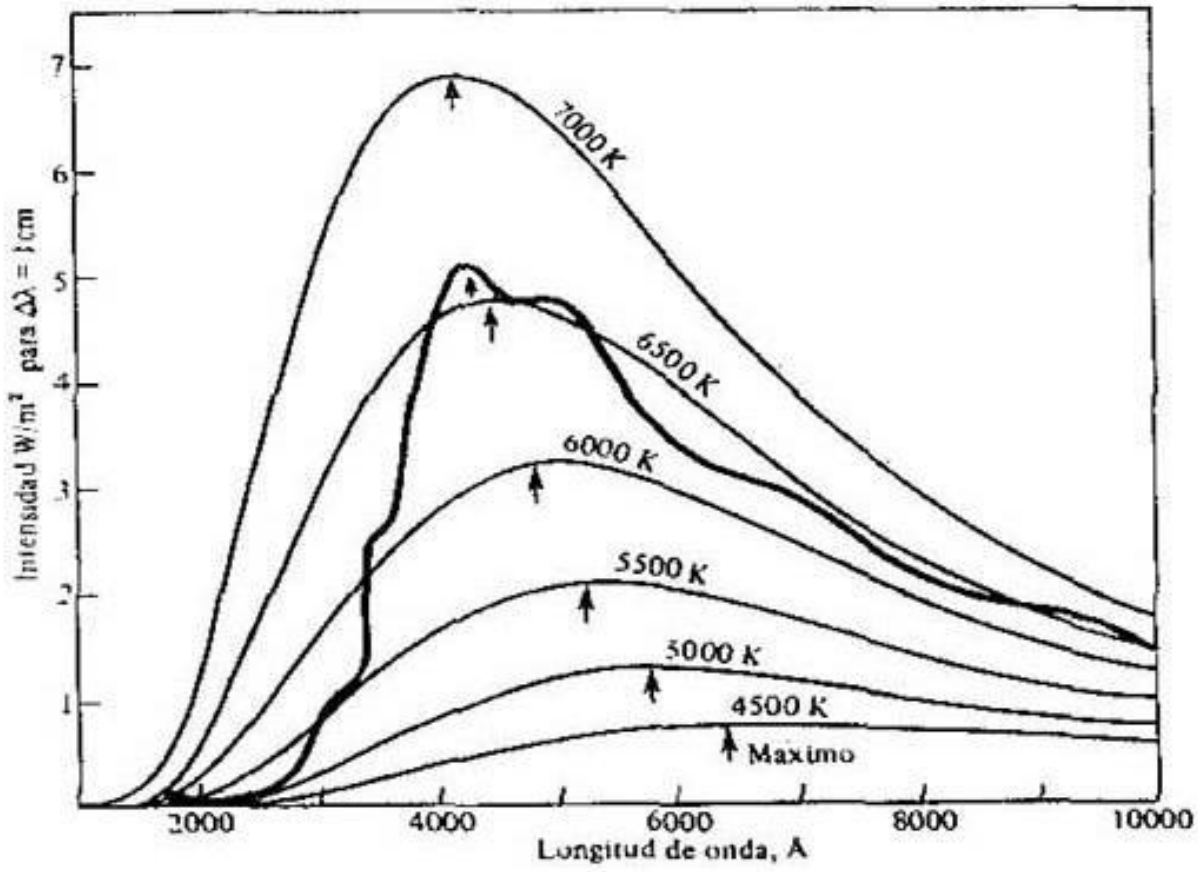


Fig. 91. Distribucion de la energia en el espectro del centro del disco solar (linea gruesa) y curvas de Planck. La intensidad está expresada en magnitudes 10^{11} W/(m² cm esterradian).

onda. Para determinar la temperatura de brillo se necesita utilizar la fórmula de Planck para el brillo monocromático observado de la superficie radiante. Es obvio que un cuerpo real puede tener diferente temperatura de brillo en los distintos tramos del espectro. Así, por ejemplo, de la fig. 91 se ve que la curva para el Sol interseca diferentes curvas de Planck, las temperaturas correspondientes de las cuales muestran la variación de la temperatura de brillo del Sol en los distintos tramos del espectro visible.

La determinación de la temperatura de brillo requiere mediciones muy complicadas de la intensidad de radiación en unidades absolutas. Mucho más fácil es determinar la variación de la intensidad de la radiación en cierta zona del espectro (distribución relativa de la energía).

La temperatura del cuerpo negro, en el que la distribución relativa de la energía en cierto tramo del espectro es la misma que la del cuerpo dado, se denomina temperatura de color del cuerpo. Volviendo a la distribución de la energía en el espectro del Sol vemos que, en la zona de longitudes de onda de 5000–6000 Å, la pendiente de la curva para el Sol en la fig. 91 es la misma que la de la curva de Planck para la temperatura de 7000 K en la misma zona del espectro.

Así, los distintos métodos de determinación de la temperatura, empleados para un mismo objeto, que es el Sol, conducen a diferentes resultados. No obstante, esto no significa de ninguna manera que no se puede en absoluto determinar la temperatura del Sol. Como veremos en el capítulo IX las divergencias entre los resultados de la aplicación de distintos métodos se explican por la variación de la temperatura de la sustancia solar con la profundidad, y también por el hecho de que las capas exteriores de los gases no irradian como un cuerpo negro, es decir, las fórmulas (7.31)–(7.33) solamente son aplicables en una primera aproximación.

Los conceptos introducidos más arriba de temperaturas efectiva, de brillo y de color, son pues tan sólo parámetros, que caracterizan las propiedades de la radiación que se observa. Para aclarar con qué exactitud y a qué profundidad dichos parámetros dan una idea respecto a la temperatura real del cuerpo se requieren investigaciones complementarias.

§ 109. *Determinación de la composición química y densidad de los cuerpos celestes*

Como regla, la presencia en el espectro de rayas de algún elemento químico demuestra que éste existe en el cuerpo que se investiga. (Hay excepciones, por ejemplo, las denominadas rayas interestelares de absorción, que se observan en los espectros de las estrellas, pero que surgen en el espacio entre ellas). Mientras que la capa del gas radiante se puede considerar ópticamente fina siendo así que en ella no se absorbe su radiación propia, el brillo de la raya espectral es proporcional a la cantidad de atomos radiantes excitados que se encuentran en el rayo visual. El poder emisivo del átomo, igual que su coeficiente de absorción en la raya espectral dada, se

puede hallar experimental o teóricamente: él es inversamente proporcional al tiempo en que el átomo puede encontrarse en estado de excitación.

Midiendo la energía, radiada o absorbida en la raya espectral dada, se calcula el número de átomos y de este modo la masa de aquella parte de la sustancia que crea la radiación. Si esta masa compone la parte principal de toda la masa del objeto que se observa y cuyas dimensiones son conocidas, entonces es fácil hallar la densidad de éste. Así se puede determinar la concentración de la sustancia radiante en las nebulosas gaseosas transparentes. En los objetos opacos (ópticamente gruesos, como, por ejemplo, las estrellas) nosotros no vemos todas las capas radiantes. Por esto sus densidades no pueden ser determinadas de esta manera. Sin embargo, la densidad de la sustancia, hablando más exactamente, la presión en ésta, se manifiesta en forma de raya espectral, particularmente lejos de su centro (en las denominadas alas). Esto puede utilizarse para la determinación de la densidad. En términos generales, el influjo indicado se reduce al hecho de que las rayas espectrales, que surgen en el gas enrarecido, son mucho más estrechas que en un medio denso a la misma temperatura.

Como regla, en la raya espectral determinada se observa la luminosidad (o absorción) únicamente de una parte de los átomos que pertenecen al cuerpo dado. La parte de átomos "observados" en cualquier raya se determina por el hecho de que, en primer lugar, no todos los átomos del elemento químico dado se encuentran en el correspondiente estado de excitación, necesario para la radiación o absorción de esta raya y, en segundo lugar, debido a que en el cuerpo que se investiga pueden existir también otros elementos químicos.

Por esto, para la determinación de la densidad de la sustancia, es menester estudiar previamente la composición química de ésta.

En los espectros de la inmensa mayoría de los objetos cósmicos se observan rayas de hidrógeno. Esto da razones para suponer que el hidrógeno es el elemento químico más difundido en la naturaleza, hecho confirmado por el análisis cuantitativo de la composición química de distintos cuerpos celestes.

Por su difusión en la naturaleza es el helio, después del hidrógeno, quien ocupa el segundo puesto, aunque las rayas espectrales que le pertenecen se observan mucho más raramente. Este es un buen ejemplo de que la ausencia en el espectro de las rayas de cierto elemento no significa de ninguna manera que este elemento no exista en el cuerpo que se investiga. Así, por ejemplo, la raya de helio casi no se observa entre las rayas de absorción en el espectro solar. Sin embargo, en los espectros de sus capas más superiores, y en particular, en las nubes de gases ígneos, es decir, en las protuberancias, se ven las rayas brillantes de emisión del helio, lo que demuestra la existencia de éste en el Sol. En el espectro de la corona solar no se ven en absoluto las rayas del hidrógeno, aunque se conoce a ciencia cierta que la sustancia de la corona tiene la misma composición que el Sol, y, por consiguiente, debe contener hidrógeno. En ambos ejemplos los átomos correspondientes se encuentran simplemente en tales estados que no irradian (y no absorben) las

rayas espectrales que sin dificultad observamos. En la corona el hidrógeno está tan ionizado que, prácticamente, no existen átomos neutrales cuya radiación pueda ser captada. Por el contrario, en las capas donde se originan las rayas de absorción, en particular del hidrógeno, la excitación de los átomos de helio resulta ser demasiado débil, lo que conduce también a la ausencia de sus rayas en el espectro.

Por consiguiente, para la determinación correcta de la composición química es necesario tener en cuenta que algunos átomos pueden hallarse en estados inobservables o de difícil observación, como, por ejemplo, en el caso cuando todas las rayas espectrales excitables se encuentran en el lejano ultravioleta.

Las rayas más intensas no tienen en absoluto que pertenecer obligatoriamente al elemento químico difundido. Como vimos en el ejemplo de las rayas prohibidas, en ciertas condiciones especiales, se convierten en rayas intensas las que en condiciones "habituales" no se observan en absoluto, o son muy débiles.

De aquí se ve que la determinación de la composición química de los cuerpos celestes sobre la base del estudio de sus espectros, es un problema muy complicado que exige para su resolución el conocimiento de las condiciones físicas en el cuerpo que se investiga (particularmente de la temperatura) y la aplicación de los métodos de la astrofísica teórica.

Los resultados demuestran que ciertos cuerpos (por ejemplo, las estrellas de determinados tipos) poseen unas u otras particularidades de su composición. No obstante, la mayoría de los objetos restantes se compone, aproximadamente, de unas mismas cantidades relativas de elementos químicos conocidos. Por esto se puede hablar del *contenido cósmico medio de elementos*, respecto al cual, generalmente, se juzga por el número relativo de átomos que se encuentran en cualquier volumen. En la tabla 3 se muestran los números relativos de átomos de los elementos químicos más difundidos, que fueron obtenidos sobre la base del estudio de los espectros de las estrellas y que dan una idea respecto a la difusión de los elementos químicos

Tabla 3

Difusión media de los elementos químicos en las condiciones cósmicos

Elemento	Número relativo de átomos	Elemento	Número relativo de átomos
Hidrógeno	1000 000	Azufre	20
Helio	100 000	Magnesio	20
Oxígeno	1000	Hierro	6
Carbono	400	Sodio	2
Néon	200	Aluminio	2
Nitrógeno	100	Argón	2
Silicio	60	Calcio	1

en el cosmos. Todos los números de átomos están referidos al número de átomos hidrógeno, cuyo contenido, convencionalmente, se cree que es igual a 10^6.

De la tabla 3 se ve que en el cosmos hay unas 10 veces menos átomos de helio que de hidrógeno. Hablando más exactamente, respecto al contenido de este elemento es difícil juzgar, pues sus rayas se observan con relativa rareza. La cantidad de átomos de todos los elementos restantes, aproximadamente, es solamente de un 0,14% del número de átomos de hidrógeno, y la de todos los metales es unas 10 000 veces inferior.

8

APARATOS ASTROFÍSICOS Y MÉTODOS FUNDAMENTALES DE OBSERVACIÓN

§ 110. *Telescopios*

Después de que en 1609 Galileo dirigiera por primera vez el *telescopio* al cielo, las posibilidades de las observaciones astronómicas aumentaron en sumo grado. Ese año marcó el comienzo de una nueva era en la ciencia: la de la astronomía telescópica. El telescopio de Galileo, según los conceptos de hoy, era defectuoso, pero a sus contemporáneos les parecía ser la mejor de las maravillas. Mirando con el telescopio uno podía cerciorarse de que la Luna era un mundo complejo, parecido en mucho al terrestre, de que alrededor de Júpiter giran cuatro satélites pequeños, igual que la Luna alrededor de la Tierra, etc. Todo esto despertaba ideas, obligaba a reflexionar, respecto a la complejidad del Universo, de su materialidad, sobre una posible pluralidad de universos habitados. El invento del telescopio, junto con el sistema de Copérnico, desempeñó un papel bastante importante en la ideología religiosa del medioevo.

El invento del telescopio, al igual que la mayoría de los grandes descubrimientos, no fue casual, y estuvo preparado por todo el desarrollo precedente de la ciencia y de la técnica. En el siglo XVI los artesanos aprendieron a hacer lentes para las gafas, y de ahí había un paso hasta el telescopio y el microscopio.

El telescopio tiene tres destinos fundamentales: 1) convergir la radiación de los astros en el dispositivo de recepción (ojo, placa fotográfica, espectrógrafo y otros);

2) formar en su plano focal la imagen del objeto o de una parte determinada del cielo;

3) ayudar a distinguir los objetos situados uno de otro a corta distancia angular y que, por esto, son indistinguibles a simple vista.

La parte principal óptica del telescopio es el *objetivo*, que recoge la luz y forma la imagen del objeto o de un campo del cielo. El objetivo se une al dispositivo receptor con el *tubo*. La estructura mecánica que porta el tubo y garantiza su apuntamiento al cielo se denomina *montura*. Si el receptor de luz es el ojo (en las observaciones visuales) se necesita obligatoriamente un *ocular*, en el que se ve la imagen formada por el objetivo. Durante las

observaciones fotográficas, fotoeléctricas, espectrales, no se necesita ocular. La placa fotográfica, el diafragma de entrada del electrofotómetro, la ventanilla (pupila) del espectrógrafo, etc., se colocan directamente en el plano focal del telescopio.

El telescopio con objetivo de lente se denomina *refractor*, es decir, telescopio refractor o anteojo astronómico. Puesto que los rayos luminosos de distintas longitudes de onda se refractan de distinta manera, la lente individual da una imagen colorada. Este fenómeno se denomina *aberración cromática*. La aberración cromática, en gran medida se elimina en los objetivos compuestos de dos lentes, fabricadas de cristales con distintos coeficientes de refracción (*objetivo acromático*).

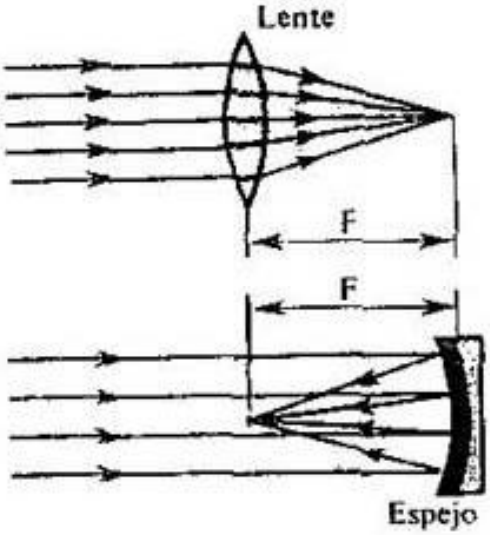


Fig. 92. Objetivos de lente y de espejo.

Las leyes de la reflexión no dependen de la longitud de onda y, como es natural, surgió la idea de sustituir el objetivo de lente por un espejo esférico cóncavo (fig. 92). Semejante telescopio se denomina *reflector*, es decir, telescopio a reflexión. El primer telescopio reflector (cuyo diámetro era solamente de 3 cm y su longitud de 15 cm) fue construído por Newton en el año 1671.

El espejo esférico no recoge en un punto el haz de rayos paralelos; este espejo da en el foco una manchita algo esfuminada. Esta distorsión se denomina *aberración esférica*. Si se da al espejo la forma de paraboloide de revolución desaparece la aberración esférica. El haz paralelo, dirigido por semejante paraboloide a lo largo de su eje, se recoge en el foco prácticamente sin distorsión, si no se tiene en cuenta la inevitable difuminación debido a la difracción (véase más abajo). Por esto, los telescopios reflectores modernos tienen generalmente espejos paraboloideos.

Hasta finales del siglo XIX el objetivo fundamental de las observaciones telescópicas era el estudio de las posiciones visibles de los astros. También jugaron un papel importante las observaciones de los cometas y de los detalles en los discos de los planetas. Todas estas observaciones se efec-

tuaban visualmente, y el telescopio refractor con objetivo de dos lentes satisfacía por completo las necesidades de los astrónomos.

Al final del siglo XIX, y sobre todo en el siglo XX, el carácter de la ciencia astronómica sufrió cambios orgánicos. El centro de gravedad de las investigaciones se desplazó a la esfera de la astrofísica y de la astronomía estelar. El objeto principal de investigación comenzaron a ser las características físicas del Sol, de los planetas, estrellas y sistemas estelares. Aparecieron nuevos receptores de la radiación: la placa fotográfica y el fotoelemento. Se comenzó a utilizar ampliamente la espectroscopia. Como resultado, cambiaron también las exigencias a los telescopios.

Para las investigaciones astrofísicas es deseable que la óptica del telescopio no imponga limitaciones algunas al intervalo accesible de longitudes de ondas: la atmósfera terrestre ya de por sí limita este intervalo con demasiada fuerza. Entretanto el cristal, del que se fabrican las lentes, absorbe la radiación ultravioleta e infrarroja. Las emulsiones fotográficas y los fotoelementos son más sensibles que el ojo en una zona más amplia del espectro, y por esto la aberración cromática, al trabajar con estos receptores, se manifiesta mucho más.

Así, pues, para las investigaciones astrofísicas se necesita el telescopio reflector. Además, fabricar el espejo grande del reflector es mucho más fácil que el acromático de dos lentes: hay que determinar con precisión óptica (hasta $^1/_8$ de la longitud λ de la onda luminosa, o de 0,07 micras para los rayos visuales) solamente una superficie, en vez de cuatro, y con esto no se plantean exigencias especiales respecto a la homogeneidad del cristal. Todo esto condujo a que el telescopio reflector se convirtió en el aparato fundamental de la astrofísica. En los trabajos astrométricos, como antes, se emplean telescopios refractores. La causa de esto consiste en que los telescopios reflectores son muy sensibles a los giros pequeños casuales del espejo: puesto que el ángulo de incidencia es igual al ángulo de reflexión, el giro del espejo en cierto ángulo β desplaza la imagen en un ángulo de 2β. Un giro análogo del objetivo en el telescopio refractor da un desplazamiento mucho menor. Y, puesto que en la astrometría hay que medir las posiciones de los astros con máxima precisión, se prefirieron los telescopios refractores.

Como ya se dijo, el telescopio reflector con espejo parabólico forma la imagen muy nítidamente, pero sin embargo aquí hay que hacer una reserva. La imagen se puede considerar ideal mientras que permanece cerca del eje óptico. Al alejarse de éste aparecen distorsiones (*aberraciones extraaxiales*). Por esto, el telescopio reflector con un solo espejo parabólico no permite fotografiar campos grandes del cielo con dimensión, digamos, de $5° \times 5°$, mientras que esto es necesario para la investigación de los cúmulos estelares, galácticas y nebulosas galácticas. Por eso, para las observaciones que exigen un gran campo visual, se comenzaron a construir telescopios combinados de espejos-lentes, en los que las aberraciones del espejo se corrigen con una lente fina, frecuentemente para rayos ultravioletas (variedad de cristal que deja pasar los rayos ultravioletas)

Los espejos de los telescopios reflectores en la antigüedad (siglos XVIII–XIX) se hacían de metal, de una aleación especial especular, pero posteriormente, por causas tecnológicas de la óptica, se pasó a los espejos de cristal que, después de una elaboración óptica, se cubren con una película fina de metal de elevado coeficiente de reflexión (generalmente de aluminio).

Las características principales del telescopio son el diámetro D y la distancia focal F del objetivo. Cuanto mayor es el diámetro tanto mayor es el flujo luminoso Φ que recoge el telescopio:

$$\Phi = ES = \frac{\pi D^2 E}{4}, \tag{8.1}$$

donde E es la iluminación del objetivo y S, el área de éste. Otra característica esencial es la *abertura relativa*

$$A = \frac{D}{F}. \tag{8.2}$$

No es difícil convencerse de que la iluminación en el plano focal, creada por un objeto extendido,

$$E' \sim \left(\frac{D}{F}\right)^2. \tag{8.3}$$

Por esto, al fotografiar objetos débiles extendidos (nebulosas, cometas), es esencial tener una abertura relativa grande. Sin embargo, con el aumento de la abertura relativa aumentan rápidamente las aberraciones extraaxiales. Cuanto mayor es la abertura relativa tanto más difícil es eliminar dichas aberraciones. Precisamente por esto, la abertura relativa de los telescopios reflectores, generalmente, no excede de 1 : 3. Los sistemas de espejos-lentes y los objetivos complicados pueden garantizar, en ciertos casos, una abertura relativa de 1 : 1 o más.

Para el telescopio visual el *aumento* es una característica importante, igual a la relación entre las distancias focales del objetivo y del ocular:

$$W = \frac{F}{f}.$$

Si a simple vista se pueden distinguir dos estrellas con distancia angular no inferior de 2′, el telescopio disminuye este límite en n veces (más adelante veremos que este mejoramiento no es, sin embargo, ilimitado).

Al fotografiar representa interés la *escala de la imagen* en el plano focal. Esta escala puede ser expresada en unidades angulares, que entran en 1 mm. Para hallar la escala de la imagen es necesario conocer la distancia lineal l entre dos puntos de la imagen que tengan una distancia angular mutua α

$$l = 2F \cdot \operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}, \tag{8.4}$$

donde F es la distancia focal del objetivo. La deducción de esta fórmula resulta clara de la fig. 93

Cuando los ángulos α son pequeños

$$l = F\alpha,$$

si α se mide en radianes, y

$$l = F\frac{\alpha}{57°,3},$$

si α se mide en grados. Entonces la escala de la imagen

$$\mu = \frac{\alpha}{l}, \tag{8.5}$$

y si F está expresada en mm, entonces l también lo estará en mm. La escala μ, según sea la unidad de medición de α, se obtendrá en mm (°/mm), en minutos de arco por mm ('/mm), o en segundos de arco por mm ("/mm).

Así, el diámetro angular del Sol y de la Luna es, aproximadamente, de 0°,5. Si la distancia focal del telescopio $F = 1000$ mm, el diámetro de la imagen del Sol y de la Luna en su plano focal es aproximadamente de 10 mm y, por consiguiente, $\mu = 0°,5/10 = 0°,05/\text{mm}$.

El telescopio reflector, adaptado para las observaciones directamente en el foco de un espejo parabólico, se denomina *telescopio reflector con foco recto*. Frecuentemente se emplean sistemas de reflectores más complicados; por ejemplo, con ayuda de un espejo plano complementario, colocado delante del foco, se puede sacar este último a un lado fuera de los límites del tubo (*foco de Newton*). Con un espejo prefocal convexo complementario se puede alargar la distancia focal y sacar el foco a un orificio practicado en el centro del espejo principal (*foco de Cassegrain*), etc. Algunos de estos sistemas más complicados de reflectores se muestran en la fig. 94. Éstos son más cómodos para acoplar dispositivos receptores al telescopio, pero debido a las relfexiones complementarias dan más pérdidas de luz.

El enfoque del objeto con el telescopio y el seguimiento de aquél es un problema técnico complejo. Los observatorios modernos están equipados con telescopios cuyos diámetros van desde varias decenas de centímetros hasta varios metros. El telescopio reflector más grande del mundo funciona actualmente en la Unión Soviética. Su diámetro es de 6 m y está instalado a la altura de 2070 m (monte Pastujov, cerca del poblado Zelenchuk en el Cáucaso del Norte). El telecopio reflector que sigue a éste por sus dimensiones tiene un diámetro de 5 m y se encuentra en EE.UU. (observatorio de Monte Palomar).

La montura del telescopio tiene siempre dos ejes perpendiculares entre sí, girando alrededor de los cuales se puede guiar el telescopio a cualquier campo del cielo. En la montura *altacimutal*, uno de los ejes está dirigido al cenit, el otro yace en el plano horizontal. En dicha montura se instalan pequeños telescopios portátiles. Los telescopios grandes, como regla, se instalan en la montura *ecuatorial*, uno de cuyos ejes está dirigido al polo del mundo (*eje polar*) y el otro yace en el plano del ecuador celeste (*eje de declinación*). El telescopio de montura ecuatorial se denomina *ecuatorial*.

Para observar el astro con el ecuatorial es suficiente girar éste solamente alrededor del eje polar en la dirección del crecimiento del ángulo horario, ya que la declinación del astro permanece invariable. Este giro es efectuado automáticamente, con un mecanismo de relojería. Se conocen varios tipos de monturas ecuatoriales. Los telescopios de diámetro moderado (de hasta 50–100 cm) se instalan frecuentemente en la montura tipo alemán (fig. 95),

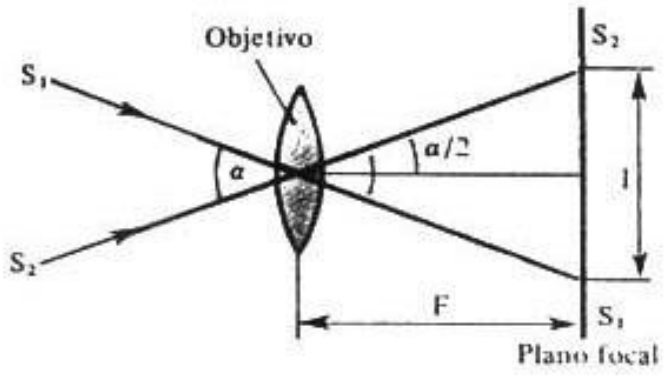


Fig. 93. Dimensiones lineales de la imagen fotográfica.

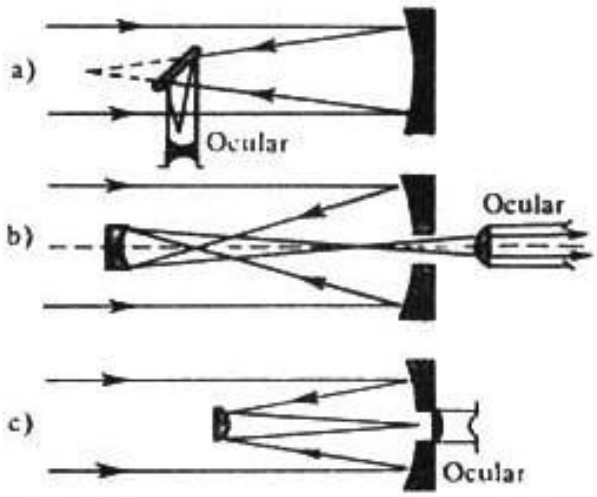


Fig. 94. Algunos esquemas de telescopios reflectores:

a) sistema de Newton; el foco se traslada a un lado con ayuda de un espejo plano; *b*) sistema de Gregory; un espejo cóncavo, colocado detrás del foco del espejo principal, alarga la distancia focal total y saca el foco al orificio central del espejo principal; *c*) sistema de Cassegrain; lo mismo se logra con un espejo convexo, colocado delante del foco del espejo principal.

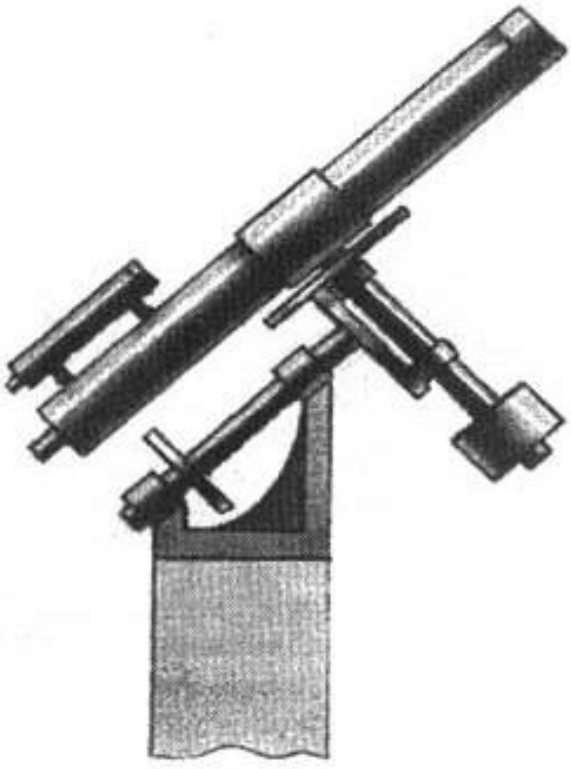


Fig. 95. Montura tipo alemán.

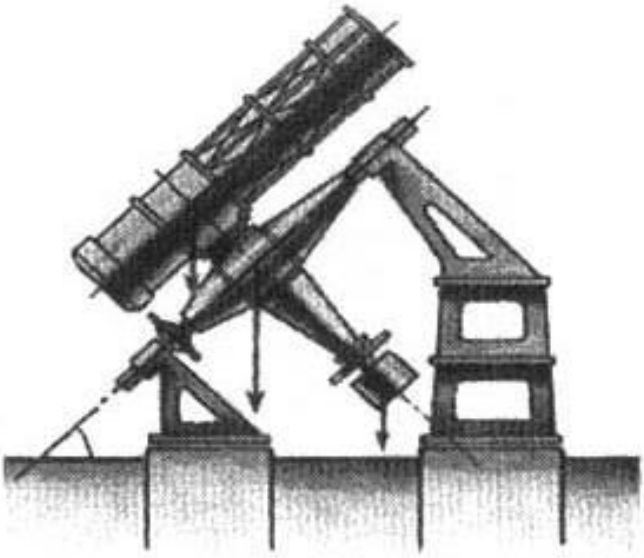


Fig. 96. Montura tipo inglés.

en la que el eje polar y el eje de declinación forman un cabezal paraláctico, que se apoya en una columna. En el eje de declinación, a un lado de la columna, se dispone el tubo, y al otro lado se coloca un contrapeso, que equilibra al tubo. La montura inglesa (fig. 96) se distingue de la de tipo alemán porque el eje polar se apoya en dos columnas, norte y sur, lo que comunica a la montura estabilidad complementaria. A veces, en la montura tipo inglés, el eje polar es sustituido por un armazón cuadrangular, quedando así el tubo en el interior del armazón (fig. 97, *a*). Semejante estructura no permite dirigir el aparato al campo polar del cielo. Si el cojinete norte (superior) del eje polar se construye en forma de herradura (fig. 97, *b*) no existirá tal limitación. Por último, se pueden quitar la columna norte y el cojinete. Entonces se obtiene la montura tipo americana, o de "horquilla" (figs. 98 y 99).

El mecanismo de relojería no funciona siempre del todo exactamente, y al obtener fotografías con exposiciones duraderas, que alcanzan a veces muchas horas, hay que cuidar por la justeza del apuntamiento (enfoque) del telescopio y, de cuando en cuando, corregirlo. Este proceso se denomina *guiamiento*. El guiamiento se efectúa con ayuda del *guía*, un pequeño telescopio auxiliar instalado en la montura común con el telescopio principal.

Las computadoras permiten realizar el seguimiento exacto de la marcha del astro y, cuando la instalación es altacimutal, esto se hace mediante el giro suave alrededor de ambos ejes. El telescopio óptico más grande del mundo de instalación altacimutal, es el telescopio reflector soviético de seis metros (fig. 100).

Para muchos problemas, vinculados con la investigación del Sol, es necesario tener una escala muy grande de la imagen, es decir, una distancia focal grande. Por esto, los telescopios destinados para la investigación del

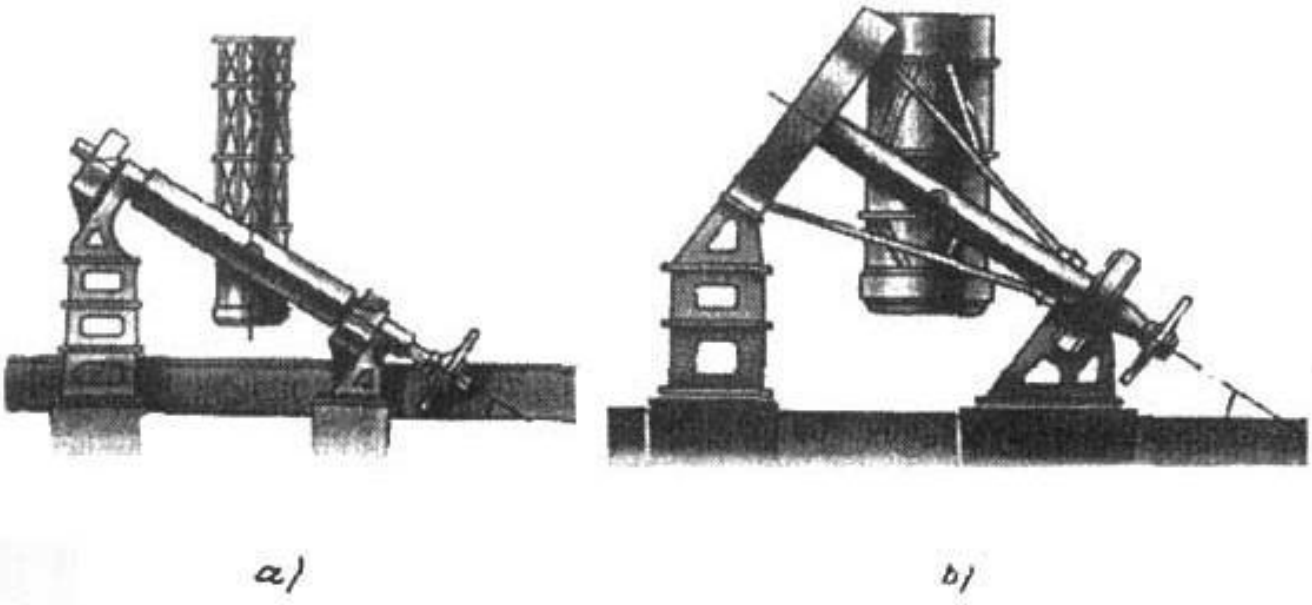


Fig. 97. Montura con el armazón.

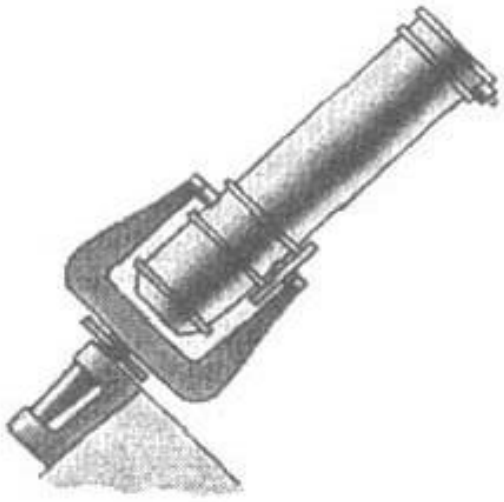


Fig. 98. Montura tipo americano.

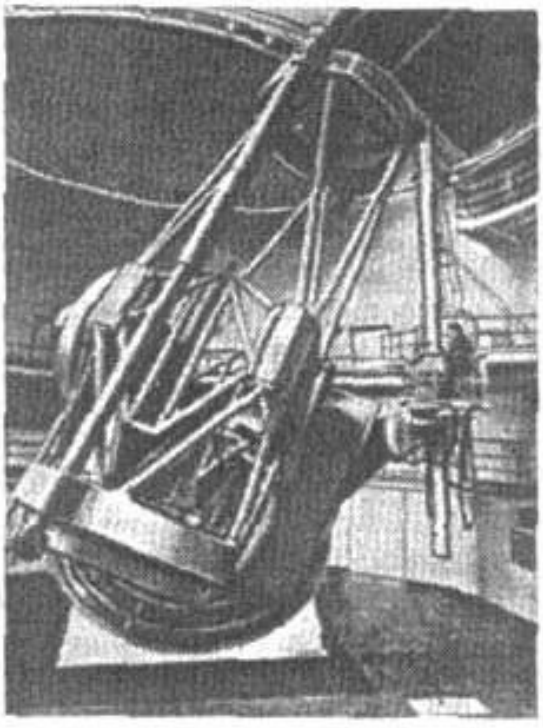


Fig. 99. Telescopio reflector de 2,8 metros, que lleva el nombre del académico soviético G. A. Shain (ЗТШ). Observatorio astrofisico de Crimea de la Academia de ciencias de la URSS.

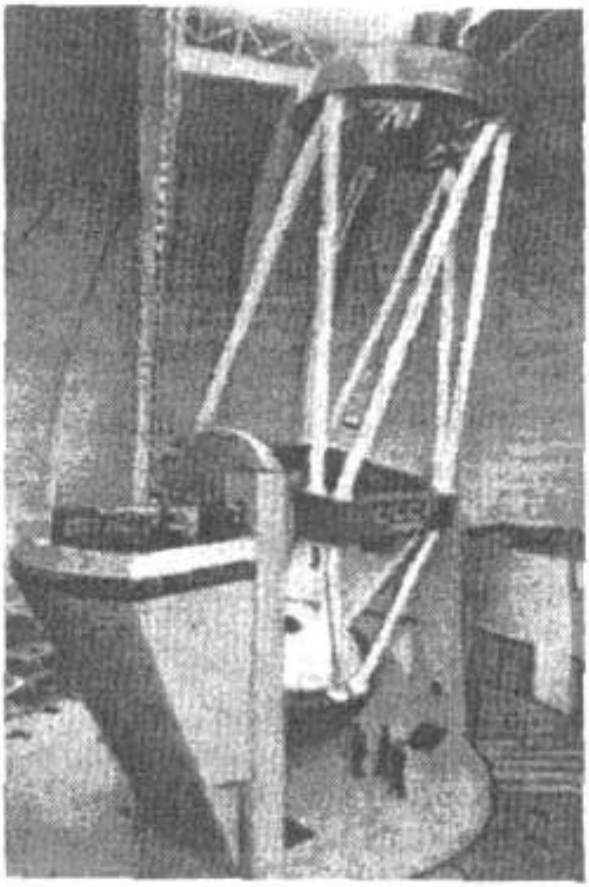


Fig. 100. Telescopio reflector soviético de seis metros, el mayor del mundo.

Sol se hacen, frecuentemente, estacionarios. En este caso la luz se enfoca al sistema óptico del telescopio con una instalación especial denominada helióstato (fig. 101).

El helióstato es un sistema de espejos planos (generalmente dos) que, a pesar de la rotación diurna del cielo, refleja el haz de rayos luminosos que vienen del astro, siempre en una dirección invariable dada. Para ello, uno de los espejos del helióstato gira lentamente alrededor del eje polar (que yace en el plano del espejo) a la velocidad de una revolución cada 48 horas en la dirección de la rotación diurna del cielo. Con esto, el rayo de luz de un astro inmóvil giraría a una velocidad dos veces mayor (puesto que el ángulo de reflexión es igual al de incidencia), es decir, de una revolución cada 24 horas. Como el astro se mueve también a la misma velocidad, el giro se compensa, y el rayo se refleja en una dirección invariable.

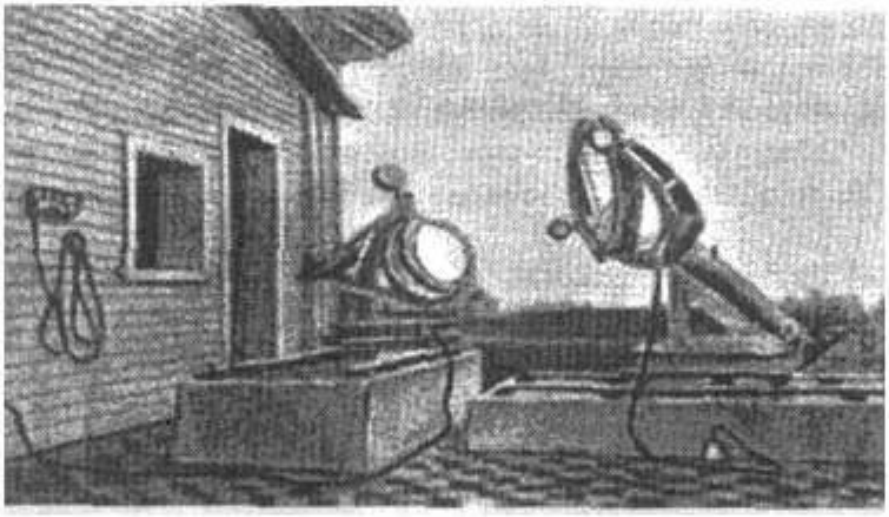


Fig. 101. Helióstato.

Existen dos tipos fundamentales de telescopios solares grandes: *verticales*, o *de torre*, y *horizontales*. En el telescopio de torre el helióstato envía el rayo verticalmente hacia abajo, y el sistema óptico, que forma la imagen del Sol, se dispone verticalmente. Los aparatos espectrales y analizadores se encuentran en el local del laboratorio, en la base de la torre. En el telescopio horizontal el helióstato envía el rayo en el plano horizontal, en el que se instalan todos los elementos ópticos del sistema. En el aspecto estructural el telescopio horizontal es mucho más cómodo. Sin embargo, las perturbaciones atmosféricas en la capa terrestre influyen más sobre la calidad de la imagen en el telescopio horizontal que en el de torre.

Durante largo tiempo solamente se logró observar la parte más externa y rarificada de la atmósfera solar, la corona, en los momentos raros de los eclipses totales del Sol. El brillo de la corona es en 10^6 veces menor que el brillo del disco solar. En las condiciones habituales la difusión de la luz solar en la atmósfera terrestre y en el telescopio crea alrededor del Sol una aureola, en cuyo fondo es imposible distinguir la corona.

En la fase total del eclipse solar la Luna oculta el disco solar, y entonces,

en el cielo oscurecido, alrededor del disco sombrío de la Luna, resplandece la aureola perlada de la corona solar. Fueron muchos los astrónomos y ópticos que trataron de construir telescopios especiales, en los que se pudiera ver la corona fuera del eclipse. Por primera vez logró esto el conocido astrofísico francés Lyot, quien empleó el refractor con objetivo de una sola lente. Semejante sistema garantiza un mínimo de luz difusa en el telescopio. Para disminuir la difusión atmosférica Lyot instaló su aparato (lo llamó *coronógrafo obturador*) en una montaña. Y, por último, en el interior del telescopio, colocó una "Luna artificial", que ocultaba del observador la imagen del disco solar. Con estas prevenciones se podía observar la corona solar visualmente y fotografiar en sus rayos las rayas de emisión más brillantes. En la actualidad existen en muchos países coronógrafos obturadores, construídos con esa misma idea, y las observaciones de la corona forman regularmente parte del programa Servicio Solar. A diferencia de los telescopios solares de destino común, el coronógrafo obturador se instala en una montura ecuatorial ordinaria, ya que el espejo del helióstato daría demasiada luz difusa. La luz, difundida por la atmósfera terrestre (fondo del cielo), crea también perturbaciones considerables al observar la corona fuera del eclipse. El único procedimiento para eliminar el fondo del cielo es el de efectuar las observaciones con ayuda de un instrumento, instalado a bordo de un satélite artificial. Semejantes experimentos fueron realizados exitosamente en la nave espacial americana "Skylab".

Es natural plantear la cuestión: ¿qué es lo que limita *la calidad de la imagen de los astros en el telescopio*? A primera vista parece que cuanto mayor sea el aumento (o, en el telescopio fotográfico, la escala), tanto más serán los detalles que se puedan distinguir en los discos de los planetas, ver los pares más apretados de estrellas binarias, etc. En realidad esto no es así. Aquí existe una limitación de principio, vinculada con el fenómeno en la *difracción*: la inflexión de los bordes del objetivo por las ondas luminosas. Incluso un objetivo ideal, debido a la difracción, no puede construir la imagen de un objeto puntual en forma de punto. En lugar de éste se obtiene una manchita con un sistema de anillos de difracción alrededor, cuya intensidad disminuye al alejarse del centro de la imagen (fig. 102). El diámetro angular de la mancha central

$$\delta = \frac{\lambda}{D} \text{ radián}, \tag{8.6}$$

donde λ es la longitud de onda y D es el diámetro del telescopio. Si $\lambda = 0{,}55$ μm (color verde) y $D = 100$ cm, entonces $\delta = 0{,}55 \cdot 10^{-6}$ radianes $= 0'',1$. Es evidente que dos puntos (por ejemplo, dos estrellas contiguas) pueden distinguirse solamente en aquel caso cuando la distancia entre ellos es mayor de δ. Este ángulo mínimo δ se denomina *poder separador angular teórico* del telescopio. Prácticamente el poder separador angular de los telescopios grandes queda limitado por otro factor: *el parpadeo atmosférico*.

El parpadeo está provocado por los movimientos turbulentos de la atmósfera. Puqueñas masas de aire se mueven unas respecto a otras, la

presión en ellas oscila, como resultado de lo cual el coeficiente de refracción en los distintos puntos de la atmósfera en el trayecto del rayo no es igual. El rayo, al atravesar la atmósfera, se refracta y desvía, siendo así que la magnitud y dirección de esta desviación varían con el tiempo. La dimensión mínima de las heterogeneidades en la atmósfera es aproximadamente de 10 cm, y por esto, si el diámetro del telescopio es considerablemente mayor de 10 cm, la imagen de la estrella se esfuma. Cuando el diámetro del telescopio es menor entonces la imagen oscila como un todo. La imagen de la estrella, esfumada por el parpadeo atmosférico, se denomina *disco de parpadeo*. El diámetro del disco de parpadeo depende de las condiciones naturales locales ("clima astronómico"), y asimismo de la dimensión y construcción del telescopio y de la torre. En las condiciones de un clima

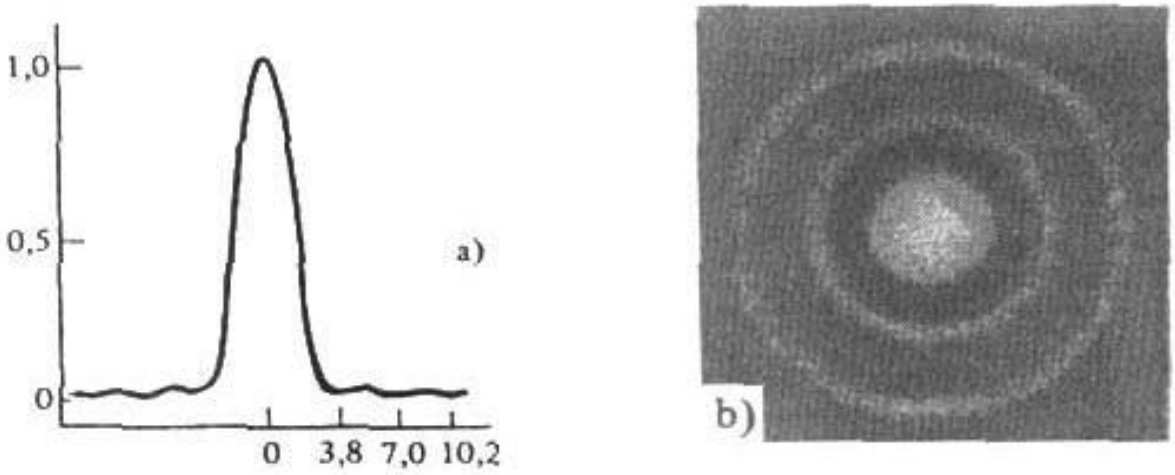


Fig. 102. *a*) Distribución del brillo en la imagen difractiva de una fuente puntual; *b*) fotografía, aumentada considerablemente, de la imagen de difracción de una fuente puntual.

astronómico medio los telescopios con diámetro desde varias decenas de centímetros hasta varios metros tienen un poder separador angular de 2–3". El poder separador de 1–1",5 se considera bueno, y el de 0",5 excelente. En los lugares de clima astronómico ideal pueden obtenerse magnitudes aún menores. Por causas de carácter histórico y económico la mayoría de los observatorios existentes no están situados en semejantes lugares, pero en los últimos años, al instalar aparatos grandes nuevos, se comenzó a tener en cuenta el carácter del clima astronómico. Además de la calidad de la imagen un factor importante es el número de noches (para los trabajos solares, de días) despejadas.

Los cuerpos cósmicos irradian energía electromagnética en un intervalo o gama de frecuencias muy amplio: desde rayos gamma hasta las ondas radioeléctricas más largas (véase el § 102). La radioemisión de los objetos cósmicos se capta con instalaciones especiales, denominados *radiotelescopios*, que constan de una antena y de un aparato receptor muy sensible. Actualmente la radioemisión cósmica se investiga en longitudes de onda desde un milímetro hasta varias decenas de metros. Las *antenas* de los

radiotelescopios, que captan ondas con longitud de milímetros, centímetros, decímetros y metros, son generalmente reflectores parabólicos, parecidos a los espejos de los telescopios reflectores normales. En el foco del paraboloide se instala el excitador: dispositivo que recoge la radioemisión dirigida a él por el espejo. El excitador transmite la energía captada a la entrada del aparato receptor y, después de su amplificación y demodulación, la señal se registra en la cinta del aparato registrador automático de medición eléctrica.

Los espejos radioastronómicos no exigen la misma precisión de fabricación que los espejos ópticos. Para que el espejo no distorsione, su divergencia de la forma parabólica dada no debe superar, como ya se dijo, $\lambda/8$, y las longitudes de onda λ en el radiodiapasón son mucho mayores que en el óptico. Por ejemplo, para la onda $\lambda = 10$ cm es suficiente tener una precisión del espejo aproximadamente de 1 cm. Es más, el espejo del radiotelescopio se puede hacer discontinuo: por ejemplo, tender una red metálica sobre un armazón, que comunique a ésta una forma aproximadamente de paraboloide. Y, por último, el radiotelescopio se puede hacer estacionario, si el giro del espejo se sustituye por el desplazamiento del excitador (en los límites de hasta 10–20°). Por eso los radiotelescopios pueden superar en mucho por sus dimensiones a los telescopios ópticos.

La antena radioastronómica "de perfil completo" (es decir, que representa en sí un espejo entero de una sola pieza) más grande del mundo, tiene un diámetro de 300 m, y se encuentra en el observatorio de Arecibo, en Puerto Rico, está instalada en una hondonada natural (en el cráter de un volcán apagado) al que se le dio la forma de paraboloide, se reforzó con hormigón y el hormigón se recubrió con un revestimiento metálico (fig. 103). Claro

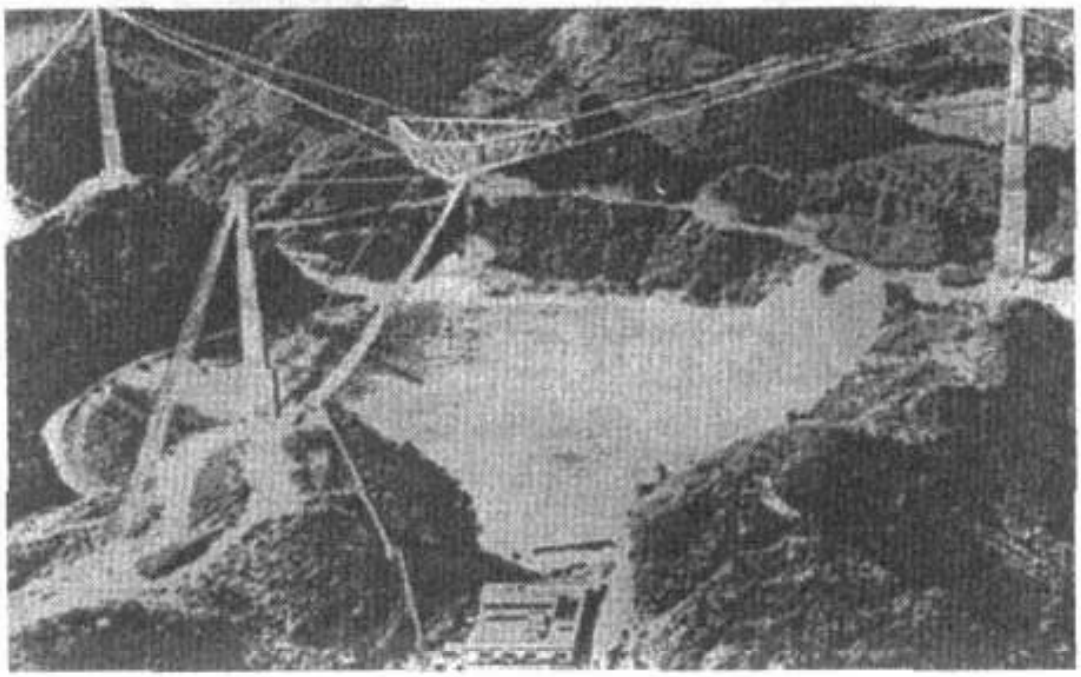


Fig. 103. Radiotelescopio de 300 metros en Arecibo (Puerto Rico).

está, una antena inmóvil, dirigida al cenit, no permite captar la radioemisión de cualquier punto de la esfera celeste, pero gracias a la rotación diurna de la Tierra y a la posibilidad de desplazar el excitador una parte considerable del cielo resulta ser accesible a las observaciones.

Los espejos radioastronómicos de menores dimensiones se instalan sobre monturas vertical-acimutal o ecuatorial. La antena más grande de este tipo (diámetro 100 m, fig. 104) se encuentra en la República Federal Alemana (Bonn). Semejantes antenas gigantes, sin embargo, no pueden funcionar con ondas de longitudes milimétricas, pues están construidas con exactitud insuficiente (siendo el diámetro de varias decenas de metros es un problema muy difícil el mantener la forma parabólica con precisión, por ejemplo, de hasta algunas décimas partes de milímetro). Entre los instrumentos de alta precisión, aptos para su funcionamiento en las ondas más cortas, existen dos radiotelescopios soviéticos de 22 metros de diámetro considerados entre los mejores (uno en el Instituto de Física P. N. Lébedev, y el otro en el Observatorio astrofísico de Crimea).

Los radiotelescopios de dimensiones muy grandes pueden estar formados por un gran número de espejos, que enfocan la radiación captada a un excitador. Un ejemplo es el radiotelescopio RATAN-600 (se descifra como "radiotelescopio de la Academia de ciencias, diámetro 600 m"), instalado

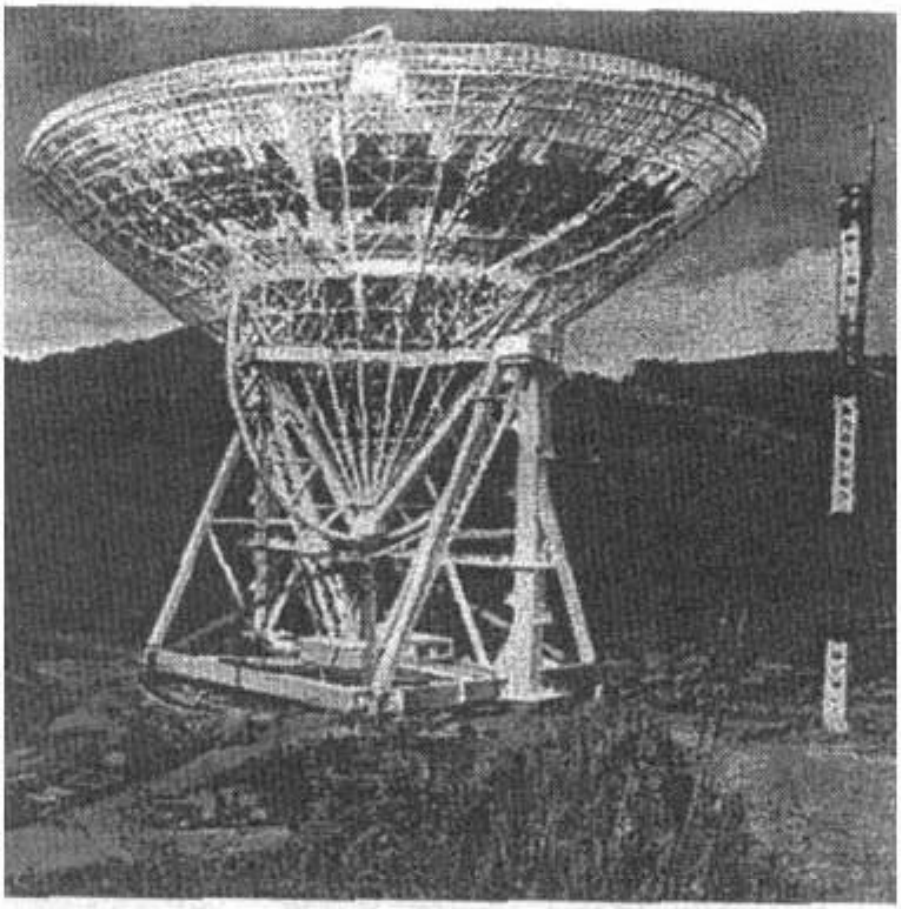


Fig. 104. Radiotelescopio de 100 metros del Instituto Radioastronómico Max Planck (Bonn, RFA).

cerca de la población Zelenchuk (no lejos del telescopio reflector de 6 metros), que representa en sí un aro cerrado con diámetro de casi 600 m compuesto de 900 espejos planos de 2 × 7,4 m, que forman un segmento de paraboloide (fig. 105). Cuando las distancias cenitales son pequeñas puede funcionar todo el aro, mientras que cuando éstas son grandes funciona solamente una parte de él. Las antenas de semejante tipo se denominan antenas de apertura no rellena.

Para ondas de longitudes de varios metros o más, las antenas parabólicas no se emplean. Aquí se utilizan sistemas que constan de un gran número de antenas dipolos, la conexión eléctrica entre las cuales garantiza la directividad de recepción necesaria para el radiotelescopio.

Para la descripción del poder angular resolutivo del radiotelescopio se

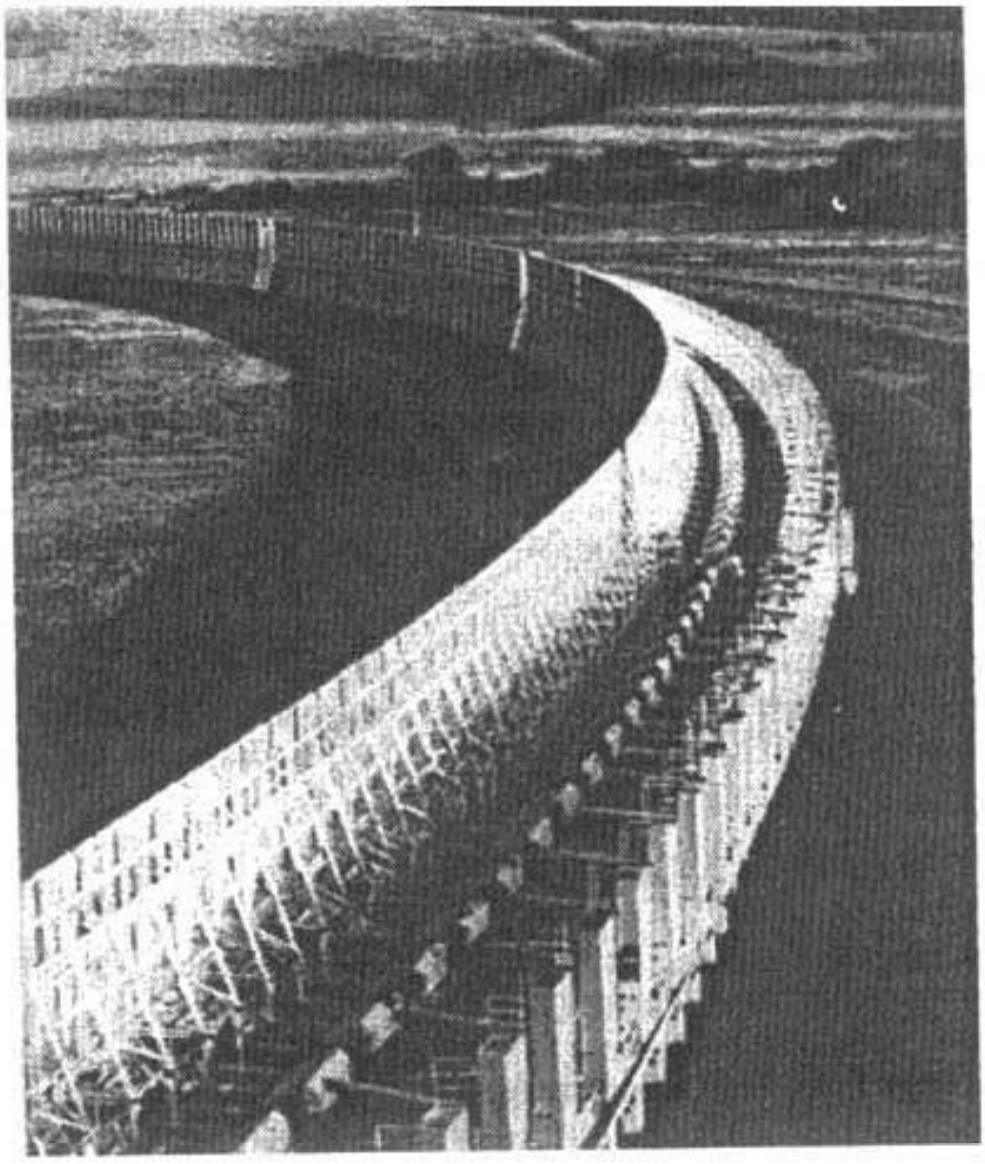


Fig. 105. RATAN-600, radiotelescopio grande instalado en la región del poblado de Zelenchuk (Cáucaso del Norte, URSS).

utiliza una característica especial, el *diagrama de directividad*. Se denomina diagrama de directividad a la dependencia entre la sensibilidad del radiotelescopio y la posición de la fuente puntiforme de radioemisión respecto a la antena. El radiotelescopio con antena simétrica parabólica tiene un diagrama de directividad que es simétrico respecto al eje de la antena. El aspecto aproximado de semejante diagrama se muestra en la fig. 106. El poder angular resolutivo del radiotelescopio (es decir, el ángulo mínimo entre dos fuentes, que se registran como independientes) es aproximadamente igual a la anchura del diagrama de directividad "a mitad de potencia"

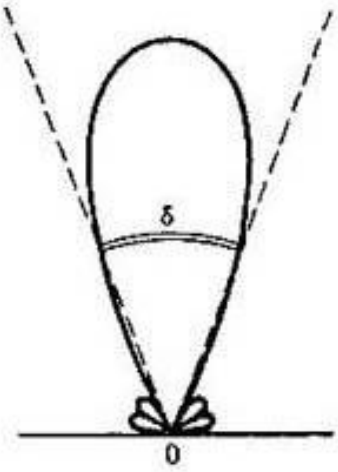
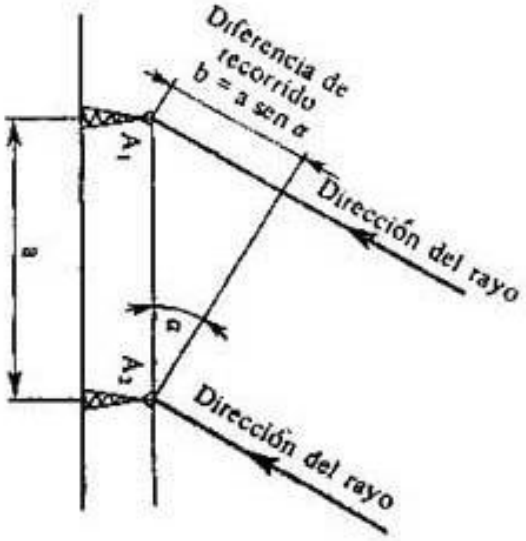


Fig. 106. Diagrama de direccionalidad de una antena.



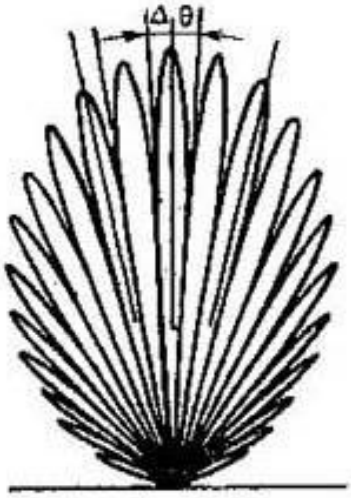


Fig. 107. Radiointerferómetro; a la izquierda el esquema de un interferómetro de dos antenas; a la derecha su diagrama de direccionalidad.

(ángulo δ en la fig. 106). La causa física que limita el poder angular resolutivo teórico es la difracción, es igual que en los telescopios ópticos

Puesto que las longitudes de onda en el radiodiapasón es muy grande, los espejos radioastronómicos, a pesar de sus grandes dimensiones, ceden considerablemente por su poder resolutivo a los espejos ópticos. Así, la antena de Arecibo, de 300 metros, en su longitud de onda de trabajo de 70 cm, puede garantizar un poder resolutivo angular

$$\delta = \frac{0{,}7}{300} = 2{,}3 \cdot 10^{-3} \text{ radián} \approx 8',$$

es decir, es en algunas centenas de veces inferior al límite práctico medio del telescopio óptico (1–2″). No obstante, existe un procedimiento que permite igualar el poder resolutivo de unos y otros telescopios. Esto se puede efectuar con ayuda del radiointerferómetro.

El radiointerferómetro (fig. 107) más simple representa en sí un sistema de dos antenas separadas por cierta distancia a, que se denomina base del interferómetro. Los excitadores de ambas antenas transmiten las señales por los hilos ("feeders") a la entrada de un mismo receptor.

A la antena A_1 la onda electromagnética llega con cierto retraso respecto a la A_2. Si el retraso ("diferencia de recorrido") es igual a un número entero de longitudes de onda,

$$b = a \operatorname{sen} \alpha = n\lambda,$$

entonces las señales en la entrada del receptor se suman, pues llegan en una misma fase. Si, por el contrario

$$b = \left(n + \frac{1}{2}\right)\lambda,$$

entonces las señales se restan, pues llegan en antifase. Como resultado, el diagrama de directividad del interferómetro consta de dos lóbulos estrechos,

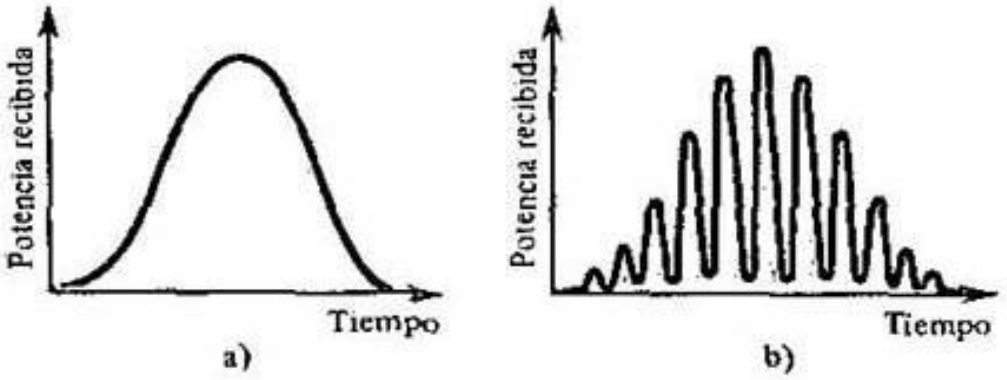


Fig. 108. Registro de la radioemisión de una fuente puntiforme al pasar dicha emisión por el diagrama de direccionalidad.
a) de una antena, *b*) de un interferómetro de dos antenas

la distancia angular entre los máximos (y mínimos) de los cuales es igual a

$$\Delta\theta = \operatorname{arc\,sen} \frac{(n+1)\lambda}{a} - \operatorname{arc\,sen} \frac{n\lambda}{a} \approx \frac{\lambda}{a} \qquad (8.7)$$

a lo largo de la dirección paralela a la base. Estos lóbulos se superponen al diagrama de directividad de la antena independiente, y el diagrama completo de directividad (mejor dicho, su sección por el plano que pasa a través de la línea de la base) tiene el aspecto mostrado en la fig. 107.

La distancia a se puede hacer muy grande:

$$a \gg D;$$

por esto, con los interferómetros, se pueden resolver fuentes puntiformes situadas muy cerca.

La radioemisión de una fuente puntiforme, durante las observaciones con una antena independiente, se registra tal como se indica en la fig. 108, *a*, y durante las observaciones con el interferómetro, tal como se expone en la fig. 108, *b*. Si las dimensiones angulares de la fuente son mucho mayores que $\Delta\theta$, entonces la fuente no es registrada por el interferómetro. Variando la

longitud de la base se pueden determinar las dimensiones y la distribución del brillo de la fuente a lo largo de una de las coordenadas. Realizando una misma serie de mediciones con otra orientación de la base se puede conocer también la distribución del brillo por la otra coordenada.

En los últimos años se ha elaborado una metodología de observaciones radiointerferométricas con la utilización de dos receptores. En este caso las antenas del interferómetro pueden estar separadas por miles de kilómetros. En la radioastronomía, con ayuda de sistemas semejantes, se logró obtener un poder resolutivo angular del orden de 10^{-4} segundos de arco, mucho mejor que el de los telescopios ópticos.

Gracias al vigoroso desarrollo de la técnica radioastronómica en la actualidad se ha investigado la radioemisión del Sol y de la Luna, de los planetas del sistema solar desde Mercurio hasta Urano inclusive, de muchos objetos pertenecientes a nuestra Galaxia (restos de estrellas supernovas, pulsares, nebulosas difusas y planetarias, nubes de gas interestelar), la radioemisión de los objetos extragalácticos. Como resultado de las observaciones radioastronómicas se descubrieron objetos extragalácticos de nuevo tipo: los quasares (véase el § 174). Las investigaciones radioastronómicas permitieron obtener resultados muy importantes en muchas esferas de la astrofísica.

Desde el punto de vista observador la gama de radio tiene ciertas ventajas particulares respecto a la gama óptica. Puesto que las ondas radioeléctricas (hertzianas) no son retenidas por las nubes, las observaciones en los radiotelescopios se realizan también en tiempo nublado. Además, las fuentes cósmicas de radioemisión se pueden observar durante el día tan bien como durante la noche, pues en la gama de radio el Sol "no ilumina" desde el fondo la atmósfera terrestre.

En la banda infrarroja (en las ondas con longitud desde 1μm hasta 1 mm) se utilizan telescopios ópticos corrientes. En esta gama de ondas la dificultad principal son las perturbaciones por parte de la radiación calórica del telescopio y de la atmósfera. Además, la atmósfera absorbe enérgicamente la radiación en la mayor parte de la banda infrarroja. No obstante, existe una serie de zonas del espectro ("ventanas de transparencia") en las que la transmisión es suficientemente grande.

Durante las observaciones de la radiación de Roentgen (rayos X), con longitudes de onda desde 0,1 hasta 10 Å, surgen dificultades singulares. Los métodos modernos de rectificado y pulido de materiales no permiten fabricar espejos de precisión tan elevada. Sin embargo, resulta que durante la incidencia y reflexión de un rayo que forma un ángulo respecto a la normal próximo a 90° ("incidencia oblicua"), las exigencias respecto a la precisión de fabricación de la superficie especular disminuyen considerablemente. Los telescopios que utilizan este principio se denominan telescopios de incidencia oblicua y, al ser instalados en los satélites artificiales, permiten medir la radiación de rayos X de las fuentes cósmicas.

En la banda de rayos X y gamma, para la separación de ángulos más o menos estrechos, se utilizan también los colimadores tubulares: paquetes

de tubos paralelos con paredes suficientemente gruesas, que se colocan delante del contador de fotones enérgicos. En las longitudes de ondas menores de 10^{-4} Å (la energía del cuanto es mayor de 100 MeV) el poder resolutivo angular se obtiene gracias al propio método de registración (véase el § 113): semejantes cuantos, en su interacción con la sustancia, dan pares de electrones y positrones cuya dirección de movimiento es casi la misma que la del propio cuanto.

§ 111. *El ojo como receptor de la radiación*

En la astronomía contemporánea el ojo del observador no se utiliza muy ampliamente en calidad de receptor de la radiación, sobre todo durante el guiamiento o en las observaciones astrométricas. Casi todas las clases de investigaciones astrofísicas se realizan con ayuda de receptores de otros tipos.

La sensibilidad del ojo depende de la longitud de onda. En término medio el ojo del observador es más sensible a las emisiones con longitud de onda $\lambda_m = 5550$ Å (color verde). A medida que nos alejamos de λ_m en ambas direcciones, la sensibilidad del ojo disminuye y se vuelve nula cerca de 3900 y 7600 Å. Estos son los límites violeta y rojo de la zona visible del espectro. La dependencia entre la sensibilidad del receptor de la emisión y la longitud de onda se denomina *característica espectral*. La característica espectral del ojo frecuentemente se denomina *curva de visión*. En los distintos observadores las curvas de visión se diferencian un poco. La curva media de visión fotópica, aprobada por un convenio internacional, se muestra en la fig. 109, *a*. El máximo de la curva de visión escotópica (durante la noche) está desplazado hacia el lado de las ondas cortas en unos 450 Å.

El flujo mínimo de radiación que puede ser descubierto por el receptor se denomina *umbral de sensibilidad* de éste. El umbral de sensibilidad del ojo es

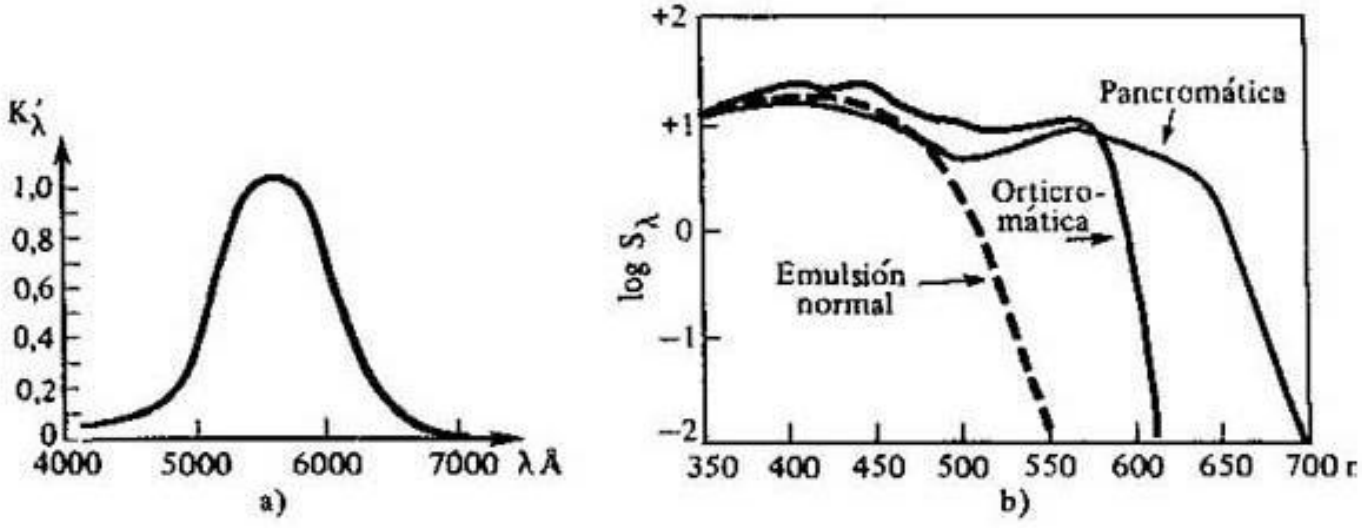


Fig. 109. *a*) Curva de visión fotópica; *b*) características espectrales de emulsiones fotográficas típicas.

muy pequeño: aproximadamente de 10^{-9} erg·s$^{-1} = 10^{-16}$ J·s^{-1}. Ello corresponde casi a 10^3 cuantos/s. Para que el ojo alcance semejante sensibilidad, el observador debe permanecer cierto tiempo en la oscuridad, adaptarse. El fenómeno de adaptación en la oscuridad consiste en que aumenta el diámetro de la pupila, se restablece la sensibilidad de la visión escotópica y en la retina aparece una sustancia de particular fotosensibilidad (púrpura visual). Como resultado el ojo se hace sensible a la iluminación débil. La capacidad de adaptación permite al ojo funcionar en una amplia gama de iluminación (del día a la noche la iluminación varía, por ejemplo, en 10^8 veces).

§ 112. *Astrofotografía*

Desde mediados del siglo pasado en la astronomía comenzó a utilizarse *el método fotográfico* de registración de la radiación. Actualmente éste ocupa un puesto rector en los métodos ópticos de la astronomía. Las exposiciones de larga duración sobre placas supersensibles permiten obtener fotografías de objetos muy débiles, incluyendo aquellos que prácticamente son inaccesibles a las observaciones visuales. A diferencia del ojo la emulsión fotográfica es capaz de acumular el efecto luminoso durante largo tiempo. Una propiedad muy importante de la fotografía es su capacidad panorámica: simultáneamente se registra una imagen muy compleja, que puede constar de un número muy grande de elementos. Es esencial, por último, que la información que se obtiene con el método fotográfico no depende de las propiedades del ojo del observador, como tiene lugar durante las observaciones visuales. La imagen fotográfica, una vez obtenida, se conserva cuanto tiempo sea necesario, y se puede estudiar en condiciones del laboratorio.

La emulsión fotográfica se compone de granos de plata halogenada (AgBr, AgCl y otros; en las distintas clases de emulsiones se utilizan diferentes sales), como suspensión en gelatina. Bajo la acción de la luz en los granos de la emulsión transcurren procesos fotoquímicos complicados, como resultado de los cuales se desprende la plata metálica. Cuanta más luz haya sido absorbida por una parte dada de la emulsión, tanta más plata se desprenderá.

La plata halogenada absorbe la luz en la zona $\lambda < 5000$ Å. A la zona del espectro de 3000–5000 Å a veces la llaman fotográfica (por analogía con la visual, 3900–7600 Å). Para hacer que la emulsión sea sensible a los rayos amarillos y rojos, introducen en ella colorantes orgánicos: sensibilizadores, que amplían la zona de sensibilidad espectral. Las emulsiones pancromáticas son emulsiones sensibilizadas, que reaccionan hasta con 6500–7000 Å (en dependencia de la clase). Las curvas de sensibilidad espectral de las distintas emulsiones se muestran en la fig. 109, *b*. Éstas se utilizan ampliamente en la fotografía astronómica y normal. Las emulsiones infracromáticas, sensibles a los rayos infrarrojos de hasta 9000 Å, y a veces de hasta 13 000 Å, se encuentran mucho más raramente.

En las fotografías las estrellas salen en forma de pequeños círculos. Cuanto más brillante es la estrella tanto mayor es el diámetro del círculo obtenido para la exposición dada (fig. 110). La diferencia de los diámetros de las imágenes fotográficas de las estrellas es un efecto puramente fotográfico, y no está ligada de ninguna manera con los diámetros angulares verdaderos de éstas. Como regla, solamente se someten a un estudio científico los propios negativos, ya que la información que éstos contienen se desfigura durante la reimpresión. En la astronomía se utilizan tanto las placas de cristal como las películas. Las placas son preferibles en aquellos casos cuando por los negativos se estudia la posición relativa de los objetos. Comparando entre sí las fotografías de un mismo campo del cielo, obtenidas en distintos días, meses y años, se puede juzgar respecto a los cambios ocurridos en este campo. Así, el desplazamiento de los planetas pequeños y de los cometas (cuando éstos se encuentran lejos del Sol y todavía no se manifiesta su cola) entre las estrellas se descubre al comparar negativos obtenidos con intervalos de varios días. Los movimientos propios de las estrellas, y también los enjambres aislados de sustancia interestelar en las nebulosas gaseosas, se estudian por fotografías obtenidas en el transcurso de intervalos grandes de tiempo, que a veces alcanzan muchas decenas de años.

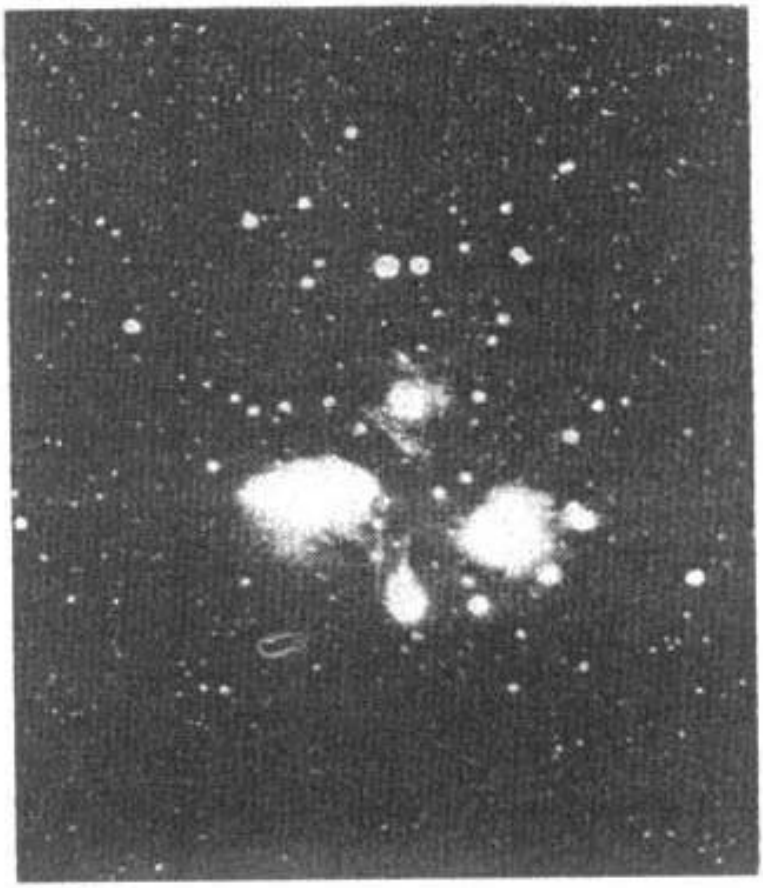


Fig. 110. Fotografía de estrellas y nebulosas de polvo en el cúmulo de las Pléyades. Se obtuvo en el telescopio de menisco del Observatorio astrofísico de Alma-Atá (F = = 50 cm, $F/D = 2{,}4$).

El cambio del brillo de las estrellas variables, los centelleos de las estrellas novas y supernovas, también se descubren fácilmente al comparar negativos obtenidos en distintos momentos de tiempo.

Para la investigación de semejantes cambios se utilizan instrumentos especiales: *el estereocomparador y el microscopio de parpadeo.* El estereocomparador sirve para descubrir los desplazamientos, y es una especie de estereoscopio. Ambas placas, reveladas en distinto tiempo, se disponen de tal manera que el investigador vea sus imágenes sobrepuestas. Si alguna estrella se desplazó perceptiblemente ésta "saltará" del plano de la imagen. El microscopio de parpadeo se diferencia del estereocomparador porque, por medio de un obturador especial, se puede tapar una u otra imagen. Si se hace vibrar rápidamente este obturador no sólo se pueden comparar las posiciones de las estrellas, sino también las magnitudes de las imágenes de éstas en ambas placas. Con esto se descubren fácilmente la variación de la posición o la variación de la magnitud sideral. La medición exacta de las posiciones de las estrellas en las placas se efectúa en los instrumentos de medida con coordenadas.

El ennegrecimiento del negativo se determina aproximadamente mediante el producto de *la iluminación E* por la duración de la exposición *t*. Esta ley se denomina ley de reciprocidad, y se cumple más o menos bien solamente en un intervalo limitado de la iluminación. Para cada clase de emulsión se puede indicar la iluminación o la exposición para la que esta clase es más efectiva. En particular, las películas cinematográficas y fotográficas, destinadas para exposiciones breves, no sirven para las exposiciones de larga duración utilizadas en la astronomía.

La fotografía permite realizar investigaciones fotométricas de los objetos astronómicos, es decir, determinar cuantitativamente el brillo y la magnitud sideral de éstos. Con esto es menester conocer la dependencia entre el ennegrecimiento del negativo y la iluminación: efectuar *la calibración* del negativo. Para medir el grado de ennegrecimiento debe pasar a través del negativo un haz luminoso, cuya intensidad se registra. Entonces el ennergecimiento D se puede expresar mediante la densidad óptica del negativo:

$$D = \log \frac{I_0}{I}, \tag{8.8}$$

donde I_0 es la intensidad del haz incidente, siendo I la intensidad del haz que pasa a través del negativo. La dependencia

$$D = f(\log Et) \tag{8.9}$$

se denomina *curva característica* de la emulsión (fig. 111). Se pueden distinguir tres tramos o zonas de la curva característica: la zona de falta de exposición, en la que la pendiente de la curva disminuye con la disminución de Et, la zona de exposiciones normales, en la que la pendiente es máxima y la dependencia es casi lineal, y, por último, la zona de sobreexposición, en la que la pendiente disminuye con el aumento de Et. Cuando la exposición

se elige correctamente el ennegrecimiento debe corresponder al tramo lineal. Para construir la curva característica en la emulsión se imprime la imagen de varias superficies (generalmente de unas 10), cuya iluminación se encuentra en razón conocida. Esta operación se denomina *calibración* del negativo.

Conociendo la curva característica se pueden comparar las iluminaciones, que corresponden a los distintos puntos del negativo, y en el caso de objetos extendidos, tales como las nebulosas o los planetas, construir sus isófotas. Esto es suficiente para la fotometría relativa (es decir, para la medición de la relación del brillo o de la luminancia). Para la fotometría absoluta (es decir, para la medición de los valores absolutos del brillo o de la luminancia) se

Fig. 111. Curva característica de una emulsión fotográfica.

requiere efectuar, además de la calibración, *la estandartización*. Para la estandartización se requiere imprimir en la emulsión la imagen de una superficie de brillo conocido (para las fuentes extendidas) o tener en el negativo estrellas de conocidas magnitudes estelares. Durante la fotometría relativa de objetos puntiformes la calibración se efectúa generalmente por estrellas de conocido brillo.

Para la medición del ennegrecimiento del negativo se emplean los *microfotómetros* fotoeléctricos. En estos aparatos la intensidad del haz luminoso, que pasa a través del negativo, se mide con una fotocélula.

El defecto principal de la placa fotográfica como receptor de la radiación es la dependencia no lineal entre el ennergecimiento y la iluminación. Además, el ennegrecimiento depende de las condiciones del proceso fotográfico. Como resultado, la precisión de las mediciones fotométricas, realizadas con el método fotográfico, no supera generalmente un 5–7%.

§ 113. *Receptores fotoeléctricos de la radiación*

Para el aumento de la precisión de la fotometría se emplean fotocélulas, que se instalan en el foco del telescopio. Recordemos suscintamente la esencia física del efecto fotoeléctrico. En los metales y en los semiconductores, además de electrones ligados a los átomos, hay electrones libres, que pueden desplazarse en los límites de toda la red cristalina. El electrón puede salir de la red cristalina si adquiere energía que supere cierta magnitud con valor de umbral W_0. Esta magnitud se denomina *trabajo de salida*. El electrón puede adquirir la energía con distintos procedimientos, por ejemplo, absorbiendo un cuanto de luz. Los cuantos con energía superior a W_0 pueden expulsar a los electrones de la superficie del material sometido a la radiación. Este fenómeno se denomina *efecto fotoeléctrico externo* o *emisión fotoeléctrica*. Pero no todo cuanto con energía mayor de W_0 expulsa a un electrón. El porcentaje de cuantos que expulsan electrones se denomina *rendimiento cuántico*. Generalmente el rendimiento cuántico es menor del 50%. El fenómeno de la emisión fotoeléctrica externa se utiliza en las *fotocélulas* con efecto fotoeléctrico externo, que son simples instrumentos bioelectrónicos de vacío (fig. 112). Uno de los electrodos (el negativo) se denomina *fotocátodo*, y el otro (el positivo) se denomina *ánodo*. Al iluminar el fotocátodo se expulsan de él los electrones, que son atraídos por el ánodo, y en el circuito de la fotocélula circula corriente (corriente fotoeléctrica), que se mide con un instrumento suficientemente sensible. La corriente fotoeléctrica es proporcional al flujo luminoso, que incide sobre el cátodo, y esta proporcionalidad se observa dentro de límites muy amplios. La sensibilidad y la característica espectral del fotocátodo, prácticamente, no varían con el tiempo. Estas circunstancias permiten realizar mediciones fotométricas de precisión muy elevada (a veces de hasta 0,1%) con ayuda de fotocélulas, precisión que es inaccesible para la fotografía. Debido a su elevada precisión la técnica fotoeléctrica penetró sólidamente en la práctica de la astrofísica moderna.

Como es sabido, la energía del cuanto $\varepsilon = h\nu$. Por esto, el efecto fotoeléctrico solamente puede ser provocado por la radiación con frecuencia que supere a

$$\nu_0 = \frac{W_0}{h} \tag{8.10}$$

(ley de Einstein). La frecuencia límite ν_0 se denomina *límite rojo del efecto fotoeléctrico*. Ésta depende del material del fotocátodo. Los metales puros tienen un trabajo grande de salida y no sirven para la fabricación de fotocátodos para longitudes de onda $\lambda > 3000$ Å, que se emplean en las observaciones astronómicas terrestres y en la técnica. Por esto se han elaborado fotocátodos especiales de estructura físico-química compleja que garantiza un trabajo de salida pequeño. Los tipos más difundidos de fotocátodos modernos son los de antimonio-cesio, polialcalino y de oxígeno-cesio. Sus características espectrales se muestran en la fig. 113. No existen

fotocátodos para longitudes de onda que excedan de 12 500 A. Debido al trabajo pequeño de salida el fotocátodo no sólo emite fotoelectrones, sino también termoiones, es decir, electrones que, por los movimientos térmicos, adquirieron una energía mayor que el trabajo de salida, y que pudieron abandonar el fotocátodo. Estos termoiones originan una corriente termoiónica oscura que obstaculiza la medición de las corrientes fotoeléctricas débiles.

Las fotocélulas simples con efecto fotoeléctrico externo ahora se utilizan relativamente poco. En lugar de éstas se dispone de receptores fotoeléctricos más complicados: *los fotomultiplicadores* (FEM). En estos instrumentos se utiliza el fenómeno de la *emisión electrónica secundaria*: el electrón, que

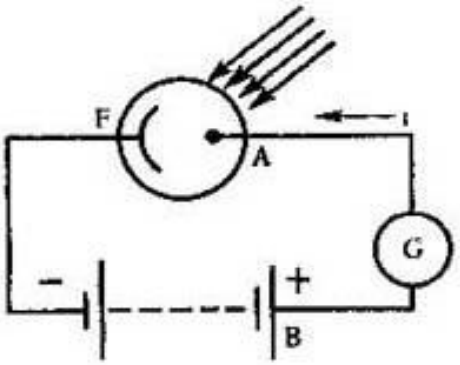


Fig. 112. Esquema de principio de conexión de una fotocélula con efecto fotoeléctrico externo.

F, fotocátodo; *A*, ánodo de la fotocélula, *G*, galvanómetro; *R*, batería de alimentación, *i*, corriente fotoeléctrica

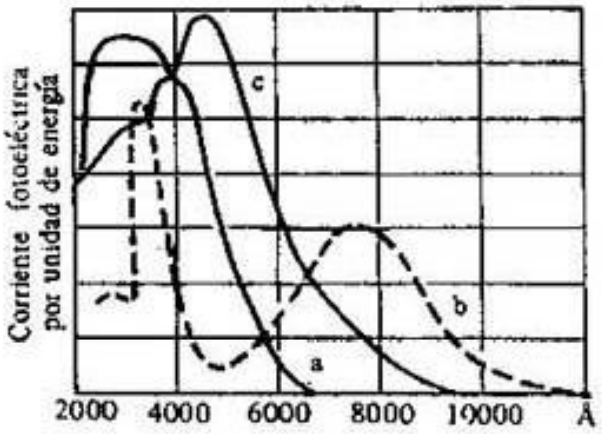


Fig. 113. Características espectrales de los fotocátodos:

a) de antimonio-cesio, *b*) de oxígeno-cesio, *c*) polialcalinos.

posee suficiente energía y que ha sido embalado por el campo eléctrico, al caer en una superficie con pequeño trabajo de salida, puede expulsar varios electrones. Así pues, con ayuda de la emisión electrónica secundaria, se puede obtener una intensificación de la corriente fotoeléctrica. Entre el fotocátodo *F*) y el ánodo (*A*) en el FEM (fig. 114) existe cierta cantidad de emisores de electrones secundarios: los dinodos D_1, D_2, etc.). La forma y disposición de todos los electrodos del FEM, así como las tensiones aplicadas a éstos, son tales que el fotoelectrón, al ser arrancado del fotocátodo, cae en el primer dinodo y expulsa de éste varios electrones, que, a continuación, caen sobre el segundo dinodo y arrancan, respectivamente aún mayor cantidad de electrones, etc. Como resultado, cada fotoelectrón conduce a la formación de una avalancha de electrones secundarios (hasta 10^8–10^9) en el ánodo. Después del fotomultiplicador se conecta un instrumento que mida la corriente media anódica o bien un instrumento que registre los impulsos, de los que se compone la corriente anódica. Puesto que cada impulso corresponde a un fotoelectrón, este último procedimiento se denomina método del cómputo de electrones. Igual que en las fotocélulas, en

los fotomultiplicadores existe un fondo de corriente oscura que obstaculiza la medición de los flujos luminosos débiles.

Los instrumentos fotométricos en los que en calidad de receptor de la luz se emplea una fotocélula o un fotomultiplicador, se denominan *electrofotómetros*. En la fig. 115 se expone el esquema simplificado del electrofotómetro para estrellas, es decir, del instrumento para la medición fotoeléctrica de magnitudes estelares: *a*, diafragma, que se encuentra en el foco del telescopio; *b*, ocular corredizo con prisma para dirigirlo a la estrella; *c*, luminóforo radioactivo, que sirve para el control de la constancia de la sensibilidad; *f*, filtro de luz; *l*, lente del campo, que proyecta sobre el

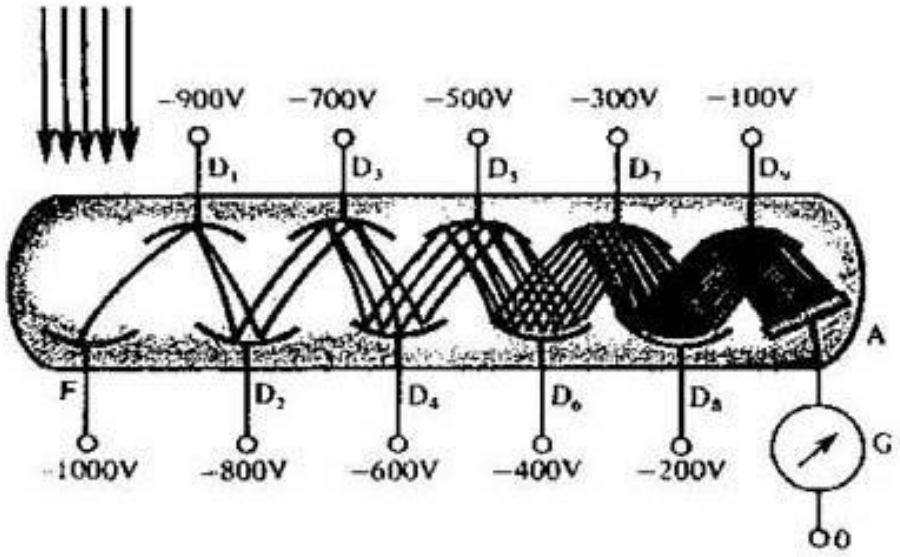


Fig. 114 Esquema de conexión de un fotomultiplicador de 9 etapas.
F, fotocátodo; $D_1 - D_9$, dínodos; *A*, ánodo; *G*, galvanómetro para medir la corriente anódica. Se indican las trayectorias aproximadas de los electrones en el sistema multiplicador

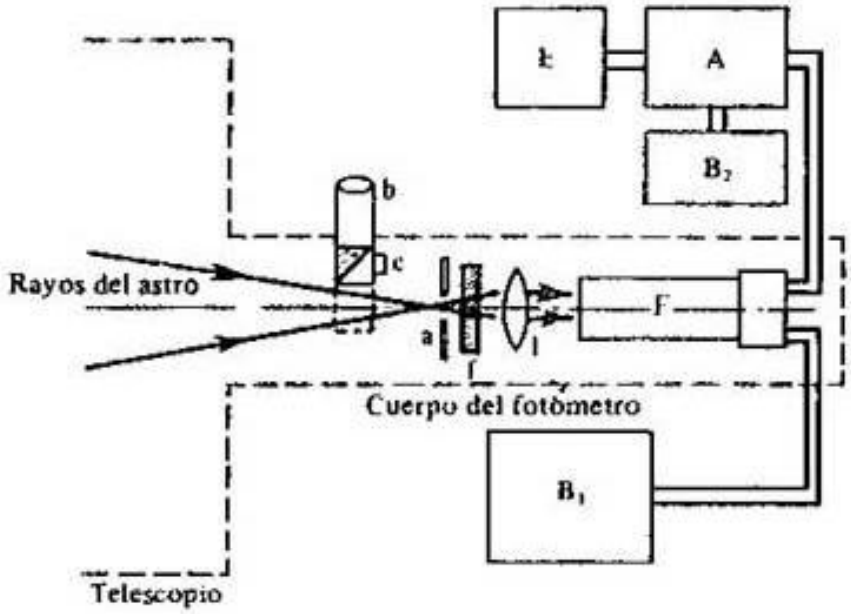


Fig. 115. Diagrama sinóptico y esquema óptico de un electrofotómetro estelar

fotocátodo la imagen del objetivo del telescopio; F, fotomultiplicador; B_1, bloque de alimentación del fotomultiplicador; A, amplificador; B_2, bloque de alimentación del amplificador; E, aparato automático electrométrico, que registra las indicaciones en una cinta móvil de papel.

El observador, durante las mediciones, introduce la estrella varias veces en el diafragma y la hace salir de éste. Cuando no está la estrella el aparato registra la lectura del fondo del cielo, determinado por la luminiscencia de la atmósfera superior. Esta lectura es proporcional al área del diafragma, por lo que se procura que éste sea menor. Cuando la estrella se encuentra en el diafragma, el aparato registra la lectura total del fondo y de la estrella,

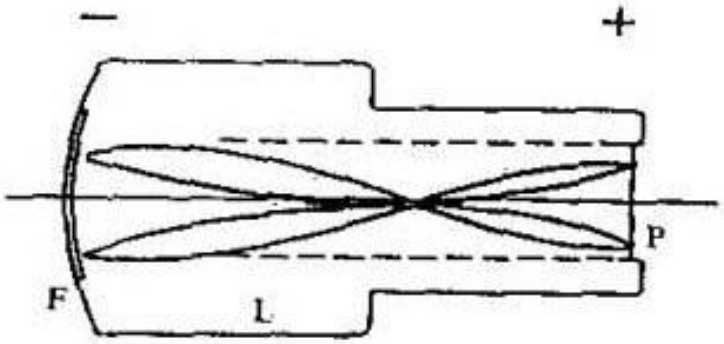


Fig. 116. Esquema de un convertidor electrono-óptico:

F, fotocátodo, L, lente electrónica, P, pantalla. Se indican las trayectorias aproximadas de los fotoelectrones.

y durante la elaboración de los datos el observador toma la diferencia de ambas lecturas. Comparando las lecturas n_1 y n_2 de distintas estrellas se puede derminar la diferencia de sus magnitudes estelares

$$m_2 - m_1 = -2{,}5 \log \frac{n_2}{n_1},$$

y por la magnitud estelar conocida m_1 de una estrella se calcula la magnitud estelar m_2 de la otra. Para excluir la influencia de la atmósfera, se deben comparar estrellas que se encuentren a una misma distancia cenital o bien determinar mediante observaciones especiales el coeficiente de transparencia de la atmósfera.

Si las estrellas no son muy débiles entonces, con ayuda del electrofotómetro estelar, se puede obtener una precisión de $0^m{,}005$–$0^m{,}01$. Haciendo uso de los filtros de luz con el electrofotómetro se logran determinar las características cromáticas de las estrellas, y si se introduce en el trayecto óptico un analizador de polarización, se puede medir con elevada precisión el grado de polarización de la luz de las estrellas.

Ultimamente en las observaciones astronómicas se emplean cada vez más los convertidores de imágenes: *convertidores electrónicos ópticos* (CEO) y *sistemas de televisión*. El convertidor electrónico óptico (fig. 116) consta del

fotocátodo F, la lente electrónica L y de la pantalla P, luminiscente bajo la acción de los electrones.

La lente electrónica es un electrodo cargado positivamente, que embala los electrones hasta una energía relativamente grande y los obliga a moverse por trayectorias de rigurosa determinación, siendo así que el fotoelectrón, expulsado de cualquier punto del cátodo, va a caer solamente en el punto de la pantalla que le corresponde, y en la pantalla se forma una imagen igual que en el fotocátodo, pero de mayor brillo. Debido al gran rendimiento cuántico de los fotocátodos el CEO permite, en principio, registrar las imágenes con exposiciones más cortas que la fotografía ordinaria. Los CEO con cátodos de oxígeno-cesio (debido a la pequeña sensibilidad de la emulsión en la zona infrarroja del espectro) tienen particularmente una gran ventaja en la exposición.

Los sistemas de TV con tubos sensibles de televisión en principio permiten también registrar imágenes muy débiles, pudiendo obtener además una acentuación del contraste. Sin embargo, semejantes sistemas son más complicados y en la práctica astronómica se introducen lentamente

En la zona infrarroja del espectro ($\lambda > 1\mu m$), para el registro de la radiación, se utilizan fundamentalmente las *fotorresistencias*: capas peliculares o cristales de determinadas sustancias semiconductoras, en las que la concentración o movilidad de los portadores de cargas aumenta durante su irradiación. Este fenómeno se denomina fotoconductibilidad y puede ser utilizado para el registro de la radiación incluso en una gama milimétrica.

El límite rojo de la característica espectral de la fotorresistencia queda determinado por la naturaleza concreta del material. Las fotorresistencias sensibles en la zona infrarroja del espectro, como regla, deben enfriarse hasta una temperatura baja.

La sensibilidad elevada en la zona infrarroja también puede ser obtenida con ayuda de ciertos tipos de *bolómetros*, refrigerados por helio líquido. Los bolómetros pertenecen a la clase de los *receptores térmicos*, cuyo funcionamiento se basa en el aumento de la temperatura al absorber la radiación. En los bolómetros se utiliza la dependencia entre la resistencia eléctrica y la temperatura. A la clase de receptores térmicos pertenecen también los termopares, en los que se utiliza el efecto termoeléctrico, y los *transductores óptico-acústicos* (TOA), en los que la radiación se absorbe en cierto volumen de gas, calienta éste y lo dilata. Los termopares y los TOA funcionan sin refrigeración y solamente sirven para medir flujos de radiación relativamente grandes. Todos los receptores térmicos tienen una ventaja respecto a los fotoeléctricos, y es que su sensibilidad, en principio, no depende de la longitud de onda, es decir, *no son selectivos*.

En los aparatos instalados en los satélites artificiales, para el registro de la radiación de Roentgen, se emplean los contadores de Geiger, contadores de centelleo y los fotomultiplicadores con fotocátodos especiales. Los contadores de Geiger son un matraz con dos electrodos, lleno de cierto gas que se ioniza bajo la acción de la radiación X, y que tiene para ésta una

ventanilla transparente. El cuanto de Roentgen, al pasar a través del gas, origina un par ion-electrón, éstos se aceleran en el campo eléctrico entre los electrodos, chocan con las moléculas neutrales, las ionizan y, como resultado, se forma una avalancha de iones y electrones que se registra en forma de un impulso de corriente. Cada impulso corresponde a un cuanto.

El contador de centelleo consta del centelleador, una placa de sustancia que, al incidir el cuanto de Roentgen, da un destello de luz, y del fotomultiplicador, que registra este destello. Se han construido fotomultiplicadores cuyos cátodos perciben directamente los cuantos de Roentgen. En este caso no se necesita centelleador.

Los contadores de centelleo de tipos especiales se utilizan también para descubrir cuantos-gamma si las energías son inferiores a 30 MeV. Cuando las energías son superiores a 30 MeV los cuantos-gamma, en interacción con la sustancia, forman pares electrón- positrón, que pueden ser registrados por las cámaras de ionización y por las emulsiones nucleares. Si la energía del cuanto es mayor que 1000 MeV, el par electrón-positrón formado por el cuanto provoca durante el movimiento en la atmósfera un destello bastante brillante, que puede ser descubierto por un telescopio terrestre de construcción especial. Este destello se explica por el efecto óptico descubierto por el académico P. A. Cherenkov: el electrón o positrón que tiene una velocidad superior a la de propagación de la luz en cierto medio (siempre menor que la velocidad de la luz en el vacío) irradia energía luminosa. Esta radiación está concentrada en un ángulo bastante estrecho y, observándola, se puede determinar la dirección de llegada del par y del cuanto que lo engendró.

§ 114. *Aparatos espectrales*

En el capítulo VII se demostró como se puede, al estudiar los espectros de los cuerpos celestes, obtener información respecto a su composición química, temperatura, presión, rotación, etc. A continuación examinaremos los tipos fundamentales de aparatos espectrales que se utilizan en la astronomía. Fue el astrónomo italiano Secchi quien por primera vez en el siglo pasado comenzó a observar los espectros de las estrellas y de los planetas. Muchos otros astrónomos se ocuparon del análisis espectral después de los trabajos de Secchi. Al principio se empleaba el espectroscopio visual, después los espectros se fotografiaban, y ahora se utiliza también el registro fotoeléctrico del espectro. Los aparatos espectrales con registro fotográfico del espectro, generalmente se denominan *espectrógrafos*, y los de registro fotoeléctrico, *espectrómetros*.

En la fig. 117 se da el esquema óptico del espectrógrafo de prisma. Delante del prisma se encuentra la ventanilla y el objetivo, que forman el colimador. Este último envía al prisma un haz de rayos paralelos. El coeficiente de refracción del material del prisma depende de la longitud de onda. Por esto, después del prisma, los haces paralelos que corresponden a las distintas longitudes de onda divergen con distintos ángulos, y el segun-

do objetivo (cámara) da en el plano focal el espectro fotografiado. Si se pone en el plano focal una segunda ventanilla, el espectrógrafo se convierte en *monocromador*. Desplazando la segunda ventanilla por el espectro, o girando el prisma, se pueden separar las zonas más o menos estrechas del espectro. Si ahora colocamos después de la ventanilla de salida un receptor fotoeléctrico, se obtendrá entonces un espectrómetro.

En la actualidad, además de los espectrógrafos y espectrómetros *de prisma*, se emplean ampliamente los *de difracción*. En estos aparatos el elemento dispersor (es decir, que descompone en espectro), en lugar del prisma, es la rejilla de difracción. Más frecuentemente se utilizan rejillas reflectoras de difracción.

La rejilla reflectora es un espejo aluminizado en el que se marcan trazas paralelas. Las distancias entre las trazas y su profundidad son comparables con la longitud de onda. Por ejemplo, las rejillas de difracción, que funcionan en la zona visible del espectro, se hacen frecuentemente con

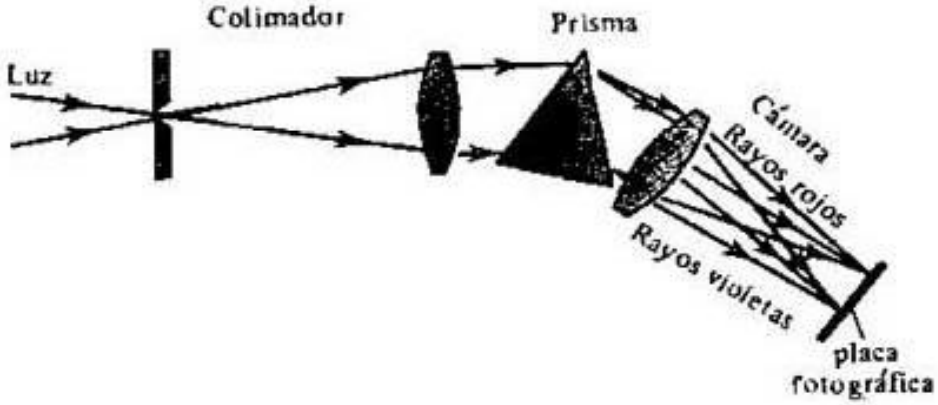


Fig. 117. Esquema óptico de un espectrógrafo de prisma.

distancia de 1,66 μm entre las trazas (600 trazas en 1 mm). Las trazas deben ser rectas y paralelas entre sí en toda la superficie de la rejilla, y la distancia entre ellas debe mantenerse constante con precisión muy elevada. Precisamente por esto la fabricación de rejillas de difracción es la más difícil en la producción óptica.

Al obtener el espectro con ayuda del prisma hacemos uso del fenómeno de refracción de la luz en el límite de dos medios. El funcionamiento de la rejilla de difracción se basa en fenómenos de otro tipo: en la difracción e interferencia de la luz. Sin explicar con detalles el principio de funcionamiento de la rejilla de difracción (éste se estudia en el curso de física) únicamente señalaremos que la rejilla, a diferencia del prisma, no da uno, sino varios espectros. Ello conduce a determinadas pérdidas de luz en comparación con el prisma. Como resultado, el uso de las rejillas de difracción en la astronomía durante largo tiempo quedó limitado a las investigaciones del Sol. Este defecto fue eliminado cuando se comenzó a dar a las trazas de la rejilla un perfil determinado, con el que la mayor parte de la energía se concentra en un espectro, mientras que los espectros restantes

quedan muy debilitados. Semejantes rejillas se denominan dirigidas o "*échelettes*" (del francés).

La característica fundamental del aparato espectral es el *poder separador espectral*

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda},$$

donde $\Delta\lambda$ es el intervalo mínimo entre dos rayas inmediatas, con el que éstas se registran por separado. Cuanto mayor es el poder separador tanto más detalladamente puede ser investigado el espectro, y tanto mayor la información sobre las propiedades del objeto radiante que puede ser obtenida como resultado. Los aparatos espectrales con rejillas dirigidas de difracción, al funcionar en iguales condiciones, pueden garantizar un poder separador superior al de los de prisma.

Otra característica importante de los aparatos espectrales es la *dispersión angular*

$$C = \frac{\Delta\alpha}{\Delta\lambda}, \tag{8.11}$$

donde $\Delta\alpha$ es el ángulo entre los rayos paralelos que atravesaron el elemento dispersor, y que se diferencian en $\Delta\lambda$ por su longitud de onda. La magnitud

$$C' = f\frac{\Delta\alpha}{\Delta\lambda} \tag{8.12}$$

(donde f es la distancia focal de la cámara), se denomina *dispersión lineal* y expresa la escala del espectro en el plano focal de la cámara, designándose en milímetros por angstrom, o bien (para las dispersiones pequeñas) en angstroms por milímetro. Así, la dispersión 250 Å/mm del espectrógrafo significa que un milímetro en el espectrograma corresponde al intervalo de longitudes de onda $\Delta\lambda = 250$ Å.

Las particularidades del esquema óptico y la construcción de los aparatos espectrales astronómicos dependen considerablemente del carácter concreto de los problemas para los que éstos se destinan. Los espectrógrafos construidos para lograr espectros estelares (*espectrógrafos estelares*) se diferencian notablemente de los *espectrógrafos nebulares*, con los que se investigan los espectros de las nebulosas. *Los espectrógrafos solares* tienen también sus particularidades. No vamos a examinar aquí detalladamente estas diferencias, sólo señalaremos que el poder separador real de los aparatos astronómicos depende de las propiedades del objeto. Si el objeto es débil, es decir, llega poca luz de él, entonces su espectro no se puede investigar muy detalladamente, ya que con el aumento del poder separador la cantidad de energía que cae sobre cada elemento separado del espectro, disminuye. Por esto, como es natural, los aparatos espectrales solares tienen el mayor poder separador. En los espectrógrafos solares grandes éste alcanza a 10^6. La dispersión lineal de estos aparatos llega a ser de 10 mm/Å (0,1 Å/mm).

Al investigar los objetos más débiles nos vemos obligados a limitarnos

con un poder separador del orden de 100, o incluso 10, y dispersiones ~ ~ 1000 Å/mm. Por ejemplo, los espectros de las estrellas débiles se obtienen con ayuda del prisma de objetivo, que es el aparato astronómico espectral más simple. El prisma de objetivo se pone directamente ante el objetivo del telescopio, y como resultado las imágenes de las estrellas se extienden en el espectro. El propio telescopio sirve de cámara y no se necesita colimador, ya que la luz de la estrella llega en forma de un haz paralelo. Semejante construcción hace que sean mínimas las pérdidas de luz por absorción en el aparato. En la fig. 118 se muestra la fotografía de un campo estelar, obtenida con el prisma de objetivo.

Con ayuda de los *filtros de luz* se puede tener una noción aproximada respecto a la composición de la radiación. En las zonas fotográfica y visual del espectro frecuentemente se utilizan filtros de luz de vidrio coloreado. En la fig. 119 se muestran curvas que indican la dependencia entre la transmisión y la longitud de onda para algunos filtros de luz; combinando éstos con uno u otro receptor se pueden separar zonas no más estrechas de varias centenas de angstroms. En los filtros de luz de vidrio coloreado se utiliza la dependencia entre la absorción de la luz y la longitud de la onda. Los filtros de luz de este tipo se denominan *absorbentes*. Se conocen filtros de luz en los que la separación de una zona estrecha del espectro se basa en la interferencia de la luz. Éstos se denominan *interferenciales* y pueden ser

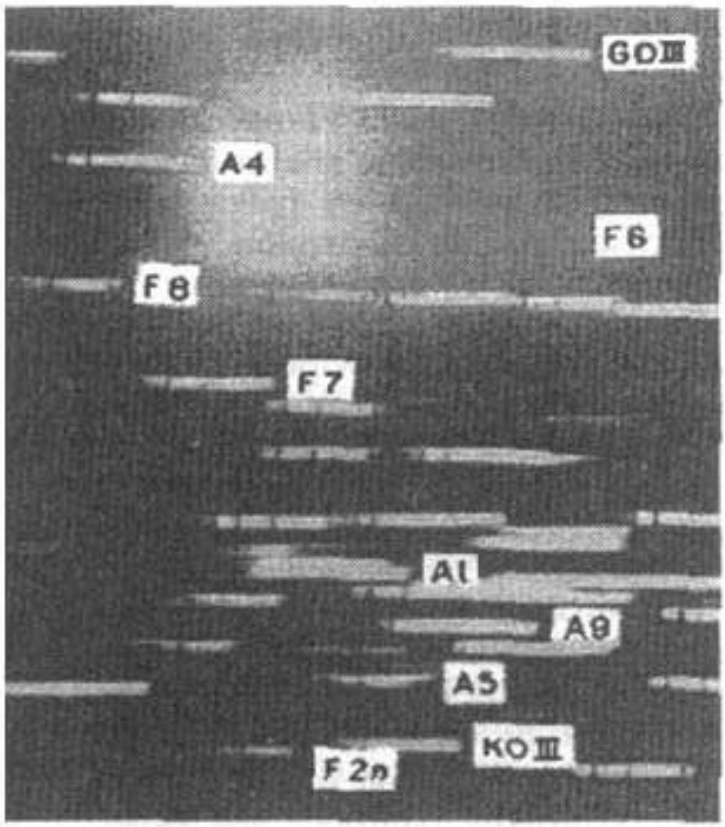


Fig. 118. Fotografía de los espectros estelares, obtenida con un prisma objetivo. Para algunas estrellas se indica la clase espectral.

hechos para bandas suficientemente estrechas, que permiten separar zonas del espectro cuya anchura es de algunas decenas de angstroms. Los filtros *interferenciales-polarizantes* separan zonas del espectro aún más estrechas (con anchura de casi 1 Å).

Con ayuda de los filtros de banda pasante estrecha se puede obtener una imagen del objeto en cualquier zona interesante del espectro, por ejemplo, fotografiar la cromosfera solar en los rayos H_α (la raya roja del espectro de hidrógeno en la serie de Balmer), la corona solar en las rayas verde y roja, las nebulosas gaseosas en las rayas emisivas.

Para las investigaciones solares se han construido aparatos que permiten obtener la imagen monocromática en cualquier longitud de onda. Éstos son el *espectroheliógrafo* y el *espectrohelioscopio*. El espectroheliógrafo representa en sí un monocromador, detrás de la ventanilla de salida del cual se encuentra el chasis fotográfico. El chasis se mueve a velocidad constante en la dirección perpendicular a la ventanilla de salida, y a la misma velocidad se

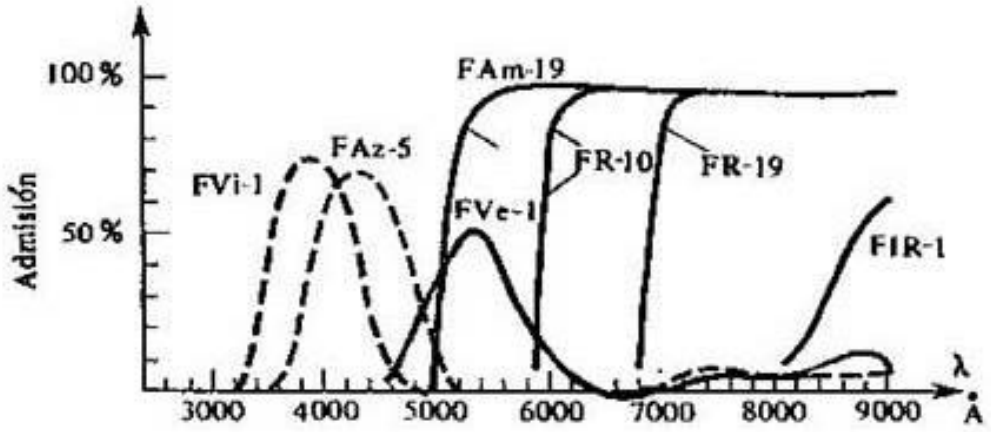


Fig. 119. Curvas de admisión de algunos filtros de luz fabricados de vidrio coloreado.

desplaza la imagen del Sol en el plano de la ventanilla de salida. Es fácil comprender que en este caso en la placa fotográfica se obtendrá la imagen del Sol en la longitud de onda dada, denominada *espectroheliograma*. En el espectrohelioscopio, delante y después de la ventanilla de salida, se instalan prismas rotatorios de sección cuadrada. Como resultado de la rotación del primer prisma cierta zona de la imagen solar se desplaza periódicamente en el plano de la ventanilla de salida. La rotación de ambos prismas está coordinada, y si sucede con suficiente rapidez, observando con el anteojo la segunda ventanilla, veremos la imagen monocromática del Sol.

Los receptores astronómicos, como regla, no se pueden reajustar rápidamente de una longitud de onda a otra sin perder considerablemente sensibilidad. Por esto, el espectro de las fuentes cósmicas de radioemisión se reproduce por mediciones separadas a diferentes frecuencias. En caso de que el espectro sea continuo y si es suficientemente suave esto puede ser satisfactorio, pero sin embargo es difícil encontrar las rayas de radiación y absorción con este procedimiento. Por esto, las rayas monocromáticas de radio (la raya de emisión de hidrógeno interestelar o neutro $\lambda = 21$ cm, las

rayas de absorción de las moléculas interestelares) solamente fueron descubiertas después de que, teóricamente, se pronosticó su existencia y se calcularon las esperadas longitudes de onda.

§ 115. *Investigaciones astrofísicas desde aeróstatos, aviones y aparatos cósmicos. Conceptos sobre los métodos de radiolocalización*

Hasta comienzos de los años cuarenta del siglo XX los astrónomos, para sus observaciones, utilizaban casi exclusivamente la zona visual del espectro y las fajas contiguas a ésta (aproximadamente de 3000 a 7000 Å). Después de terminada la segunda guerra mundial comenzaron a desarrollarse rápidamente los métodos radioastronómicos de investigación (*radioastronomía*). Los éxitos de la radioastronomía demostraron cuan importante era realizar las investigaciones en nuevas zonas del espectro, extender las observaciones a un diapasón de longitudes de onda más amplio posible. Sin embargo, la atmósfera terrestre es opaca en la zona de $\lambda < 3000$ Å y $13\ \mu m < \lambda < 1$ mm. Por consiguiente, surgió el problema de realizar las investigaciones astronómicas fuera de la atmósfera terrestre.

En principio, para la radiación infrarroja y submilimétrica ($13\ \mu m < \lambda < 1$ mm), este problema se resuelve con relativa facilidad. La sustancia principal que absorbe la radiación infrarroja es el vapor de agua, cuya concentración disminuye rápidamente con la altura. A alturas de 25–30 km la atmósfera terrestre se hace transparente para la radiación infrarroja. Estas alturas son absolutamente accesibles para los aeróstatos modernos ("balones"), cuyas capacidades de carga son suficientes para portar un telescopio bastante grande con diámetro de hasta 1 m. Desde semejante altura tiene también sentido realizar observaciones de la zona visible del espectro, ya que aquí el parpadeo atmosférico no limitará el poder separador del telescopio. El primer *telescopio de "balón"*, el "Estratoscopio-1" (con diámetro de 50 cm), se construyó en EE.UU. para fotografiar la granulación solar. Otro telescopio de "balón" americano, el "Estratoscopio-2" (de 90 cm de diámetro) se lanzó con el fin de investigar los espectros infrarrojos de los planetas y estrellas. Durante el vuelo semejantes telescopios se controlan por radio desde la Tierra. Las cámaras de televisión, instaladas en el buscador, en la guía y en el foco de Cassegrain, permiten dirigir el telescopio al objeto casi con la misma certeza que durante las observaciones terrestres habituales. En la URSS se efectuaron exitosamente vuelos del telescopio solar estratosférico con el fin de fotografiar la granulación solar.

Para la astronomía infrarroja existen grandes perspectivas vinculadas a la posibilidad de instalar telescopios en los aviones. Los observatorios volantes de avión no pueden ascender a una altura tan grande como los telescopios de balón, pero tienen una serie de ventajas (el vuelo es controlado, hay un observador a bordo, etc.).

En las zonas ultravioleta y de rayos X del espectro la atmósfera terrestre absorbe tan intensamente que para la radiación de estas zonas es menester

alzar los aparatos a una altura no menor de 100 km sobre la superficie terrestre, lo que se puede realizar solamente con ayuda de *cohetes* y *satélites artificiales* de la Tierra. Los cohetes se pueden lanzar más frecuentemente, pero su tiempo de vuelo es limitado: sólo de algunos minutos. A bordo de los cohetes y satélites se instalan pequeños telescopios con fotómetros fotoeléctricos, aparatos espectrales, instrumentos para la recepción de la radiación de Roentgen. Los instrumentos funcionan automáticamente de acuerdo al programa dado, y el material de la observación se transmite por radio, o bien, en el caso de cohetes y satélites que aterrizan, puede ser obtenido por el investigador al terminar el vuelo. Generalmente la cabeza del cohete con los equipos científicos (compartimiento instrumental) se separa del cohete (antes de que éste entra en las capas densas de la atmósfera) y desciende en paracaídas.

El satélite artificial americano "Ujurú" ("Libertad" en la lengua suahelis; su lanzamiento se efectuó en África en 1970) se construyó especialmente para obtener un mapa de todo el cielo en rayos de Roentgen (véase el § 160). Otro satélite astronómico, el "OAO-3" o "Copérnico" (llamado así en honor al gran astrónomo polaco y lanzado en 1973, cuando se celebraban 500 años desde la fecha de su natalicio), era un telescopio-reflector de 80 cm de diámetro, dotado de un espectrómetro ultravioleta. Con ayuda de éste se obtuvieron los espectros de un gran número de estrellas en la zona de 700 hasta 3000 Å, inaccesible a las observaciones desde la Tierra. Un sistema automático de guiamiento fotoeléctrico, con ayuda de pequeños motores reactivos de orientación, mantenía durante el registro del espectro una precisión de guiado de hasta 0",1.

En la actualidad la astronomía y la técnica cósmica se han abocado de lleno a la creación de telescopios grandes de funcionamiento duradero, construidos especialmente para el trabajo en las órbitas de los satélites artificiales de la Tierra. Semejante telescopio debe tener un sistema de guiado automático y de orientación de alta precisión. Para su mantenimiento técnico, periódicamente, será visitado por los cosmonautas. Para la creación de semejantes observatorios cósmicos tiene gran valor la experiencia de trabajo obtenida por los cosmonautas soviéticos en las estaciones espaciales tipo "Salyut".

Otra tendencia importante, ligada al progreso de la técnica coheteril, es la investigación del Sistema Solar con estaciones automáticas interplanetarias. Las estaciones automáticas soviéticas fotografiaron tres veces la cara oculta de la Luna (en 1959, 1965 y 1969). El 3 de febrero de 1966 la Unión Soviética, por primera vez, realizó el alunizaje suave de una estación automática y la transmisión de las imágenes directamente desde la superficie lunar ("Luna-9"). El 3 de abril de 1966 por primera vez, fue puesto en órbita exitosamente un satélite artificial de la Luna (la estación soviética "Luna-10"). Un amplio programa de investigación de la Luna se realizó también por los científicos americanos con ayuda de los aparatos tipo "Ranger" (estaciones lunares con alunizaje duro), "Orbiter" (satélites artificiales de la Luna), "Surveyor" (estaciones con descenso suave) y "Apolo"

(estaciones que aseguraron el descenso de los astronautas en la Luna). El programa americano tenía como misión llevar al hombre a la Luna. El programa soviético estaba preparado de otra manera: investigar la Luna con ayuda de estaciones automáticas. Estas estaciones eran de dos tipos: los "lunojods" móviles ("Lunojod-1 y 2") y estaciones que aseguran el envío de muestras lunares a la Tierra ("Luna-16, 20 y 24"). Los aparatos cósmicos realizaron con éxito vuelos hacia Venus, Marte, Mercurio, Júpiter y Saturno. Para la investigación de los planetas se utilizan *estaciones automáticas interplanetarias* (EAT) de tres modificaciones diferentes: a) sobrevoladoras, que realizan recorridos de una vuelta (en ciertos casos de dos o tres) cerca del planeta que se investiga, b) orbitales, es decir, que se ponen en órbita de satélites artificiales, y c) de descenso, es decir, que se posan directamente sobre la superficie del planeta y que garantizan mediciones directas de las características físico-químicas de la atmósfera, y a veces también de la superficie. Los aparatos sobrevoladores son especies singulares de exploradores: obtienen un conjunto de información relativamente pequeño. Los aparatos orbitales permiten investigar una parte considerable del planeta, pero sólo con métodos de medida a distancia (ópticos y radiofísicos). Los módulos de descenso obtienen datos muy detallados respecto a la atmósfera y superficie (inaccesibles para los aparatos sebrevoladores y orbitales), pero solamente en el lugar de bajada. Resulta óptima la combinación del aparato orbital con el módulo de descenso, cuando sus propiedades se complementan mutuamente. Semejantes combinaciones se realizaron por primera vez en las investigaciones soviéticas de Marte y Venus. En 1974 se efectuó la puesta en órbita del satélite artificial "Marte-5" y el descenso en la superficie de Marte del módulo "Marte-6". En 1975 dos satélites artificiales de Venus fueron puestos en órbita y dos módulos de descenso (las EAI "Venus-9" y "Venus-10") se posaron sobre su superficie. Éstos fueron los primeros satélites artificiales de Venus, y los módulos de descenso transmitieron a la Tierra por primera vez en el mundo la imagen de la superficie de otro planeta. Los módulos de descenso soviéticos tipo "Venus" investigan la atmósfera de Venus desde 1967.

La vista general de la estación "Venus-4" se muestra en la fig. 120, y el esquema del descenso, en la fig. 121. El módulo de descenso era una esfera de diámetro de casi 1 m con aislación térmica capaz de protegerlo contra la combustión durante el frenado. Cuando este módulo frenaba hasta la velocidad de casi 300 m/s, de acuerdo a la orden del captador de presión exterior, se ponían en acción los paracaídas principal y de frenado, que disminuían la velocidad de descenso hasta algunos metros por segundo. Simultáneamente se abrían los sistemas de antenas y se conectaban el radioaltímetro y el radiotransmisor. Luego seguía la transmisión de los resultados de las mediciones de la presión, densidad, temperatura, composición química y otros datos. A partir del "Venus-7" (1970) las mediciones se realizaron no sólo durante el descenso, sino también en el transcurso de cierto tiempo después de bajar a la superficie del planeta.

Además de las mediciones en los módulos de descenso, realizadas en las

capas inferiores de la atmósfera de Venus, se obtuvieron también resultados importantes con ayuda de los equipos científicos, instalados en los módulos orbitales. Estos equipos permitieron obtener datos sobre la estructura de la capa de nubes, de la atmósfera más allá de las nubes, de campos y partículas en los alrededores del planeta.

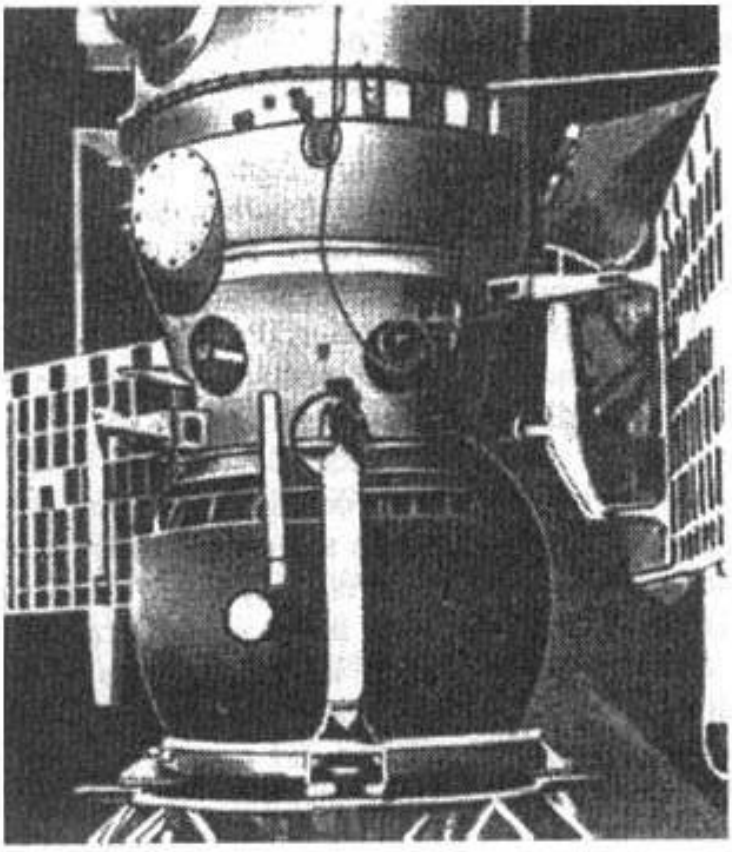


Fig. 120. Vista general de la estación "Venus-4".

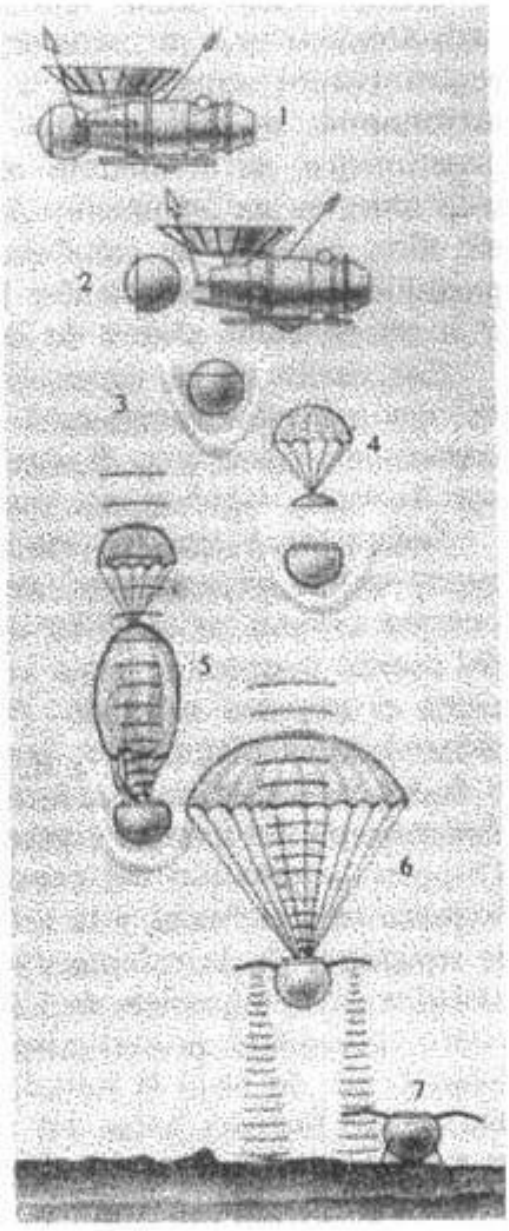


Fig. 121. Esquema del vuelo en la atmósfera de Venus y descenso de los aparatos soviéticos.

1, comienzo de la sesión cerca del planeta (la EAI se orienta de una manera determinada); *2*, desprendimiento del aparato de descenso (AD) del módulo orbital; *3*, frenado del AD en la atmósfera; *4*, apertura del paracaidas de frenado; *5*, apertura del paracaidas principal, comienzo de la transmisión de la radio-información desde el AD; *6*, comienzo de las mediciones científicas; *7*, descenso.

Debido a la pequeña densidad de la atmósfera de Marte, es más difícil el descenso de un aparato cósmico en Marte que en Venus. Por primera vez el descenso en Marte fue realizado por el módulo soviético "Marte-3" (el 2 de diciembre de 1971), que se separó de la estación automática, convertida en satélite artificial del planeta.

Hasta hace poco una propiedad común de todos los métodos astronómicos era su carácter pasivo: solamente observábamos fenómenos, registrábamos aquello que la propia naturaleza nos mostraba. Por esto la astronomía se diferenciaba en principio de la física, basada en el experimento, en el método activo de investigación. El experimentador no sólo observa los fenómenos de la naturaleza, sino que también se inmiscuye en ellos, cambia las condiciones del experimento y, claro está, tiene más posibilidades de comprender la esencia de los fenómenos que si se limitara a la observación pasiva de éstos.

Los vuelos de las naves cósmicas convierten gradualmente la astronomía en una ciencia experimental. En las investigaciones de los planetas y del espacio interplanetario el papel del experimento en la astronomía aumentará por lo visto, rápidamente con el tiempo.

Señalaremos que los vuelos de las EAI no son los únicos medios de investigación experimental del Sistema Solar. *La radiolocalización* de los cuerpos celestes es también un método experimental puro. En la dirección del cuerpo cósmico se envía un potente impulso de ondas radioeléctricas y se capta el impulso reflejado. Por el retardo del impulso reflejado se puede determinar la distancia y, por la magnitud de éste, calcular el coeficiente o factor de reflexión. La forma del impulso permite juzgar respecto a las dimensiones del cuerpo y grado de lisura de su superficie. Debido al efecto Doppler la rotación del cuerpo que se investiga provoca la expansión del impulso en frecuencia, y la velocidad de rotación puede ser determinada por la magnitud de la esfumación. Se pueden investigar reflexiones de detalles aislados en la superficie de los planetas, en la capa de nubes, ionosfera, etc. Claro, semejante procedimiento sirve solamente para los objetos no muy lejanos; por lo visto la radiolocalización no logrará nunca salir fuera de los límites del Sistema Solar. En lo que se refiere al estudio del propio Sistema Solar la radiolocalización alcanzó aquí grandes éxitos, aunque sus posibilidades no se aplican todavía completamente. En calidad de alcances más importantes del método de radiolocalización señalaremos la medición de la distancia hasta Venus, que logró precisar considerablemente la unidad astronómica, y también la determinación del periodo de rotación y radio de este planeta. También se han obtenido mapas radares de la superficie de Venus.

9
EL SOL

El Sol es una estrella típica cuyas propiedades, debido a su exclusiva proximidad a la Tierra, están estudiadas más detalladamente y mejor que las de otras estrellas. En este capítulo no sólo examinaremos suscintamente la información que tenemos respecto al Sol, sino también algo más detalladamente aquellas propiedades de éste que son características para todas las estrellas, lo que será muy útil al estudiar su naturaleza física.

§ 116. *Nociones generales sobre el Sol*

El Sol parece ser un círculo de contorno bien marcado (limbo). El radio aparente del Sol, debido a la variación de la distancia entre la Tierra y el Sol provocada por la elipticidad de la órbita terrestre, cambia un poco en el transcurso del año.

Cuando la Tierra está en el perihelio (a comienzos de enero), el diámetro aparente del Sol es de 32'35", mientras que en el afelio (a comienzos de julio) es de 31'31". A una distancia media de la Tierra (1 u.a.) el radio aparente del Sol es de 960", lo que corresponde al radio lineal

$$R_\odot = \frac{149{,}6 \cdot 10^6 \text{ km}}{206\,265''} \cdot 960'' = 696\,000 \text{ km}.$$

El volumen del Sol

$$V_\odot = \frac{4}{3}\pi R_\odot^3 = 1{,}41 \cdot 10^{18} \text{ km}^3 = 1{,}41 \cdot 10^{27} \text{ m}^3$$

y su masa

$$\mathfrak{M}_\odot = 1{,}99 \cdot 10^{33} \text{ g} \approx 2 \cdot 10^{30} \text{ kg},$$

lo que da una densidad media de la sustancia

$$\bar{\rho}_\odot = \frac{\mathfrak{M}_\odot}{\frac{4}{3}\pi R_\odot^3} = 1{,}41 \text{ g/cm}^3$$

La aceleración de la fuerza de la gravedad en la superficie del Sol

$$g_\odot = f\frac{\mathfrak{M}_\odot}{R_\odot^2} = 2{,}74 \cdot 10^4 \text{ cm/s}^2 = 274 \text{ m/s}^2.$$

Las observaciones de detalles aislados en el disco solar, así como también las mediciones del desplazamiento de las rayas espectrales en distintos puntos de éste, muestran el movimiento de la sustancia solar alrededor de uno de los diámetros solares, denominado *eje de rotación* del Sol. El plano que pasa a través del centro del Sol, y que es perpendicular al eje de rotación, se denomina plano del *ecuador solar*. Este plano forma con el plano de la eclíptica un ángulo de 7°15′ e interseca la superficie del Sol por el *ecuador*. El ángulo entre el plano del ecuador y el radio trazado desde el centro del Sol hasta un punto dado de la superficie de éste se denomina *latitud heliográfica*.

La rotación del Sol tiene una particularidad importante: su velocidad angular ω disminuye a medida que nos alejamos del ecuador y nos aproximamos a los polos (fig. 122), siendo así que, por término medio, $\omega = 14°{,}4 - 2°{,}7 \operatorname{sen}^2 B$, donde B es la latitud heliográfica. En esta fórmula la velocidad angular ω se mide por el ángulo de giro por día.

Así pues, las distintas zonas del Sol giran alrededor del eje con diferentes períodos. Para los puntos del ecuador el período sidéreo es de 25 días, mientras que cerca de los polos alcanza a 30 días. Debido al movimiento de la Tierra alrededor del Sol la rotación de este último aparenta ser para el observador terrestre algo retardada: el período de rotación en el ecuador es de 27 días, y en los polos es de 32 (período de rotación sinódica).

Puesto que el Sol no gira como un cuerpo sólido el sistema de coordenadas heliográficas no puede ser fijado rígidamente con todos los puntos de

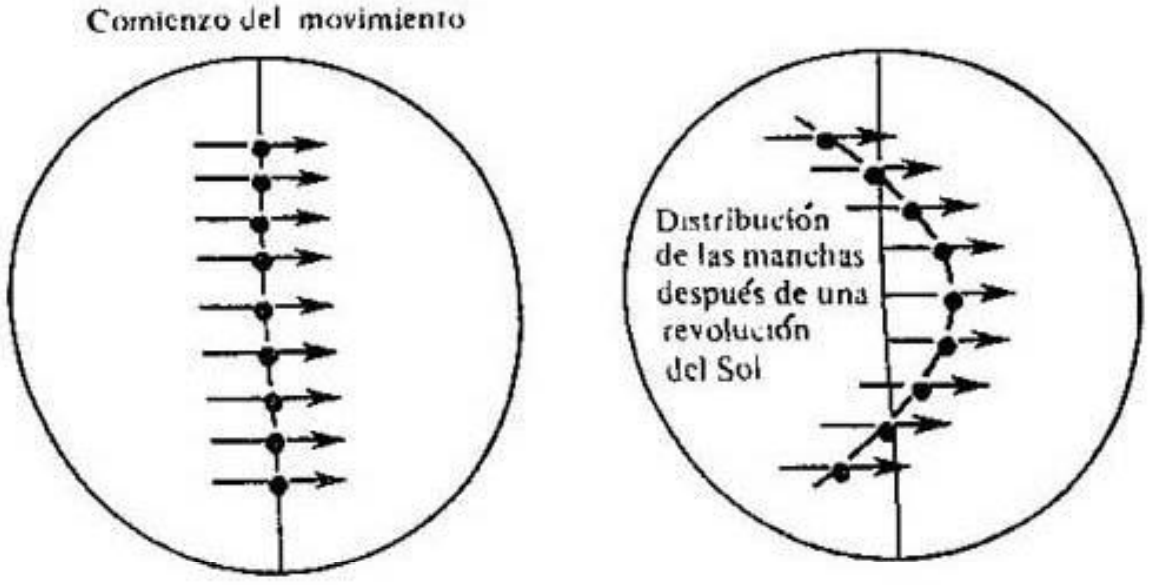


Fig. 122. Esquema de la rotación del Sol.

A la izquierda, detalles situados a lo largo del meridiano central; a la derecha, la posición de los detalles después de una vuelta del Sol alrededor de su eje.

su superficie. Convencionalmente los meridianos heliográficos se fijan rigidamente con los puntos que tienen latitudes heliográficas $B = \pm 16^{\circ}$. Para éstos el período sidéreo de rotación es de 25,38 días, y el período sinódico es igual a 27,28 días. Como meridiano heliográfico de origen se adopta aquél que el 1° de enero de 1954, a los 0^{h} del tiempo universal, pasó por el punto de intersección del ecuador solar con la eclíptica.

§ 117. *Espectro y composición química del Sol*

En la zona visible la radiación del Sol tiene un espectro continuo, en cuyo fondo se perciben varias decenas de miles de rayas obscuras de absorción (fig. 123), denominadas *rayas de Fraunhofer*, nombre del físico alemán que las descubrió en 1814.

El espectro continuo alcanza una intensidad máxima en su parte azul-verde, en las longitudes de onda de 4300–5000 Å (véase fig. 91). Hacia ambos lados del máximo la intensidad de la radiación solar disminuye.

El espectro solar se extiende lejos en las zonas de ondas cortas y ondas largas. Los resultados de las observaciones extraatmosféricas del espectro del Sol, obtenidos desde los cohetes y satélites artificiales, demuestran que hasta las longitudes de onda de unos 2000 Å el carácter del espectro solar es el mismo que el de la zona visible. Sin embargo, en la zona de ondas más cortas varía bruscamente: la intensidad del espectro continuo se debilita

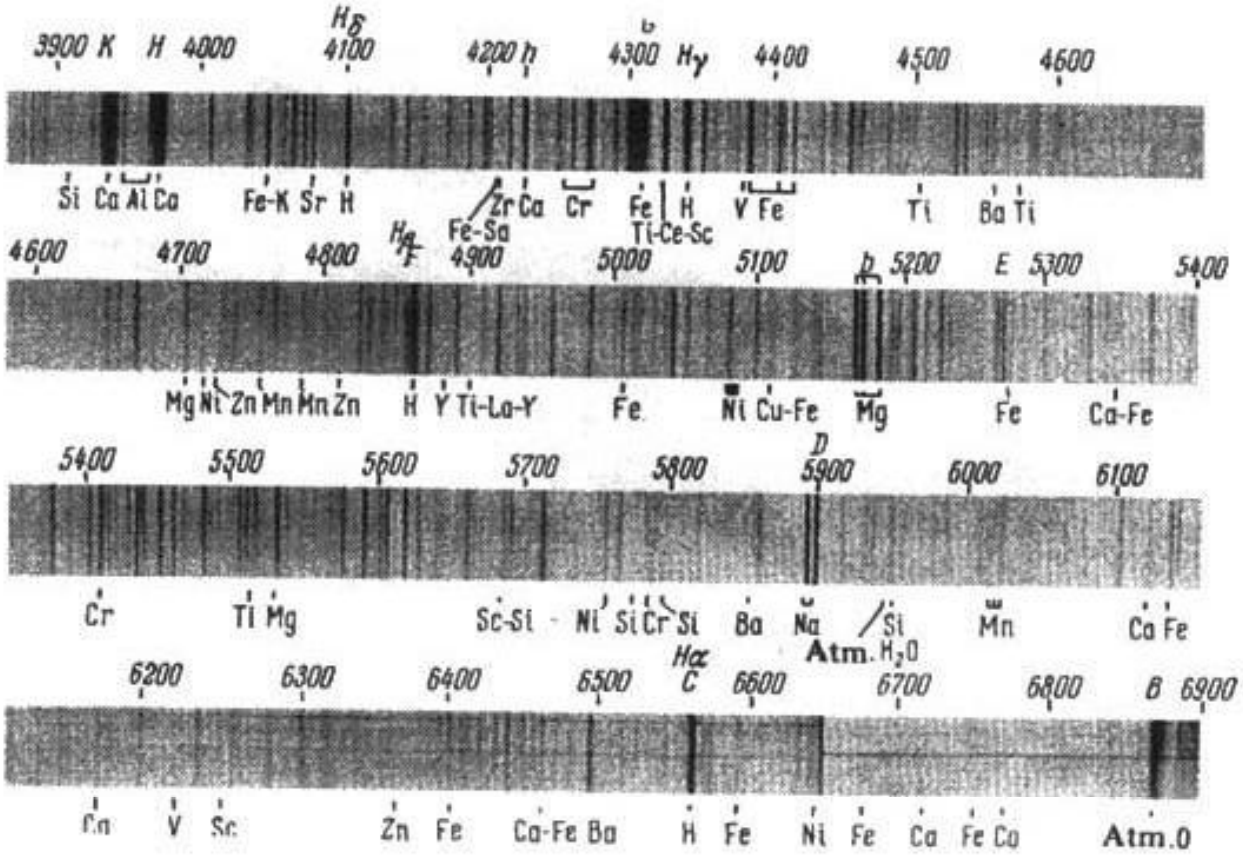


Fig. 123. Fotografía del espectro visible del Sol.

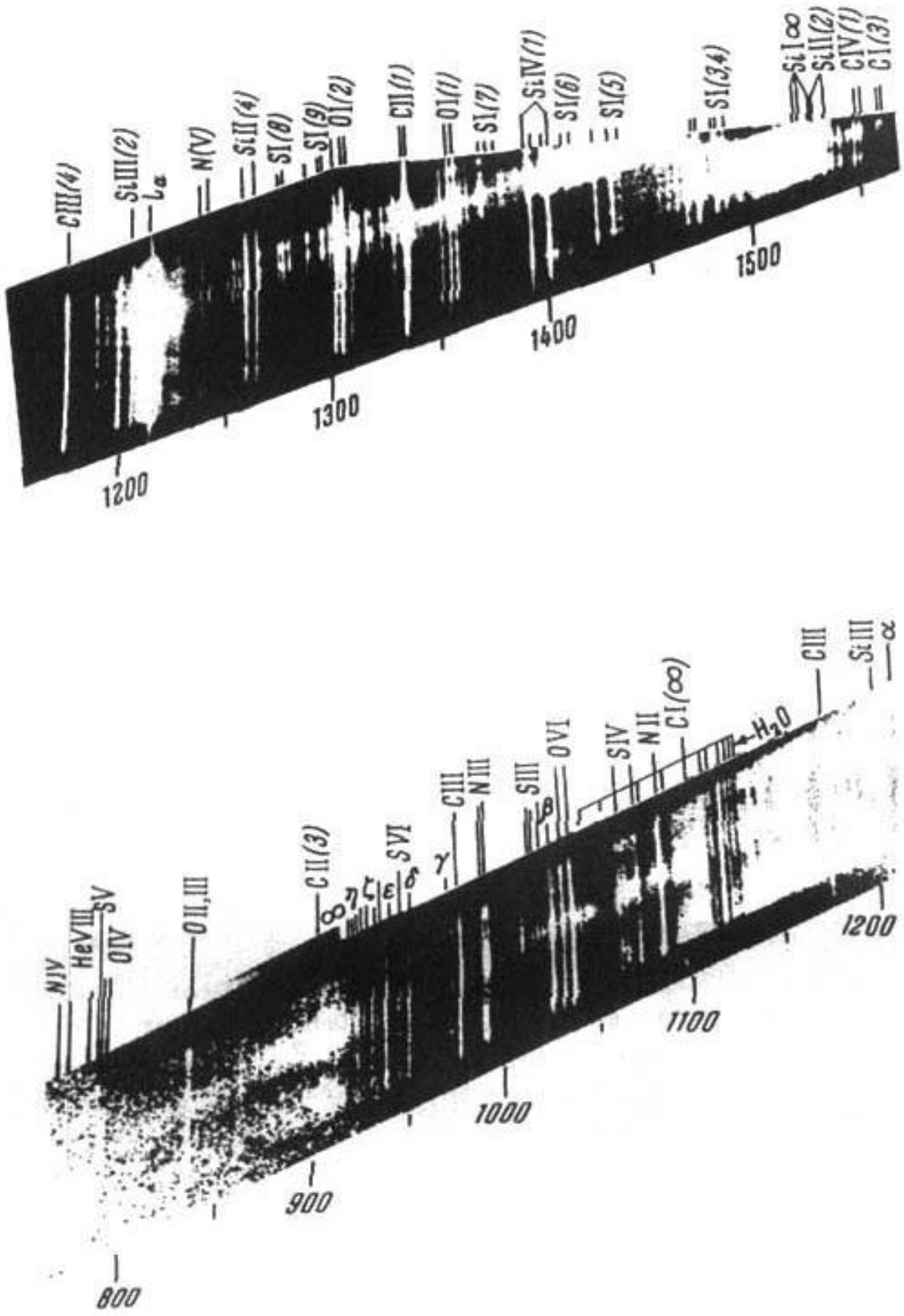


Fig. 124. Zona lejana ultravioleta del espectro solar.

rápidamente, y las rayas obscuras de Fraunhofer son sustituidas por las rayas brillantes de emisión (fig. 124).

La zona infrarroja del espectro, hasta 15 μm, se absorbe parcialmente al pasar a través de la atmósfera terrestre (fig. 125). Aquí se sitúan las bandas de absorción molecular que, fundamentalmente, pertenecen a los vapores de agua, al oxígeno y gas carbónico. Desde la Tierra solamente se ven ciertas zonas del espectro solar entre estas bandas. Para las longitudes de onda superiores a 15 μm la absorción se hace total, y el espectro del Sol solamente es accesible a las observaciones desde grandes alturas o con métodos extraatmosféricos. La absorción del espectro del Sol por las moléculas del aire sigue siendo fuerte hasta la misma zona de ondas radioeléctricas con longitud de casi 1 cm, para las que la atmósfera terrestre se hace de nuevo transparente. Con esto se descubre que la intensidad del espectro solar en la banda de ondas de radio es considerablemente mayor que lo que debía ser en un cuerpo con temperatura de 6000°. El decrecimiento de la intensidad del radioespectro del Sol con el incremento de la longitud de onda, en la banda de ondas métricas, sucede del mismo modo que en el cuerpo negro, que tiene una temperatura de un millón de grados. Otra particularidad importante de la radioemisión del Sol es su variabilidad, que aumenta con el crecimiento de la longitud de onda. Precisamente en esto la banda de radio se diferencia bastante de la zona visible del espectro, cuya intensidad es exclusivamente constante. La radiación de rayos X del Sol tiene también una variabilidad semejante.

La particularidad más importante del espectro solar, desde la longitud de onda de unos 1600 Å hasta la banda infrarroja, es la existencia de rayas

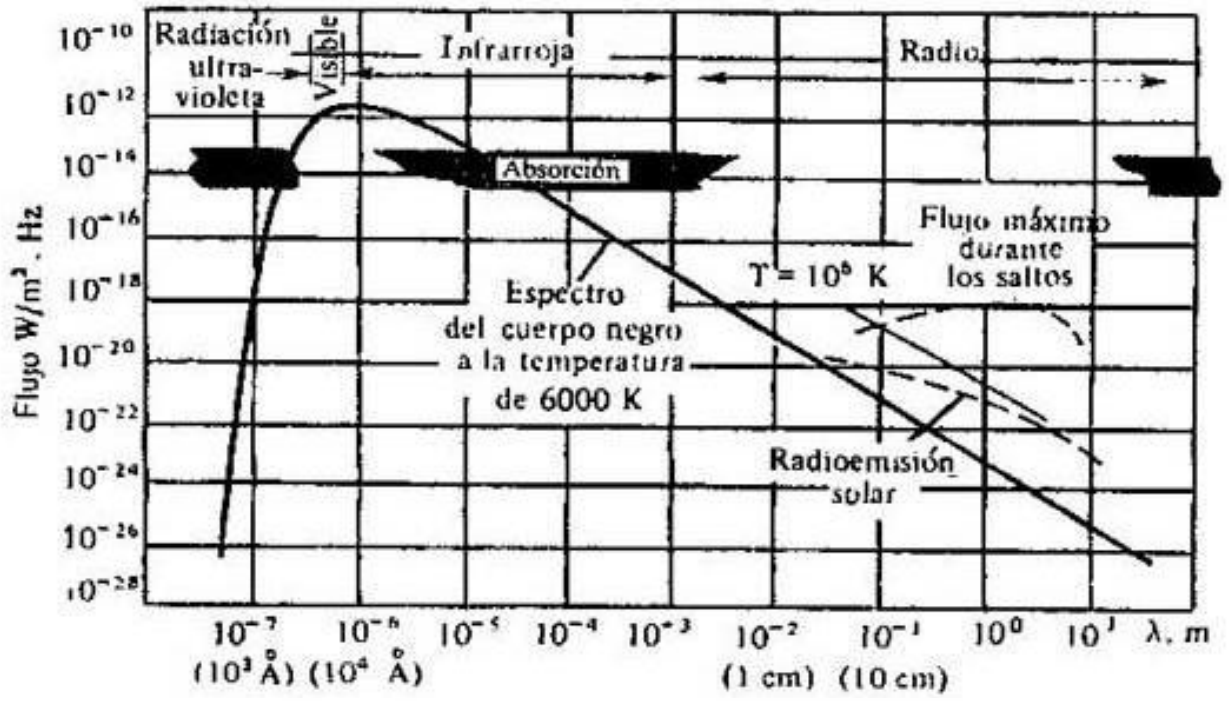


Fig. 125. Distribución de la potencia en el espectro de la radiación solar a la distancia de 1 u.a.

obscuras de absorción de Fraunhofer. Por sus longitudes de onda éstas corresponden exactamente a las rayas de emisión del gas luminoso enrarecido. Su aparición en la absorción en el espectro de la atmósfera solar está determinada por la opacidad de ésta, mucho mayor para la emisión en dichas rayas que en el espectro continuo adyacente. De este modo observamos en ellas una radiación que parte de las capas más exteriores y, por lo tanto, más frías. La absorción complementaria está provocada por los átomos correspondientes, excitados por los cuantos absorbidos. Los átomos excitados vuelven en el acto a radiar la energía absorbida, además uniformemente en todas las direcciones. Este proceso se denomina dispersión atómica y es muy importante durante la formación de las rayas de Fraunhofer. Por esto, según la intensidad de estas rayas, se puede juzgar respecto a la cantidad de átomos difusivos en la atmósfera.

La raya más fuerte del espectro solar se encuentra en la lejana zona ultravioleta. Ésta es la raya de resonancia del hidrógeno L_α (Lyman-alfa) con longitud de onda 1216 Å (véase la fig. 124).

En la zona visible las más intensas son las rayas de resonancia H y K del calcio ionizado (véase la fig. 123). Después de éstas, por su intensidad, van las primeras rayas de la serie de Balmer de hidrógeno H_α, H_β, H_γ, después las rayas de resonancia del sodio D_1 y D_2, las rayas del magnesio, hierro, titanio y otros elementos (véase la fig. 123). Las numerosas rayas restantes se identifican con los espectros de aproximadamente 70 elementos químicos, conocidos de la tabla de D. I. Mendeléiev (tabla periódica de los elementos), bien estudiados en los laboratorios. La presencia de estas rayas en el espectro del Sol confirma la existencia de los elementos correspondientes en la atmósfera solar. De esta manera se estableció la existencia en el Sol de hidrógeno, helio, nitrógeno, carbono, oxígeno, magnesio, sodio, calcio, hierro y otros muchos elementos.

Para la determinación cuantitativa del contenido en el Sol de distintos elementos químicos es necesario aplicar el método descrito en el § 109. Los resultados demuestran que la sustancia del Sol tiene la misma composición química que otros objetos cósmicos (excepto la Tierra y otros planetas), el contenido medio de elementos en los cuales se expone en la tabla 3 (pág. 234).

El hidrógeno es el elemento que prevalece en el Sol. Por el número de átomos su cantidad es aproximadamente 10 veces mayor que la de todos los demás elementos, perteneciéndole casi el 70% de toda la masa del Sol (el hidrógeno es el elemento más ligero).

Por su contenido el helio es el segundo elemento: ocupa casi el 29% de la masa del Sol. A todos los restantes elementos, tomados conjuntamente, les corresponde un poco más del 1%. En ciertos casos es importante conocer el contenido de elementos que tienen determinadas propiedades. Así, por ejemplo, la cantidad total de átomos de los metales en la atmósfera del Sol es casi 10 000 menor que la de átomos de hidrógeno.

§ 118. *La constante solar y su medición*

Para muchos problemas de la astrofísica y geofísica es importante conocer la magnitud exacta de la potencia de la radiación solar. El flujo de radiación del Sol se caracteriza por la denominada *constante solar*, que es *la cantidad total de energía solar que atraviesa en 1 minuto una superficie perpendicular a los rayos incidentes con área de 1 cm², que se encuentra a la distancia media existente entre la Tierra y el Sol.* De acuerdo a una gran cantidad de mediciones, el valor de la constante solar Q se conoce actualmente con precisión de hasta 1%:

$$Q = 1{,}95 \text{ cal/(cm}^2 \cdot \text{min)} = 1{,}36 \cdot 10^6 \text{ erg/(cm}^2 \cdot \text{s)} = 1360 \text{ W/m}^2.$$

Multiplicando esta magnitud por el área de la esfera con radio de 1 u.a., obtenemos la cantidad total de energía irradiada por el Sol en todas las direcciones en una unidad de tiempo, o sea, su cantidad integral de luminosidad es igual a $3{,}8 \cdot 10^{26}$ J/s. La unidad de superficie del Sol (1 m²) irradia $6{,}28 \cdot 10^7$ W.

Sobre la base de una gran cantidad de mediciones minuciosas se puede afirmar que la cantidad integral de luminosidad del Sol se caracteriza por ser de exclusiva constancia. Si existen oscilaciones débiles de la constante solar éstas deben ser, a ciencia cierta, menores del 1%.

En la superficie de la Tierra el flujo de radiación solar disminuye debido a la absorción y dispersión en la atmósfera terrestre, y es por término medio de 800–900 W/m².

La medición de la constante solar es un problema muy complicado, que exige la realización de toda una serie de observaciones escrupulosas con aparatos de dos tipos diferentes. Los del primer tipo se denominan *pirheliómetros*. Su misión es el medir en unidades energéticas absolutas la cantidad total de energía solar que incide en un tiempo determinado sobre una superficie de área conocida. Sin embargo, la indicación del pirheliómetro no da todavía directamente el valor de la constante solar, ya que una parte de la radiación del Sol se absorbe al pasar a través de la atmósfera terrestre. Para registrar esta absorción, simultáneamente con las mediciones en el pirheliómetro, se realizan una serie de mediciones de la distribución de la energía en el espectro del Sol con otro aparato, *el espectrobolómetro*, que tiene igual sensibilidad a los rayos de distintas longitudes de onda. Estas mediciones se realizan para distintos valores de distancias cenitales del Sol, cuando sus rayos atraviesan distinto espesor de la capa de aire. Para cada longitud de onda se puede construir en forma de gráfico la dependencia entre la intensidad I de la radiación solar y la masa de aire (fig. 126). Se denomina *masa de aire* a la relación entre los espesores ópticos de la capa de aire en la dirección dada y en la dirección hacia el cenit. Mediante razonamientos geométricos (fig. 127) se ve que, para las capas plano-paralelas de la atmósfera, la masa de aire es proporcional a la secante de la distancia cenital (sec z). Prolongando (extrapolando) el gráfico representado en la fig. 126 hasta el eje de las ordenadas (línea de trazos)

obtenemos la intensidad que tendría la radiación si la masa de aire fuera igual a cero. Éste es precisamente el valor que buscamos de la intensidad, no alterado por la absorción en la atmósfera terrestre. Efectuando esta operación para todas las zonas del espectro, se puede corregir la distribución de la energía (fig. 128) en el espectro del Sol, registrada por el espectrobolómetro, y contar la absorción, provocada por el paso a través de la atmósfera terrestre.

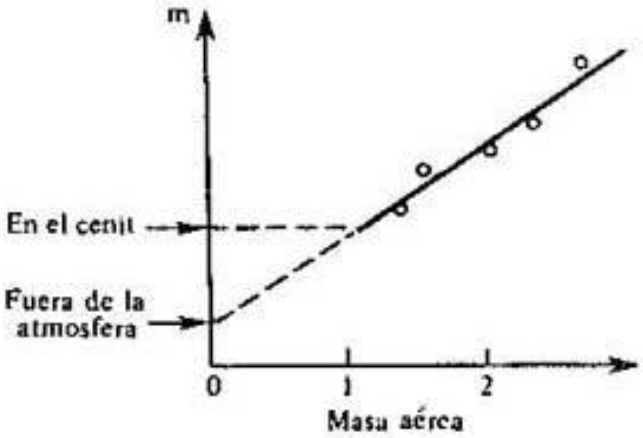


Fig. 126. Determinación de la intensidad de la radiación solar fuera de los límites de la atmósfera terrestre (por el eje de las ordenadas se ha trazado $m = -\log I$, donde I es la intensidad).

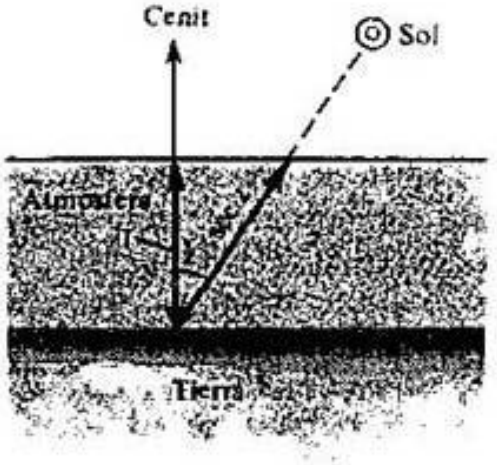


Fig. 127. Proporcionalidad entre la masa de aire y la secante de la distancia cenital.

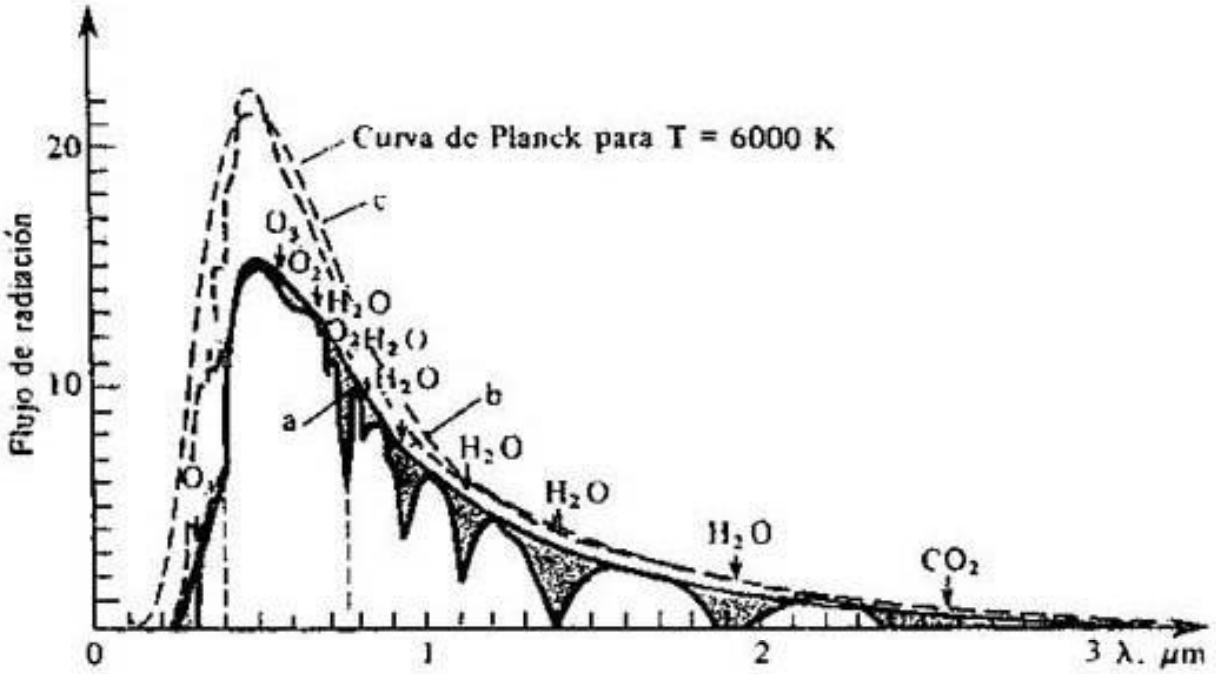


Fig. 128. Registro del espectro solar integral de todo el disco, obtenido con el espectrobolómetro (*a*), curva achatada (*b*) y distribución extraatmosférica de la energía (*c*).

A diferencia del pirheliómetro, el espectrobolómetro da los valores de la intensidad solamente en unidades relativas. Por esto, con el procedimiento descrito, sólo se puede hallar la relación entre los valores observado y extraatmosférico de la intensidad. La superficie, limitada por la curva de distribución de la energía y el eje de las abscisas (véase la fig. 128) es proporcional a la energía total, irradiada en todo el espectro. Por esto, la relación entre las superficies limitadas por la distribución extraatmosférica y observada de la energía, es igual a aquel factor de corrección por el que se debe multiplicar la indicación del pirheliómetro para obtener el valor verdadero de la constante solar. Al resultado obtenido se debe añadir una pequeña corrección, que tiene en cuenta la radiación en las zonas del espectro absorbidas totalmente por la atmósfera terrestre y que, por consiguiente, no se registran con el bolómetro. Esta radiación está situada en las zonas ultravioleta e infrarroja del espectro, y puede ser medida mediante observaciones desde cohetes, satélites artificiales o aeróstatos. Las observaciones extraatmosféricas permiten obtener directamente el valor verdadero de la constante solar, así que en los últimos años la necesidad de utilizar el procedimiento descrito paulatinamente deja de ser actual.

§ 119. *Temperatura de las capas exteriores del Sol*

En el § 108 se demostró que según la intensidad de radiación de un cuerpo se puede juzgar respecto a la temperatura de sus capas exteriores. Los métodos examinados de determinación de la temperatura se ilustraron con el ejemplo del Sol (véase la fig. 91).

Analicemos los resultados de la aplicación de estos métodos. La temperatura efectiva del Sol, determinada por el flujo total de radiación, resultó ser igual a 5770 K, mientras que la posición del máximo de radiación en el espectro solar corresponde a la temperatura, calculada por la ley de Wien, de unos 6750 K. La distribución relativa de la energía en las distintas zonas del espectro permite hallar las temperaturas del color, cuyos valores cambian considerablemente incluso en los límites de una sola zona visible. Así, por ejemplo, en el intervalo de longitudes de onda de 4700–5400 Å la temperatura del color es de 6500 K, y al lado, en la zona de ondas con longitudes de 4300–4700 Å, es de casi 8000 K. En límites aún más amplios a lo largo del espectro varía la temperatura de brillo, que en la zona del espectro de 1000–2500 Å aumenta desde 4500 hasta 5000 K, en los rayos verdes (5500 Å) se aproxima a 6400 K, y en el diapasón de radio de ondas métricas alcanza un millón de grados Kelvin. Para mayor evidencia todos los resultados enumerados están agrupados en la tabla 4.

La diferencia entre los datos mostrados en la tabla 4 tiene importancia de principio y conduce a las siguientes deducciones serias:

1. La radiación del Sol se diferencia de la radiación del cuerpo negro. En caso contrario todos los valores de las temperaturas, indicados en la tabla 4, serían iguales.

Tabla 4

Resultados de la determinación de la temperatura de las capas exteriores del Sol con distintos métodos

Método	Resultado en K	Denominación del parámetro que caracteriza la temperatura
Por el máximo de radiación (ley de Wien)	6750	—
Por el flujo total de radiación (ley de Stefan–Boltzmann)	5770	Temperatura efectiva
Por la intensidad de la radiación monocromática (fórmula de Planck)		
$\lambda = 1000$ Å	4500	Temperatura de brillo
$\lambda = 2500$ Å	5000	
$\lambda = 5500$ Å	6400	
$\lambda = 1$ m	1000 000	
Por la distribución relativa de la energía en el intervalo		
$\lambda\lambda$4700–5400 Å	6500	Temperatura de color
$\lambda\lambda$4300–4700 Å	8000	

2. La temperatura de la sustancia solar varía con la profundidad. En efecto, la opacidad de los gases considerablemente calentados es distinta para las diferentes longitudes de onda. En los rayos ultravioletas la absorción es mayor que en los visibles. Al mismo tiempo, semejantes gases absorben sobre todo ondas radioeléctricas. Por esto, las emisiones de radio, ultravioleta y visible, respectivamente, pertenecen a capas del Sol cada vez más profundas. Teniendo en cuenta la dependencia observada entre la temperatura de brillo y la longitud de onda obtenemos que, en alguna parte cercana a la superficie visible del Sol, existe una capa con temperatura mínima (de unos 4500 K) y que se puede observar en los lejanos rayos ultravioletas. Por encima y por debajo de esta capa la temperatura crece rápidamente.

3. De lo anterior se deduce que la mayor parte de la sustancia solar debe estar muy ionizada. Ya a la temperatura de 5–6 mil grados Kelvin se ionizan los átomos de muchos metales, y a la temperatura superior a 10–15 mil grados Kelvin se ioniza el elemento más abundante en el Sol: el hidrógeno. Por consiguiente, la sustancia solar representa en sí un plasma, es decir, un gas con la mayor parte de sus átomos ionizados. Solamente en una capa fina, cerca del borde visible, la ionización es débil y predomina el hidrógeno neutro.

§ 120. *Estructura interna del Sol*

En las capas más profundas del Sol, simultáneamente con el aumento de la temperatura, debe crecer la presión, determinada por el peso de todas las capas suprayacentes. Por lo tanto, la densidad también aumentará. En cada

punto interior del Sol se debe cumplir la denominada condición del equilibrio hidrostático, que significa que la diferencia de presiones que experimenta cualquier capa elemental (por ejemplo, AB en la fig. 129, a), debe equilibrarse por la atracción gravitacional de todas las capas más profundas. Si designamos por P_1 la presión en el límite superior de la capa A), y por P_2 la presión en el límite inferior, entonces el equilibrio tendrá lugar con la condición de que

$$P_2 - P_1 = \rho g H, \tag{9.1}$$

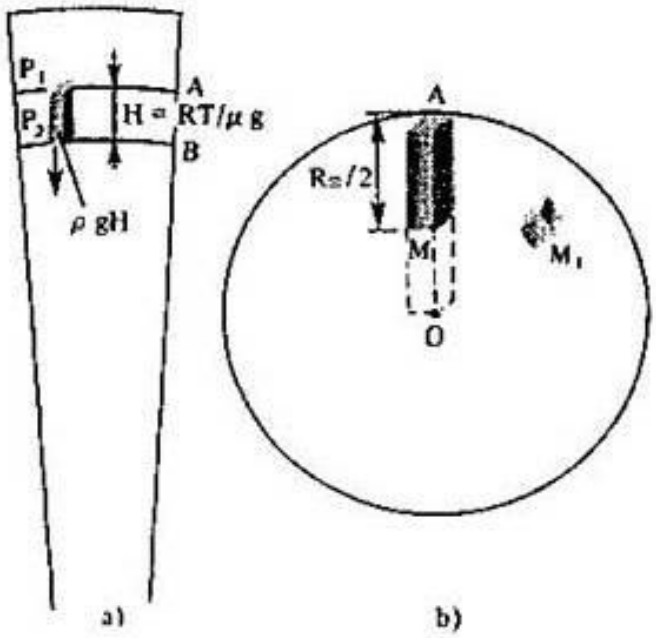


Fig. 129 Respecto a la determinación de la presión en el centro del Sol

donde ρ es la densidad media de la capa AB, H es su espesor y g es el valor correspondiente de la aceleración de la gravedad. La densidad media ρ se puede tomar igual a la media aritmética de los valores de las densidades ρ_1 y ρ_2 en los límites superior e inferior de la capa AB:

$$\rho = \frac{\rho_1 + \rho_2}{2}. \tag{9.2}$$

Utilizando la ecuación de estado de los gases (7.9) obtenemos

$$\rho = \frac{1}{2}(\rho_1 + \rho_2) = \frac{\mu}{2RT}(P_1 + P_2). \tag{9.3}$$

Sustituyendo este valor en la fórmula (9.1) nos queda

$$P_2 - P_1 = \frac{P_2 + P_1}{2}\frac{\mu g}{RT}H. \tag{9.4}$$

La expresión $RT/\mu g$ tiene la dimensión de la longitud y adquiere un importante sentido físico: si la temperatura de la capa es constante y el espesor de ésta es

$$H_0 = \frac{RT}{\mu g}, \tag{9.5}$$

entonces la presión y la densidad en los límites de dicha capa varían aproximadamente en tres veces. Efectivamente, sustituyendo (9.5) en (9.4) obtenemos

$$P_2 = 3P_1 \tag{9.6}$$

La magnitud H_0 se denomina *escala de altitud*, ya que indica la distancia a la que tiene lugar un cambio perceptible de la densidad. Cuando $T = 10000$ K, $\mu = {}^1/_2$ (hidrógeno ionizado) y $g = 2{,}7 \cdot 10^2$ m/s^2, lo que corresponde aproximadamente a las condiciones en las capas exteriores del Sol, $H_0 = 6 \cdot 10^5$ m, es decir, el aumento de la densidad en tres veces sucede al avanzar hacia el interior a una distancia de 600 km. A mayor profundidad la temperatura crece, mientras que el incremento de la densidad se hace más lento.

Se puede obtener cierta idea respecto a las condiciones en las entrañas del Sol si se admite que en éstas la sustancia se encuentra distribuida uniformemente. Es evidente que las propiedades de semejante Sol "homogéneo" deben ser parecidas a las del caso real en un punto medio, a una profundidad igual a la mitad del radio. Cuando la distribución de las masas es uniforme la densidad por doquier es igual al valor medio ya conocido de $\bar{\rho}_\odot = 1{,}4$ g/cm^3. La presión en un punto medio es igual al peso de la columna radial de sustancia con sección de 1 cm^2 y altura $R_\odot/2$ (véase fig. 129, *b*), es decir

$$P = \bar{\rho}_\odot \frac{R_\odot}{2} g. \tag{9.7}$$

En un punto medio la aceleración de la gravedad g, por lo visto, es igual a

$$g = G \frac{\frac{1}{8}\mathfrak{M}_\odot}{\left(\frac{R_\odot}{2}\right)^2} = \frac{1}{2}\frac{G\mathfrak{M}_\odot}{R_\odot^2} = \frac{1}{2} g_\odot = 1{,}37 \cdot 10^2 \text{ m/s}^2, \tag{9.8}$$

ya que en la esfera con radio $R_\odot/2$, cuando la distribución de las masas es uniforme, está comprendida ${}^1/_8$ parte de la masa de todo el Sol. Por consiguiente, la presión en el punto medio del Sol es igual a

$$P = \frac{G}{4} \bar{\rho}_\odot \frac{\mathfrak{M}_\odot}{R_\odot} = 6{,}6 \cdot 10^{14} \text{ din/cm}^2 = 6{,}6 \cdot 10^{13} \text{ Pa}. \tag{9.9}$$

Conociendo la presión y la densidad es fácil hallar la temperatura T por la ecuación de estado de los gases.

$$T = \frac{\mu P}{R\bar{\rho}_\odot} = \frac{\mu}{4}\frac{G\mathfrak{M}_\odot}{RR_\odot} = 2{,}8 \cdot 10^6 \text{ K} \qquad (9.10)$$

Así pues, hemos obtenido los siguientes valores de las características de las propiedades físicas del "Sol homogéneo" a una profundidad igual a la mitad del radio $R_\odot/2$:

$$\rho = 1{,}4 \text{ g/cm}^3 \ (1{,}3 \text{ g/cm}^3),$$
$$P = 6{,}6 \cdot 10^{13} \text{ Pa} \ (6{,}1 \cdot 10^{13} \text{ Pa}),$$
$$T = 2\,800\,000 \ (3\,400\,000) \text{ K}.$$

Entre paréntesis se citan las mismas magnitudes calculadas con métodos precisos, que tienen en cuenta la distribución heterogénea de las masas en el Sol. De tal modo, para un punto medio, la suposición respecto a la distribución uniforme de las masas conduce a resultados verosímiles.

En el centro del Sol la presión, densidad y temperatura deben ser aún mayores. En la tabla 5 se muestra el denominado modelo de la estructura interna del Sol, es decir, la dependencia entre sus propiedades físicas y la profundidad.

Tabla 5

Modelo de la estructura interna del Sol

Distancia desde el centro, $R/R_\odot$	Temperatura, T (K)	Presión, P (Pa)	Densidad, ρ (g/cm^3)
0	$1{,}5 \cdot 10^7$	$2{,}2 \cdot 10^{16}$	150
0,2	10^7	$4{,}6 \cdot 10^{15}$	36
0,5	$3{,}4 \cdot 10^6$	$6{,}1 \cdot 10^{13}$	1,3
0,8	$1{,}3 \cdot 10^6$	$6{,}2 \cdot 10^{11}$	0,035
0,98	10^5	10^9	0,001

De la tabla 5 se ve que en las entrañas del Sol la temperatura excede de 10 millones de grados Kelvin, y la presión es de centenares de miles de millones de atmósferas (1 atm $\approx 1{,}013 \cdot 10^5$ Pa). En estas condiciones algunos átomos se desplazan a enormes velocidades que, por ejemplo, para el hidrógeno, alcanzan centenares de kilómetros por segundo. Puesto que la densidad de la sustancia es muy grande, con bastante frecuencia tienen lugar colisiones de átomos. Algunas de estas colisiones conducen a estrechos acercamientos de los núcleos atómicos, necesarios para el surgimiento de las reacciones nucleares.

En las entrañas del Sol la más importante es la *reacción protón-protón* (fig. 130). Ésta comienza con un acontecimiento extremamente raro: por la

desintegración beta de uno de dos protones en el momento de su acercamiento particularmente estrecho:

$$^1H + {}^1H \rightarrow {}^2D + e^+ + \nu + 1{,}44 \text{ MeV}, \ (14 \cdot 10^9 \text{ años}).$$

Durante la desintegración beta el protón se transforma en neutrón con la emisión de un positrón e^+ y de un neutrino ν. Al juntarse con el segundo

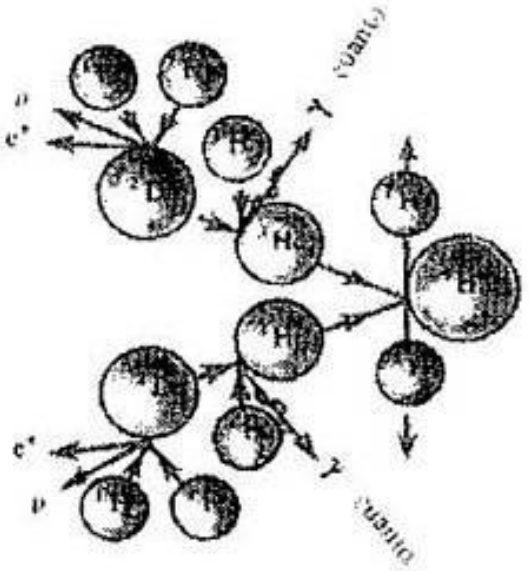


Fig. 130. Esquema de una de las variedades de la reacción protón-protón
$6\,^1H \rightarrow 2\,^2D + 2\,^1H \rightarrow 2\,^3He \rightarrow {}^4He \rightarrow$
$\rightarrow 2\,^1H$

^1H, protón; ^2D, nucleo de deuterio; ^3He y ^4He, isótopos de helio, e^+, positrón; ν, neutrino.

protón, el neutrón da un núcleo de hidrógeno pesado: el deuterio ^2D. Para cada par de protones el proceso, como término medio, acaece en 14 mil millones de años, lo que precisamente determina la lentitud de las reacciones termonucleares en el Sol y la extensión total de su evolución. Las transformaciones nucleares ulteriores transcurren mucho más rápido. Son posibles algunas variedades entre las cuales, con más frecuencia, deben suceder las colisiones del deuterio con el tercer protón, mostradas en la fig. 130, y la formación de núcleos isotópicos ^3He que, uniéndose y emitiendo dos protones, dan el núcleo del helio normal.

En las condiciones del Sol la otra reacción juega un papel considerablemente menor. Al fin de cuentas ésta también conduce a la formación del núcleo de helio de cuatro protones. El proceso es más complicado y puede transcurrir solamente si existe carbono, los núcleos del cual participan en la reacción en sus primeras etapas y se liberan en las últimas. De tal modo, el carbono es un catalizador, por lo que precisamente toda la reacción lleva el nombre de *ciclo del carbono*.

Es sumamente importante la circunstancia de que la masa del núcleo de helio es casi en un 1% menor que la masa de los cuatro protones. Esta pérdida aparente de masa se denomina *defecto de masa* y es la causa de la liberación de una gran cantidad de energía como resultado de las reacciones nucleares, ya que de acuerdo a la fórmula de Einstein la energía, que está vinculada con la masa m, es igual a

$$E = m \cdot c^2.$$

Las reacciones nucleares descritas son la fuente de energía que irradia el Sol al espacio universal.

Además del desprendimiento de energía durante las reacciones nucleares (tanto en forma de γ-cuantos como en forma de un aumento directo de la energía cinética de las partículas que surgen) la formación del neutrino juega un papel importante. Los neutrinos son partículas con masa ínfima en reposo, que casi no interaccionan con la sustancia. Por esto los neutrinos atraviesan con facilidad todo el Sol y, a la velocidad de la luz, se esparcen en el espacio interplanetario. Registrando el flujo de neutrinos solares en la Tierra, el cual debe ser de $10^{10}-10^{11}$ partículas a través de 1 cm^2 por segundo, se pueden obtener importantes datos experimentales respecto a las condiciones en las entrañas del Sol. Actualmente, en distintos laboratorios del mundo, se realizan complicados experimentos para el registro de los neutrinos solares. Es de esperar que pronto estos experimentos precisarán considerablemente la noción respecto a la estructura interna del Sol y de las estrellas.

Puesto que la temperatura y presión máximas se crean en las capas más profundas del Sol, las reacciones nucleares y la liberación de energía que las acompaña transcurren con mayor intensidad en el mismo centro del Sol. Solamente que aquí, a la par de la reacción protón-protón, juega un gran papel el ciclo del carbono. A medida que nos alejamos del centro del Sol la temperatura y la presión son menores, la liberación de energía a cuenta del ciclo del carbono se interrumpe rápidamente y, hasta una distancia del centro aproximadamente de 0,2–0,3 radio solamente permanece siendo considerable la reacción protón-protón. A una distancia del centro mayor de 0,3 radio la temperatura es menor de 5 millones de grados Kelvin, y la presión es inferior a 10 mil millones de atmósferas. En estas condiciones de ningún modo pueden tener lugar las reacciones nucleares. Estas capas solamente transmiten al exterior la radiación, desprendida a una profundidad grande en forma de cuantos gamma, que son absorbidos y vueltos a emitir por algunos átomos. Es importante que, en lugar de cada cuanto absorbido de energía grande, los átomos, como regla, irradian varios cuantos de menores energías. Sucede esto por la siguiente causa. El átomo, al absorber, se ioniza o se excita considerablemente y adquiere la capacidad de irradiar. Sin embargo, el retorno del electrón al nivel energético inicial no transcurre directamente, sino a través de estados intermedios, al pasar entre los cuales se liberan cuantos de energías menores. Como resultado tiene lugar algo así como la "trituración" de los cuantos duros en otros menos enérgicos. Por

esto, en lugar de rayos gamma se irradian rayos X, en lugar de rayos X se irradian rayos ultravioletas, los cuales, a su vez, ya en las capas exteriores se dividen en cuantos de rayos visibles y térmicos, que definitivamente son irradiados por el Sol.

Aquella parte del Sol en la que la liberación de energía a cuenta de las reacciones nucleares no es importante y en la que el proceso de transferencia de energía transcurre mediante la absorción de la radiación y de una nueva emisión ulterior, se denomina *zona de equilibrio de la radiación*. Esta zona ocupa aproximadamente la parte entre 0,3 y 0,7 $R_{\odot}$ desde el centro del Sol. Por encima de este nivel la propia sustancia comienza a tomar parte en la transferencia de energía y directamente debajo de las capas exteriores que se observan del Sol, en una extensión de casi 0,3 del radio de éste, se forma una zona convectiva, en la que la energía se transporta por convección.

Por último, las capas más exteriores del Sol, cuya radiación es observable, se denominan *atmósfera solar*; en lo fundamental ésta consta de tres capas, denominadas *fotosfera, cromosfera y corona*. Todas ellas serán estudiadas en los párrafos siguientes. En general, la estructura descrita del Sol se expone en la fig. 131.

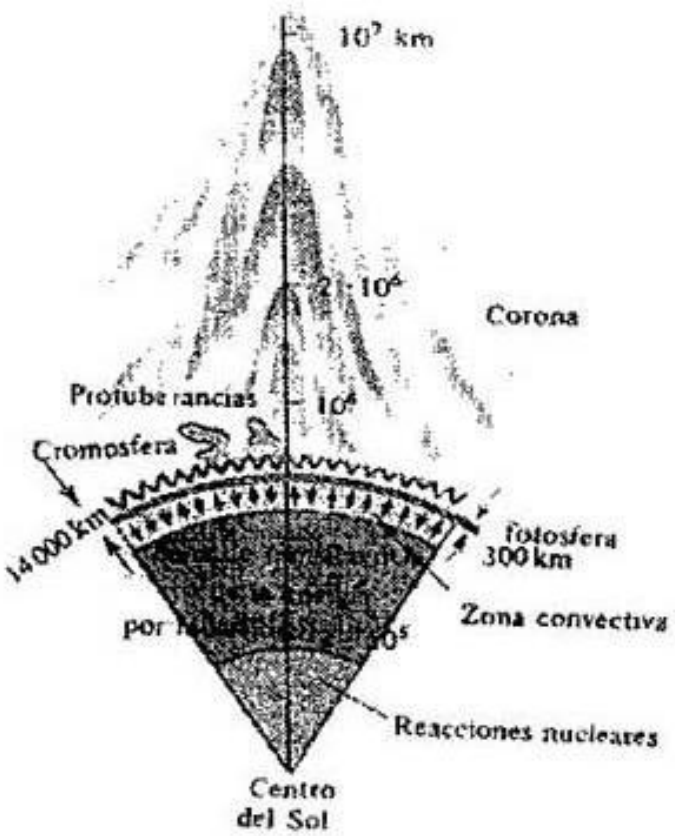


Fig. 131. Corte esquemático del Sol y de su atmósfera.

§ 121. *Fotosfera*

Se denomina fotosfera a la parte fundamental de la atmósfera solar en la que se origina la radiación visible, que tiene un espectro continuo. De este modo la fotosfera, prácticamente, irradia toda la energía solar que nos llega. La fotosfera, durante la observación directa del Sol, se ve de color blanco, en forma de la "superficie" aparente de éste. Lo primero que salta a la vista durante semejantes observaciones es el oscurecimiento suave del disco solar hacia su borde. A medida que nos alejamos del centro el brillo disminuye cada vez más rápidamente, sobre todo en el mismo borde, donde el cambio resulta ser muy brusco. En la fig. 132 se expone la variación del brillo del disco solar en dependencia de la distancia hasta el centro del Sol, durante las observaciones en distintos rayos.

El oscurecimiento del disco del Sol hacia su borde se explica por el hecho de que en la fotosfera tiene lugar un aumento de la temperatura con la profundidad. Los diferentes puntos del disco solar generalmente se

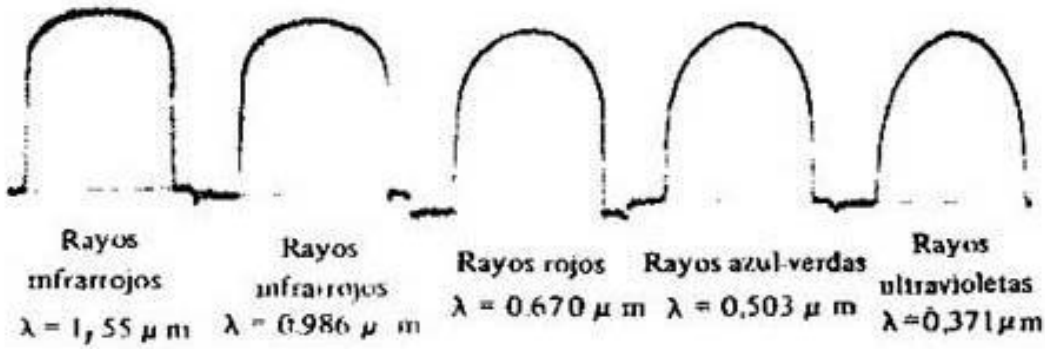


Fig. 132 Oscurecimiento del disco del Sol hacia el borde en rayos de distintos colores

caracterizan por el ángulo θ, formado por el rayo visual con la normal a la superficie del Sol en el lugar que se examina (fig. 133). En el centro del disco este ángulo es igual a cero, y el rayo visual coincide con el radio del Sol. En el borde $\theta = 90°$, y el rayo visual se desliza a lo largo de la tangente a las capas del Sol. Como se mostró en el § 105 la mayor parte de la radiación de cierta capa de gas sale del nivel que se encuentra a la profundidad óptica $\tau \approx 1$. Cuando el rayo visual corta las capas de la fotosfera formando un ángulo θ grande, la profundidad óptica $\tau = 1$ se alcanza en capas más exteriores, donde la temperatura es menor. Debido a esto la intensidad de radiación de los bordes del disco solar es menor que la intensidad de radiación del centro de éste (fig. 134). Las mediciones precisas de la distribución del brillo por el disco del Sol permiten calcular la variación de todas las características más importantes de la fotosfera con la profundidad. Semejante cálculo se denomina construcción del modelo de la fotosfera. Sin entrar en detalles haremos una exposición de su idea fundamental.

Determinación de la dependencia entre la temperatura y la profundidad. La disminución del brillo del disco solar hacia su borde, en una primera

aproximación, es proporcional al $\cos\theta$ y puede ser representada por la fórmula empírica

$$I(\theta) = I_0(1 - u + u\cos\theta), \tag{9.11}$$

donde $I(\theta)$ es el brillo en el punto en que el rayo visual forma con la normal el ángulo θ, I_0 es el brillo de radiación del centro del disco, y u es el coeficiente de proporcionalidad, que depende de la longitud de onda. De acuerdo con la fig. 132, el valor de u es menor para los rayos rojos que para los azules. Para los rayos verdes con longitud de onda $\lambda = 5000$ Å $u = 0{,}65$, e $I_0 = 4{,}6 \cdot 10^{13}$ W/(m^2·esterradian) para $\Delta\lambda = 1$ m.

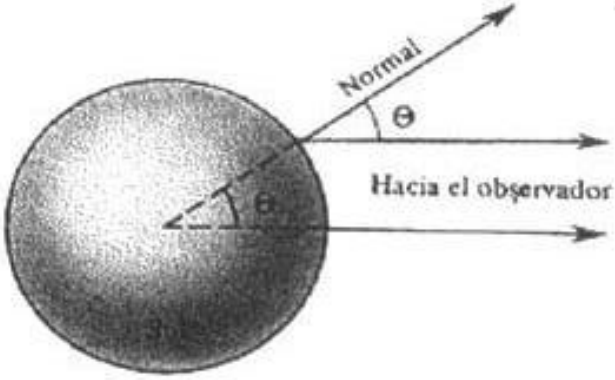


Fig. 133. Determinación de la posición de un punto en el disco del Sol.

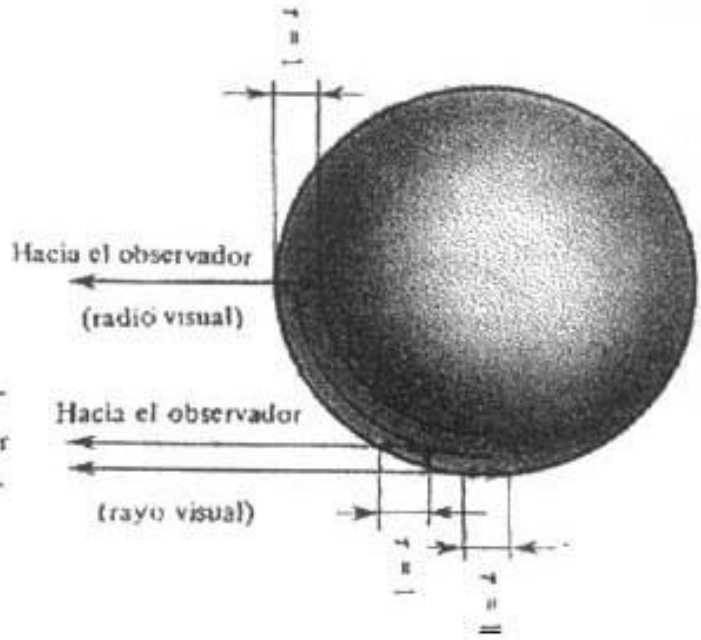


Fig. 134. Explicación del oscurecimiento del disco solar hacia su borde.

Ahora aprovecharemos aquella circunstancia de que el brillo observado es aproximadamente igual al poder emisivo de la sustancia a la profundidad óptica $\tau = 1$ (véase la pág. 230). Puesto que al pasar del centro del disco al borde de éste varía el ángulo de observación, la diferencia de brillo $I(\theta)$ en el disco del Sol refleja la variación correspondiente del poder emisivo de la atmósfera con la profundidad (o con el espesor óptico, que se mide a lo largo del radio). De la fig. 134 se ve que la cantidad de sustancia a lo largo del segmento del radio es en $\sec\theta$ veces menor que a lo largo del segmento del rayo visual, comprendido entre las mismas capas concéntricas. Por consiguiente, la capa que de hecho se observa en el punto dado del disco (es decir, situada a una profundidad óptica igual a 1 a lo largo del rayo visual), se encuentra a la profundidad óptica $\tau = \cos\theta$ a lo largo del radio. Sustituyendo esto en (9.11) obtenemos que el poder emisivo de la atmósfera varía con la profundidad óptica a lo largo del radio de la manera siguiente:

$$I(\tau) \simeq I_0(1 - u + u\tau) \tag{9.12}$$

o, para los rayos verdes,

$$I_{5000}(\tau_{5000}) = (0{,}35 + 0{,}65\tau_{5000}) \times 4{,}6 \cdot 10^{13}\ \text{W/(m}^3\ \text{esterradián)}.$$

Así pues, la radiación de la fotosfera a la profundidad óptica τ_λ, que se registra a lo largo del radio, es aproximadamente igual al brillo del disco solar en el punto donde el $\cos\theta = \tau_\lambda$.

La fotosfera irradia vigorosamente y, por consiguiente, absorbe también la radiación por toda la zona del espectro continuo visible. Esto concede el derecho de aplicar a la radiación de la fotosfera las leyes del equilibrio térmico, formuladas en el § 106. Entonces, para cada capa de la fotosfera situada a una profundidad determinada, se puede hallar un valor de la temperatura con el que la radiación que se examina (en nuestro caso con longitud de onda $\lambda = 5000$ Å) tenga un brillo igual a $I(\tau)$ en la fórmula (9.12). La dependencia entre la temperatura y la profundidad óptica, obtenidas de esta manera, se muestra en la tabla 6.

Tabla 6

Condiciones físicas en la fotosfera

Profundidad óptica τ, ($\lambda = 5000$ Å)	Temperatura, T (K)	Profundidad geométrica, h (km)	Presión, $P \cdot 10^{-5}$ (Pa)	Densidad, $\rho \cdot 10^7$ (g/cm^3)
0,01	4500	+ 148	0,1	0,04
0,10	4900	− 155	2,5	1,0
0,50	5900	− 280	10	2,7
1,00	6400	− 330	12	3,6

Como se ve de la tabla la temperatura en la fotosfera crece con la profundidad y, por término medio, se aproxima a 6000 K. Recordando las deducciones hechas en el § 119 vemos que las capas superiores de la fotosfera coinciden con la zona de la temperatura mínima, allí revelada. Además, de la conclusión de este párrafo se deduce que en la fotosfera el hidrógeno está débilmente ionizado.

Determinación de la extensión de la fotosfera. Para determinar la extensión de la fotosfera haremos uso del concepto de escala de altitud, introducido en el § 120. Para la atmósfera la presión P_1 en el límite superior tiende a cero, y por eso la presión en la base

$$P_2 \approx \rho g H. \tag{9.13}$$

La magnitud H puede considerarse como la extensión de una atmósfera homogénea con densidad constante ρ, que origina en la base la misma presión que la que se examina. Por esto la magnitud H, frecuentemente, se denomina *altura de la atmósfera homogénea*. Dicha magnitud caracteriza la

extensión de la atmósfera. Efectivamente, la expresión (9.13) se puede volver a escribir así:

$$mg_{\odot} H = kT, \tag{9.14}$$

donde m y k son en esencia μ y R, calculadas para una partícula. Como se deduce de la última igualdad, las partículas de los gases atmosféricos se distribuyen de tal manera que su energía cinética más probable sea igual a la energía potencial equivalente a la elevación a la altura H, que coincide con la escala de altitud (9.5).

Puesto que la fotosfera consta fundamentalmente de hidrógeno no ionizado, para ella $\mu \approx 1$. Sustituyendo este valor en la fórmula (9.14), y suponiendo en ésta que $T = 6000$ K y que $g_{\odot} = 2{,}7 \cdot 10^2$ m/s^2, hallamos que

$$H = \frac{RT}{\mu g_{\odot}} \approx 180 \text{ km}. \tag{9.15}$$

Por consiguiente, en la fotosfera tiene lugar una variación considerable de la densidad en una extensión de centenas de kilómetros, lo que aproximadamente constituye 1/3000 parte del radio solar.

Densidad de la sustancia y presión en la fotosfera. En el § 108 se mostró que la capa en la que surge la mayor parte de la radiación saliente está situada a la profundidad óptica $\tau = 1$. Por esto, de acuerdo con la definición del espesor óptico (7.29),

$$\tau = \varkappa \varrho H \approx 1 \tag{9.16}$$

En esta expresión $\varkappa$ es el coeficiente de absorción, calculado para 1 g de sustancia. Por término medio, para la sustancia fotosférica, éste es igual a 0,6 cm^2/g. Entonces, suponiendo que $H = 180$ km, obtenemos

$$\varrho = \frac{1}{\varkappa H} = \frac{1}{0{,}6 \text{ cm}^2/\text{g} \cdot 1{,}8 \cdot 10^7 \text{ cm}} \approx 10^{-7} \text{ g/cm}^3.$$

Cálculos más exactos demuestran que la densidad en la fotosfera varía aproximadamente desde $0{,}1 \cdot 10^{-7}$ g/cm^3 en las capas superiores hasta $5 \cdot 10^{-7}$ g/cm^3 en las capas más profundas. Puesto que la masa del átomo de hidrógeno es igual a $1{,}6 \cdot 10^{-24}$ g, esto significa que 1 cm^3 de la fotosfera contiene desde $6 \cdot 10^{15}$ hasta $3 \cdot 10^{17}$ átomos [1]. Ahora, por la fórmula (7.9), es fácil hallar la presión del gas, suponiendo que $\mu = 1$ g/mol y $T = 6000$ K, presión que por lo visto varía desde $5 \cdot 10^2$ hasta $2{,}5 \cdot 10^4$ Pa. La presión 10^4 Pa corresponde a 100 milibares o, aproximadamente, a 0,1 atmósfera.

Estos razonamientos son, simplemente, una ilustración suscinta de las etapas fundamentales de determinación de las propiedades físicas de la sustancia en la fotosfera. Todos los resultados numéricos son muy

[1] Para comparar, es útil recordar que en condiciones normales en 1 cm^3 de aire hay casi $2{,}7 \cdot 10^{19}$ moléculas.

aproximados. Sin embargo, éstos dan una noción justa respecto a las condiciones en la fotosfera y concuerdan bien con los valores más exactos, mostrados en la tabla 6, en donde la profundidad geométrica h se calcula desde el nivel que corresponde al borde que se observa del Sol con signo «+» hacia arriba y «−» hacia el interior de la fotosfera.

Así pues, la fotosfera es una capa fina de gas de varios centenares de kilómetros, muy opaca, con concentración de partículas, aproximadamente, de $10^{16} - 10^{17}$ en 1 cm^3, temperatura de 5–6 mil grados Kelvin y presión de casi 0,1 atmósfera.

En estas condiciones todos los elementos químicos con pequeñas potenciales de ionización (de algunos voltios, por ejemplo, el Na, K, Ca) se ionizan. Los elementos restantes, incluyendo el hidrógeno, permanecen principalmente en estado neutro.

La fotosfera es en el Sol la única zona de hidrógeno neutro. Sin embargo, como resultado de una ionización insignificante del hidrógeno y, prácticamente, de la ionización completa de los metales en la fotosfera, pese a todo hay electrones libres. Estos electrones juegan un papel excepcionalmente importante: al unirse con los átomos neutros de hidrógeno forman iones negativos de hidrógeno (H^-). Estos son protones con los que no se enlaza no un electrón, como generalmente ocurre con el hidrógeno, sino dos electrones. Los iones negativos de hidrógeno se engendran en cantidad ínfima: de cien millones de átomos de hidrógeno solamente uno. En promedio, se transforma en ion negativo. Los iones H^- tienen la propiedad de absorber vigorosamente la radiación, sobre todo en las zonas infrarroja y visible del espectro. Por esto, a pesar de su concentración insignificante, los iones negativos de hidrógeno son la causa fundamental que determina la absorción de la radiación por la sustancia fotosférica en la zona visible del espectro.

§ 122. *Granulación y zona convectiva*

Las observaciones visuales y fotográficas de la fotosfera, realizadas cuando las condiciones atmosféricas son particularmente buenas, permiten descubrir la estructura fina de ésta, que recuerdan las nubes cúmulos o granos de arroz desparramados (fig. 135). Las formaciones luminosas redondeadas se denominan *gránulos* y toda la estructura se denomina *granulación*. Las dimensiones angulares de los gránulos, por término medio, no superan 1″ de arco, lo que en el Sol corresponde a menos de 700 km. Cada gránulo "existe", por término medio, 5–10 minutos, después de lo cual se desintegra, y en su lugar surgen nuevos gránulos.

Los gránulos están rodeados de intervalos oscuros, que forman algo parecido a alvéolos o celdillas. Las rayas espectrales en los gránulos y en los intervalos entre éstos se encuentran desplazadas, respectivamente, hacia el lado azul y rojo. Esto significa que en los gránulos la sustancia se eleva, mientras que a su alrededor desciende. La velocidad de estos movimientos es de 1–2 km/s.

La granulación es la manifestación que se observa en la fotosfera de la zona convectiva situada debajo de ésta. En la zona convectiva, como resultado de la elevación y descenso de masas aisladas de gas (*elementos de la convección*), tiene lugar una mezcla activa de la sustancia. Al recorrer un camino aproximadamente igual a sus dimensiones, estos elementos parecen disolverse en el medio ambiente, engendrando nuevas heterogeneidades. En las capas exteriores, más frías, las dimensiones de estas heterogeneidades son menores.

La causa del surgimiento de la convección en las capas exteriores del Sol son dos circunstancias importantes. Por un lado, la temperatura directamente debajo de la fotosfera crece muy rápidamente hacia adentro,

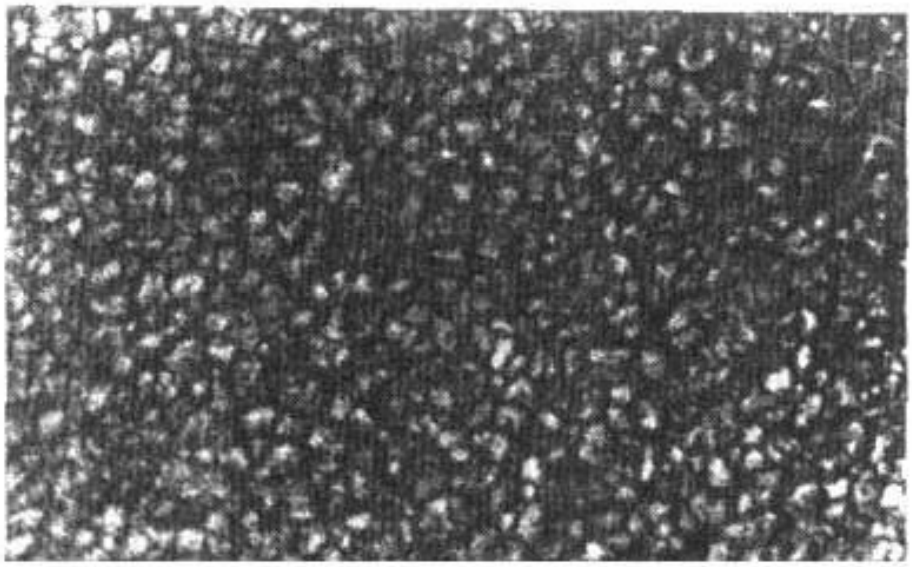


Fig. 135. Granulación solar.

y la emisión de energía radiante no puede garantizar la salida de la radiación de las capas calientes más profundas. Por esto la energía se transfiere por las propias heterogeneidades que están en movimiento. Por otro lado, estas heterogeneidades resultan ser muy "vividoras" si el gas en ellas no está ionizado totalmente: a cuenta de la energía ionizada su temperatura casi no varía, y el exceso de temperatura se conserva mucho tiempo.

Al pasar a las capas inferiores de la fotosfera ambas circunstancias dejan de influir: debido a las pérdidas por radiación la temperatura disminuye bruscamente y se retarda el ritmo de su disminución hacia arriba, mientras que el gas se neutraliza casi por completo y, al no tener reserva de energía ionizante, es incapaz de originar hetrogeneidades estables. Por esto, en las capas superiores de la zona convectiva, directamente debajo de la fotosfera, los movimientos convectivos se frenan bruscamente y la convección, de improviso, se interrumpe. Así pues, la fotosfera parece como estar "bombardeada" constantemente desde abajo por los elementos convectivos. Como resultado de estos golpes en ella surgen perturbaciones que se observan en forma de gránulos, y la fotosfera de por si se pone en

movimiento oscilatorio con un período que corresponde a la frecuencia de sus oscilaciones propias (de unos 5 minutos). Estas oscilaciones y perturbaciones surgidas en la fotosfera, engendran en ella ondas que, por su naturaleza, son semejantes a las ondas acústicas en el aire. Como veremos en el párrafo siguiente estas ondas desempeñan un papel importante para las capas más altas de la atmósfera solar.

En los últimos años se aclaró que las capas exteriores de la zona convectiva del Sol representan en sí un resonador peculiar en el que, en forma de ondas estacionarias, se excitan oscilaciones de 5 minutos. Estas oscilaciones se logran observar incluso de todo el Sol, como si fuesen de una estrella. Además de las oscilaciones de 5 minutos es probable que el Sol tenga también oscilaciones muy débiles con otros períodos, de las cuales las más interesantes parecen ser las oscilaciones descubiertas en 1976 en el Observatorio Astrofísico de Crimea, con período de unos 160 minutos, aproximadamente.

§ 123. *Capas exteriores de la atmósfera solar*

Como ya se mencionó, la densidad de la sustancia en la fotosfera disminuye rápidamente con la altura, y las capas exteriores de la atmósfera solar resultan estar muy rarificadas.

En las capas externas de la fotosfera, donde la densidad disminuye hasta el valor de $3 \cdot 10^{-8}$ g/cm^3, la temperatura cae aproximadamente hasta 4500 K. Este valor de la temperatura resulta ser mínimo para toda la atmósfera solar. En las capas más altas la temperatura de nuevo comienza a aumentar. Al principio tiene lugar un incremento lento de la misma hasta varias decenas de miles de grados, acompañado de la ionización del hidrógeno, y luego del helio. Esta parte de la atmósfera solar se denomina cromosfera.

En las capas superiores de la cromosfera, donde la rarificación llega a ser de 10^{-15} g/cm^3, es decir, en cada centímetro cúbico hay solamente 10^9 átomos, tiene lugar un aumento más de la temperatura de singular brusquedad, aproximadamente hasta un millón de grados. Aquí comienza la parte más externa y más rarificada de la atmósfera del Sol, denominada corona solar.

La causa de un calentamiento tan grande de las capas más externas de la atmósfera solar es la energía de las ondas acústicas (sonoras) que, como se indicó en el § 122, surgen en la fotosfera como resultado del movimiento de los elementos de la convección. Al propagarse hacia arriba, es decir, a las capas de menor densidad, estas ondas aumentan su amplitud hasta varios kilómetros y se transforman en ondas de choque.

Las ondas de choque se diferencian de las ordinarias por el salto muy brusco de la temperatura, presión y densidad del gas en la onda y en el medio no perturbado. Sucede esto porque, en la zona de compresión crecen la temperatura y la densidad y, por consiguiente, también la velocidad de propagación del sonido. Por esta razón, las ondas con amplitud grande

cambian considerablemente su estructura en la zona de compresión la sustancia se "acumula" en la dirección de propagación de la onda, y se forma un límite ostensible con la zona contigua no perturbada: el frente abrupto de la onda de choque.

Como resultado del surgimiento de ondas de choque, los movimientos regulares ondulatorios de extensas zonas de la atmósfera se dividen en masas de gas aisladas y más pequeñas, que se mueven desordenadamente. Este proceso se denomina *disipación de las ondas*. El resultado de la disipación, que transcurre con particular intensidad en la cromosfera y en la corona, es el aumento de las velocidades caóticas del movimiento de las partículas. Como consecuencia de esto tiene lugar un aumento de la temperatura en la cromosfera y en la corona.

§ 124. *La cromosfera*

El brillo integral, es decir, por todo el espectro de la cromosfera, es centenares de veces menor que el brillo de la fotosfera, aunque en las rayas más intensas su radiación es conmensurable. Por esto, para la observación de la cromosfera, es necesario emplear métodos especiales, que permitan segregar su débil radiación del potente flujo de radiación fotosférica.

El método más cómodo, e históricamente primero, son las observaciones realizadas cerca del segundo y tercer contactos de los eclipses totales de Sol.

En cuanto la Luna oculta totalmente la fotosfera, cerca del punto de contacto, resplandece la falce rosada brillante de la cromosfera. La anchura de este cuarto da una idea directa de la extensión de la cromosfera que es de 16–20″, es decir, de 12–15 mil kilómetros en medida lineal. La cromosfera tiene un espectro de emisión, compuesto de rayas brillantes (fig. 136). Durante las observaciones parece como si éstas destellaran en el momento

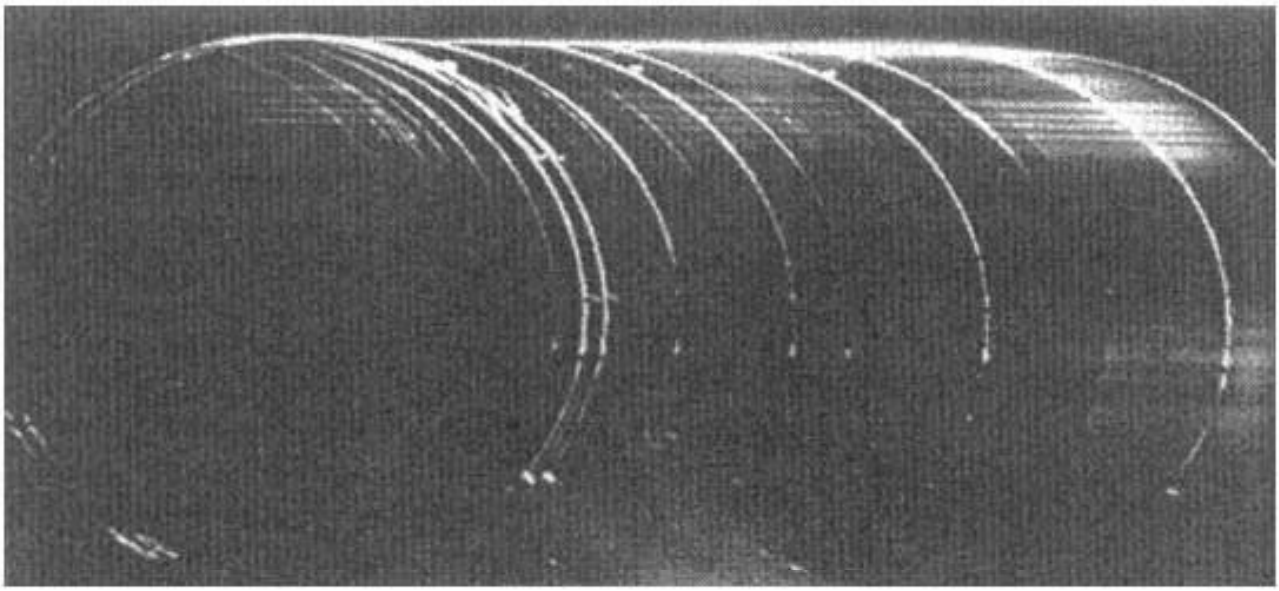


Fig. 136. Espectro de fulguración.

del comienzo de la fase de eclipse total. Por esta causa, el espectro de la cromosfera se denomina *espectro de fulguración*. Este espectro es muy parecido al espectro del Sol, en el que todas las rayas de absorción están sustituidas por rayas de radiación, mientras que el espectro continuo casi no existe. No obstante, en el espectro de la cromosfera las rayas de los elementos ionizados son más vigorosas que en el espectro de la fotosfera. En particular, por ejemplo, en el espectro de la cromosfera son muy vigorosas las rayas de helio, mientras que en el espectro de Fraunhofer éstas, prácticamente, no se ven. Dichas particularidades del espectro confirman el incremento de la temperatura en la cromosfera.

En el espectro de la cromosfera las rayas del calcio ionizado, hidrógeno y helio, en las que la cromosfera es opaca, son las más intensas, a la vez que

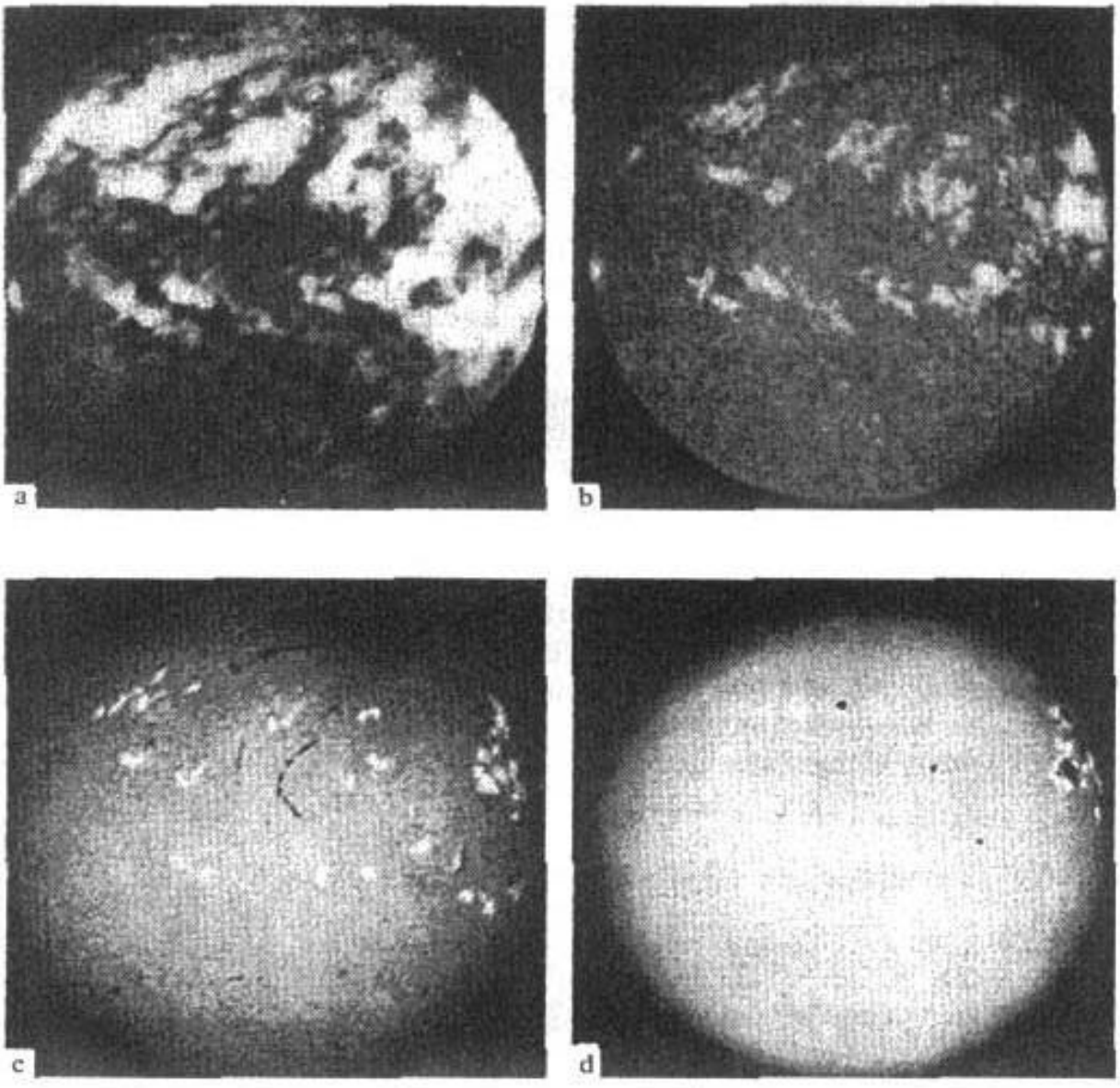


Fig. 137. Espectrogramas en rayas L_α de hidrógeno (*a*), K de calcio ionizado (*b*), H_α de hidrógeno (*c*) y fotografía de la fotosfera en luz blanca (*d*), todos ellos obtenidos en un mismo día.

ésta es extraordinariamente transparente a radiación continua visible. Por consiguiente, en las partes centrales de las rayas fuertes de Fraunhofer observamos la radiación de la cromosfera, y no de la fotosfera. Esta circunstancia es la base de un método importante de estudio de la cromosfera en intervalos muy reducidos del espectro, que corresponden a la parte central de cualquier raya (más frecuentemente de H_α del hidrógeno o K del calcio ionizado), para lo que el Sol se fotografía con ayuda del espectroheliógrafo. Puesto que la cromosfera es opaca a la radiación en estas rayas, en la fotografía (espectroheliograma) todos los detalles que se observan de la imagen pertenecen a la cromosfera (fig. 137).

De este modo, observando la radiación de las rayas de Fraunhofer, se pueden estudiar capas de la atmósfera solar ubicadas a distintas profundidades. Cuanto menor es el coeficiente de absorción, es decir, cuanto más transparente es la sustancia, tanto más profundas son las capas que se pueden observar. En el § 107 se mostró que la absorción en las rayas espectrales disminuye a medida que nos alejamos del centro hacia el ala de la raya. Por esto, en las alas de la raya, así como en las partes centrales de las rayas débiles, se pueden observar niveles de la fotosfera de distinta altura, mientras que las partes centrales de las rayas fuertes permiten estudiar la cromosfera.

Al estudiar las fotografías de la cromosfera, ante todo, se debe prestar atención a la estructura heterogénea de ésta, expresada con mucha mayor nitidez que la granulación en la fotosfera. Las formaciones estructurales más menudas en la cromosfera se denominan *espículas*. Estas tienen una forma alargada, estando extendidas, preferentemente, en dirección radial. Su longitud es de varios miles de kilómetros con un espesor de casi mil kilómetros. Las espículas, a velocidades de varias decenas de kilómetros por segundo, ascienden de la cromosfera la corona y se disuelven en ella. De tal manera, a través de las espículas, tiene lugar el intercambio de la sustancia de la cromosfera con la corona suprayacente. Como veremos más adelante, la sustancia coronaria también puede descender hasta la cromosfera. Las espículas, a su vez, forman una estructura mayor, denominada *red cromosférica*, engendrada por los movimientos ondulatorios provocados por elementos de la zona convectiva subfotosférica, mucho mayores y más profundos que los gránulos.

§ 125. *La corona*

En brillo de la corona solar es un millón de veces menor que el de la fotosfera, y no supera el brillo de la Luna en el plenilunio. Por esto, la corona solar se puede observar durante la fase total de los eclipses solares, y fuera de los eclipses solamente en los coronógrafos.

La corona no tiene contornos ostensibles y posee una forma irregular, que varía considerablemente con el tiempo. Respecto a ello se puede juzgar comparando sus fotografías, obtenidas durante distintos eclipses (fig. 138).

El brillo de la corona disminuye en decenas de veces a medida que nos

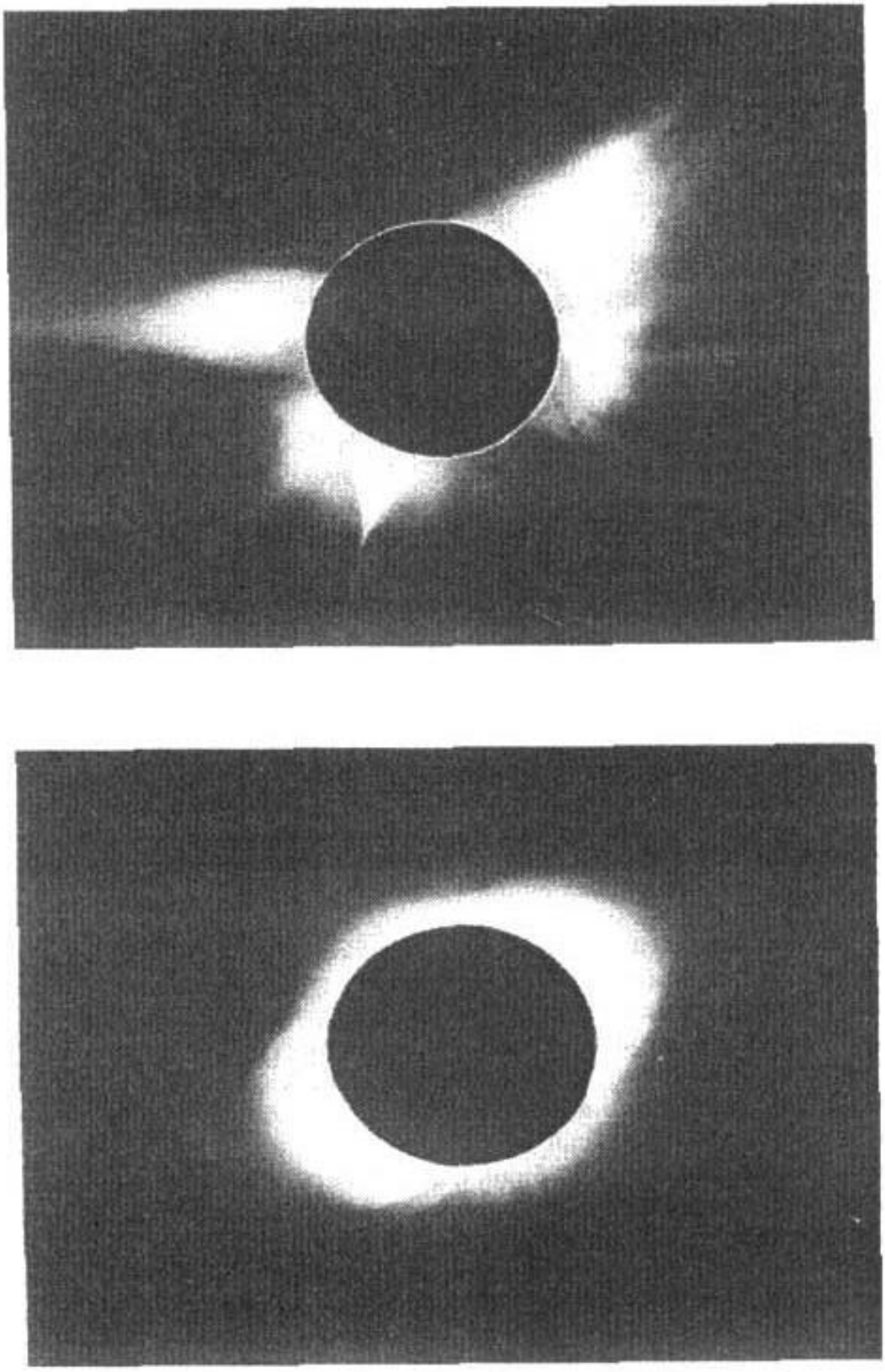


Fig. 138. La corona en el máximo (arriba) y en el mínimo (abajo) de las manchas solares.

alejamos del borde del Sol en la magnitud del radio de éste. La parte más brillante de la corona, alejada del limbo en no más de 0,2–0,3 del radio del Sol, se convino en llamarla *corona interior*, y la parte restante, muy extensa, se denomina *corona exterior*.

La estructura radiada de la corona es una particularidad importante de ésta. Los rayos son de distinta longitud, incluso de una decena y más de radios solares. En la base los rayos, generalmente, engrosan, y algunos de ellos se flexionan hacia el lado de los rayos contiguos.

La corona interior es también rica en formaciones estructurales, que se asemejan a arcos, cascos, nubes aisladas (condensaciones coronales). Es particularmente característica la estructura que, de cuando en cuando, se observa en los polos: los rayos rectos y cortos forman los denominados cepillitos polares.

El espectro de la corona tiene una serie de particularidades importantes. Su base es un fondo débil continuo con una distribución de la energía tal,

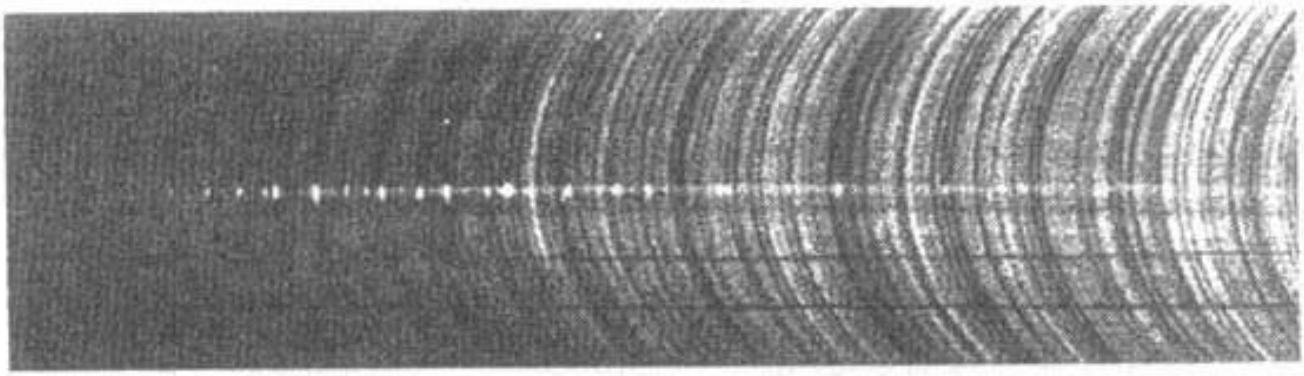


Fig. 139. Espectros de la corona solar y de una protuberancia, obtenidos en un coronógrafo obturador.

que repite la del espectro continuo del Sol. En el fondo de este espectro continuo, en la corona interior, se observan rayas brillantes de emisión, cuyas intensidades disminuyen a medida que nos alejamos del Sol (fig. 139). La mayoría de estas rayas no se logran obtener en los espectros de laboratorio. En la corona exterior se observan rayas de Fraunhofer del espectro solar, y que se diferencian de las rayas fotosféricas por tener una mayor intensidad residual relativa.

La radiación de la corona está polarizada, siendo así que a una distancia aproximada del borde del Sol de casi 0,5 $R_\odot$ la polarización aumenta aproximadamente hasta en un 50‰, mientras que a distancias grandes vuelve a disminuir.

La semejanza de la distribución de la energía en los espectros continuos de la corona y de la fotosfera, demuestra que la radiación de la corona es la luz difusa de la fotosfera. La polarización de esta luz permite establecer la naturaleza de las partículas en las que ocurre esta difusión. Solamente los electrones libres pueden provocar una polarización tan fuerte.

Puesto que a lo largo del rayo visual se disponen las zonas de la corona

que dispersan la radiación incidente de la fotosfera no sólo en un ángulo de 90°, sino también con otros ángulos (fig. 140), la polarización total observada resulta ser parcial. Para las zonas de la corona más alejadas del Sol los ángulos entre el rayo visual y la dirección de los rayos incidentes se aproxima a los 90°. Por esto, con el aumento de la altura en la corona, el grado de polarización debe crecer, lo que precisamente se observa en la corona inferior. Sin embargo, en la corona superior este aumento se troca

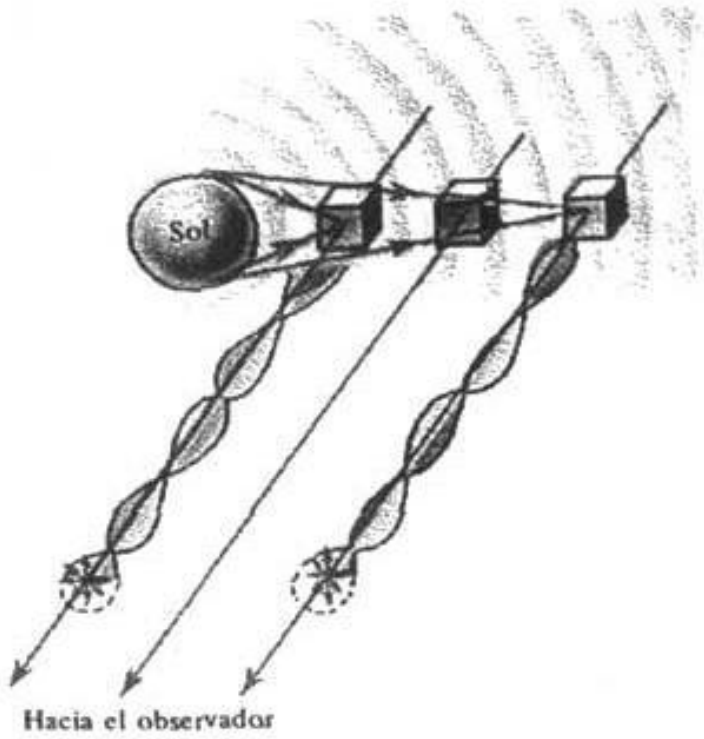


Fig. 140. Polarización de la luz en la corona.

por la disminución, hecho que atestigua cerca de la existencia de una parte no polarizada de radiación que crece relativamente con la altura.

La componente no polarizada es la causa de la aparición de las rayas de Fraunhofer en la corona exterior, por lo que ésta se denomina *corona de Fraunhofer*. Esta corona no tiene relación alguna con la atmósfera solar y es simplemente la luz del Sol dispersada en los pequeños granos de polvo interplanetario, situados en el espacio entre la Tierra y el Sol. Estos granos, al dispersar la luz, la polarizan muy débilmente, y tienen la propiedad de dispersar en la misma dirección la mayor parte de la radiación incidente (fig. 141). Por esto, la dispersión en los granos de polvo es de mayor intensidad cerca del Sol, dando la impresión de una "corona falsa". Esta luminiscencia se puede percibir también a distancias grandes del Sol en forma de *luz zodiacal*, observable en las noches oscuras sin luna en primavera y otoño en las latitudes australes, poco tiempo después de la puesta o un poco antes de la salida del Sol. En este tiempo la eclíptica se eleva considerablemente sobre el horizonte, y la banda clara que pasa a lo largo de ella se hace visible. A medida que nos acercamos al Sol, que se

encuentra debajo del horizonte, la luminiscencia aumenta y la banda se ensancha, formando un triángulo o una pirámide. Con el aumento de la distancia hasta el Sol, el brillo de la luz zodiacal disminuye, pero el Sol a veces se observa a lo largo de toda la eclíptica en forma de una banda de resplandor apenas visible. En la zona del cielo inversa al Sol (zona "antisolar") el brillo de la luz zodiacal crece ligeramente, formando una mancha nebulosa elíptica con diámetro de casi 10° que se denomina *anticlaridad*.

En cada punto de la corona el brillo es proporcional a la cantidad de electrones que se encuentran en el rayo visual. Un electrón libre dispersa aproximadamente una 10^{-24} parte de la cantidad de radiación que incide sobre la superficie de 1 cm^2. Puesto que en la corona el brillo es en un

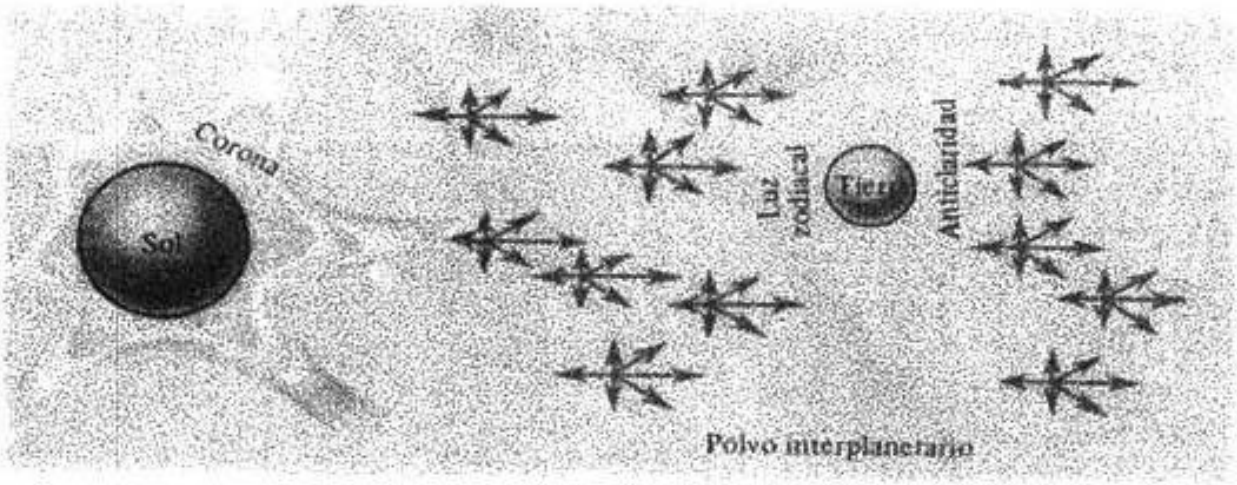


Fig. 141. Dispersión de la radiación solar en los granos de polvo interplanetarios y formación de la corona de Fraunhofer. Las longitudes de las flechas son proporcionales a la intensidad de los rayos dispersos.

millón de veces menor que en la fotosfera, esto significa que a lo largo del rayo visual en una columna de la corona con sección de 1 cm^2 hay

$$10^{-6}/10^{-24} = 10^{18} \text{ electrones libres.}$$

Y como la extensión de la corona, que se mide por la escala de altitud, es varias veces menor que el radio del Sol, es decir, es de unos 10^{10} cm, por término medio en 1 cm^3 de sustancia de la corona deben haber

$$\frac{10^{18}}{10^{10}} = 10^{8} \text{ electrones libres.}$$

La aparición de estos electrones libres solamente puede estar provocada por la ionización de la sustancia. No obstante, en su conjunto, el gas ionizado (plasma) debe ser neutro. Por lo tanto, la concentración de iones en la corona también debe ser del orden 10^{8} cm^{-3}. Una gran parte de estos iones debe surgir como resultado de la ionización del elemento más abundante en el Sol: del hidrógeno. Al mismo tiempo, en la corona no debe haber hidrógeno neutro, ya que en el espectro de emisión de ésta no existen

en absoluto las rayas espectrales del hidrógeno. Así pues, la concentración total de partículas en la corona debe ser igual a la suma de las concentraciones de iones y electrones libres, es decir, de una magnitud del orden $\sim 2 \cdot 10^8$ cm^{-3}.

Las rayas de emisión de la corona solar pertenecen a los elementos químicos habituales, pero que se encuentran en estados de ionización muy elevados. La más intensa es la raya verde coronal con longitud de onda 5303 A, emitida por el ion de Fe XIV, es decir, por el átomo de hierro privado de 13 electrones. Otra raya intensa es la raya roja coronaria ($\lambda = 6374$ Å), que pertenece a los átomos del hierro Fe X ionizado nueve veces. Las rayas restantes de emisión se identifican con los iones de Fe XI, Fe XIII, Ni XIII, Ni XV, Ni XVI, Ca XII, Ca XV, Ar X, y otros.

Las rayas coronarias son rayas prohibidas. El surgimiento de ellas en el espectro de la corona manifiesta la extraordinaria rarificación de la sustancia de ésta. Para la formación de iones coronarias de alta ionización se requieren grandes energías de centenares de electrón-voltios (por ejemplo, el potencial de ionización del Fe X es de 233 V, del Fe XIV es de 355 V, y el del Ca XV es de 814 V). Para comparar recordaremos que el desprendimiento de un solo electrón del átomo de hidrógeno requiere solamente una energía de 13,6 eV. Puesto que la intensidad de radiación en la corona es demasiado débil para poder provocar una ionización fuerte de la sustancia, la causa de esta última son las colisiones de los átomos, ante todo con los electrones libres. La energía de estos electrones debe ser de centenas de electrón-voltios, y su velocidad debe alcanzar muchos miles de kilómetros por segundo. Estos valores se utilizaron en el § 108 para determinar la temperatura de la corona, que resultó ser del orden de un millón de grados Kelvin.

De tal modo, la corona solar representa en sí plasma rarificado con temperatura de casi un millón de grados Kelvin.

El resultado de la elevada temperatura de la corona es la excepcional extensión de ésta, que ya se señaló. Efectivamente, de acuerdo con la fórmula (9.5) la escala de altitud es proporcional a la temperatura. Teniendo en cuenta que la masa molecular relativa del gas ionizado de la corona es dos veces menor que la del hidrógeno neutro en la fotosfera, y que el excedente de temperatura es de 150 veces, obtenemos que la extensión de la corona supera en centenares de veces el espesor de la fotosfera y es de centenares de miles de kilómetros, lo que concuerda perfectamente con las observaciones.

§ 126. *Radioemisión del Sol tranquilo*

La radioemisión solar se distingue por su excesiva variabilidad, particularmente en frecuencias bajas. Registrando el valor mínimo de la potencia la radiación observada se puede dividir en dos partes: constante y variable. La primera se denomina radioemisión *del Sol tranquilo*, y la segunda parte se denomina radoemisión *del Sol perturbado*.

La corona solar, que es extraordinariamente transparente para la radiación visible, deja pasar mal a las ondas radioeléctricas, que experimentan en ella una fuerte absorción y también refracción (fig. 142, *a*). Por consiguiente, la corona solar debe emitir ondas radioeléctricas casi como un cuerpo negro con temperatura de un millón de grados Kelvin (pág. 215). Por esto la temperatura de la corona se determina mediante la medición de la temperatura de brillo de la radoemisión solar.

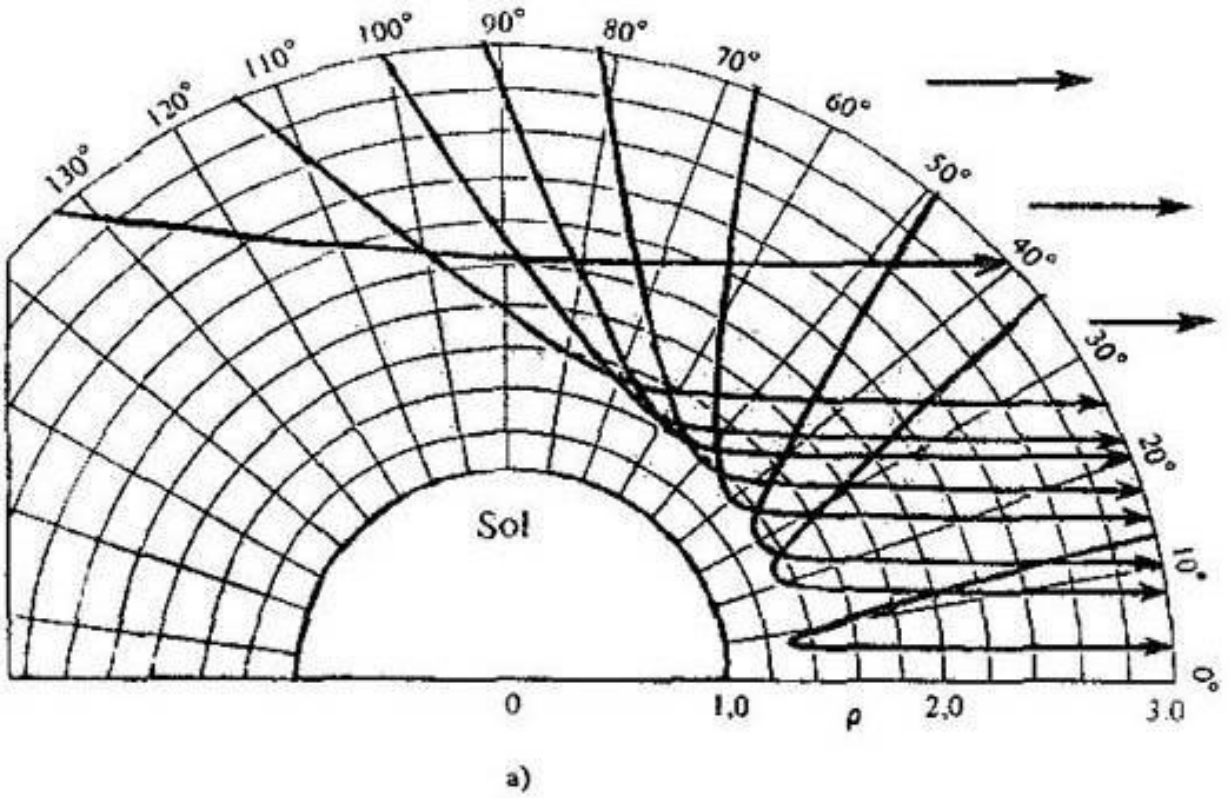
En las ondas métricas la temperatura de brillo de la corona, en efecto, es aproximadamente de un millón de grados. En ondas más cortas la temperatura disminuye. Ello está relacionado con el aumento de la profundidad de donde sale la radiación, debido a la reducción de las propiedades absorbentes del plasma (fig. 142, *b*). Así, por ejemplo, en las ondas centimétricas, la emisión sale sin dificultades de la cromosfera superior, y en las ondas milimétricas sale de las capas medias e inferiores.

Los radiométodos permiten observar la corona solar a distancias enormes del Sol: en varias decenas de radios. Esto es posible gracias al hecho de que anualmente en junio, en su movimiento por la eclíptica, el Sol pasa cerca de una potente fuente de radioemisión: de la nebulosa del Cangrejo ("Crab Nebula") en la constelación de Tauro. Las ondas radioeléctricas pertenecientes a esta fuente, al pasar a través de la corona solar, se dispersan en las distintas heterogeneidades de esta última. Como consecuencia, durante el "eclipse" de la "Crab Nebula" por las partes exteriores de la corona solar, se observa una disminución del radiobrillo (es decir, del brillo de radioemisión) de la fuente. Las zonas de la corona más alejadas del Sol, descubiertas de este modo, se denominan *supercorona*. Investigaciones ulteriores demostraron que la atmósfera solar se extiende muy lejos, hasta la misma órbita de la Tierra. Es testimonio de esto la débil polarización descubierta de la luz zodiacal (véase fig. 141). Además, basándose en el estudio del movimiento de la sustancia en las colas de los cometas, se estableció que existe un derrame constante de plasma de la corona solar cuya velocidad aumenta gradualmente a medida que nos alejamos del Sol, y que a la distancia de la Tierra alcanza 300–400 km/s. Esta extensión de la corona solar en el espacio interplanetario se denomina *viento solar*.

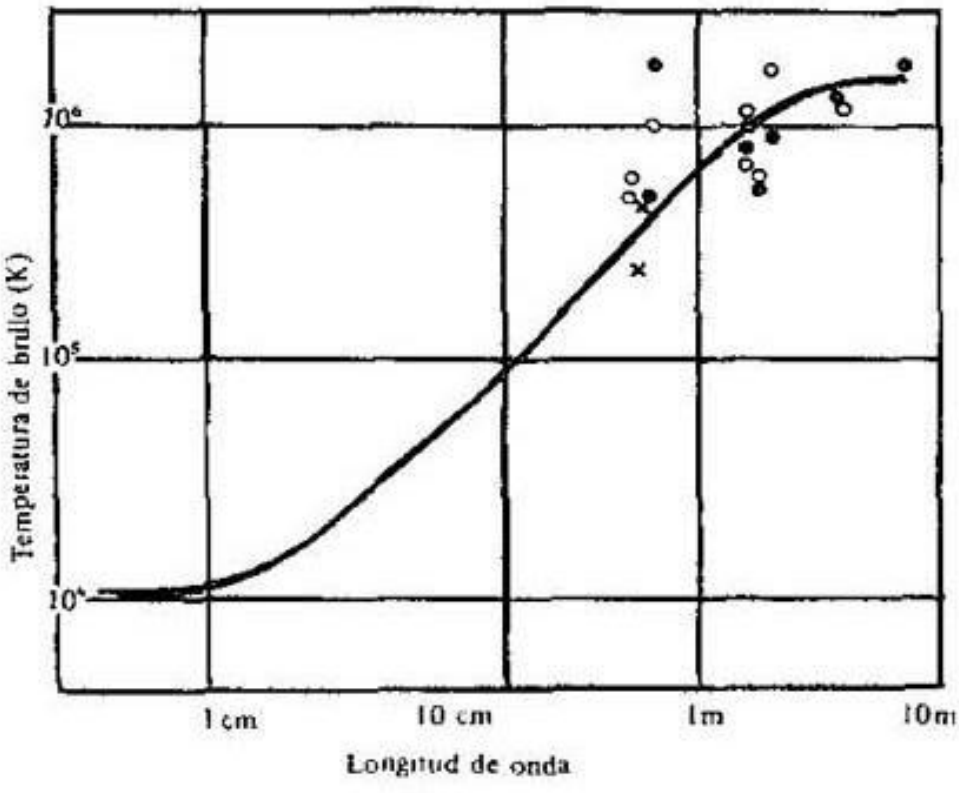
La investigación del plasma interplanetario, efectuada con ayuda de aparatos cósmicos, permitió registrar directamente un flujo de protones y electrones del viento solar, que corresponde a una velocidad de propagación desde el Sol del orden de varias centenas de km/s y a una concentración de partículas cerca de la Tierra de 1–10 protones/cm^3.

§ 127. *Formaciones activas en la atmósfera solar*

De tiempo en tiempo en la atmósfera solar surgen formaciones activas de rápida variación que se diferencian ostensiblemente de las ragiones circundantes no perturbadas, cuyas propiedades y estructura no varían o casi no varían con el tiempo. Las manifestaciones de la actividad solar en la fotos-



a)



b)

Fig 142 *a*) Refracción de las ondas radioeléctricas en la corona solar *b*) Temperatura de brillo del Sol tranquilo en dependencia de las longitudes de onda en la banda de radio

fera, cromosfera y corona son muy distintas. No obstante, todas ellas están vinculadas por una causa común. Esta causa es el campo magnético, siempre presente en las regiones activas.

Fáculas. En las regiones no perturbadas de la fotosfera solamente existe el campo magnético común del Sol, cuya intensidad es aproximadamente de 1 oersted. En las zonas activas la intensidad del campo magnético aumenta en centenares e incluso miles de veces.

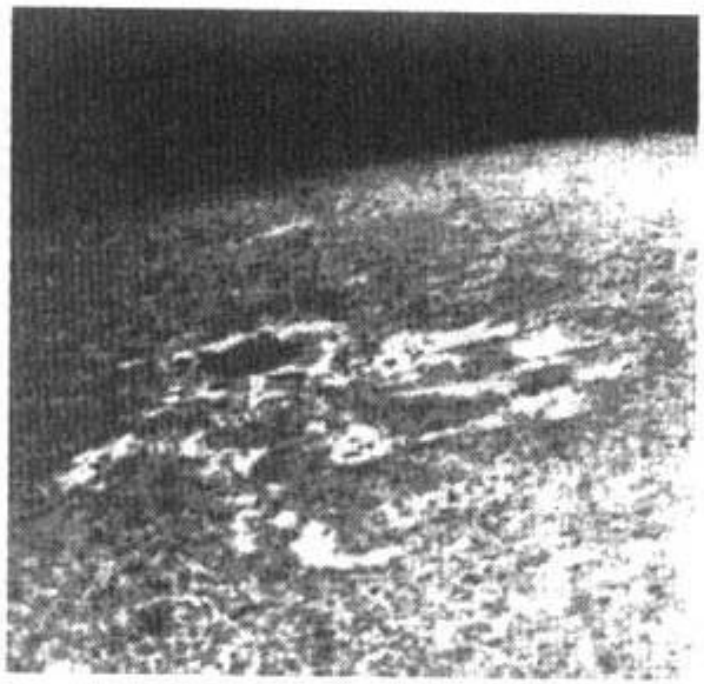


Fig. 143. Fotografía de una fácula.

Una pequeña amplificación del campo magnético hasta decenas y centenas de oerstedes va acompañada de la aparición en la fotosfera de una región más luminosa, denominada *fácula*. Estas, en resumidas cuentas, pueden ocupar una parte considerable de toda la superficie visible del Sol. Las fáculas se distinguen por ser de estructura fina característica y se componen de numerosas vetas, puntos brillantes y nuditos: los gránulos de las fáculas, llamados también "granos de arroz" (fig. 143).

Las fáculas sobre todo se ven bien en el borde del disco solar (aquí su contraste con la fotosfera es de casi 20%), mientras que en el centro casi no se ven. Esto significa que en la fotosfera, a cierto nivel, la fácula está en 200–300 K más caliente que la región contigua no perturbada, y en su conjunto sobresale ligeramente en el nivel de la fotosfera no perturbada.

El surgimiento de la fácula está relacionado con una importante propiedad del campo magnético: oponerse al movimiento de la sustancia ionizada, movimiento que transcurre transversalmente a las líneas de fuerza. Si el campo magnético posee energía suficientemente grande entonces "permite" el movimiento de la sustancia solamente a lo largo de las líneas de fuerza. El débil campo magnético en la región de la fácula no puede suspender los

movimientos convectivos bastante potentes. Sin embargo, él puede comunicar a estos movimientos un carácter más regular. Generalmente cada elemento de la convección, además de su ascenso o descenso común por la vertical, realiza pequeños movimientos desordenados por el plano horizontal. Estos movimientos, que conducen a la aparición de rozamiento entre los distintos elementos de la convección, quedan frenados por el campo magnético existente en la región de la fácula, hecho que facilita la convección

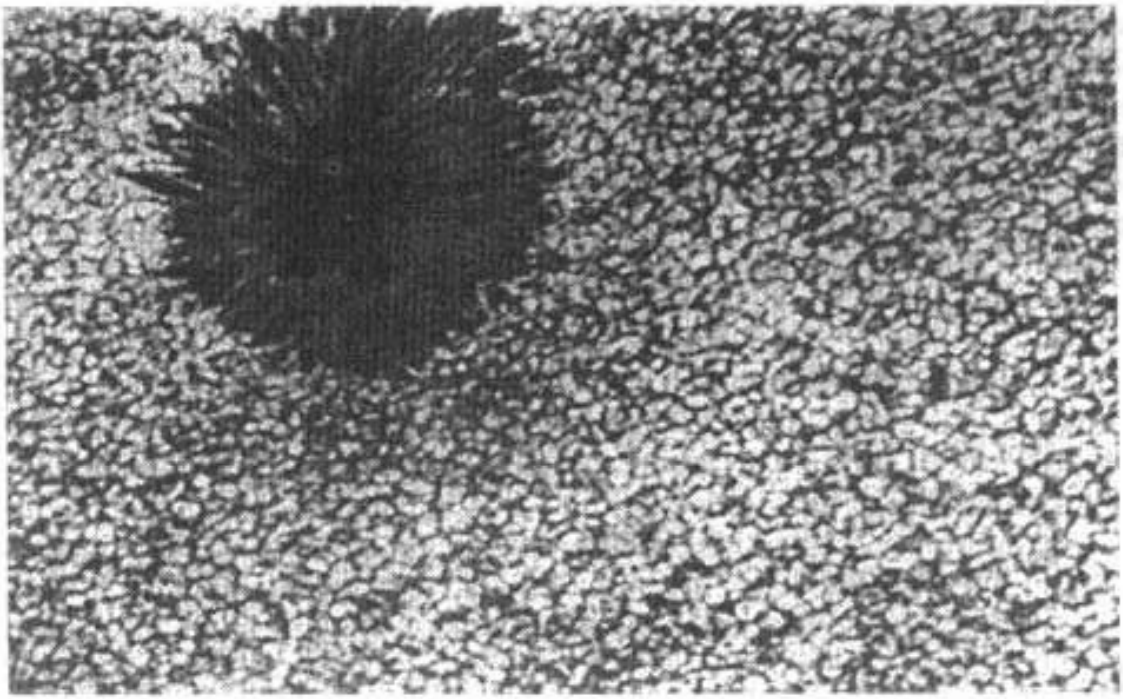


Fig. 144. Mancha solar grande.

y permite a los gases calientes elevarse a mayor altura y transportar un mayor flujo de energía. Así pues, la aparición de la fácula está relacionada con la amplificación de la convección, provocada por el campo magnético débil.

Las fáculas son formaciones relativamente estables que, sin alteraciones singulares, pueden existir durante varias semanas e incluso meses.

Manchas. En las regiones de las fáculas con mayor ampliación del campo magnético pueden surgir *manchas* solares. La mancha solar aparece en forma de un poro pequeño que apenas se diferencia de los intervalos obscuros entre los gránulos. Al cabo de un día el poro se convierte en una mancha redonda obscura de contornos bien marcados cuyo diámetro aumenta gradualmente, hasta alcanzar dimensiones de varias decenas de miles de kilómetros (fig. 144). Todo el fenómeno va acompañado de un aumento suave de la intensidad del campo magnético, que en el centro de las manchas grandes alcanza varios miles de oerstedios.

A veces, en los límites de una pequeña región desarrollada paralelamente al ecuador, surgen varias manchas pequeñas: los *grupos de manchas*. Algunas manchas aisladas aparecen con preponderancia en los bordes occidental

y oriental de la región en la que, mas vigorosamente que otras, se desarrollan dos manchas: *de cabeza* (occidental) y *de cola* (oriental). Los campos magnéticos de ambas manchas principales y de las manchas pequeñas contiguas a éstas siempre tienen polaridad contraria, por lo que semejante grupo de manchas se denomina *bipolar*. Al cabo de 3–4 días de la aparición de las manchas grandes, alrededor de ellas surge una penumbra menos obscura con estructura radial característica. Con el trancurso del tiempo el área que ocupa el grupo de manchas sigue aumentando, hasta alcanzar una magnitud máxima aproximadamente al décimo día. Después las manchas comienzan a disminuir paulatinamente y a desaparecer, al principio las más pequeñas de ellas, luego la de cola (desintegrándose previamente en varias manchas) y, por último, la de cabeza. Todo este proceso, en total, dura cerca de dos meses, no obstante muchos grupos de manchas solares no tienen tiempo para pasar todas las etapas descritas y desaparecen antes.

La parte central de la mancha, debido a la luminosidad grande de la fotosfera, parece ser negra. En realidad, en el centro de la mancha la luminosidad solamente es menor en unas 10 veces, y la luminosidad de la penumbra es aproximadamente de 3/4 de la luminosidad de la fotosfera. Partiendo de la ley de Stefan–Boltzmann esto significa que la temperatura en la mancha es en 2–2,5 miles de grados menor que en la fotosfera.

La reducción de la temperatura en la mancha se explica por la influencia del campo magnético sobre la convección. El campo magnético, sobre todo si es fuerte, retiene los movimientos de la sustancia, que transcurren en dirección transversal a las líneas de fuerza. Por esto, en la zona convectiva debajo de la mancha se debilita la circulación de los gases, que transfiere desde la profundidad hacia el exterior una parte considerable de energía. Como resultado, la temperatura de la mancha resulta ser menor que en la fotosfera no perturbada.

Flóculos. La cromosfera sobre las manchas y fáculas aumenta su brillo (cromosfera perturbada), y el contraste entre la cromosfera perturbada y no perturbada aumenta con la altura. En la fig. 137 se demuestran espectroheliogramas del Sol, obtenidos casi simultáneamente, en rayas de H_α de hidrógeno, K del calcio ionizado y L_α de hidrógeno, que, respectivamente, pertenecen a las capas de la cromosfera situadas a las alturas de 2–3 mil km, 5–6 mil km y 8–10 mil km. Las manchas brillantes que se observan en estos espectroheliogramas, y que por sus contornos coinciden con la posición de las fáculas fotosféricas, se denominan *flóculos*.

El aumento del brillo del flóculo en comparación con la cromosfera circunvecina no perturbada no da razones para determinar la temperatura de éste, ya que en la cromosfera rarificada y muy transparente para el espectro continuo, la relación entre la temperatura y la radiación no se someten a la ley de Planck.

El elevado brillo del flóculo en las partes centrales de las rayas fuertes se puede explicar por el aumento de la densidad de la sustancia en la cromosfera en 3–5 veces, mientras que el valor de la temperatura es casi invariable o aumenta solamente un poco.

Erupciones cromosféricas. En la cromosfera, más frecuentemente en una pequeña región entre las manchas en desarrollo y particularmente cerca del límite divisorio de la polaridad de los campos magnéticos fuertes, se observan las manifestaciones más potentes de rápido desarrollo de la actividad solar, denominadas *erupciones cromosféricas* o *fulguraciones* (fig. 145). Al comienzo de la fulguración el brillo de uno de los nuditos claros del flóculo aumenta repentinamente. Con frecuencia, en menos de un minuto, una fuerte radiación se propaga a lo largo de un largo cordón o "inunda" una región entera con extensión de decenas de miles de kilómetros. En la parte visible

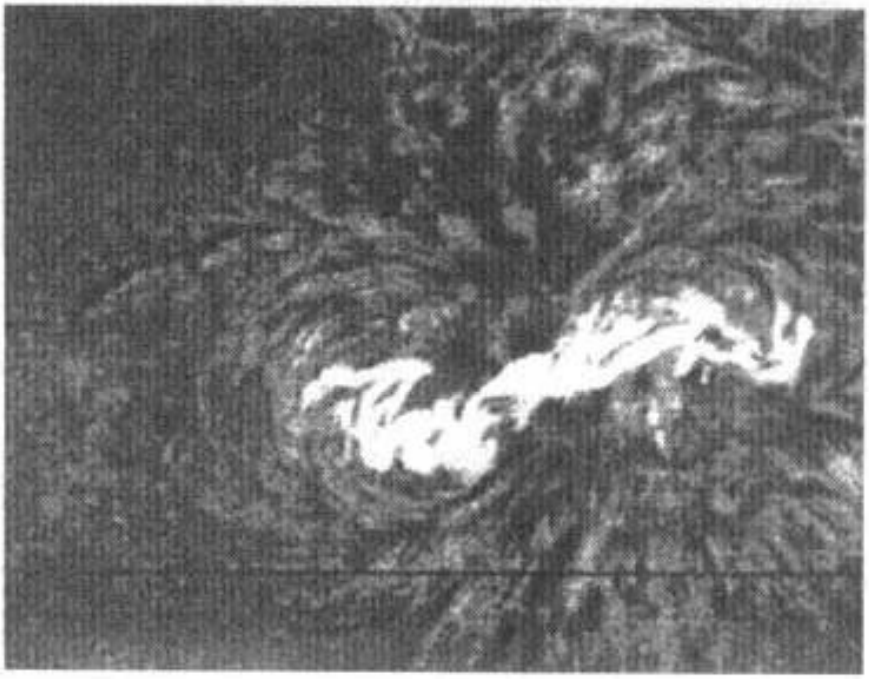


Fig. 145. Erupción cromosférica grande.

del espectro la amplificación de la luminosidad tiene lugar fundamentalmente en las rayas espectrales de hidrógeno, calcio ionizado y otros metales. El nivel del espectro continuo también aumenta tanto que a veces la fulguración se hace patente en luz blanca en el fondo de la fotosfera. Simultáneamente con la radiación visible aumenta de un modo considerable la intensidad de los rayos ultravioletas y X, y asimismo la potencia de la radioemisión solar.

Durante las fulguraciones se observan las rayas espectrales de Roentgen de ondas más cortas (es decir, las más "rígidas"), e incluso en ciertos casos los rayos gamma. El incremento (embate) de todas estas clases de radiación transcurre en unos minutos. El nivel de radiación, una vez alcanzado el máximo, se debilita gradualmente en el correr de algunas decenas de minutos.

Además del aumento del brillo, durante las fulguraciones se observan potentes movimientos de gases, y también irrupciones de nubes de plasma en forma de condensaciones aisladas y "salpicaduras".

Todos los fenómenos enumerados se explican por la liberación de una

gran cantidad de energía como resultado de la inestabilidad del plasma, que se encuentra en la zona de un campo magnético muy heterogéneo. Como resultado del complicado proceso de interacción del campo magnético con el plasma una parte considerable de la energía del campo magnético se convierte en calor, calentando el gas hasta una temperatura de decenas de millones de grados, y asimismo se gasta en la aceleración de las nubes de plasma y de partículas elementales.

Todo el proceso tiene el carácter de una explosión, que va acompañada de una fuerte compresión de la sustancia en cierto volumen de la cromosfera. La cantidad total de energía que se desprende en forma de emisión óptica, radiaciones ultravioleta, X y radioemisión, así como la que se gasta para la aceleración del plasma y de partículas aisladas, alcanza 10^{28}–10^{32} ergios, es decir, 10^{21}–10^{25} J.

La aceleración de las partículas (corpúsculos) en las fulguraciones, o, concretizando, la aceleración de los electrones y protones, transcurre, respectivamente, hasta energías de decenas de kiloelectrónvoltios y de hasta varios megaelectronvoltios. Las partículas con energías de tal índole son rayos cósmicos, aunque muchas veces menos enérgicos que los rayos cósmicos que nos llegan de las lejanas regiones de la Galaxia, y que examinaremos en el § 169. Por esto se llaman rayos cósmicos "blandos" Durante las fulguraciones, además de éstos, se originan también otras partículas menos enérgicas. Las nubes y los flujos corpusculares que dichas partículas forman se propagan a velocidades de 500–1000 km/s.

La radiación corpuscular de las fulguraciones explica sus particularmente potentes radioemisión y radiación X, se diferencia de la radiación calórica del gas muy caliente que antes examinamos y se denomina radiación *no térmica* En primer lugar, el incremento de los rayos X con longitudes de onda de algunos amstrongs, que se observa transcurridos varios minutos después del comienzo de la fulguración, surge debido al frenado de los electrones rápidos de los rayos cósmicos en los campos magnéticos de la región activa, y como resultado de las colisiones con las partículas de la sustancia cromosférica. En segundo lugar, poco tiempo después de las fulguraciones, se observa un aumento muy grande (a veces de millones de veces) de la potencia de la radioemisión solar en cierta frecuencia que disminuye gradualmente con el tiempo. La causa de este *embate de la radioemisión* son las oscilaciones del plasma, que tienen lugar con las mismas frecuencias y que están provocadas por el paso de los rayos cósmicos a través de él. Las frecuencias de estas oscilaciones disminuyen a medida que el flujo de corpúsculos, engendrados por la fulguración, penetra en las capas más superiores de la cromosfera y de la corona.

Entre todas las formaciones activas del Sol las fulguraciones se distinguen por su capacidad particular de influir sobre los fenómenos geofísicos, de lo que se tratará en el § 134.

Protuberancias. Las formaciones activas, que se observan en la corona, son las *protuberancias*: nubes más densas y frías que brillan aproximadamente en las mismas rayas espectrales que la cromosfera. Las

protuberancias son de formas y dimensiones muy variadas. Generalmente son formaciones largas, muy planas, situadas casi perpendicularmente respecto a la superficie del Sol. Por esto, en su proyección sobre el disco solar (en los espectroheliogramas), las protuberancias tienen el aspecto de fibras curvas (éstas se ven en la fig. 137, *c*). Las protuberancias son las

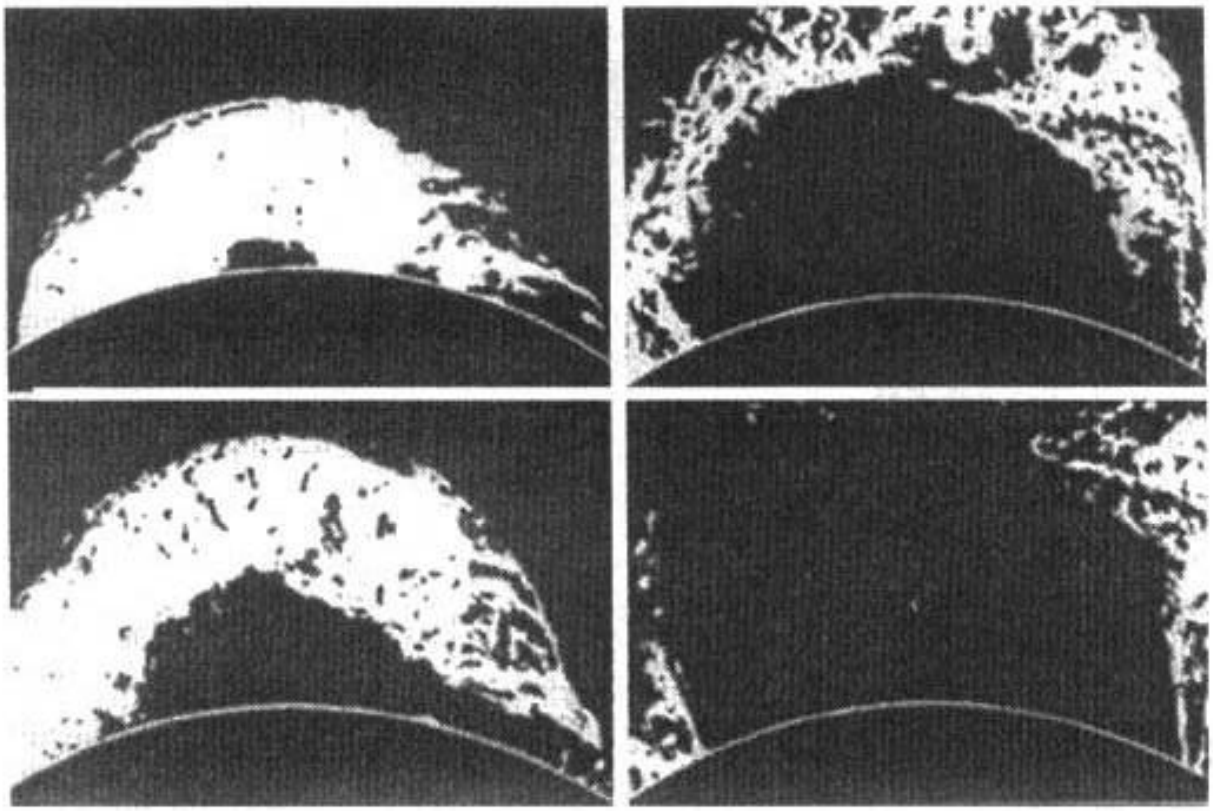


Fig. 146. Cuatro etapas del desarrollo de una protuberancia eruptiva, observada durante una hora.

formaciones más grandiosas en la atmósfera solar, su longitud alcanza centenares de miles de kilómetros, aunque el ancho no excede 6000–10 000 km. Sus partes inferiores se mezclan con la cromosfera, y las superiores se extienden en la corona en decenas de miles de kilómetros. No obstante, se encuentran protuberancias también de dimensiones considerablemente mayores (fig. 146).

A través de las protuberancias tiene lugar un intercambio constante de la sustancia de la cromosfera y de la corona. Los movimientos que se observan frecuentemente, tanto de las propias protuberancias como de algunas de sus partes, y que tienen lugar a velocidades de decenas y centenas de kilómetros por segundo, son testimonio de dicho intercambio.

El surgimiento, desarrollo y movimiento de las protuberancias están vinculados estrechamente con la evolución de los grupos de manchas solares. En las primeras etapas del desarrollo de la región activa de las manchas, cerca de estas últimas, aparecen protuberancias efímeras que cambian con rapidez. En etapas ulteriores surgen protuberancias tranquilas y estables que

existen sin cambios notables durante varias semanas e incluso meses, después de lo cual puede comenzar súbitamente la *etapa de activación* de la protuberancia, cuya manifestación es el surgimiento de movimientos intensos, las irrupciones de la sustancia en la corona y la aparición de *protuberancias eruptivas* de movimiento rápido.

Regiones activas en la corona. El aspecto exterior de la corona solar está relacionado estrechamente con la manifestación de actividad en las capas inferiores de la atmósfera. Sobre las manchas se observan formaciones típicas en forma de rayos corvos, que se asemejan a las matas, y asimismo consolidaciones de la sustancia coronal en forma de nubes redondeadas: las *condensaciones coronarias*. Sobre las fáculas se ven sistemas enteros de *haces* (*rayos*) rectilíneos, ligeramente ondulados. Las protuberancias, generalmente, están rodeadas de arcos y cascos de sustancia consolidada de la corona. Todas estas formaciones sobre las manchas, fáculas y protuberancias se convierten frecuentemente en largos haces, que se extienden a distancias de muchos radios del Sol.

Noción respecto al centro de actividad solar. Todas las formaciones activas en la atmósfera solar, que acabamos de examinar, se encuentran vinculadas estrechamente entre sí. El surgimiento de las fáculas y flóculos precede siempre a la aparición de las manchas. Las fulguraciones surgen durante el crecimiento más rápido del grupo de manchas o como resultado de los intensos cambios que tienen lugar en ellas. Al mismo tiempo surgen las protuberancias, que con frecuencia prolongan durante largo tiempo su existencia después de la desintegración de la región activa. El conjunto de todas las manifestaciones de actividad solar, relacionadas con la zona dada de la atmósfera y que se desarrollan en el transcurso de un tiempo determinado, se denomina *centro de la actividad solar*.

La estructura de la corona también queda determinada por la disposición y movimiento en ella de las líneas de fuerza del campo magnético, que parten de los centros de actividad y a veces penetran a grandes distancias.

El campo magnético móvil arrastra consigo a la sustancia ionizada (plasma), que forma precisamente las consolidaciones observadas en forma de estructura típica. Así, por ejemplo, los rayos coronarios están provocados por el movimiento a través de la corona de flujos corpusculares, que, en particular, se originan durante la fulguración.

Radiación X del Sol. Con ayuda de telescopios especiales, instalados en los aparatos cósmicos, actualmente se logran obtener imágenes del Sol con rayos X que no son de calidad inferior a las mejores fotografías terrestres con rayos visibles. En las fotografías con rayos X el Sol adquiere un aspecto insólito. El cuadro general se asemeja mucho a la distribución de la radioluminancia, obtenida con ayuda de radiointerferómetros de antenas múltiples. Prácticamente no se ve el habitual círculo de contorno destacado, el Sol roentgénico es de forma irregular con una multitud de manchas brillantes y estructura de "copos". Cerca del limbo óptico se observa un aumento del brillo en forma de anillo heterogéneo. Se advierten manchas particularmente brillantes sobre los centros de actividad solar, en las

regiones donde se encuentran potentes fuentes de radioemisión en ondas decimétricas y métricas. Esto significa que la radiación de rayos X, al igual que la radioemisión, surge en la corona solar. A la temperatura de varios millones de grados Kelvin la radiación X de la corona resulta ser muchas veces más intensa que la de las capas de la cromosfera que están menos calientes y son más profundas. Por esto, las observaciones del Sol con rayos

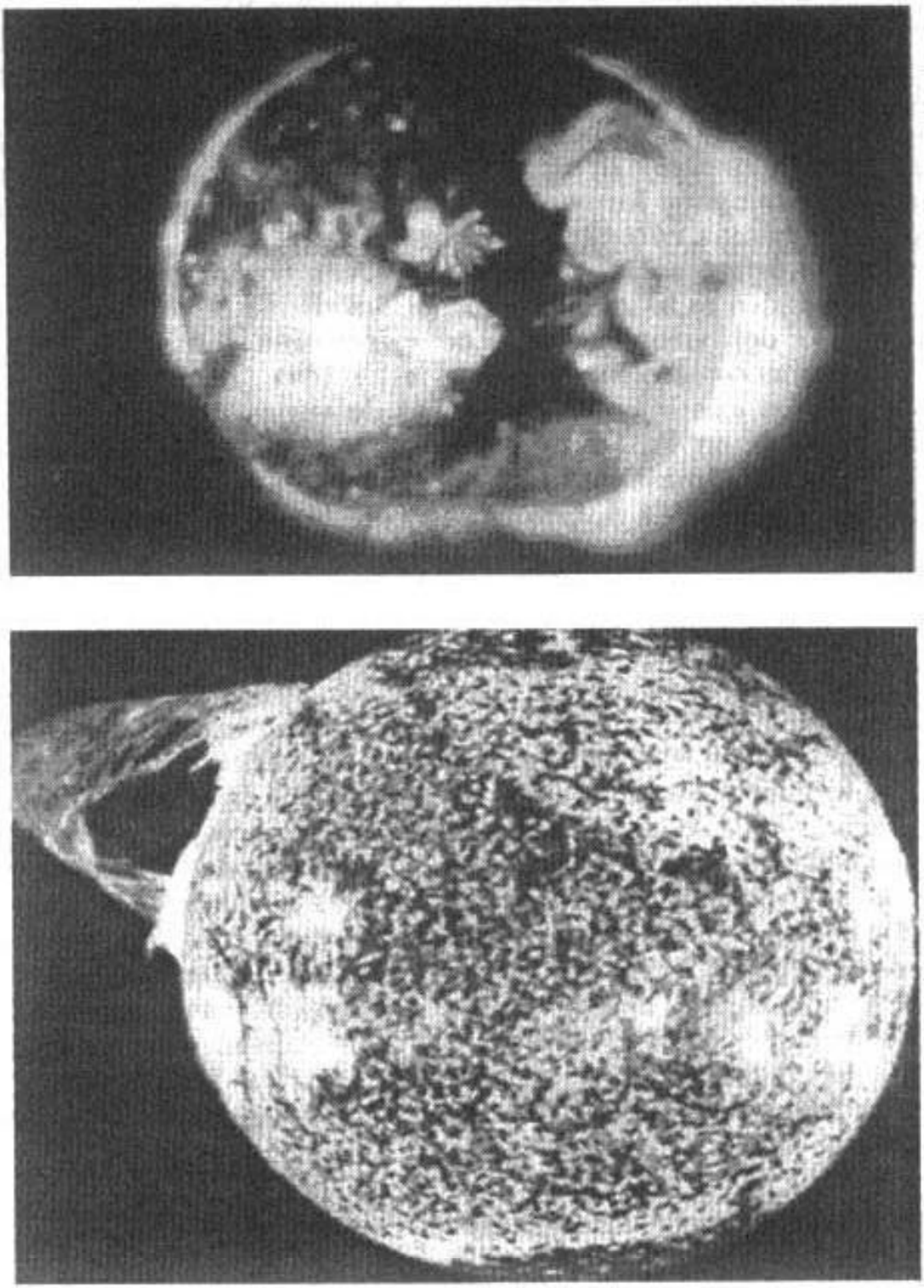


Fig. 147. Imagen del Sol en rayos X (arriba) y ultravioletas (abajo).

X permiten efectuar investigaciones detalladas de la estructura de la corona solar directamente en la proyección sobre el disco del Sol

En las fotografías del Sol con rayos X, obtenidas, por ejemplo, durante el funcionamiento del aparato cósmico americano "Skylab" en 1973 (fig. 147), se descubrieron en la corona solar una gran cantidad de formaciones antes desconocidas. Las regiones activas brillantes resultaron constar de sistemas de fibras finas desarrolladas o de tubitos en forma de bucles, que coinciden con la dirección de las líneas de fuerza de los campos magnéticos. Los tubitos del campo magnético están llenos de plasma caliente coronario, calentados hasta temperaturas que exceden de 2 millones de grados Kelvin. Junto a las brillantes regiones de luminiscencia de la corona, sobre las manchas frecuentemente se observan extensas regiones obscuras no relacionadas con ninguna formación patente en rayos visibles. Estas regiones se denominan lagunas coronarias y, por lo visto, están vinculadas con las zonas de la atmósfera solar en las que los campos magnéticos no forman bucles y se extienden radialmente lejos del Sol. Estas regiones son fuentes de acrecentamiento del viento solar, que ejerce una influencia considerable sobre los fenómenos geofísicos (véase el § 134). Las lagunas o huecos coronarios pueden existir en el transcurso de varias revoluciones del Sol y, con esto, provocar en la Tierra una periodicidad de 27 días de aquellos fenómenos que son más sensibles a la radiación corpuscular del Sol.

En las fotografías del Sol tomadas con rayos X también se pueden observar centenares de puntos brillantes con dimensiones no mayores de varios miles de kilómetros, cada uno de los cuales subsiste, por término medio, 8–10 horas y corrientemente estalla en el transcurso de uno-dos minutos.

El espectro de la radiación de rayos X por el Sol ya ha sido estudiado con suficientes detalles. Este espectro consta, fundamentalmente, de las rayas de emisión-resonancia de los iones coronarios reiteradamente ionizados. Durante las fulguraciones solares la intensidad del espectro Roentgénico en la gama suave (< 10 Å) aumenta en decenas de veces por todo el Sol. El espectro de esta radiación es térmico y corresponde a temperaturas de decenas de millones de grados Kelvin. Durante las explosiones grandes a veces se observan sacudidas de radiación X dura con longitudes de onda menores de 0,1 Å, que persisten varios minutos. En este momento surge la radiación X no térmica de las explosiones, condicionada por las mismas causas que las de los grandes embates de radioemisión, relacionados con las erupciones. El estudio de la radiación X de las fulguraciones permite establecer detalles de los procesos vinculados con las principales manifestaciones de la actividad solar.

§ 128. *Ciclo de actividad solar*

La cantidad de manchas y otras manifestaciones vinculadas a ellas, de la actividad solar varía periódicamente. La época cuando la cantidad de centros de actividad es máxima se denomina *máximo de actividad solar*,

y cuando estos centros no existen, o son muy raros, se denomina *mínimo de actividad solar*.

En calidad de medida del grado de actividad solar se utilizan los *números relativos de Wolf*, proporcionales a la suma del numero total de manchas (f) y al décuplo de sus grupos (g)

$$W = k(f + 10g) \tag{9.17}$$

El coeficiente k de proporcionalidad depende de la capacidad del instrumento utilizado. Generalmente los números de Wolf se promedian (por ejemplo, por meses o por años) y se construye el gráfico de la dependencia temporal de la actividad solar. En la fig. 148 se muestra la curva típica de la actividad solar, en la que se ve que los máximos y los mínimos se alternan en promedio cada 11 años, aunque los intervalos de tiempo entre algunos máximos sucesivos pueden oscilar dentro de los límites de 7 a 17 años. En la época del mínimo, como regla, durante cierto tiempo en el Sol no hay mancha alguna. Luego éstas comienzan a aparecer lejos del ecuador,

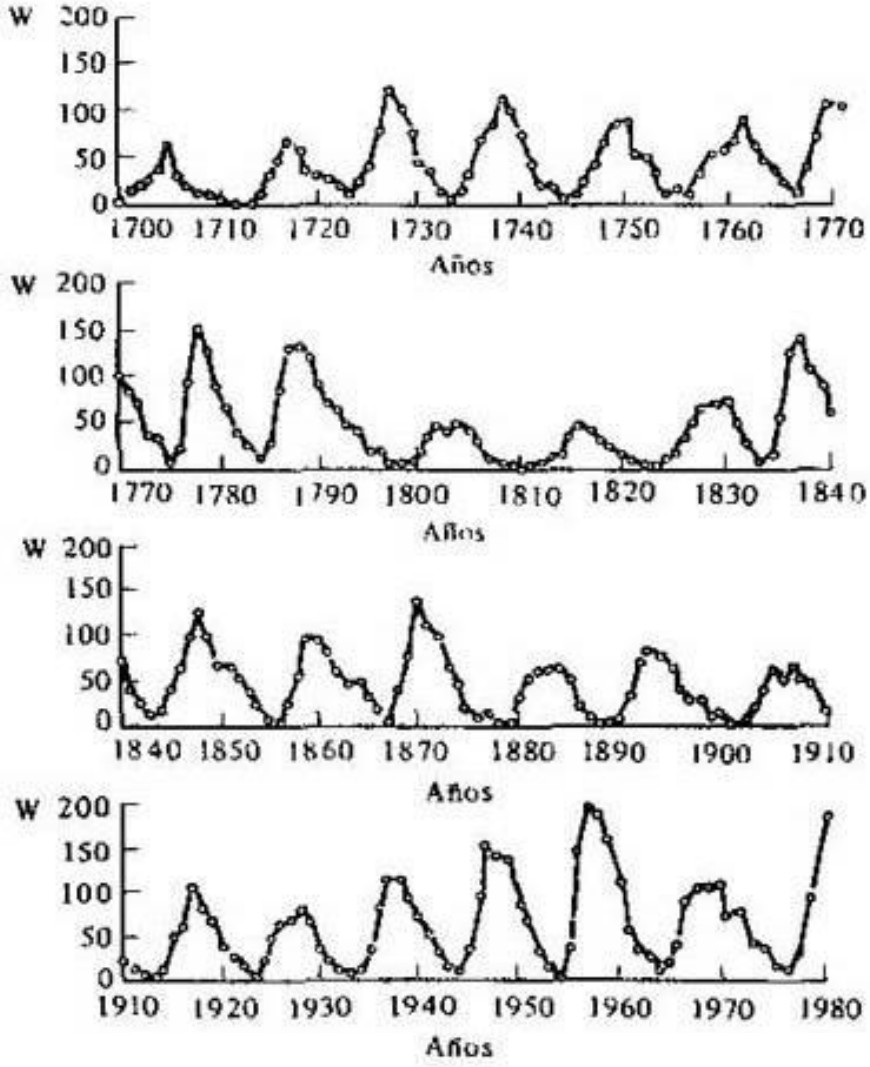


Fig. 148 Variación de los numeros de Wolf con el tiempo

aproximadamente en las latitudes de $\pm 35°$. En lo sucesivo la zona de formación de manchas desciende gradualmente hacia el ecuador (*ley de Spoerer*). Sin embargo, en las regiones que se encuentran a menos de 8° del ecuador raramente existen manchas.

Una particularidad importante del ciclo de actividad solar es la ley de la variación de la polaridad magnética de las manchas. Durante cada ciclo de 11 años todas las manchas de cabeza de los grupos bipolares tienen cierta polaridad en el hemisferio boreal y polaridad contraria, en el austral. Esto mismo es justo para las manchas de cola, en las que la polaridad siempre es opuesta a la de la mancha de cabeza. En el ciclo siguiente la polaridad de las manchas de cabeza y de cola cambia por la contraria. Simultáneamente varía también la polaridad del campo magnético común del Sol, cuyos polos se encuentran cerca de los polos de rotación

Otras muchas características tiene también el ciclo undecenal: la parte superficial del Sol ocupada por fáculas y flóculos, frecuencia de las fulguraciones, la cantidad de protuberancias, así como la forma de la corona y la potencia del viento solar.

En la época del mínimo de manchas solares la corona tiene una forma estirada, dada por los rayos largos que están encorvados en dirección longitudinal al ecuador. En los polos se observan unos rayos cortos característicos: los "cepillitos polares" Durante el máximo de manchas la forma de la corona, debido a la gran cantidad de rayos rectos radiales, es redondeada.

La causa del ciclo de actividad solar es uno de los enigmas más atractivos del Sol. Lo más probable es que dicho enigma esté relacionado con cierto proceso oscilatorio, que tiene lugar en las capas subyacentes de la fotosfera, y en el que participa en forma activa el campo magnético. De acuerdo a unas hipótesis el campo magnético débil del Sol, que siempre se observa en la fotosfera, aumenta periódicamente como resultado de los movimientos convectivos, que "enredan" las líneas de fuerza del campo magnético. De acuerdo a otras hipótesis se considera que el campo se amplifica debido a que la velocidad de rotación es distinta en las diferentes latitudes heliográficas, como resultado de lo cual las líneas meridianas de fuerza se estiran paralelamente al ecuador y, enrollándose alrededor del Sol, conducen a la formación de tubitos de líneas de fuerza del campo magnético. Las regiones con campo magnético intensificado se extienden debido a la presión magnética, llegan a ser más ligeras que el gas circundante y, emergiendo, engendran distintos fenómenos de actividad solar.

10

EL SISTEMA SOLAR

§ 129. *Nociones generales*

Alrededor del Sol se mueve una multitud de cuerpos de características muy diversas. Además de los planetas, en la composición del Sistema Solar entran los satélites de éstos, los asteroides (planetas pequeños), los cometas, las partículas de sustancia interplanetaria pulverulenta.

Los planetas Mercurio, Venus, Júpiter y Saturno ya se conocían en la antigüedad. Urano fue descubierto por W. Herschel en 1781. En 1846 se descubrió el octavo planeta: Neptuno (véase el § 57). En 1930 el astrónomo americano C. Tombaugh encontró en los negativos un objeto móvil de forma de estrella de 15^a magnitud, que resultó ser un nuevo, noveno planeta. Lo llamaron Plutón. Tombaugh, durante muchos años, continuó la búsqueda de posibles planetas transneptúnicos, y estableció que en la zona de $\pm 7°,5$ de la eclíptica, detrás de la órbita de Neptuno, no hay ningún otro planeta con brillo superior a 18^m.

El satélite de la Tierra, la Luna, es el objeto celeste más notable después del Sol. Galileo descubrió que alrededor de Júpiter también se mueven satélites. Posteriormente se descubrieron los satélites de Saturno, Marte, Urano, Neptuno y Plutón. La búsqueda y descubrimientos de satélites prosiguen hasta los últimos tiempos. Casi todos los años se descubren nuevos asteroides y cometas.

Dos grupos de planetas grandes. En la fig. 149 se expone el esquema de la disposición de las órbitas de los planetas del Sistema Solar, y en la fig. 150 se muestran sus dimensiones relativas. En la tabla 1 de los Anexos se dan los elementos de las órbitas planetarias: el semieje mayor, la excentricidad, la inclinación, el período, la longitud del nodo ascendente y el perihelio.

Según las características físicas los planetas se dividen en dos grupos: planetas tipo Tierra (Mercurio, Venus, Tierra, Marte) y planetas gigantes (Júpiter, Saturno, Urano, Neptuno). Respecto a Plutón se sabe muy poco pero, por lo visto, debido a su estructura, es más parecido a los satélites grandes de los planetas gigantes. La Luna ocupa una situación especial. Aunque es satélite de la Tierra la relación entre su masa y la masa de esta última es grande (1/81,3), y existen razones para considerar el sistema Tierra-Luna

como un planeta binario. El sistema Plutón-Jarón (véase más adelante) es también un planeta doble.

En la tabla 2 de los Anexos se indican algunas características físicas de los planetas cuya comparación muestra en qué residen las diferencias fundamentales entre los planetas gigantes y los del grupo terrestre. Los planetas gigantes son considerablemente mayores por sus dimensiones, menores por su densidad, giran con más rapidez. Aproximadamente el 98% de la masa total de los planetas del Sistema Solar pertenece a los gigantes. Existe otro factor importante. El flujo térmico de las entrañas de Júpiter y Saturno por su magnitud es aproximadamente igual al flujo de calor que cada planeta recibe del Sol. El flujo térmico de las entrañas de la Tierra es extraordinariamente pequeño en comparación con el aflujo de energía del

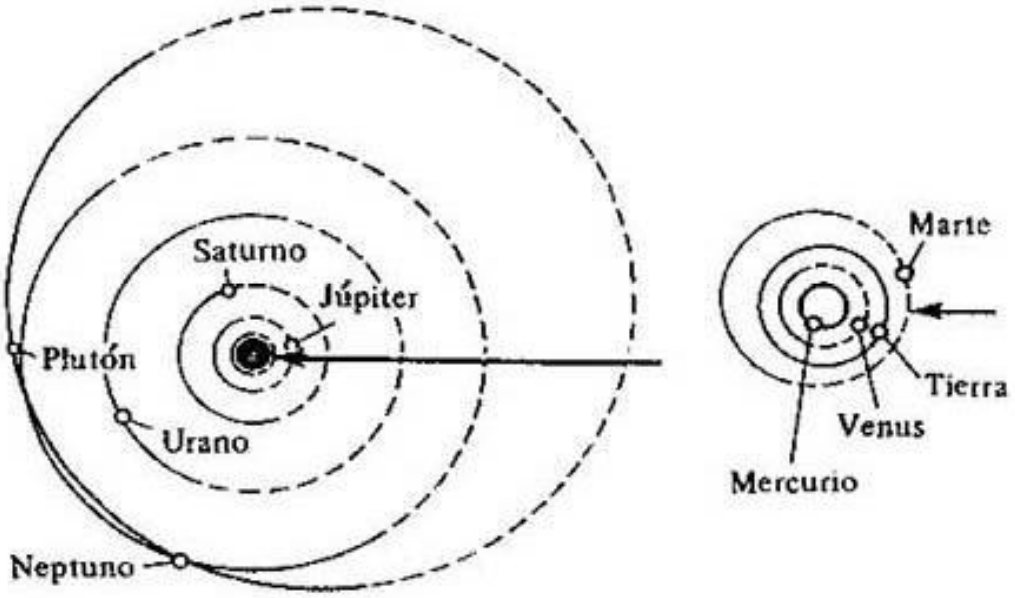


Fig. 149. Cuadro esquemático del Sistema Solar.

A la derecha se muestra la parte interior del Sistema Solar. La flecha indica la dirección hacia el punto del equinoccio de primavera, desde el que se cuentan las longitudes heliocéntricas de los planetas. Con la línea discontinua se señala la parte de la órbita de cada planeta que yace por debajo del plano de la eclíptica.

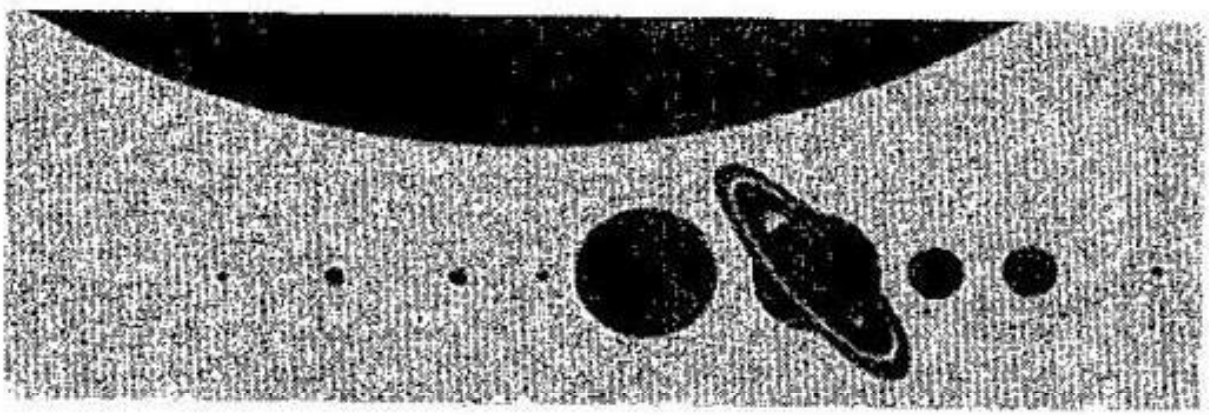


Fig. 150. Dimensiones relativas de los planetas y del Sol.

Sol, y esto mismo, por lo visto, es también justo para otros planetas del grupo terrestre. Los planetas gigantes tienen numerosas familias de satélites. Cada una de ellas es un modelo reducido del Sistema Solar Júpiter, Saturno y Urano, además, tienen anillos. Los planetas gigantes están mucho peor investigados que los planetas del grupo terrestre. Esto se explica por dos circunstancias: 1) al estudiar los planetas gigantes en grado muy inferior se puede hacer uso de aquellas analogías que se observan en la Tierra, 2) las distancias hasta los planetas gigantes son relativamente grandes.

Investigaciones terrestres y cósmicas del Sistema Solar. En la historia de las investigaciones de los planetas se pueden distinguir varios períodos característicos:

1. Desde tiempos muy remotos hasta el invento del telescopio. Las observaciones de los movimientos de los planetas y su análisis concluyeron con uno de los acontecimientos científicos más grandes de la época del Renacimiento: la creación del sistema heliocéntrico de Copérnico.

2. Desde el momento del invento del telescopio hasta mediados del siglo XIX. Los satélites grandes de Júpiter, las fases de Venus, la estructura complicada de la superficie de la Luna, los anillos de Saturno: todo esto fue descubierto durante las primeras observaciones de los planetas con el telescopio. Luego se revelaron particularidades tales como los casquetes polares, las regiones oscuras y claras en Marte, los polos en Júpiter, etc.

3. Desde la segunda mitad del siglo XIX hasta la mitad del siglo XX. Los telescopios, por la calidad de la óptica, prácticamente alcanzaron a finales del siglo XIX su nivel actual. En este período se descubrieron los satélites de Marte, muchos satélites de los planetas gigantes, se reveló la estructura fina de la imagen de Marte y los cambios estacionales en este planeta. Las observaciones visuales fueron sustituidas gradualmente por las fotografías. El poder de resolución espacial durante las observaciones telescópicas terrestres, no obstante, queda limitado en principio por la turbulencia de la atmósfera terrestre (véase el § 110), e incluso para los objetos más cercanos, como son Marte y Venus, no llega a ser mejor de 100 km. A partir de los años 20 comenzaron a realizarse las primeras observaciones astrofísicas de los planetas: la medición de la temperatura por la radiación infrarroja, la fotometría y polarimetría de los discos planetarios con el fin de estudiar las propiedades de la superficie y de las atmósferas, la fotografía de los espectros.

4. 1950–1970. En este período, particularmente en su última década, las investigaciones astrofísicas se complementaron con nuevos poderosos métodos: la espectroscopia infrarroja, la radioastronomía y la radiolocalización. En la segunda mitad de este período comenzaron los primeros vuelos de los aparatos cósmicos, primero hacia la Luna y después hacia Marte y Venus. Las investigaciones de la Luna con ayuda de los aparatos cósmicos se efectuaron muy activamente, en la Luna desembarcaron los astronautas, pero, sin embargo, los vuelos hacia los planetas solamente comenzaban. Estos vuelos se realizaron con ayuda de estaciones espaciales automáticas, que se desplazaban por *la trayectoria de*

subrevuelo, es decir, por la órbita heliocéntrica que solamente garantiza un acercamiento momentáneo y breve con el planeta. En 1967, por primera vez, se efectuaron mediciones directas en la atmósfera de otro planeta: en la de Venus, muy enigmática en aquel entonces (véanse los §§ 115 y 136).

5. Desde 1970 hasta la actualidad. Los aparatos cósmicos se convirtieron en un medio de las investigaciones planetarias más importante que las observaciones terrestres. Cápsulas recuperables se posaron reiteradamente en la superficie de Venus y Marte, se lanzaron satélites artificiales (cápsulas orbitales) a órbitas alrededor de estos planetas. Las cápsulas recuperables, es decir, que descienden en la superficie (en lo sucesivo utilizaremos la abreviatura "CR") y las cápsulas orbitales (CO) se complementan entre sí. Las CR permiten obtener datos detallados respecto a la atmósfera y punto de aterrizaje, mientras que las CO realizan una investigación para el estudio de la superficie y atmósfera del planeta y, aunque con menos detalle, abarcan sin embargo todo el planeta (o una parte considerable de éste).

En las CO se utiliza casi todo el arsenal de medios astrofísicos de investigación de los planetas. El traslado del punto de observación de la Tierra a la CO brinda tres ventajas importantes: a) mejoramiento ostensible del poder resolutivo espacial, b) posibilidad de observar regiones del planeta que no se ven desde la Tierra (véase más abajo), c) ausencia de interferencias por parte de la atmósfera terrestre (particularmente de absorción en las gamas ultravioleta e infrarroja). El poder resolutivo espacial durante las observaciones terrestres con métodos astrofísicos (espectroscopia, radiometría infrarroja, etc.), es considerablemente peor que el fotográfico: o bien son observaciones integrales (radiación de todo el disco) o bien el poder resolutivo, incluso con los telescopios más grandes, es del orden de mil kilómetros. Mediciones semejantes de Marte y Venus se efectúan desde las CO con instrumentos pequeños (su masa es de 3–10 kg), y el poder resolutivo que se obtiene es de decenas de kilómetros. Los sistemas de foto-televisión instalados en las CO, dan un poder resolutivo de un orden de kilómetros, y en ciertos casos incluso de algunas decenas de metros. Las CO garantizan posibilidades únicas para la investigación del plasma y del campo magnético en los alrededores del planeta.

Desde 1970 la URSS y EE.UU. realizan sistemáticamente investigaciones de Marte y Venus con ayuda de CR y CO. En total en este período se lanzaron hacia Marte 10 naves cósmicas, hacia Venus 12 y una hacia Mercurio. Los investigadores americanos lanzaron también cuatro vehículos espaciales hacia Júpiter; tres de ellos, después de Júpiter, visitaron también los alrededores de Saturno. Actualmente se elaboran proyectos de vuelos cósmicos hacia los cuerpos pequeños del Sistema Solar: hacia los cometas y asteroides.

Aunque los vuelos de las naves cósmicas se convirtieron ahora en la tendencia principal de las investigaciones planetarias, las observaciones terrestres tendrán todavía durante largo tiempo gran importancia por dos causas: 1) en las naves cósmicas es difícil instalar aparatos muy grandes,

como son las antenas de radiolocalización y los espectrógrafos de elevado poder resolutivo; 2) las naves cósmicas por ahora no permiten efectuar un seguimiento de los planetas durante muchos años, necesario para el estudio de variaciones de todo género (cambios estacionales en Marte, movimientos de las nubes en Júpiter, etc.).

Los observatorios astronómicos terrestres seguirán todavía durante largos años investigando los planetas y obtendrán datos interesantes respecto a ellos. Pero las investigaciones planetarias, en su conjunto, ya no son solamente una parte de la astrofísica, como lo eran hace 10–15 años. Ahora en estas investigaciones efectúan un aporte importante a la geofísica, la geoquímica, la geología y, en el punto de contacto de estas ciencias con la astronomía, ante nuestros ojos nace una nueva disciplina científica, o incluso una rama entera de ciencias enlazadas entre sí, que se ocupan del estudio de los planetas (la física de los planetas, la química planetaria, la planetología).

§ 130. *Envolturas planetarias. Diferenciación de las entrañas*

Envolturas planetarias. Examinando la estructura del planeta por la vertical se pueden distinguir varias envolturas esféricas que se diferencian por su composición química, estado de fase, densidad y otras características físico-químicas. Todo los planetas del grupo terrestre tienen envolturas sólidas, en las que se encuentra concentrada casi toda su masa ($> 99{,}99\%$). Tres de estos planetas, Venus, Tierra y Marte, tienen densas atmósferas gaseosas, mientras que Mercurio está casi privado de atmósfera. Solamente la Tierra tiene *hidrosfera* y una envoltura "viva": *la biósfera*. En Marte *la criósfera* es un análogo de la hidrosfera: hielo H_2O en los casquetes polares y en el suelo (congelación perpetua). Uno de los enigmas del Sistema Solar es el déficit de agua en Venus. En él no hay agua líquida debido a la elevada temperatura, y la cantidad de vapor de agua en su atmósfera es equivalente a una capa de líquido con espesor del orden de 1 cm.

La Tierra, Mercurio, Júpiter y Saturno tienen sus propios campos magnéticos. Los campos magnéticos y las partículas enérgicas, capturadas en éstos (véase el § 134), forman las magnetosferas.

Las envolturas sólidas de los planetas, a pesar del estado fásico, se encuentran en equilibrio hidrostático. La explicación consiste en que el límite de fluencia de las rocas corresponde al peso de una columna de área unitaria con altura aproximada de 10 km (para la Tierra). Por esto las envolturas sólidas de los planetas tienen forma casi esférica. Por esta misma causa la altura máxima de las montañas en Marte es mayor que en la Tierra, y se aproxima a 25 km. La forma de los satélites pequeños de los planetas y de los asteroides (de hasta varias centenas de kilómetros en su diámetro) puede diferenciarse sensiblemente de la esférica.

Las características de las envolturas sólidas se conocen relativamente bien para la Tierra gracias a las ondas sísmicas, que surgen durante los terremotos y penetran las entrañas de ésta. Los modelos de las envolturas

sólidas de otros planetas del grupo terrestre se construyen basándose en los datos respecto a la sustancia de las entrañas terrestres. Por analogía con la Tierra se distinguen *la corteza*, que es la capa sólida más exterior y fina (10–100 km); *el manto*, que es una envoltura sólida y gruesa (1000–3000 km) dispuesta debajo de la corteza; y *el núcleo*. En la Tierra el núcleo se divide en *exterior* (líquido) e *interior* (sólido). Mercurio y Venus es posible que también tengan un núcleo líquido, en lo que se refiere a Marte existen dudas. El núcleo es la parte más densa de las entrañas planetarias (12,5 gr/cm^3 en el centro de la Tierra), la corteza es la capa menos densa (2,8 gr/cm^3), mientras que la densidad del manto es intermedia. El manto de la Tierra se divide en *superior* (espesor de 850–900 km) e *inferior*, en el que la temperatura se aproxima al punto de fusión. La temperatura en el centro de la Tierra se estima en 4000–5000 K.

En la fig. 151 se muestra esquemáticamente la estructura interna de los planetas del grupo terrestre y de la Luna

Procesos en las entrañas de los planetas. Diferenciación. Las fuentes fundamentales de energía en las entrañas de los planetas es *la desintegración radiactiva* y *la diferenciación gravitacional*. Este segundo proceso representa en sí la redistribución gradual en profundidad de la sustancia según su densidad: los elementos pesados bajan y los ligeros suben. En la Tierra

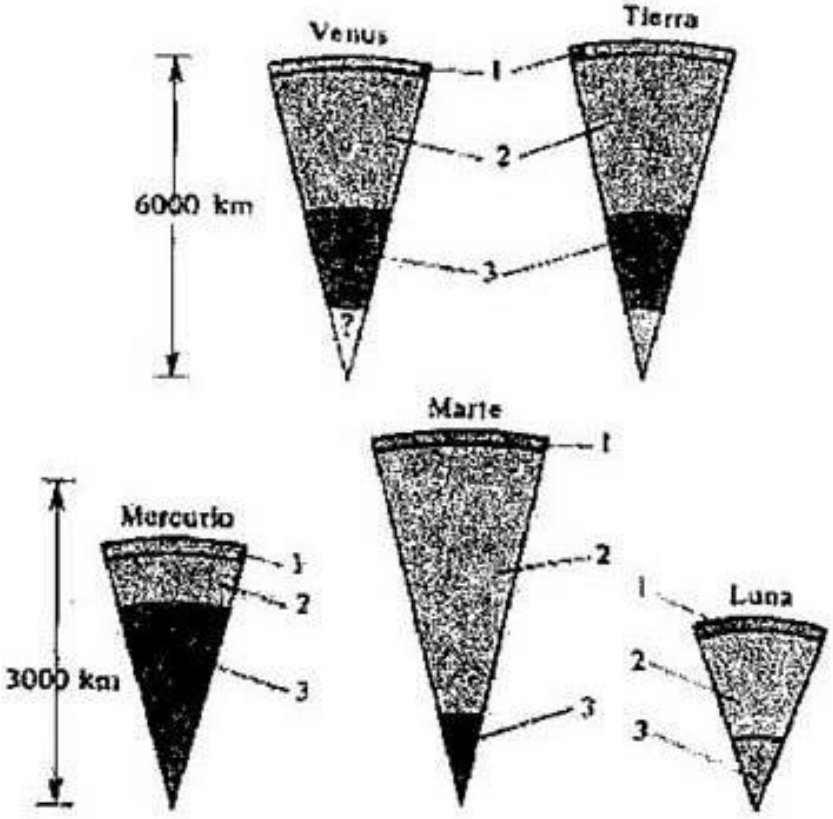


Fig. 151. Estructura interna de los planetas del grupo terrestre y de la Luna. *1*, corteza; *2*, manto; *3*, núcleo, el rayado oblicuo indica la fase sólida, y el horizontal la fase líquida

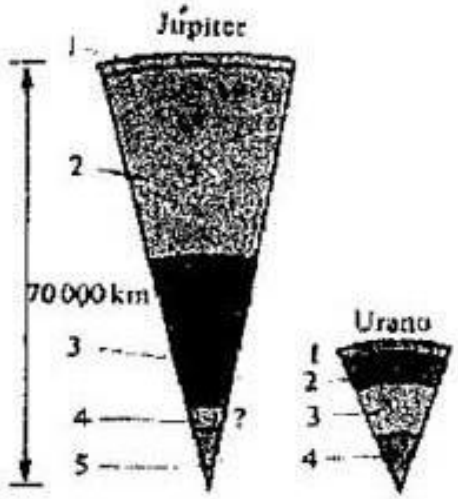


Fig. 152. Estructura interna de los planetas gigantes.

a) Júpiter: *1*, gas H_2/He; *2*, hidrógeno molecular gaseoso-líquido (en estado supercrítico); *3*, hidrógeno líquido degenerado; *4*, helio en estado supercrítico; *5*, núcleo sólido, *b*) Urano: *1*, gas H_2/He; *2*, hidrógeno gaseoso-líquido; *3*, hielo; *4*, núcleo sólido (rocoso). Saturno, por su estructura, se parece a Júpiter, y Neptuno se parece a Urano.

semejante redistribución aún no ha terminado. En el interior del planeta, tienen lugar movimientos de la sustancia acompañados de transiciones de fase, cambios de la composición química, etc. Estos procesos profundos influyen sobre la corteza, provocando el desplazamiento de algunas zonas, su deformación, la formación de montañas. Semejante tipo de fenómenos se denominan *tectónicos* y son afines con los procesos *volcánicos*. Estos últimos se encuentran relacionados con el hecho de que en el manto superior existen pequeñas zonas donde la temperatura es suficiente para la fusión. El magma, en extrusión hacia arriba, se abre camino a través de la corteza, y entonces tiene lugar la erupción volcánica. Es importante que con esto se arrojan también gases de las entrañas: vapor de agua, gas carbónico, y otros.

Al juzgar por el carácter de su superficie la Tierra es tectónicamente, entre los planetas del grupo terrestre, la más activa, siguiéndola Venus y después Marte.

Composición química de los planetas. En el cuerpo "sólido" de la Tierra los elementos más abundantes son el hierro Fe (34,6%), el oxigeno O (29,5%), el silicio Si (15,2%) y el magnesio Mg (12,7%). Las combinaciones más difundidas en la corteza son los óxidos de silicio y de aluminio, SiO_2 y Al_2O_3. El núcleo, por lo visto, se compone de hierro. La composición elemental de los planetas del grupo terrestre se diferencia considerablemente de la solar, y no corresponde en absoluto a la difusión cósmica media de los elementos. Hay muy poco hidrógeno, y gases inertes, incluyendo el helio.

En lo que concierne a la composición química de los planetas gigantes la cosa es absolutamente diferente. Júpiter y Saturno contienen hidrógeno y helio en la misma proporción (o casi en la misma) que el Sol. Es probable que el contenido de otros elementos sea también proporcional a la solar. En las entrañas de Urano y Neptuno, por lo visto, hay más elementos pesados.

Las entrañas de Júpiter se encuentran en estado líquido, excepto el pequeño núcleo de piedra. El hidrógeno líquido, a una profundidad aproximada de 25 000 km, se metaliza. Por encima de este límite se encuentra la zona del hidrógeno molecular, y por debajo la del hidrógeno metálico. La temperatura en el centro es de unos 30 000 K. Por su estructura interna Saturno se parece a Júpiter. Urano y Neptuno se diferencian notablemente, la parte de materiales pétreos en sus entrañas es considerablemente mayor (fig. 152). La energía térmica que se desprende de las entrañas de Júpiter y Saturno, probablemente, fue acumulada ya en la época de la formación de éstos.

La Luna, por su composición y estructura interna, se parece a los planetas del grupo terrestre. En ella, por lo visto, no existe un núcleo pesado. Los cuatro satélites grandes de Júpiter (satélites de Galileo), por el carácter de su estructura interna, no son iguales. Ganimedes y Calisto tienen núcleos grandes de piedra, mantos ácueos gruesos (líquidos o sólidos) y corteza de hielo. Europa no tiene manto ácueo, pero sí una corteza de hielo. En Io no hay hielo, las entrañas de este satélite son de piedra y están parcialmente

fundidas, hecho que testimonian los fenomenos volcánicos activos (véase más abajo). Titán, el único de los satélites que tiene una atmósfera densa, por su estructura interna probablemente se parezca a Ganimedes y Calisto. La mayoria de los restantes satélites de Saturno se componen, fundamentalmente de hielo de H_2O.

§ 131. *La superficie de los planetas y de los satélites*

Procesos endógenos y exógenos. Dos grupos de procesos forman las superficies de los planetas y de los satélites: los *endógenos* (internos) y *exógenos* (externos). Los procesos endógenos principales ya fueron mencionados: los tectónicos y los volcánicos. Uno de los procesos exógenos más importantes es el de la transformación de la superficie como resultado de la caída de cuerpos meteoríticos, que forman cráteres característicos y desmenuzan el material de la superficie. Al número de procesos exógenos pertenece también la *erosión mecánica* bajo la acción del viento, de las precipitaciones, del agua, de los glaciares. En la Tierra se añade la influencia de la biosfera sobre la estructura y composición del suelo. La estructura de la superficie queda determinada por el hecho de cuáles son precisamente entre los procesos enumerados aquellos que resultan ser más importantes en los distintos períodos de tiempo.

En el Sistema Solar es en la Tierra y en Io donde actualmente tiene lugar la mayor actividad de los procesos endógenos. En estos cuerpos hay pocos indicios de erosión meteoritica. Por lo visto, solamente en la Tierra se manifiesta bien *la tectónica de placas*. Este es un proceso consistente en el desplazamiento de grandes bloques de la corteza terrestre. La corteza oceánica, que es más fina, "penetra en cuña" debajo de los gruesos bloques continentales y en las correspondientes zonas (zonas de avance) se forman cadenas de volcanes; aquí los terremotos son más frecuentes y fuertes.

En la Tierra la erosión atmosférica, pluvial y glacial contribuye mucho a la formación de la superficie. En Marte existen indicios de la acción de procesos exógenos de este tipo, pero, al igual que la actividad tectónica, están expresados más débilmente.

En la superficie de todos los cuerpos privados de atmósfera densa y que tienen una actividad tectónica relativamente débil, el proceso más importante es *el bombardeo meteorítico*.

Formas típicas del relieve.

a) *Bloques continentales y fosas "oceánicas"*. Existen en la Tierra, Marte y Venus. Solamente en la Tierra las fosas están llenas de agua. Estos son los elementos del relieve de mayor escala. La diferencia de alturas entre las fosas oceánicas y los continentes es de casi 5 km.

b) *Las cadenas de montañas* solamente se manifiestan bien en la Tierra. Estas cadenas son pliegues de origen tectónico.

c) Los *valles* de origen tectónico ("fracturas") existen en la Tierra, Venus y Marte.

d) *Volcanes.* Las montañas volcánicas existen en la Tierra, Luna, Marte (fig. 153), Venus, Io. Volcanes activos (además de los terrestres) han sido descubiertos con seguridad solamente en Io. Por lo visto, Io es en la composición del Sistema Solar el cuerpo más activo en lo referente al volcanismo.

e) Los *cráteres meteoríticos* (fig. 154) es la forma del relieve más difundida en la superficie de Mercurio, la Luna, Fobos, Deimos, Ganimedes, Calisto, Europa, Dione, Mimas, Tetis, Rea y, posiblemente, en casi todos los cuerpos del Sistema Solar privados de atmósfera, o que tienen una atmósfera suficientemente enrarecida. Las dimensiones de los cráteres van desde fracciones de metro hasta centenas de kilómetros. En la superficie de Marte existe una gran cantidad de cráteres meteoríticos. Con ayuda de la radiolocalización éstos se han descubierto también en Venus. En la Tierra se han hallado muy pocos cráteres meteoríticos verdaderos, pero sin embargo

Fig. 153. La montaña volcánica gigante en Marte, Olympus Moe,, se ve desde la Tierra como una manchita brillante redonda. El diámetro del cono volcánico en la base es de casi 500 km (mosaico de fotografías transmitidas desde la CO "Mariner-9". 1972). (Foto de la NASA).

existen estructuras geológicas anulares ("astroblemas"), que son huellas débilmente manifiestas de cráteres antiguos. El hecho es que el bombardeo meteorítico, durante el transcurso de casi 4 mil millones de años, haya formado los numerosos cráteres que actualmente se observan en otros cuerpos, siendo que el proceso más activo tuvo lugar al comienzo de este período (véase el § 138). En la superficie de los cuerpos privados de atmósfera y de actividad interna estas huellas se conservaron, mientras que en la Tierra se borraron en su inmensa mayoría.

f) *Los circos* son aproximadamente depresiones redondas llenas de lava. Su diámetro va desde varias centenas hasta 1000 km. Más claramente se manifiestan en la Luna, pero también los hay en Marte y Mercurio. Se formaron como resultado de la caída de *planetesimales* grandes (embriones planetarios, cuerpos esteroideos) hace casi 4 mil millones de años. Durante

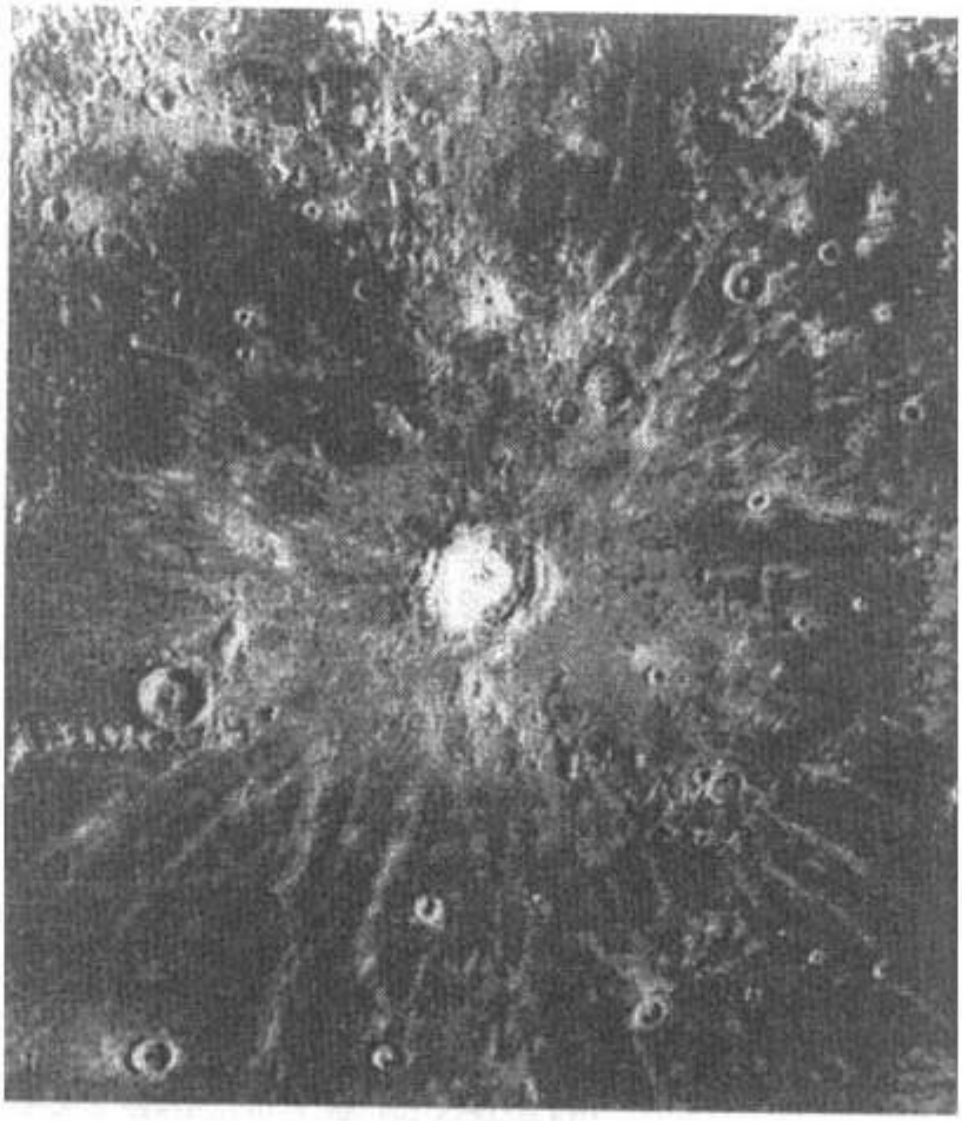


Fig. 154. Región del cráter Copérnico en el Océano de las Tempestades de la Luna. Se ve el sistema de rayos brillantes que se dispersan desde la formación central. A la izquierda, en la extremidad de la cadena de altas montañas de los Apeninos, se encuentra el cráter Eratóstenes.

estas caídas la corteza se agrieta, los cráteres gigantes se llenan de lava. Los mares lunares son ejemplos típicos de circos.

g) Las formaciones relacionadas con la erosión pluvial y glacial, con el acarreo de la sustancia pulverulenta por el viento, se observan, además de la Tierra, solamente en un planeta: Marte (fig. 155).

Por su estructura mecánica las capas superficiales del suelo de Marte, Mercurio, la Luna, Fobos y Deimos representan en sí una sustancia fraccionada: el *regolito*. Semejante estructura es el resultado de los procesos erosivos. Las dimensiones de las partículas del regolito son micras, decenas de micras, partes de milímetro. Los bloques de piedra, con dimensiones de hasta varios metros, se ven bien en las fotos panorámicas, obtenidas desde las estaciones automáticas posadas en la Luna y en Marte.

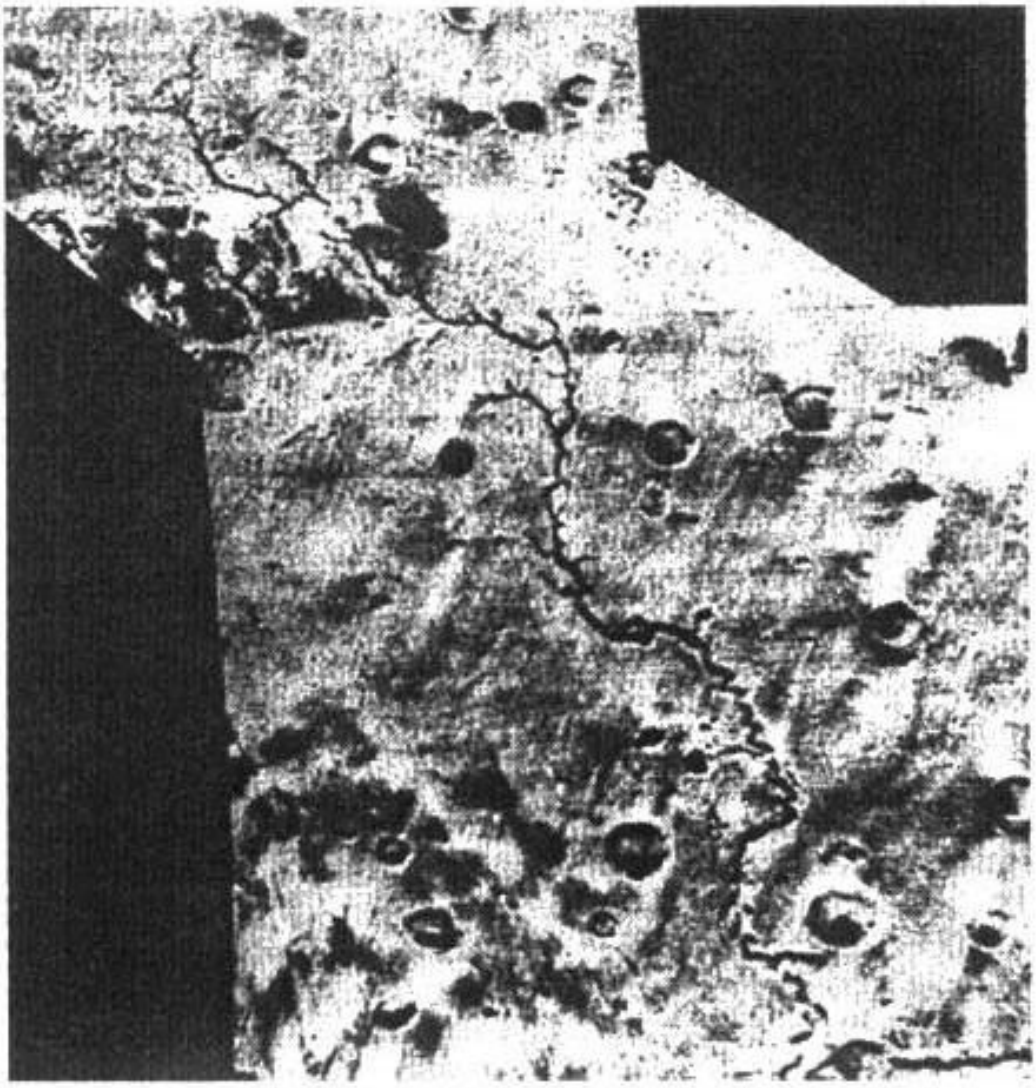


Fig. 155. Valle que recuerda un río seco, en la región del Mare Erytraeum en Marte. Su longitud es de unos 400 km (Foto de la NASA, tomada desde la CO "Mariner-9", 1972).

§ 132. *Atmósferas*

Composición química. En la tabla 7 se exponen los datos respecto a la composición química de las atmósferas de Venus, Tierra, Marte y Júpiter. En Venus y Marte los componentes principales son el gas carbónico CO_2 y el nitrógeno N_2, en la Tierra, el oxígeno O_2 y el nitrógeno N_2. Las atmósferas de Júpiter y de otros planetas gigantes son absolutamente otras. Allí los componentes principales son el hidrógeno H_2 y el helio He. El único satélite que tiene atmósfera es Titán, y su componente principal es el nitrógeno N_2.

La estructura vertical de la atmósfera planetaria queda determinada por la temperatura, composición y fuerza de gravedad. La presión disminuye en e veces al variar la altura en la magnitud de H (escala de altitud), dada por la fórmula (9.5). Surge la pregunta respecto a ¿qué valor de la masa molecular μ se debe sustituir en esta fórmula: ¿el medio o el individual para cada gas? Si es el valor medio entonces la composición no variará con la altura, y si es el individual para cada componente entonces el contenido relativo de gases ligeros aumentará con la altura. Es evidente que el valor medio de μ se puede utilizar si los gases están mezclados. Los procesos de convección y turbulencia conducen a la mezcla. El proceso de difusión actúa en dirección contraria, pues tiende a establecer su escala de altitud para cada gas. La velocidad de difusión es inversamente proporcional a la concentración numérica. En las atmósferas planetarias la difusión comienza a predominar sobre la mezcla a concentraciones de $10^{12}-10^{13}$ cm^{-3} (en la atmósfera terrestre son alturas de 100–120 km). Este nivel se denomina *homopausa*. La parte de la atmósfera por debajo de la homopausa se denomina *homosfera* (zona de mezcla), y por encima se denomina *heterosfera* (zona de separación por difusión). La existencia de la heterosfera conduce a que el helio y el hidrógeno, incluso en las atmósferas de los planetas del grupo terrestre, se convierta en los componentes principales a la altura de varias centenas de kilómetros. Por esto, la parte más exterior de dichos planetas son las coronas de hidrógeno. Debido a su pequeña masa molecular relativa ($\mu = 1$) la corona de hidrógeno se extiende en muchos miles de kilómetros.

La temperatura de la atmósfera se determina por su balance térmico. La parte más inferior de la atmósfera es total o parcialmente opaca para la radiación calórica de la superficie y para su propia radiación. La radiación solar en la gama visible generalmente penetra a suficiente profundidad, calienta la superficie y las capas inferiores de la atmósfera, y el flujo de radiación calórica planetaria (que mantiene en equilibrio el aflujo de energía solar) sale hacia arriba. Por esto la temperatura en las capas inferiores de la atmósfera disminuye de abajo arriba. La parte inferior de la atmósfera, con gradiente de temperatura que por su magnitud absoluta es grande, se denomina *troposfera*. El flujo de calor en la troposfera se transfiere por la radiación infrarroja y por los movimientos convectivos. A veces solamente funciona el primero de estos procesos, y a veces ambos. La caída de la temperatura cesa a un nivel por encima del cual la atmósfera se hace

Tabla 7

Composición química de las atmósferas de Venus, Tierra, Marte y Júpiter

Gas	Contenido volumétrico, %			
	Venus	Tierra	Marte	Júpiter
Hidrógeno, H_2	10^{-3}	$5 \cdot 10^{-5}$	—	86
Oxígeno, O_2	10^{-3}	21	0,1	—
Ozono, O_3	—	$10^{-6} - 10^{-5}$	10^{-5}	—
Nitrógeno, N_2	3,5	78,1	2,5	—
Azufre, S	$2 \cdot 10^{-6}$	no hay	no hay	—
Gas carbónico, CO_2	96,5	$3 \cdot 10^{-2}$	95	—
Vapor de agua, H_2O	$2 \cdot 10^{-3}$	0,1	0–0,2	*
Monóxido carbónico, CO	$3 \cdot 10^{-3}$	10^{-4}	0,08	—
Metano, CH_4	$< 10^{-4}$	$1{,}8 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$	0,04
Amoniaco, NH_3	$< 2\ 10^{-4}$	$< 10^{-5}$	$< 1 \cdot 10^{-5}$	0,06
Bióxido de azufre, SO_2	$1{,}5 \cdot 10^{-2}$	10^{-4}	$< 10^{-6}$	
Cloruro de hidrógeno, HCl	$4 \cdot 10^{-5}$	$< 10^{-5}$	$< 10^{-5}$	—
Fluoruro de hidrógeno, HF	$5 \cdot 10^{-7}$	$< 10^{-7}$	$< 10^{-7}$	—
Acetileno, C_2H_2	$< 10^{-6}$	$< 10^{-5}$	$< 5 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-6}$
Etano, C_2H_6	$< 10^{-6}$	$< 10^{-5}$	$< 4 \cdot 10^{-4}$	10^{-4}
Fosfina, PH_3	—	$< 10^{-5}$	—	*
Gases inertes:				
He	10^{-2}	$5 \cdot 10^{-4}$	—	14
Ne	$1{,}3 \cdot 10^{-3}$	$1{,}8 \cdot 10^{-3}$	—	—
Ar	$1{,}5 \cdot 10^{-2}$	0,9	1,5	—
Kr	$2 \cdot 10^{-6}$	$1{,}1 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-5}$	—
Xe	—	$8{,}7 \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{-6}$	—
Masa molecular relativa media	43,5	28,8	43,5	2,3

*) Existe una identificación cualitativa. El guión significa ausencia de datos

transparente para la radiación calórica. Este nivel se denomina *tropopausa*. Por encima de la tropopausa se encuentra *la estratomesosfera*, una zona donde la temperatura cambia poco con la altura. Desde la estratomesosfera la energía térmica se escapa al espacio cósmico en forma de radiación infrarroja.

La radiación ultravioleta ($\lambda < 1300$ Å) del Sol es absorbida en las capas altas de la atmósfera (que por su altura corresponden aproximadamente a la heterosfera). En esta zona del espectro el flujo de radiación es pequeño, pero también es pequeña la densidad a tales alturas, y el efecto de temperatura resultante obtenido es grande. Se forma la zona caliente de la atmósfera superior: la *termosfera*. La evaluación del calor de la termosfera se efectúa por varios procesos: por la conductibilidad térmica molecular (hacia abajo), por la conductibilidad térmica turbulenta (hacia abajo y hacia arriba) y por la radiación infrarroja de las moléculas (hacia arriba). En la Tierra solamente los dos primeros procesos son los más efectivos, pero en Venus y Marte el tercer proceso desempeña un papel substancial (debido a las moléculas de CO_2, que son buenos radiadores). Por esto la termosfera de la Tierra es más caliente.

En la fig. 156 se muestra esquemáticamente la distribución vertical de la temperatura en las atmósferas de Venus, la Tierra, Marte y Júpiter.

La absorción de la radiación ultravioleta del Sol conduce a la disociación de moléculas y también a la ionización de las moléculas y átomos. Por esto en la atmósfera superior aparecen átomos y moléculas más simples, productos de la disociación de las moléculas existentes en la atmósfera inferior. En las atmósferas superiores de Venus, Tierra y Marte, como resultado de este proceso, aparece el oxígeno. La ionización conduce a la formación de iones atómicos y moleculares y de electrones libres. Por lo tanto, la atmósfera superior es un medio ionizado (plasma) y frecuentemente se denomina *ionosfera*, sobre todo cuando se trata de las propiedades eléctricas de esta parte de la atmósfera.

La altura h_c, en la que el recorrido libre es igual a la escala de altitud H, se denomina *nivel crítico*. La concentración numérica n_c en el nivel crítico se determina por la ecuación

$$l = \frac{1}{n_c \sigma \sqrt{2}} = H, \qquad (10.1)$$

donde σ es la sección transversal de las colisiones. En las atmósferas planetarias $n_c \simeq 10^8$ cm^{-3}. La altura correspondiente del nivel crítico h_c es aproximadamente igual a 500 km en la Tierra y de cerca de 200 km en Venus. Las moléculas y los átomos que se mueven por el exterior en las proximidades del nivel crítico escapan de éste por la trayectoria balística sin sufrir colisiones. Si la velocidad supera la parabólica el átomo (o la molécula) abandona la atmósfera para siempre. De este modo la atmósfera se dispersa gradualmente en el espacio. Este proceso se denomina disipación (véase la pág. 296). En los planetas del grupo terreste este proceso separa con eficacia de las atmósferas el hidrógeno y el helio. En el caso de los planetas

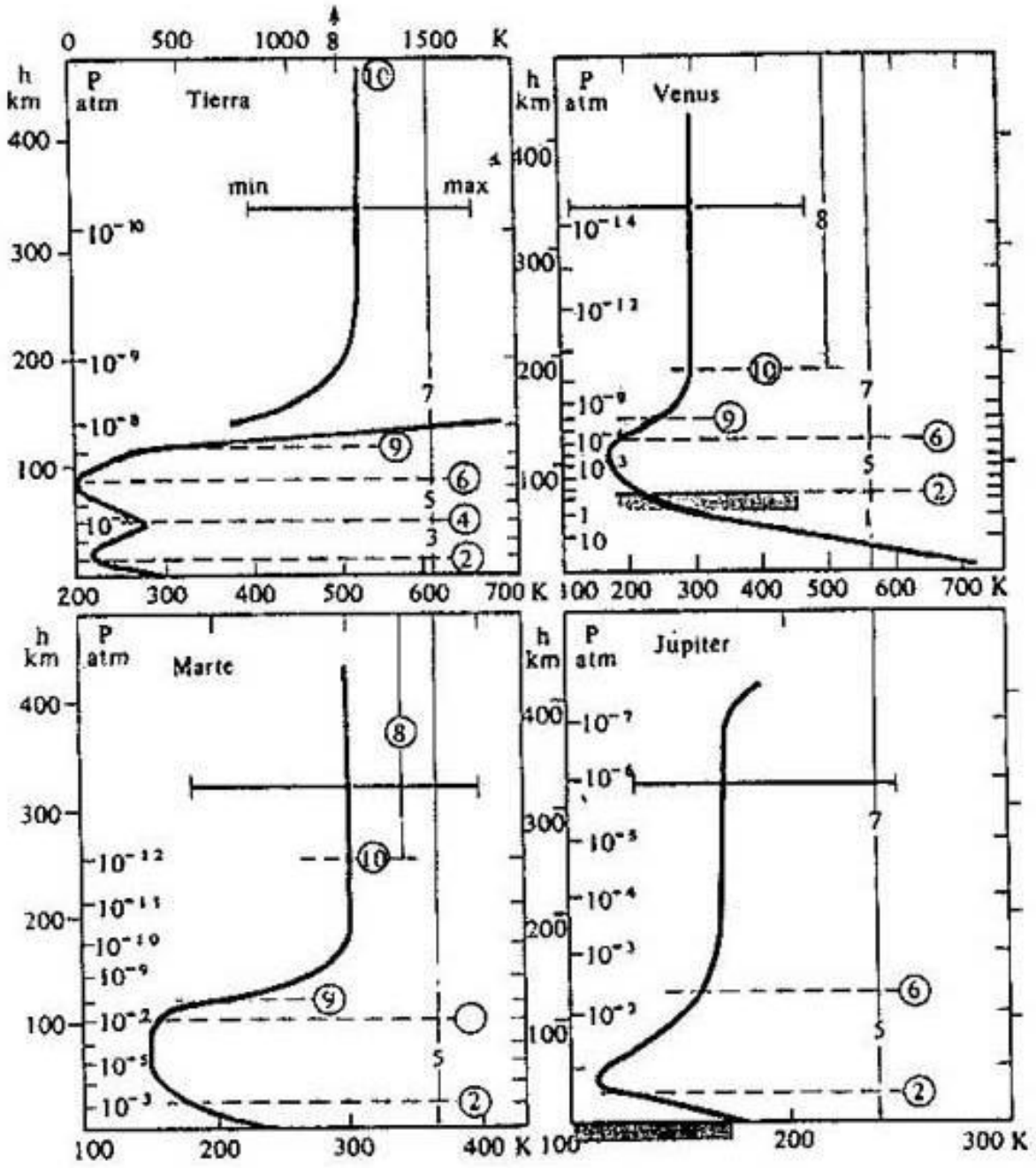


Fig. 156. Estructura vertical de las atmósferas de la Tierra, Venus, Marte y Júpiter.

Por el eje de abscisas se ha marcado la temperatura T, y por el eje de ordenadas la altura h y la presión P. Con líneas discontinuas se señalan los niveles característicos y las capas de la atmósfera; *1*, troposfera; *2*, tropopausa; *3*, estratosfera; *4*, estratopausa o mesopico (existe sólo en la atmósfera terrestre y está provocado por el calentamiento de la atmósfera, debido a la absorción de la radiación ultravioleta solar por el ozono en un diapasón de 2000–3000 Å); *5*, estratomesosfera (en el caso de la Tierra es la mesosfera); *6*, mesopausa; *7*, termosfera; *8*, exosfera; *9*, homopausa, *10*, nivel crítico (exobasa). En Júpiter no hay superficie sólida (o líquida) y, convencionalmente, se toma por nivel cero la altura en la que la presión es igual a 1 atm. Con el rayado se marcan las nubes en las atmósferas de Venus y Júpiter. Para la Tierra la graduación de la escala de abscisas por encima se refiere a la parte superior de la curva $T(h)$, y la graduación por debajo se refiere a la parte inferior de dicha curva.

gigantes estos gases, debido al fuerte campo de gravitación, se retienen con fuerza.

Circulación general de la atmósfera. Las regiones polares del planeta reciben menos calor que las ecuatoriales. El aplanamiento de las temperaturas entre el ecuador y el polo tiene lugar como resultado de la circulación atmosférica. Las masas atmosféricas en el ecuador se calientan, ascienden, se desplazan hacia el lado del polo y son sustituidas por otras masas más frías, procedentes de la región de elevadas latitudes. La fuerza de Coriolis desvía el flujo de la dirección meridional. Si el calentamiento en el ecuador es débil, la dirección del flujo tiene el aspecto indicado en la fig. 157 (a la izquierda). Semejante régimen se denomina simétrico o de Hadley. Si se aumenta el calentamiento en el ecuador y el enfriamiento en los polos la transferencia de calor aumentará. La circulación simétrica es capaz de transportar solamente un flujo limitado de calor. Cuando el calentamiento es suficientemente grande y la rotación es rápida el régimen simétrico de circulación se reemplaza por otro más potente: el ondulatorio (fig. 157, a la derecha). Los elementos de ambos tipos de circulación pueden combinarse en los límites de una misma atmósfera, pero, generalmente, uno de ellos domina. En la Tierra, fundamentalmente, tiene lugar el régimen ondulatorio de circulación, y en Venus (en la capa más inferior), probablemente, domina el

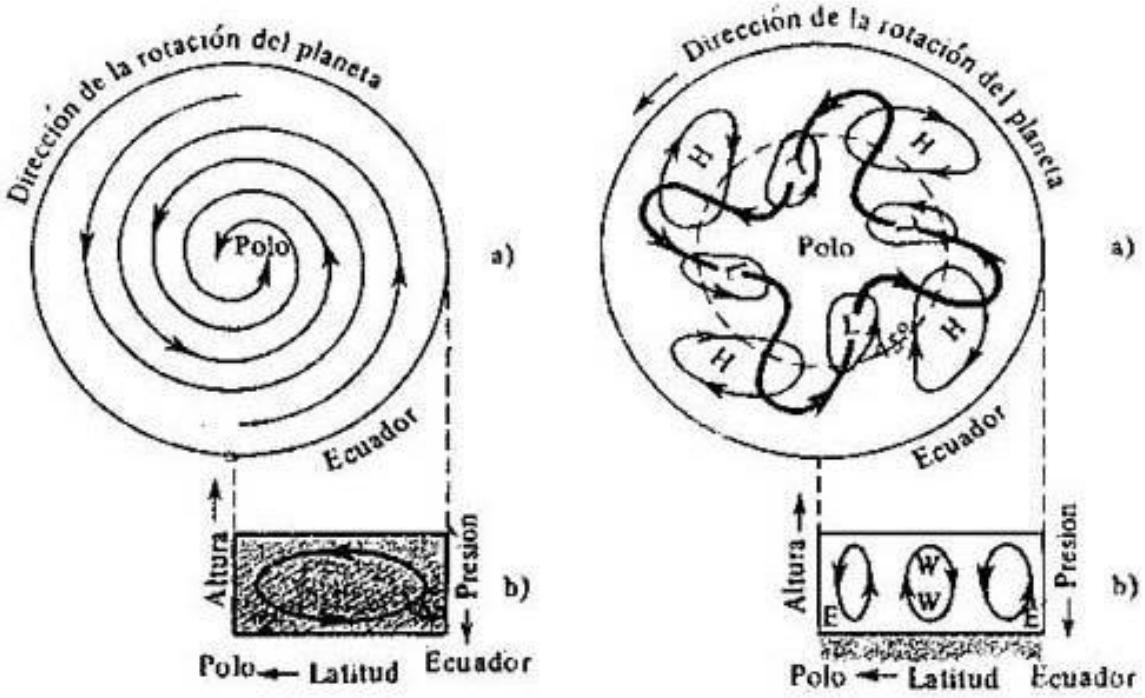


Fig. 157 Dos regímenes de circulación general de la atmósfera

A la izquierda, el régimen simétrico de circulación general; arriba, las líneas de corriente en las capas altas; abajo, corte transversal que muestra la proyección meridional de la circulación general. A la derecha, el régimen ondulatorio de la circulación general: arriba, las líneas de corriente en los niveles medio e inferior (curva gruesa) y cerca de la superficie (curva fina). *L* es la zona de baja presión; *H* es la zona de alta presión; abajo, la dimensión transversal de la circulación zonal media meridional y el viento zonal medio (*W*, occidental, y *E* oriental).

régimen simétrico. En Júpiter se observa un cuadro complejo de circulación general. La estructura bandeada y el carácter del movimiento de muchos detalles testimonian el régimen simétrico. No obstante, al mismo tiempo existen también potentes procesos ondulatorios, a cuyo número pertenecen los ciclones. *La Mancha Roja Grande* (fig. 158) es, probablemente, el ciclón más grande en el Sistema Solar (su dimensión, aproximadamente, es de 40 000 × 13 000 km).

Aerosol (partículas) en las atmósferas. Existen varios tipos de partículas: granos sólidos de polvo, levantados de la superficie, partículas líquidas o sólidas, surgidas como resultado de la condensación de los gases atmosféricos, y polvo meteorítico. Este último, fundamentalmente, juega el papel de fuente de núcleos de condensación. El polvo, levantado de la superficie en cantidades grandes, hace que la atmósfera de Marte sea a veces opaca durante varios meses. Semejantes tempestades globales de polvo solamente se observan en este planeta. Las nubes en las atmósferas de la Tierra, Venus y planetas gigantes, son de condensación. En la Tierra las partículas de las nubes se componen de agua líquida o de hielo, en Júpiter la capa superior de nubes consta de cristales de amoníaco NH_3, pero, por lo visto, más abajo hay también nubes de H_2O. En Saturno las nubes se componen, probablemente, de metano CH_4. La composición de las nubes de

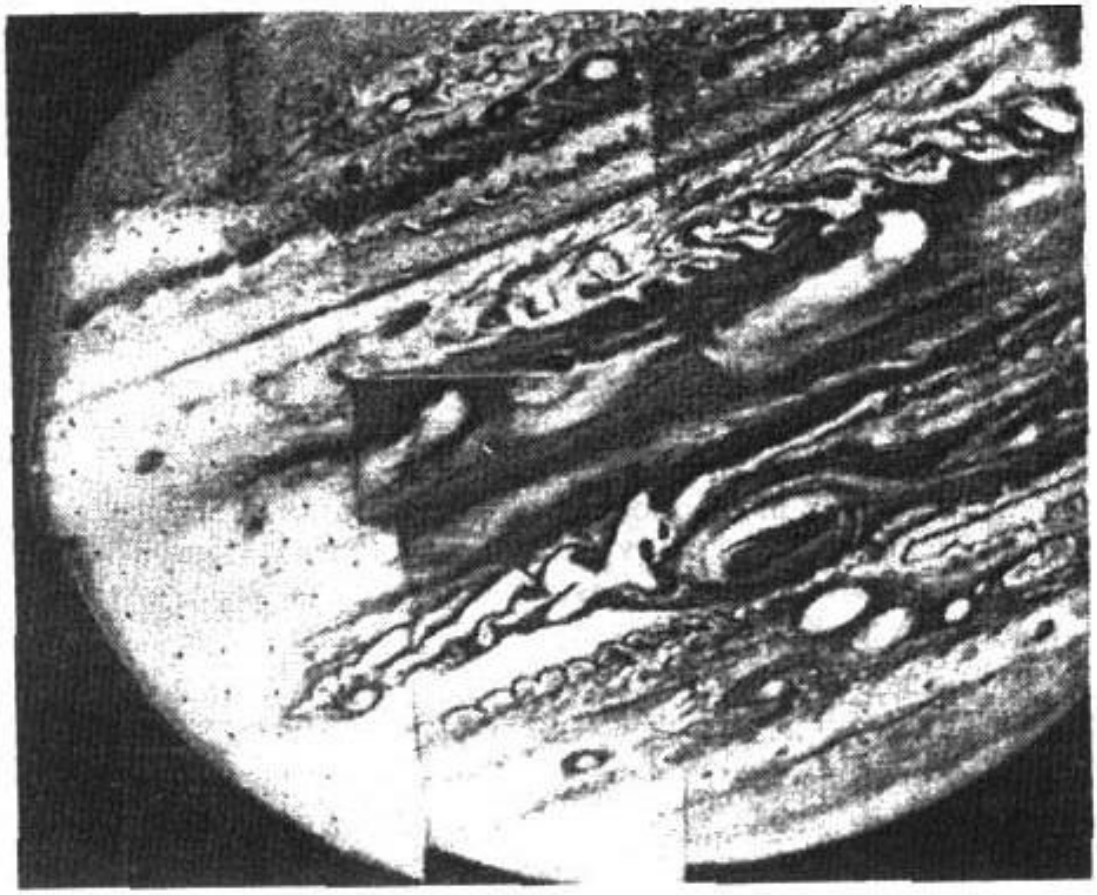


Fig. 158. Júpiter. Mancha Roja Grande y sus alrededores (Foto de la NASA, transmitida desde el "Voyager-1", 1979).

Venus no ha sido totalmente aclarada (véase el § 136)

Origen y evolución de las atmósferas planetarias. Esta cuestión tiene solución simple en el caso de Júpiter y Saturno (las atmósferas se formaron conjuntamente con el planeta y en lo sucesivo casi no variaron) y no está clara en absoluto en el caso de los planetas del grupo terrestre Existen varios modelos: la degasificación paulatina (el desprendimiento de gases como resultado de los procesos volcánicos es aproximadamente uniforme durante todo el período de vida del planeta), la degasificación catastrófica (desprendimiento en el período de la acreción inicial, véase el § 180, o al poco tiempo después de ésta) y la captura de gases directamente de la nebulosa protoplanetaria. Puede ser que estos tres procesos hayan contribuido considerablemente en la formación de la atmósfera, habiendo sido distinta la distribución de los papeles para los diferentes gases y planetas. Por ejemplo, existe una hipótesis de que en Venus los gases inertes no radiógenos, sobre todo fueron capturados directamente de la nebulosa protoplanetaria, mientras que los gases químicamente activos (H_2O, CO_2, N_2) llegaron al planeta en la composición de las partículas sólidas (absorbidos). En la Tierra la captura directa de los gases de la nebulosidad protoplanetaria fue menos eficaz, y en Marte aún menor

Los gases, capturados por la sustancia sólida, se desprendieron durante el proceso de degasificación de las entrañas, pero, no obstante, su suerte fue distinta en dependencia de las condiciones en los diferentes planetas. Por ejemplo, en la Tierra el agua se condensó y originó la hidrosfera. Ésta disolvió el gas carbónico y, al reaccionar el CO_2 con los silicatos, se formaron los carbonatos. Como resultado, casi todo el CO_2 en la Tierra se encuentra combinado en las rocas sedimentarias que contienen carbonatos.

Por lo visto, en Venus el agua no se condensó, no existió la hidrosfera y el gas carbónico permaneció en la atmósfera. Es enigmática la suerte del agua en Venus. Una de las explicaciones propuestas consiste en que las moléculas de H_2O se disociaron en la atmósfera, el hidrógeno se disipó y el oxígeno resultó estar combinado en las reacciones con la sustancia de la corteza.

En la formación de la composición de la atmósfera terrestre desempeñan un gran papel los organismos vivos. El proceso más importante de este género es la transformación del gas carbónico en oxígeno, realizada por el manto vegetal de la Tierra.

§ 133. Radiación de los planetas. Clima

El espectro de radiación del planeta contiene dos máximos (fig. 159); uno de ellos corresponde a la radiación solar reflejada, y el otro a la radiación calórica del planeta. Este segundo máximo existe independientemente de la magnitud del flujo calorífico de las entrañas, ya que una parte de la radiación solar es absorbida por el planeta y se vuelve a irradiar en la región de ondas largas. La posición del máximo queda determinada por la

emperatura efectiva T_e del planeta en correspondencia aproximada con la ey de Wien

$$\lambda_{max} = 2886/T_e \mu m. \tag{10.2}$$

Albedo esférico y balance térmico. La parte de energía solar, reflejada por el planeta, se determina por la magnitud del *albedo esférico* integral, que es

$$A_s = \Phi/\Phi_0, \tag{10.3}$$

donde Φ_0 es el flujo incidente de la radiación solar y Φ es el flujo dispersado por el planeta en todas direcciones. El albedo esférico integral y la temperatura efectiva media T_e (por todo el planeta) están relacionados por la ecuación del balance térmico

$$4\sigma \bar{T}_e^4 = (1 - A_s) E_0 + 4\varepsilon, \tag{10.4}$$

(E_0 es la iluminación del Sol, $\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8}\ W \cdot m^{-2} \cdot grad^{-4}$ es la constante de Stefan – Boltzmann, ε es el flujo de calor interno). El primer término del primer miembro (10.4) es la radiación llegada (y absorbida) y el

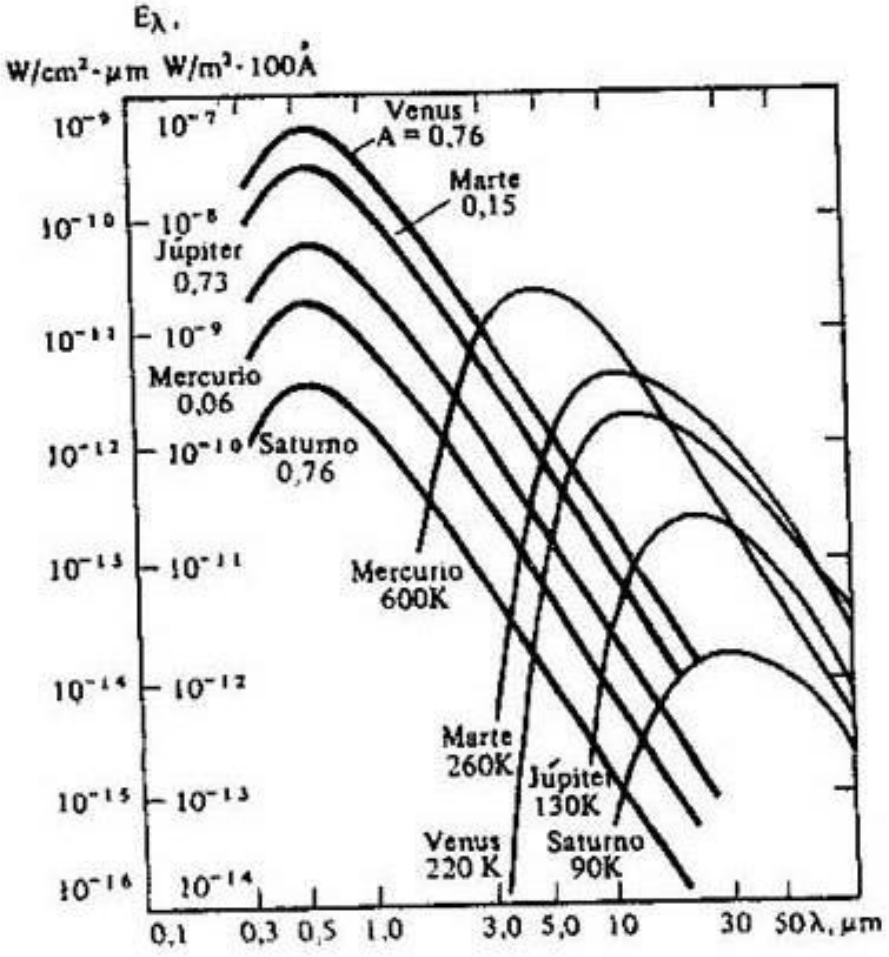


Fig. 159. Representación esquemática de la distribución de la energía en los espectros de radiación de los planetas. A la izquierda, la radiación reflejada; a la derecha, la radiación calórica (irradiada de nuevo).

segundo miembro es la radiación calórica emitida. El coeficiente "4" apareció por el hecho de que el flujo incidente es proporcional a πr^2, y el flujo emitido es proporcional a $4\pi r^2$ (donde r es el radio del planeta). Para los planetas del grupo terrestre $\varepsilon \ll \lambda T_e^4$. La "cola" de Planck de la radiación calórica se extiende hasta la región del lejano diapasón infrarrojo y de ondas radioeléctricas. La radiación calórica de los planetas se investiga tanto en el diapasón infrarrojo como en el de ondas radioeléctricas.

En cada zona dada de longitudes de onda el nivel en el que se forma la radiación (reflejada o calórica) corresponde, como regla, al espesor óptico $\tau \approx 1$ (igual que en las atmósferas de las estrellas y del Sol; véase el § 121). Este nivel puede estar situado a una u otra altura en la atmósfera, a cierta profundidad bajo la superficie de ésta o, prácticamente, coincidir con ella. La investigación detallada del espectro de radiación es, gracias a esto, una importante fuente de información respecto a las atmósferas y superficies de los planetas.

La radiación ultravioleta (UV), en la zona de $\lambda < 3000$ Å, sale de las capas de la atmósfera relativamente altas. Las capas más externas de las atmósferas planetarias (sus coronas de hidrógeno) irradian la raya L_α 1216 Å. El mecanismo de la luminiscencia es la dispersión por resonancia de la raya solar L_α. El proceso de la dispersión por resonancia consiste en que el cuanto solar L_α es absorbido y pasa al átomo del estado energético fundamental al estado de excitación más cercano a él. Después el átomo irradia este mismo cuanto y vuelve a su estado fundamental.

Zona visible, cercana ultravioleta y cercana infrarroja (IR) del espectro (3000 Å – 4μm): aquí se reflejan la luz solar o la superficie del planeta (Mercurio, Marte), o las nubes en la atmósfera (Venus y los planetas gigantes).

Zona media y lejana infrarroja (4μm – 1 mm): aquí se observa la radiación calórica de la superficie (Mercurio, Marte) o de la atmósfera (Venus, los planetas gigantes).

Las ondas radioeléctricas de los diapasones milimétricos, centimétricos y decimétricos son emitidas por el suelo (Venus en $\lambda > 1$ cm, Mercurio, Marte) o por la atmósfera (Júpiter en longitudes de onda $\lambda < 3$ cm).

Hasta ahora se trató de la radiación calórica. Se observa también la radioemisión no térmica de los planetas, particularmente intensa en el caso de Júpiter: la radiación sincrotrónica en la magnetoesfera y la radiación generada por las oscilaciones del plasma ionosférico (véase el § 140).

Clima. En la superficie del planeta (o del satélite) privado de atmósfera la temperatura T_s en el punto dado se determina por la ecuación del balance térmico local. Por el día ésta tiene el aspecto de

$$\alpha\sigma T_s^4 = (1 - A) E \cos\theta + F, \qquad (10.5)$$

donde A es el albedo local, θ es la distancia cenital del Sol, α es el coeficiente de radiación, y F es el flujo de calor, determinado por la conductibilidad térmica. Por la noche en el segundo miembro de la ecuación queda solamente la magnitud F: la superficie irradia el calor acumulado en el suelo

durante el día. Esta ecuación se diferencia de la (10.4) porque describe el balance térmico en el punto dado, y no el balance medio del planeta y, además, porque aquí se omite el infinitésimo ε. La ecuación sirve para Mercurio, la Luna y para la mayoría de los satélites de los planetas gigantes. La atmósfera de Marte está suficientemente rarificada para que la ecuación (10.5) también pueda ser aplicada a este planeta. La conductibilidad térmica de los suelos planetarios es bastante pequeña, por lo que en Mercurio, la Luna y Marte tienen lugar grandes cambios diurnos de la temperatura. A mediodía la temperatura en el ecuador de estos cuerpos es de unos de 700, 400, 280 K, respectivamente. Las temperaturas nocturnas correspondientes son de 100, 120 y 170 K.

La atmósfera suficiente densa influye sobre el clima de varios modos: a) el efecto de invernáculo aumenta la temperatura de la superficie, b) la capacidad calorífica de la atmósfera suaviza las oscilaciones diurnas, c) la circulación general de la atmósfera hace menores las diferencias de temperaturas entre el ecuador y el polo.

El efecto de invernáculo es la elevación de la temperatura de las capas internas de la atmósfera del planeta, condicionada por el hecho de que ésta es más transparente para la radiación solar que para la radiación calórica superficial (y que para su propia radiación). El 75% de energía de la radiación solar está concentrado en el diapasón de 0,4 a 1,5 μm, el 75% de la radiación calórica a la temperatura $T = 300$ K se concentra en el diapasón de 8 a 28 μm, y a la temperatura $T = 700$ K en el diapasón de 3 a 12 μm. Así pues, la radiación calórica de las atmósferas y de las superficies de los planetas es infrarroja. Ella es absorbida en gran parte por las moléculas compuestas (CO_2, H_2O, SO_2, NH_3 y otras). Al mismo tiempo, en la parte visible del espectro las moléculas de las atmósferas planetarias dispersan la luz solar, pero casi no la absorben, por lo que ésta penetra a grandes profundidades. A la difusión molecular (de Rayleigh) se añade la difusión en los aerosoles, pero ésta también debilita la luz con poca eficacia, incluso en el caso de un manto continuo de nubes ópticamente grueso. La luz solar penetra en la atmósfera planetaria, se absorbe por la superficie (asimismo por la atmósfera en la zona cercana ultravioleta (UV) y cercana infrarroja (IR)) y se transforma en energía térmica. El flujo de ésta se eleva y es irradiada al espacio cósmico. Puesto que el flujo calórico está dirigido hacia arriba la temperatura en la troposfera disminuye con el aumento de la altura, y el salto térmico que con esto resulta es tanto mayor cuanto más elevada es la presión atmosférica en la superficie y la abundancia relativa de gases, que absorben la radiación infrarroja (IR).

La magnitud del efecto de invernáculo se caracteriza por la diferencia δT entre la temperatura media $\bar{T}_s$ de la superficie y la temperatura efectiva $\bar{T}_e$ del planeta (véase la fórmula (10.4). En el caso de Venus $\bar{T}_s = 735$ K, $\bar{T}_e = 230$ K. Aquí el efecto de invernáculo está expresado muy vigorosamente debido a que la presión en la superficie es elevada ($P_s = 90$ atm.) y el CO_2 es el componente principal de la atmósfera (las pequeñas impurezas de H_2O y SO_2 dan también una aportación considerable en la absorción de la

radiación calórica). En la atmósfera de la Tierra el contenido de CO_2 es sólo del 0,03%, y sin embargo esto es suficiente para causar, conjuntamente con una pequeña cantidad de H_2O ($\sim 0{,}1\%$), un aumento de la temperatura en la magnitud $\delta T \simeq 40$ K. De tal modo, el efecto de invernáculo juega un papel may importante en la formación del clima de la Tierra (véase el § 137). Las moléculas de H_2, H_2O, NH_3 crean el efecto de invernáculo en Júpiter, pero sin embargo allí su papel no es grande, pues el flujo solar disperso en la profundidad de la atmósfera es mucho menor que el flujo calorífico de las entrañas del planeta. En Marte y Titán la magnitud δT es de 3–5 K

Las variaciones estacionales de la temperatura surgen cuando la inclinación del ecuador respecto al plano de la órbita es bastante grande. Dichas variaciones son muy considerables en la Tierra y Marte, y prácticamente no existen en Venus y Júpiter.

Estabilidad y variaciones seculares del clima. Las características climáticas del planeta dependen de muchos factores, incluyendo los astronómicos (constante solar, órbita, inclinación del ecuador respecto a la eclíptica) y planetofísicos (composición de la atmósfera, albedo de las nubes y de la superficie). Incluso las pequeñas variaciones de estos factores pueden influir bruscamente sobre el clima, ya que algunos de los procesos que dirigen a éste se parecen a una reacción en cadena. Por ejemplo, el incremento de la abundancia de H_2O en la atmósfera puede conducir a un aumento de la temperatura, y éste a su vez acrecienta la evaporación del agua, etc. Existe la hipótesis de que precisamente esto ocurrió en Venus. Toda el agua salió a la atmósfera disociándose el hidrógeno se disipó, el oxígeno resultó estar químicamente combinado con las rocas. En la Tierra semejante género de catástrofe por ahora es imposible, pues en ella no existe un manto ininterrumpido de nubes. Si aumenta la entrada de H_2O en la atmósfera entonces crecen también la parte de la superficie ocultada por las nubes y el albedo medio A: todo ello conduce a un descenso de la temperatura. Como resultado, tiene lugar la estabilización del régimen térmico del planeta. No obstante dicha estabilización no es suficientemente segura respecto al descenso de la temperatura. Los pequeños cambios de ésta como resultado de las variaciones de la inclinación del ecuador, son la causa más probable de los períodos glaciales, que reiteradamente tuvieron lugar en nuestro planeta.

§ 134. *Los planetas y el viento solar. La magnetosfera. Relación entre los fenómenos ocurridos en el Sol y en los planetas*

El plasma del viento solar (véase el § 126), al encontrar en su camino un planeta o satélite, elude parcialmente este obstáculo y parcialmente queda absorbido por él. El cuadro del contorneo tiene distintos aspectos, según sean las características del obstáculo. Existen tres variantes principales de este cuadro: *a*) el planeta (o satélite) no tiene ni atmósfera, ni campo

magnético (por ejemplo, la Luna), *b*) hay atmósfera, pero no existe un campo magnético propio (por ejemplo, Venus), *c*) existe un campo magnético propio, considerable por su magnitud; en este caso la existencia o carencia de atmósfera no juega un papel decisivo (ejemplos: Mercurio, la Tierra, Júpiter, Saturno).

En la fig. 160, esquemáticamente, se muestran las tres variantes. En el caso *a*) las partículas del viento solar llegan a la superficie, quedan captu-

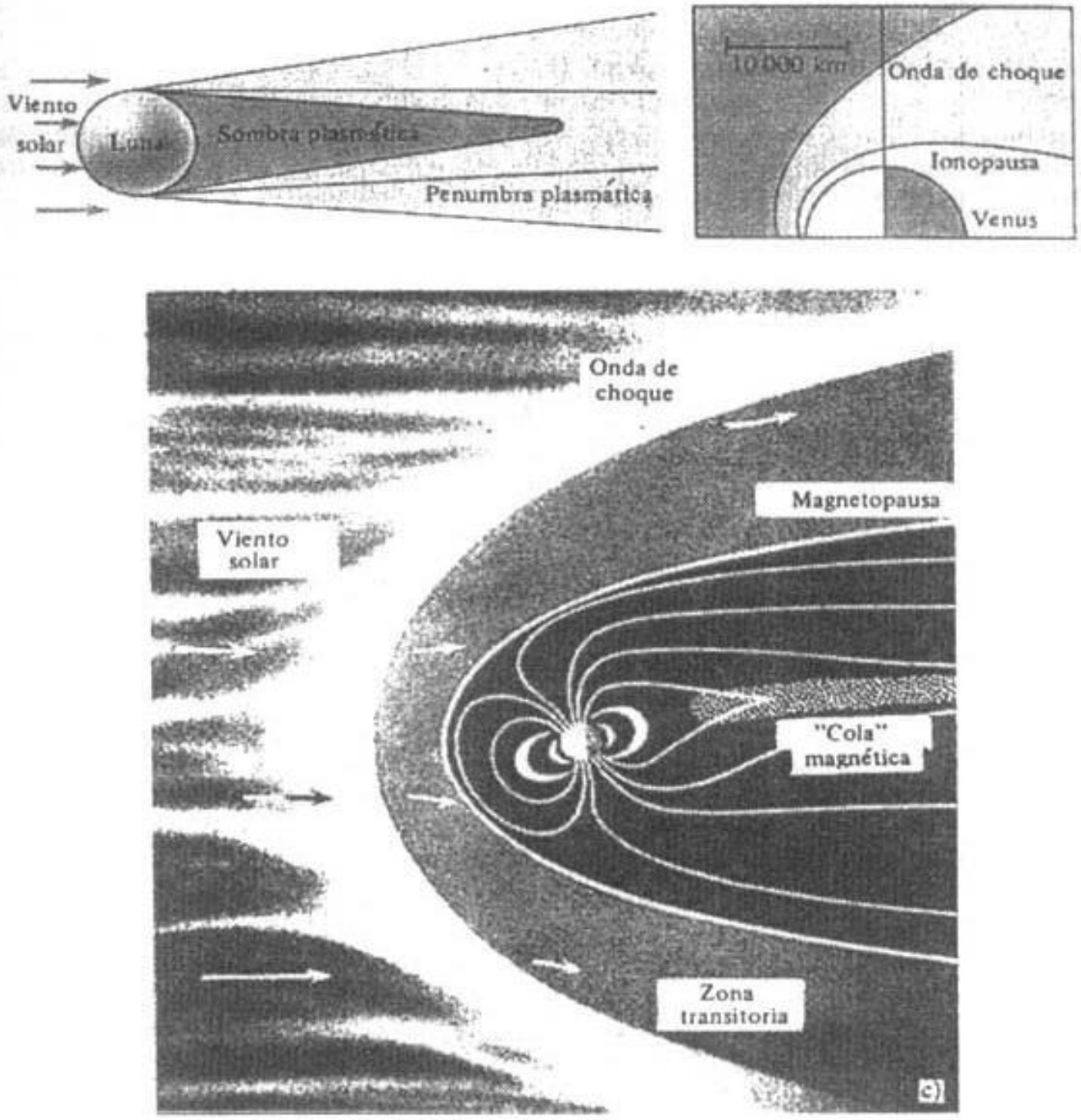


Fig. 160. Tres variantes de contorneo de los planetas y satélites por el viento solar.

a) La Luna, cuerpo sin atmósfera y sin campo magnético; *b*) Venus, existe atmósfera, pero no hay campo magnético; *c*) la Tierra, existe un fuerte campo magnético; las "falces" brillantes cerca del globo terrestre son zonas de radiación (interna y externa)

radas por ésta y de nuevo se liberan, habiendo perdido la carga y la velocidad dirigida, característica para el viento solar. Se forma una "pseudoatmósfera", cuya densidad se determina por la condición de la igualdad del aflujo de átomos de viento solar y de las pérdidas, condicionadas por la disipación térmica (véase el § 132). En la cara opuesta de la Luna se originan la sombra y penumbra plasmáticas.

En el caso *b*) el viento solar, que irrumpe en la atmósfera del planeta, origina una onda de choque. Detrás del frente de la onda de choque se encuentra la llamada región transitoria, en la que la velocidad dirigida es considerablemente menor, pero la concentración de partículas, la temperatura y la intensidad del campo magnético son mayores que en el viento solar no perturbado. El plasma de la zona transitoria aprieta la ionosfera hacia la superficie en la parte diurna. Como resultado, el límite entre la ionosfera y la zona transitoria, la *ionopausa*, adquiere la forma de un cuerpo de revolución, estirado en la dirección antisolar.

Por último, algunos planetas tienen fuertes campos magnéticos (respecto a su naturaleza de los mismos, véase el § 137). En este caso (fig. 160, *c*) también se forma una onda de choque y una zona transitoria, pero las partículas de viento solar en ella son desviadas por el campo magnético del planeta mucho antes de que entren en contacto con la ionosfera. El cuadro de las líneas de fuerza en el campo magnético del planeta se deforma ostensiblemente bajo la acción del viento solar.

En 1958, cuando los aparatos para la investigación de los rayos cósmicos (contadores de Geiger y contadores de centelleo) fueron por primera vez lanzados en los satélites artificiales de la Tierra, los investigadores soviéticos y americanos tropezaron con un fenómeno inesperado: los aparatos indicaban una densidad enorme de las partículas enérgicas en los alrededores más próximos a la Tierra. Este fenómeno no fue comprendido de inmediato y en los años ulteriores se investigó intensamente. Se constató que el campo magnético de la Tierra retiene un número enorme de partículas enérgicas, tanto electrones como protones. Su energía y concentración dependen de la distancia hasta la Tierra y de la latitud geomagnética. Las partículas parecen rellenar grandiosos anillos o cinturones, que abarcan la Tierra alrededor del ecuador geomagnético.

Se han descubierto dos *cinturones de radiación* principales de la Tierra. El cinturón interno se compone de protones con energía aproximada de 10^8 eV y de electrones con energía de 20–500 keV. Este cinturón comienza a la altura de 2400 km, termina a la altura de 5600 km y está situado entre las latitudes $\pm 30°$. El cinturón exterior de radiación se halla entre las alturas de 12 000 y 20 000 km, y se compone de protones y electrones de menor energía. El concepto de cinturones es bastante convencional, sus límites y dimensiones dependen de cuáles precisamente son las partículas y las energías que se tienen en cuenta al analizar las mediciones. A la altura de 50 000–60 000 km se encuentra el tercer cinturón de radiación o la corriente circular con intensidad de 10^7 A, compuesta de electrones con energía de 200 eV.

A toda la región del espacio circunterrestre, llena de partículas cargadas que se mueven en el campo magnético de la Tierra, se la denomina *magnetosfera*. Ésta se encuentra separada del espacio interplanetario por la *magnetopausa*. A lo largo de la magnetopausa las partículas de los flujos corpusculares (de viento solar; véase el § 126) contornean la magnetosfera.

Respecto a la existencia de flujos corpusculares se sabía ya mucho antes de la época de los satélites artificiales. Todavía a finales del siglo XVIII se advirtió que el campo magnético de la Tierra puede sufrir variaciones de corta duración. La declinación y la inclinación cambian y oscilan a veces durante el transcurso de muchas horas, y después se restablecen hasta el nivel anterior. Este fenómeno se denomina *tempestad o perturbación magnética*. Las tempestades magnéticas con frecuencia comienzan repentinamente y a un mismo tiempo en todo el mundo.

En latitudes elevadas, durante las perturbaciones del campo magnético, se observan *auroras polares* (fig. 161). Éstas pueden durar algunos minutos, pero frecuentemente son visibles en el transcurso de varias horas. Las auroras polares son diversas por su forma, color e intensidad, y todas estas características a veces cambian rápidamente con el tiempo. El espectro de las

Fig. 161. La Aurora polar.

auroras polares está compuesto de rayas de emisión y de bandas. En el espectro de las auroras se intensifican algunas rayas de emisión de la radiación del cielo nocturno (véase el § 137), sobre todo las rayas verde y roja del oxigeno (λ5577 Å y λ6300 Å). Sucede que una de estas rayas es mucho más intensa que la otra, y ello determina el color visible de la aurora: verde o rojo.

Las perturbaciones del campo magnético van acompañadas también de la interferencia del enlace por radio en las zonas polares. La causa de la interferencia son los cambios en la ionosfera, que denotan el hecho de que durante las tempestades magnéticas funciona una potente fuente de ionización. Se ha establecido que cuando cerca del centro del disco solar existen grupos grandes de manchas, tienen lugar fuertes tempestades magnéticas. Las observaciones posteriores demostraron que las tempestades no están relacionadas con las propias manchas, sino con las fulguraciones solares, que aparecen durante el desarrollo del grupo de manchas. La radiación rigida de la fulguración provoca en la ionosfera un brusco aumento complementario de la ionización.

La amplificación del viento solar, relacionada con las fulguraciones, crea una deformación complementaria de las líneas magnéticas de fuerza, provocando tempestades magnéticas.

Las partículas del viento solar son capturadas por el campo magnético de la Tierra y llenan el cinturón exterior de radiación. En las regiones polares las condiciones de captura de las partículas son menos propicias. Aquí los electrones y protones, moviéndose en espiral a lo largo de la línea de fuerza, pueden penetrar en la atmósfera incluso con energías relativamente pequeñas, que corresponden a los flujos corpusculares. En las capas superiores de la atmósfera las partículas de los flujos corpusculares crean una ionización complementaria, que varía las condiciones de propagación de las ondas radioeléctricas y excitan la luminiscencia, observada en forma de auroras polares.

Júpiter y Saturno cuentan con campos magnéticos considerablemente más fuertes que la Tierra, y sus magnetosferas son mucho mayores. Estos planetas también tienen cinturones de radiación (véase el § 140). El campo magnético de Mercurio, por el contrario, es más débil que el terrestre, y su magnetosfera es de menores dimensiones. No está clara la cuestión respecto a la existencia de un campo magnético propio en Marte; si éste existe es tan pequeño que el carácter del contorneo del planeta por el viento solar no permite sacar conclusiones unívocas.

§ 135. *Mercurio*

El planeta más cercano al Sol, Mercurio, por sus dimensiones es solamente un poco mayor que la Luna: su radio es igual a 2439 km. Sin embargo, su densidad media (5,5 g/cm^3) es bastante mayor que la de la Luna, y casi igual que la de la Tierra. La aceleración de la fuerza de gravedad en la superficie es de 372 cm/s^2, 2,6 de veces inferior a la terrestre. El

periodo de traslación alrededor del Sol es de 88 días terrestres. Debido a las pequeñas dimensiones angulares (cerca de 7" en la elongación máxima) y a su proximidad al Sol es difícil observar a Mercurio, y los datos obtenidos sobre este planeta son pocos.

La radiolocalización de Mercurio permitió determinar la dirección y el período de traslación del planeta. En estos experimentos Mercurio fue sometido a una irradiación prolongada con impulsos casi monocromáticos de ondas radioeléctricas de 70 cm de longitud, usando una antena gigante de 300 m de diámetro (Puerto Rico, Observatorio radioastronómico de Arecibo, véase la fig. 103). El impulso reflejado, debido al efecto Doppler, se desvanece por la frecuencia si el planeta gira. La rotación que se ve desde la Tierra se compone de la rotación axial real y del giro, provocado por el movimiento orbital. Si se realiza la radiolocalización para las distintas posiciones del planeta en la órbita, se pueden determinar tanto la velocidad como la dirección de la rotación axial. La radiolocalización de Mercurio en la longitud de onda de 70 cm demostró que su rotación es directa, con período de $58{,}6 \pm 0{,}5$ día. Esto se aproxima a 2/3 del período de traslación del planeta alrededor del Sol. El eje de rotación es aproximadamente perpendicular al plano de la eclíptica.

El fenómeno de la relación de los períodos de rotación y traslación de Mercurio se explica, por lo visto, por el hecho de que la acción de flujo del Sol se llevó el momento de la cantidad de movimiento y frenó la rotación, que al principio era más rápida, hasta que ambos períodos no resultaron estar en la relación de un número entero.

La nave cósmica americana "Mariner-10" transmitió las imágenes fototelevisadas de Mercurio aproximadamente con el mismo grado de detalle que el obtenido durante el estudio de la Luna en los telescopios terrestres. El vuelo directo de un artefacto cósmico desde la Tierra hasta Mercurio exige grandes gastos de energía. Esta dificultad puede ser eludida si se calcula una órbita tal, que haga pasar el aparato cerca de Venus antes de ir hacia Mercurio. Precisamente por semejante órbita realizó su vuelo hacia Mercurio el "Mariner-10" en 1974. En la fig. 162 se muestra la imagen "de mosaico" de Mercurio, obtenida con ayuda de las cámaras de televisión del "Mariner-10". La superficie de Mercurio se asemeja mucho a la lunar. Lo primero que salta a la vista es el gran número de cráteres de las más distintas dimensiones. No obstante, existen también diferencias. En Mercurio no hay extensas regiones marítimas, relativamente lisas y más libres de cráteres. Por otro lado, en la superficie de Mercurio existen formaciones, como terrazas muy altas (de varios kilómetros), que se extienden a lo largo de miles de kilómetros. Estas terrazas atestiguan acerca de que el planeta se comprimió en el proceso de su evolución.

En Mercurio son muy grandes los saltos de temperatura de la superficie, medidas por la radiación infrarroja. A mediodía en el ecuador la temperatura máxima alcanza 700 K, mientras que en el lado nocturno desciende hasta 100 K. Al mismo tiempo la intensidad de la radioemisión calórica del diapasón centimétrico se diferencia poco en los lados nocturno

y diurno. Esto significa que a la profundidad de varios centimetros, las oscilaciones diarias de la temperatura disminuyen ostensiblemente en amplitud, es decir, que la inercia calorífica es grande. De aqui precisamente se dedujo que la capa superficial del suelo en Mercurio representa en si roca fraccionada en pedazos pequeños y de densidad relativamente baja (*regolito*).

La atmósfera de Mercurio tiene una densidad extraordinariamente pequeña: en la superficie la concentración no es superior de 10^6 cm^{-3}. En la atmósfera terrestre semejante concentración de gas existe a la altura de 700 km. La composición de la atmósfera no se conoce exactamente; las mediciones espectroscópicas en "Mariner-10" descubrieron helio (su concentración es de casi 10^4 cm^{-3}), pero, por lo visto, también deben haber otros gases.

Mercurio posee su propio campo magnético. La intensidad de éste en el ecuador, cerca de la superficie, es alrededor de 0,002 oersted (300 veces

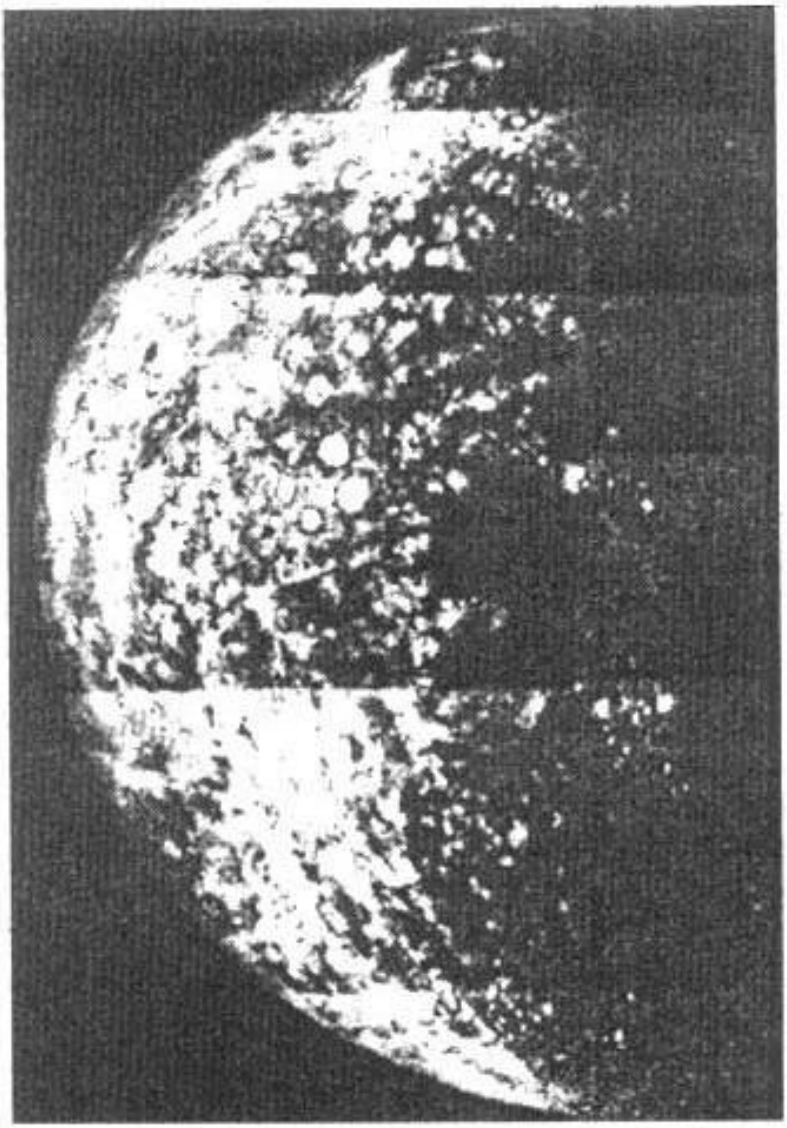


Fig. 162. Fotografía de "mosaico" (compuesta de muchas imágenes aisladas) de Mercurio, obtenida con ayuda de las cámaras de televisión del "Mariner-10" en 1974. (Foto de la NASA).

menor que en la Tierra). El eje del dipolo magnético coincide aproximadamente con el eje de rotación. La existencia de un campo magnético propio es un buen testimonio a favor de la existencia de un núcleo liquido (fig. 151). Las singularidades fundamentales de este planeta se pueden, por consiguiente, describir así: por fuera Mercurio se parece a la Luna, y por dentro a la Tierra. Mercurio no tiene satélites.

§ 136. *Venus*

Por su masa Venus se diferencia poco de la Tierra ($M = 0{,}82\ M_\oplus$), y por sus dimensiones la diferencia también es pequeña ($R = 0{,}95 R_\oplus$). Ya en 1761 las observaciones del paso de Venus por el disco del Sol permitieron a M. V. Lomonósov establecer que este planeta, al igual que la Tierra, posee una potente atmósfera. De este modo, Venus y la Tierra se parecen mucho entre sí. Por esto se suponia que las condiciones físicas en las superficies de Venus y de la Tierra eran aproximadamente iguales. Sin embargo, las investigaciones efectuadas en el transcurso del último cuarto de siglo obligaron a revisar las viejas nociones.

El diámetro angular de Venus (fig. 163) es bastante grande. Éste cambia desde 20″ cerca de la conjunción superior hasta casi 1′ en la conjunción inferior. Cerca de la elongación máxima se puede notar un oscurecimiento gradual de la superficie del disco desde el limbo hasta el terminador. A veces este oscurecimiento no es completamente regular. Los observadores experimentados registran en el disco la existencia de manchas nebulosas,

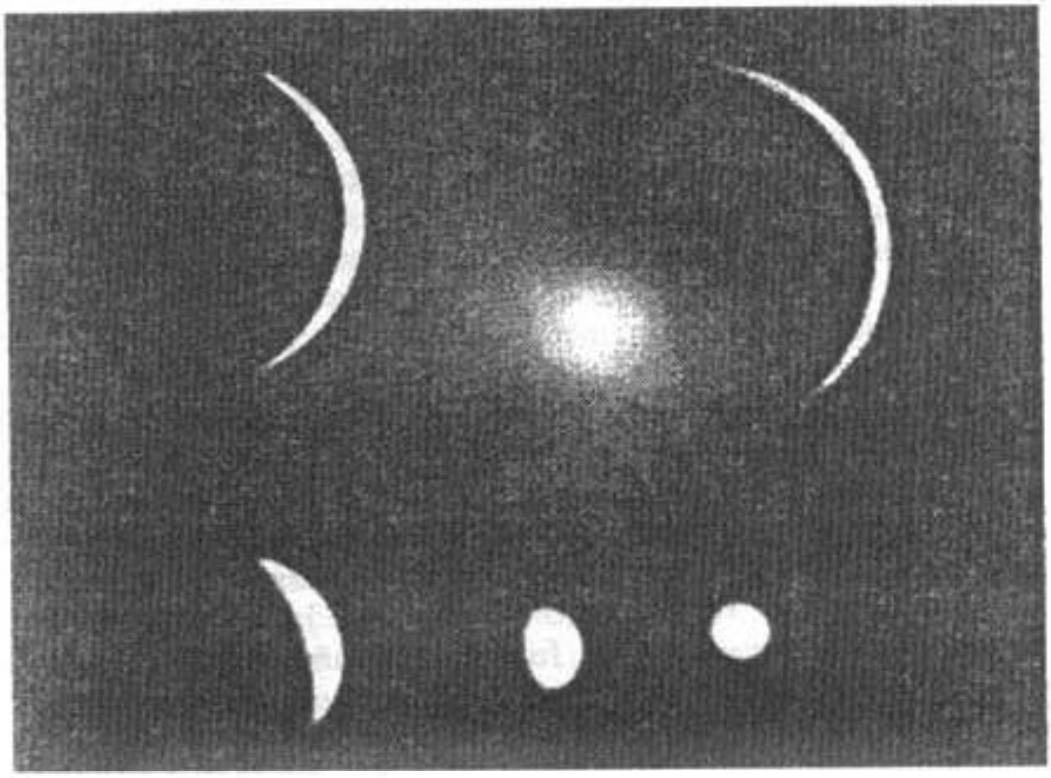


Fig. 163. Fotografías de Venus en las distintas fases.

cuyo aspecto varía de un día a otro. Estas manchas solamente pueden ser detalles de la estructura nublosa. En Venus las nubes forman una potente capa ininterrumpida que nos oculta completamente la superficie del planeta. Las fotografías de Venus en rayos ultravioletas ($\lambda \approx 3500$ Å) muestran con frecuencia detalles más o menos estables (en el transcurso de varios días), que a veces tienen el aspecto de bandas paralelas, pero éstos, indudablemente, tampoco, están relacionados con la superficie sólida. ¿Qué se oculta bajo la capa nubosa de Venus? ¿A qué altura de la superficie se encuentra la capa de nubes? ¿Cuál es la temperatura de la superficie y la presión de la atmósfera? Hace poco que obtuvimos las respuestas a estas preguntas.

Incluso el período de rotación de Venus era desconocido hasta no hace mucho. Observando el desplazamiento aparente de los detalles en el disco del planeta, es más fácil determinar el período de rotación de éste. Pero los detalles de la superficie de Venus a través de su potente atmósfera solamente se pueden "ver" en el radiodiapasón. Los radares, articulados con las antenas radioastronómicas más grandes, permitieron obtener los primeros mapas de la superficie, determinar el período y la dirección de rotación de Venus. Esta rotación es muy lenta (período de 243 días), y su dirección resultó ser contraria a la del movimiento de traslación por la órbita (*giro invertido*). La inclinación del ecuador respecto a la eclíptica se aproxima a 0° (véase la tabla 2 de los Anexos).

Puesto que los períodos de rotación (243 días) y traslación (225 días) son parecidos por su magnitud, y su dirección es opuesta, durante una revolución alrededor del Sol, en Venus se observan dos salidas y dos puestas de éste. La duración del día solar en Venus es de 117 días terrestres.

La superficie. Con el radar se pudo determinar el radio de la superficie sólida de Venus: cerca de 6050 km. La cartografía de radar más detallada se efectuó desde el módulo americano de descenso "Pioner-Venus" (1978–1979). Se descubrieron muchos tipos de relieve, característicos para un planeta geológicamente activo: regiones montañosas, fracturas tectónicas, conos volcánicos. En la superficie existen también cráteres anulares (por lo visto, originados por choques), aunque sus contornos están muy aplanados. Se supone que por su estructura interna Venus se parece a la Tierra (véase la fig. 151).

En octubre de 1975 los módulos de descenso de las estaciones automáticas interplanetarias "Venus-9" y "Venus-10" (URSS) efectuaron un descenso suave en la superficie del planeta y transmitieron a la Tierra la imagen del lugar de contacto con el suelo. Éstas fueron en el mundo las primeras fotografías transmitidas desde la superficie de otro planeta. La imagen se obtuvo en rayos visibles con ayuda de un telefotómetro: un sistema que, por su principio de funcionamiento, nos recuerda la televisión mecánica.

En marzo de 1982 los módulos de descenso "Venus-13" y "Venus-14" de nuevo transmitieron a la Tierra los panoramas de la superficie (fig. 164). La calidad de la imagen fue considerablemente mejorada, se amplió el campo

visual (obteniéndose una visión panorámica circular) y se lograron, además de las fotografías en blanco y negro, tomas en colores. La forma plana y la estructura lamelar de muchas formaciones que se observan en los panoramas, atestiguan sobre su naturaleza sedimentaria (las partículas finas se elevan en la atmósfera y, durante su sedimentación, se forma una superficie del tipo que vemos en los panoramas). Procesos análogos forman el fondo de los océanos terrestres. Señalemos que la densidad de la atmósfera de Venus en la superficie es aproximadamente de 1/10 de la densidad del agua.

En las estaciones automáticas interplanetarias "Venus-13" y "Venus-14" por primera vez se efectuó un análisis químico detallado de la composición de las rocas. Para ello se tuvo que resolver el difícil problema de extracción de muestras del suelo y de su transporte ulterior al interior del módulo de descenso. Las rocas en los lugares en que se pasaron ambos módulos se aproximan por su composición a los basaltos terrestres.

Fig. 164. Parte de la imagen de la superficie de Venus, transmitida a la Tierra por el telefotómetro de la estación automática interplanetaria "Venus-14".

En 1983–1984 los aparatos cósmicos "Venus-15" y "Venus-16" que pasaron a ser satélites artificiales del planeta, fotografiaron totalmente el hemisferio norte del planeta, con ayuda de sistemas de radares especiales. En particular, se investigó la región montañosa denominada Montañas de Maxwell, cuyos picos se elevan a una altura de 11,5 km sobre la superficie media de Venus. Esta es la montaña más alta entre las conocidas en los cuerpos del Sistema Solar.

La atmósfera y el clima. Las observaciones espectroscópicas demostraron que en la atmósfera de Venus hay CO_2, como también otros gases (vapor de agua H_2O, monóxido carbónico CO, bióxido de azufre SO_2, vapores de ácido clorhídrico HCl, vapores de ácido fluorhídrico HF), pero en cantidades mucho menores que el CO_2 (véase la tabla 7).

A pesar de la existencia de una gran cantidad de datos espectroscópicos, debido a la existencia de una potente capa de nubes resultaba imposible determinar el contenido absoluto de CO_2 en la atmósfera de Venus. Las apreciaciones del contenido de CO_2 en porcentaje eran también muy inexactas. Antes del vuelo de las estaciones automáticas interplanetarias soviéticas se suponía, por analogía con la Tierra, que en la atmósfera de

Venus había mucho nitrógeno. Las mediciones directas en las estaciones automáticas interplanetarias "Venus-4, 5, 6" demostraron que el contenido de CO_2 en la atmósfera de Venus es aproximadamente de 97%, y la cantidad de nitrógeno no excede del 2%. El contenido de H_2O en las capas profundas de la atmósfera es aproximadamente de 0,002% (según los datos de "Venus-11", "Venus-12", "Venus-13" y "Venus-14"). Advertiremos que en comparación con la cantidad de agua en la Tierra esta magnitud es muy pequeña. En Venus no hay océanos, y todo el agua que se desprendió durante la historia geológica del planeta debió pasar a la atmósfera.

Uno de los aparatos más sensibles para la investigación directa de la composición química de las atmósferas planetarias es el espectrómetro de masas. Éste da la concentración de las distintas moléculas y de los átomos que las componen en dependencia del número de masa y, por consiguiente, distingue los isótopos. En la fig. 165 se muestra un ejemplo de semejante

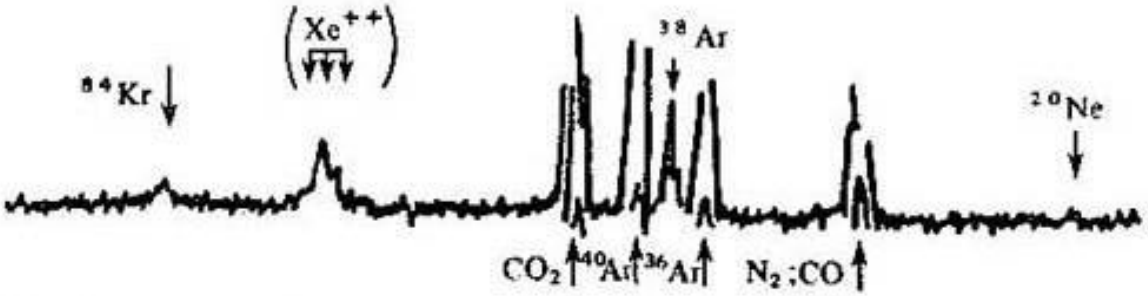


Fig. 165 Fragmento del registro telemétrico original de las masas del espectro de la atmósfera de Venus en la zona de 20–105 unidades atómicas de masa ("Venus-11"). Las crestas son directamente proporcionales a la relación de las concentraciones de los átomos y de las moléculas. Las discontinuidades corresponden a la concentración de la sensibilidad aproximadamente en 10 veces.

espectro de masas. Con ayuda de los espectrómetros de masas por primera vez se midió el contenido de isótopos de gases inertes en la atmósfera de Venus. Entre estos isótopos existen los llamados primarios, que no son producto de la desintegración radioactiva de otros elementos y que se conservaron desde los tiempos de formación del planeta, puesto que no participan en las reacciones químicas. Resultó ser que la abundancia absoluta de isótopos primarios de los gases inertes en la atmósfera de Venus es en dos órdenes superior que en el la Tierra (véase la tabla 7). Es posible que este resultado indique la diferencia en los mecanismos de formación de las atmósferas en ambos planetas (véase el § 132).

En los módulos de descenso, comenzando desde "Venus-4", se realizaron repetidamente mediciones del perfil vertical de la temperatura, presión y densidad de la atmósfera. Como resultado, se estableció que la magnitud media de la temperatura en la superficie es aproximadamente de 735 K, y la presión es de 90 atm. La dependencia entre la temperatura y la presión en función de la altura se indica en la fig. 156. Los parámetros de la atmósfera por encima del nivel 40 km se determinaron no sólo con mediciones directas,

sino también por el carácter del paso de las ondas radioeléctricas emitidas desde el aparato cósmico, y por encima del nivel 70 km se establecieron por el espectro de la radiación infrarroja. De la curva indicada en la fig. 156 se ve que el gradiente de temperatura permanece aproximadamente constante desde la superficie hasta la altura de unos 55 km. Así pues, la troposfera en Venus es mucho más gruesa que en la Tierra y Marte. En ella la transferencia del calor se efectúa tanto por radiación infrarroja como por convección. Las variaciones diurnas y de latitud de la temperatura por debajo de los 50 km son muy pequeñas (se encuentran en los límites de algunos grados). Debido a la pequeña inclinación del ecuador no existen variaciones estacionales.

La alta temperatura de la superficie, la presión atmosférica grande y el contenido relativamente elevado de CO_2 son, al parecer, factores relacionados entre sí (véase el § 132).

La conclusión respecto a las altas temperaturas de la superficie y de las capas inferiores de la atmósfera venusiana, había sido obtenida por los resultados de las investigaciones astronómicas desde la Tierra, aunque las mediciones en las estaciones automáticas interplanetarias han precisado considerablemente nuestras nociones. Ya en 1956 se estableció que la radioemisión de Venus en el diapasón de 3–10 cm corresponde a la temperatura de unos 700 K del ambiente radiante. La atmósfera es transparente para la radiación en estas frecuencias, y solamente puede ser ambiente radiante la capa superior del suelo. Cuando se descubrió esto hubo intentos de encontrar otras explicaciones (una temperatura tan elevada en la superficie de Venus era una sorpresa absoluta), pero todas ellas resultaron infundadas. La investigación de Venus con ayuda de aparatos cósmicos es uno de los pocos casos en que, mediante mediciones directas, se lograron comprobar las deducciones hechas sobre la base de las observaciones astronómicas.

La causa que provoca el calentamiento de la superficie de Venus es el efecto de invernáculo (véase el § 133). Para la creación de este efecto es necesario que una parte considerable de la radiación solar alcance la superficie. Es natural plantear la cuestión ¿cómo se cumple esta condición con una atmósfera tan potente? Resulta ser, no obstante, que aunque los rayos solares directos no alcanzan la superficie, debido a la gran cantidad de fotones solares reiteradamente dispersos, el nivel de iluminación en ésta es elevado. En la parte visible del espectro no hay bandas de absorción, y los fotones deambulan libremente en la atmósfera, saliendo a través de sus límites superior e inferior. En la fig. 166 se muestra como varía el espectro de la radiación solar dispersa a medida que se profundiza en la atmósfera del planeta. Las bandas de absorción de CO_2 y H_2O, que se ven en estas curvas son en varios órdenes más débiles que las bandas de estos mismos gases situadas en longitudes grandes de onda y que se encuentran fuera de los límites de la zona dada del espectro. Estas bandas de ondas largas dificultan la salida de la radiación infrarroja de la troposfera, lo que conduce a la elevada temperatura de ésta.

El límite superior de la capa nubosa de Venus se encuentra a una altura de casi 70 km, y el límite inferior está a casi 48 km. La distribución de las partículas según sus dimensiones tiene un carácter complicado, por encima de los 58 km el aporte fundamental al espesor óptico pertenece a las partículas con dimensión media de cerca de 1 μm, y por debajo predominan las partículas más grandes. Las partículas con dimensiones de micras, probablemente son de ácido sulfúrico, mientras que la composición de las partículas grandes es desconocida. El espesor óptico total de la capa nubosa es aproximadamente de 30. Las partículas de la capa nubosa prácticamente no absorben la luz solar, lo que garantiza una transparencia elevada de las nubes para la luz difusa. Esto mismo conduce a una capacidad reflectora elevada de las nubes venusianas. El albedo esférico del planeta es igual a 0,75: el mayor del Sistema Solar. Como resultado Venus recibe del Sol menos calor que la Tierra, y su temperatura efectiva es menor (véase el § 132). Ésta es igual a 230 K.

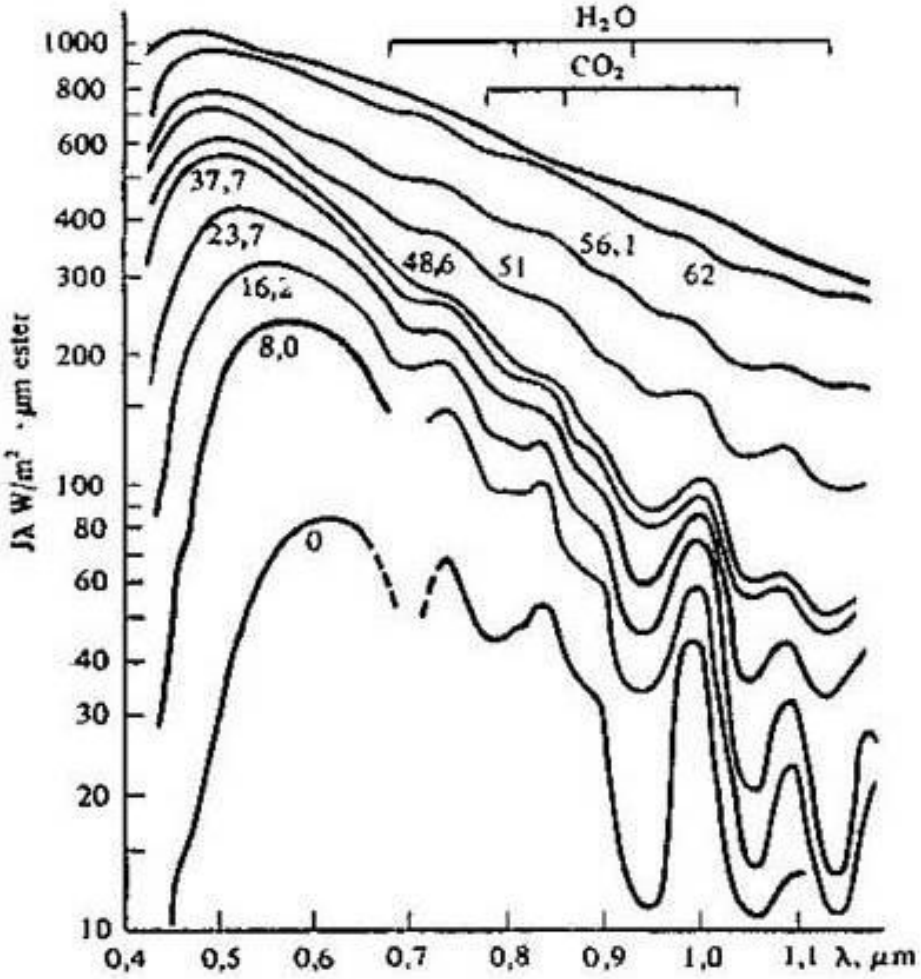


Fig. 166. Espectro de la radiación solar dispersa en las capas profundas de la atmósfera de Venus según los datos de la cápsula recuperable de "Venus-11".

Las cifras en las curvas indican las alturas en km. Como se ve, a medida que desciende la cápsula cósmica, se amplifican las bandas de absorción de H_2O y CO_2. Estos espectros resultaron ser una buena fuente de datos respecto al contenido de vapor de agua en la atmósfera del planeta. La curva superior es el espectro del Sol fuera de la atmósfera.

La circulación de la atmósfera de Venus tiene un carácter peculiar. A alturas de 50–70 km soplan constantemente vientos orientales (es decir, que coinciden con la dirección de rotación del planeta) con una velocidad media de casi 100 km/s. Exactamente no se conoce el mecanismo hidrodinámico que mantiene este movimiento. Se supone que él surge como resultado de la superposición de los elementos convectivos existentes en la troposfera. Estos vientos fueron descubiertos ya durante las observaciones desde la Tierra por el movimiento de los detalles de las nubes, visibles en las fotografías obtenidas en rayos ultravioletas. El cuadro de los movimientos atmosféricos fue considerablemente precisado por las mediciones en los aparatos cósmicos. La velocidad del viento disminuye en las alturas inferiores de 50 km a medida que nos acercamos a la superficie, y cerca de ésta es de casi 1 m/s. La componente meridional del viento es mucho menor que la zonal (es decir, dirigida a lo largo de los círculos de latitud). Esta componente es de 5–10 m/s y, por debajo de 60 km, se dirige desde el ecuador hacia el polo, mientras que por encima posee una dirección contraria.

Las particularidades fundamentales de la estructura de la atmósfera superior de Venus ya fueron señaladas en el § 132. Su temperatura diurna (cerca de 300 K) es considerablemente menor que la temperatura de la superficie (en la Tierra y Marte es al revés). La temperatura nocturna de la atmósfera superior de Venus es aún menor (100–120 K), y esto es un enigma que, por ahora, no tiene explicación. Venus tiene ionosfera. Su máximo se encuentra a la altura de unos 150 km. Aquí por el día la concentración electrónica es de casi $3 \cdot 10^6$ cm^{-3}, y por la noche resulta en un orden inferior.

El campo magnético propio de Venus o no existe o es muy débil. Se conoce solamente el límite superior, que es de 10^{-4} respecto al terrestre. El carácter del contorneo de Venus por el viento solar es típico de un planeta sin campo magnético, pero con atmósfera (véase el § 134).

El problema más importante, y por ahora no resuelto, es la evolución de este planeta, como resultado de la cual se formaron sus singularidades principales: una potente atmósfera de ácido carbónico con exceso de gases inertes y gran escasez de agua en comparación con la Tierra (véanse los §§ 132, 133: las partes sobre la evolución de la atmósfera y del clima).

Venus no tiene satélites.

§ 137. *La Tierra como planeta*

Tales cuestiones como son la forma de la Tierra, su masa, el movimiento orbital, ya se examinaron. En los §§ 130–134 se expusieron, en comparación con otros planetas, las características fundamentales de su estructura interna, superficie, atmósfera, clima y magnetosfera. Aquí daremos algunos datos complementarios respecto a la superficie y atmósfera, y particularmente sobre la evolución de éstas. La existencia de la hidrósfera y biosfera, y asimismo la actividad dinámica grande de la corteza y de la atmósfera, son rasgos notables de nuestro planeta. Tanto la atmósfera como la corteza han

variado notablemente como resultado de la evolución de los organismos vivos

La corteza y la superficie. La corteza terrestre no es igual por su espesor en las diferentes partes del planeta. Debajo de los continentes la corteza es de 35–70 km, mientras que debajo de los océanos es aproximadamente de 5 km. Se supone que las "raíces" de los continentes se extienden en la profundidad de la capa limitrofe viscosa y parcialmente fundida del manto superior (de la *astenosfera*), igual que las bases de los icebergs se extienden en la profundidad del mar, y se mantienen en equilibrio por la fuerza de Arquímedes. Este equilibrio lleva el nombre de *isostático*. Existen serios testimonios a favor del movimiento lento de los continentes. Éstos son los fenómenos tectónicos de gran escala, que reflejan los desplazamientos de las placas de la corteza terrestre, y que a su vez son el resultado de la convección en el manto. Existe una multitud de otras manifestaciones de la actividad de la corteza terrestre: levantamiento de unas regiones, hundimiento de otras. Los choques de las placas continentales conducen a la formación de cadenas de montañas; al apartarse, por el contrario, se forman los mares. La edad de los Alpes es de 30 millones de años, mientras que la del mar Mediterráneo es de unos 5 millones de años.

Se supone que los movimientos convectivos del manto sacan la sustancia de éste hacia arriba debajo del fondo de los océanos y que aquí ininterrumpidamente se forma la corteza joven, bajo cuya presión se separan los continentes. Las planchas de la corteza oceánica penetran en cuña debajo de la corteza continental en el límite de los océanos y continentes (zonas de dislocación, véase el § 130). Aquí se alinean las cadenas gigantes de montañas (por ejemplo, las Cordilleras) y se sitúan muchos volcanes. En el centro de los océanos la corteza joven forma las dorsales submarinas, y aquí también hay volcanes: en islas (Hawai, Islandia) y submarinos.

Una de las manifestaciones de la actividad de las entrañas terrestres son los terremotos. Éstos suceden y alcanzan mayor potencia más frecuentemente en las zonas de las dislocaciones (por ejemplo, en las islas de Japón).

La atmósfera y el clima. La composición de la atmósfera de la Tierra se muestra en la tabla 7. La masa relativa media molecular en la troposfera $\bar{\mu} = 28{,}8$. El nitrógeno y el oxígeno son sus componentes principales y, a diferencia de Venus y Marte, donde el gas carbónico CO_2 es el componente principal de sus atmósferas, en la atmósfera terrestre hay poco CO_2. Las causas de la diferencia se señalaron en el § 132.

La temperatura media en la base de la atmósfera es de 288 K, la temperatura efectiva es de 249 K. De este modo, el efecto de invernáculo (véase § 133) crea un exceso $\delta T = 39$ K. Por una feliz casualidad la magnitud de este exceso es precisamente la necesaria para mantener la temperatura de nuestro planeta en las latitudes medias y ecuatoriales al nivel óptimo para la existencia de organismos homotermos.

El espesor de la troposfera de la Tierra es de unos 10 km y es algo distinto en las diferentes latitudes (más en el ecuador). En la troposfera terrestre se observa frecuentemente la convección, pero no siempre ni por

doquier. En calidad de mecanismo de transferencia del calor (complementario a la radiación) esta se "conecta" cuando el gradiente vertical de la temperatura alcanza una magnitud suficientemente grande.

La escala de altitud en la troposfera terrestre, como podemos convencernos con ayuda de la fórmula (9.5), es igual a

$$H = RT/\mu g = 8{,}31 \cdot 10^7 \cdot 288/(28{,}8 \cdot 980) \approx 8 \cdot 10^5 \text{ cm},$$

es decir, la presión cae en e veces a la altura de 8 km.

La circulación general de la atmósfera terrestre, conjuntamente con las corrientes oceánicas, suavizan las diferencias de temperaturas entre los polos y el ecuador. En la atmósfera terrestre domina el régimen ondulatorio de circulación general (véase el § 132 y la fig. 157). Los movimientos ondulatorios de gran escala se manifiestan en forma de ciclones y anticiclones: movimientos vortiginosos con presión reducida y elevada, respectivamente, en el centro.

La estratomesosfera de nuestro planeta tiene una singularidad interesante (véase la fig. 156). A diferencia de Marte y de Venus el perfil de temperatura de la estratomesosfera terrestre no es liso. A la altura de casi 50 km existe un amplio máximo de temperatura. Ésta es la denominada *mesosfera*. El aumento de la temperatura comienza desde las alturas de 20–25 km. La causa de este aumento es la reacción fotoquímica exotérmica (es decir, acompañada de desprendimiento de calor) de descomposición del ozono:

$$O_3 + h\nu \rightarrow O_2 + O. \qquad (10.6)$$

El ozono aparece como resultado de la descomposición fotoquímica del O_2

$$O_2 + h\nu \rightarrow O + O, \qquad (10.7)$$

y de la reacción ulterior del choque triple,

$$O + O_2 + M \rightarrow O_3 + M, \qquad (10.8)$$

donde M es la tercer molécula.

Como resultado de la reacción (10.6) el ozono absorbe la radiación ultravioleta en la zona de 2000 hasta 3000 Å, y esta radiación calienta la atmósfera. El ozono, que se encuentra en la atmósfera superior, sirve de escudo singular, que nos protege contra la acción de la radiación ultravioleta del Sol. Sin este escudo el desarrollo de la vida en la tierra en sus formas actuales probablemente no sería posible.

Sobre la mesosfera se encuentra el mínimo de temperatura, la *mesopausa*. Más arriba la temperatura de nuevo comienza a crecer. La causa es la absorción de la radiación ultravioleta del Sol a las alturas de 150–300 km, determinada por la ionización del oxígeno atómico,

$$O + h\nu \rightarrow O^+ + e.$$

Por encima de la mesopausa la temperatura crece ininterrumpidamente hasta la altura de casi 400 km, donde en la época del máximo de actividad solar

alcanza por el dia 1800 K. En la época del mínimo de actividad solar esta temperatura límite puede ser menor de 1000 K. Más arriba de los 400 km la atmósfera es isotérmica (termosfera). El nivel crítico (la base de la exosfera; véase el § 132) se encuentra a la altura de unos 500 km.

La concentración de las cargas eléctricas (la concentración electrónica es igual a la iónica) en la ionosfera terrestre a la altura de 300 km es por el dia de casi 10^6 cm^{-3}. El plasma de semejante densidad refleja las radioondas de longitud de 20 m, dejando pasar las ondas más cortas.

Durante la recombinación de los iones y electrones (asimismo de los átomos en moléculas) se obtienen frecuentemente átomos y moléculas excitadas que dan una radiación débil, observada por la noche (o por el día desde grandes alturas) como luminiscencia del cielo. Algunas reacciones químicas en la atmósfera superior conducen también a la luminiscencia.

La luminiscencia del cielo nocturno limita el brillo mínimo de los objetos cósmicos que se pueden ver desde la Tierra. La magnitud estelar del brillo del cielo nocturno es de 4^m por cada grado cuadrado o de 22^m por cada segundo cuadrado.

El campo magnético. La Tierra tiene un campo magnético considerable: cerca de 0,5 oersted en la superficie. Las líneas de fuerza magnética de la Tierra, por término medio, son parecidas a las líneas de fuerza de cierto dipolo, diferenciándose de éstas por irregularidades locales relacionadas con la existencia de rocas magnetizadas en la corteza. Este dipolo imaginario, cuyo campo corresponde por su afinidad más que otro al real, se denomina *dipolo magnético equivalente*. Los puntos de intersección de su eje con la superficie de la Tierra se denominan *polos geomagnéticos*. Estos no coinciden con los polos geográficos. Las coordenadas del polo geomagnético boreal son $\varphi = 79°$ de latitud norte, $\lambda = 70°$ de longitud occidental (Groenlandia del Norte).

El origen del campo magnético de la Tierra y de otros planetas está relacionado, por lo visto, con el llamado dinamo-mecanismo. Se supone que el campo magnético surge debido a los movimientos hidrodinámicos en el núcleo líquido. La temperatura de la sustancia en el núcleo líquido es bastante alta (varios miles de grados) y la sustancia tiene una conductibilidad considerable. Si en el núcleo existe cualquier campo magnético inicial (aunque al principio sea muy débil), al intersecarse este campo con el flujo de la sustancia conductora surge una corriente eléctrica. La corriente eléctrica crea un campo magnético que, cuando la geometría del flujo es favorable, puede intensificar el campo inicial, y esto amplificará la corriente. El proceso de intensificación continuará hasta que las pérdidas por el efecto de Joule, que crecen con el aumento de la corriente, no equilibren el flujo de energía que procede a cuenta de los movimientos hidrodinámicos.

Así pues, la existencia de un campo magnético en las entrañas de los planetas atestigua sobre el hecho de que éstos se encuentran parcialmente en estado líquido. Advirtamos sin embargo, que lo inverso no es correcto: la falta de un campo magnético no significa que el planeta no tenga un núcleo líquido. Por lo visto, para la formación de un campo magnético fuerte se

requieren algunos otros factores, por ejemplo, la interacción de flujo con otros cuerpos (el Sol en el caso de Mercurio, la Luna en el caso de la Tierra).

A grandes distancias de la Tierra la forma de su campo magnético se desfigura bajo la acción del viento solar. En el campo magnético de la Tierra se retiene una gran cantidad de partículas cargadas, que forman los cinturones de radiación (véase el § 134).

Evolución de la Tierra En la fig. 152 se muestra el esquema de la estructura interna de la Tierra. Sus rasgos principales son la corteza sólida, el manto (en lo fundamental también sólido) y el núcleo líquido. Los elementos pesados están concentrados primordialmente en el núcleo, y los ligeros en las capas exteriores. Existen dos hipótesis respecto al origen de esta estratificación. En una de ellas se supone que la Tierra surgió al principio como un cuerpo homogéneo, que después se fundió en el interior y tuvo lugar la redistribución de la sustancia en concordancia con su densidad (diferenciación gravitacional; véase el § 131). En la segunda hipótesis se supone que en la nube protoplanetaria (véase el § 180) primero se condensaron las sustancias de alta temperatura de fusión, y de éstas se formaron los nucleos de los planetas, compuestos de elementos pesados, y después a su alrededor se formaron las capas de sustancia más ligera (hipótesis de la acreción "heterogénea"). La Tierra, de acuerdo con la segunda hipótesis, se formó de una sola vez como un cuerpo heterogéneo.

La evolución de la Tierra en una fase más avanzada puede ser reconstituida por los testimonios, basados en el estudio de las rocas de la corteza. En la fig. 167 se muestra el reloj "espiral", que indica las distintas épocas en la historia de la Tierra. Cada vuelta de la aguja del reloj equivale a mil millones de años. En la historia de la Tierra se distinguen varias etapas con duración del orden de mil millones de años. Estas etapas se denominan *eones*. Al moverse desde el centro en la dirección de las agujas del reloj encontramos la primera fecha importante: la edad de las rocas lunares más antiguas es de casi 4,5 mil millones de años (en la figura se señala con la letra *A*). En la Tierra no se han encontrado rocas tan antiguas, aunque no hay dudas de que ésta ya existía en aquel entonces. Las rocas terrestres más antiguas halladas hasta ahora tienen la edad de 3,7 mil millones de años (*B* en la figura). Así pues, el primer millar de millones de años es una mancha blanca. La verdadera historia geológica solamente comienza con el kriptozoico (3,4–2 mil millones de años atrás). El análisis de las rocas arcaicas demuestra que el carácter de los fenómenos tectónicos era distinto en aquel entonces. La corteza era más fina y las dimensiones de las placas eran mucho menores. No obstante, en la época arcaica funcionaban todos los procesos contemporáneos de meteorización y, por consiguiente, existían la atmósfera y la hidrosfera. En la era arcaica ya existía una biosfera primitiva, representada, probablemente, tan sólo por los organismos unicelulares, pero ya actuaba la fotosíntesis y comenzó el enriquecimiento de la atmósfera por el oxígeno. Al fines de la era arcaica, no obstante, había aproximadamente 100 veces menos oxígeno que en la atmósfera actual.

El siguiente millar y fracción de millones de años lo ocupó el (–) eón

fanerozoico. Al final de ésta aparecieron los organismos multicelulares. El contenido de oxígeno en la atmósfera alcanzó 0,1 del nivel actual.

A mediados del último eón (fanerozoico) en las regiones polares australes existía un gran continente llamado Gondwana. Esto dificultaba la redistribución del calor por las corrientes oceánicas y acabó con la glaciación en el hemisferio austral. Gondwana se escindió, engendrando nuevos continentes: América del Sur, Antártida, Australia, África. También era una parte de Gondwana la actual península de Indostán. Después de la desintegración de Gondwana sucedió una elevación global de la temperatura. En la época de Gondwana se difundió la vegetación y, después, el reino animal. El contenido de oxígeno en la atmósfera se aproximó al actual.

Unos cien millones de años atrás el clima en la Tierra era más cálido que ahora. Los amos del planeta eran los reptiles (sus representantes más grandes eran los dinosaurios). Pero después en la Tierra comenzaron a predominar los animales homotermos, más adaptados a las oscilaciones del clima y de organización más elevada. Las últimas varias decenas de millones de años en

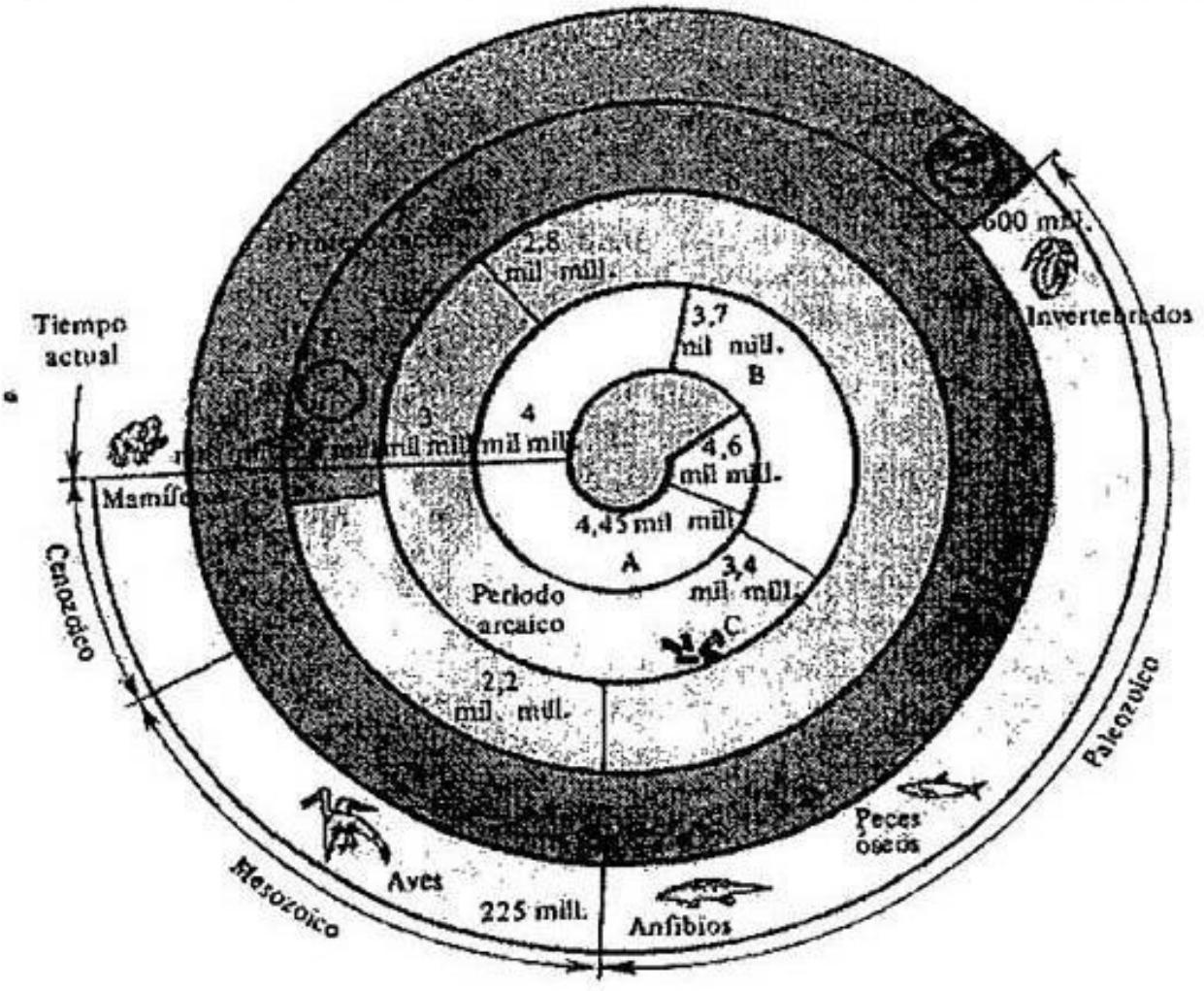


Fig. 167. "Reloj" espiral, que muestra cómo se desarrolló la evolución de la Tierra. Con letras se designan las épocas de aparición: de las rocas lunares más viejas (*A*), de las rocas terrestres más viejas (*B*), de las células fósiles más viejas (*C*), de las plantas más viejas que originaron la fotosíntesis (*D*), de los invertebrados precámbricos (*E*).

la Tierra hubo una infinidad de glaciaciones reiteradas de distinta potencia. El intervalo característico entre éstas es de algunas decenas de miles de años. Ahora la Tierra experimenta un momento crítico, en el que la actividad del hombre ya es capaz de influir en las características de ésta como planeta. No se pueden excluir los cambios imprevistos en la atmósfera, hidrosfera y biosfera, provocados por la actividad humana, que ponen en duda la posibilidad de su ulterior existencia. Por esto, el problema de la protección del ambiente adquiere una importancia primordial. Y, debido a ello, también es importante el estudio de las regularidades que rigen la conducta de la atmósfera y del clima de los planetas.

§ 138. *La Luna*

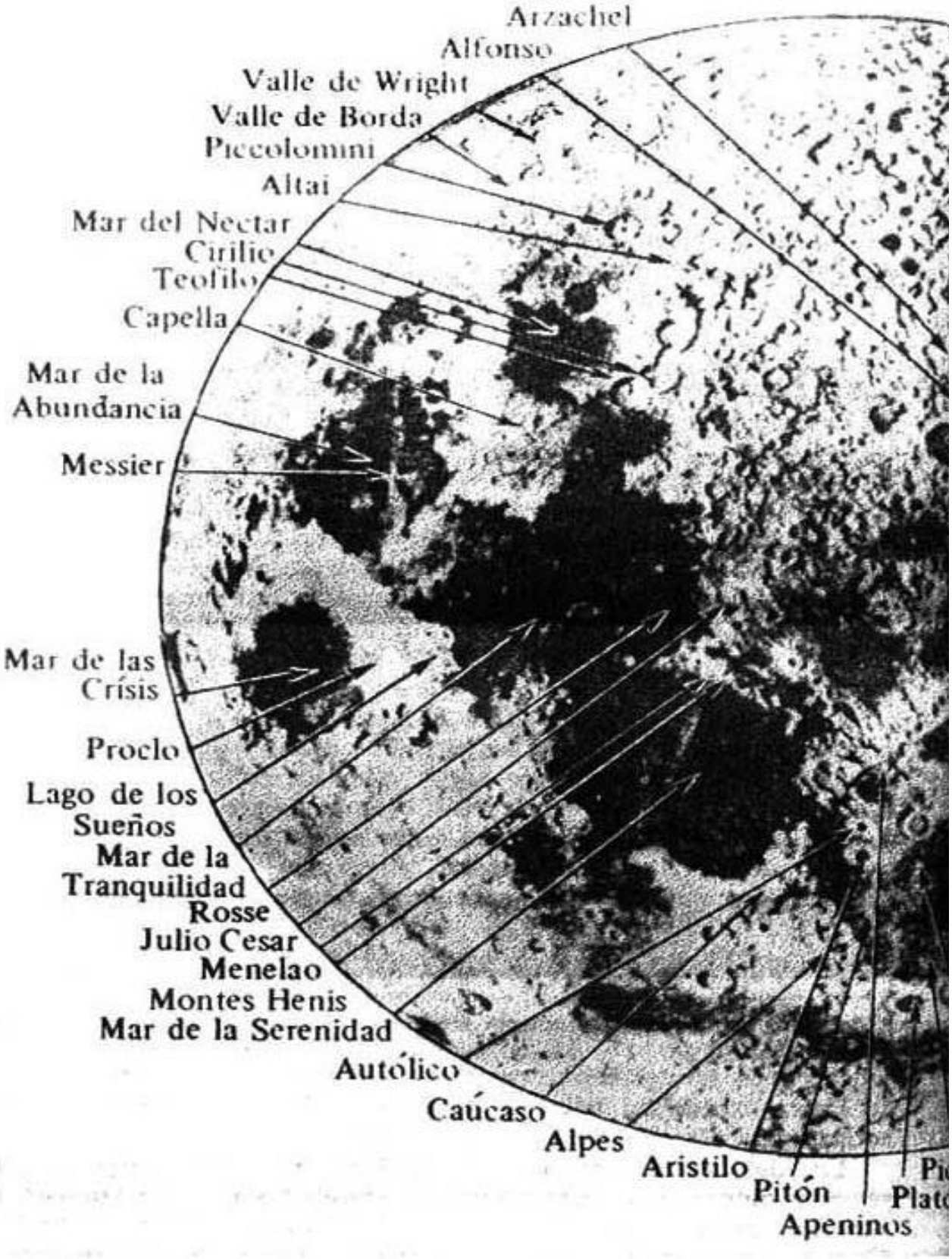
La Luna es el cuerpo celeste más cercano a la Tierra. Su radio es de 1738 km, y su distancia media de la Tierra es de 384 400 km.

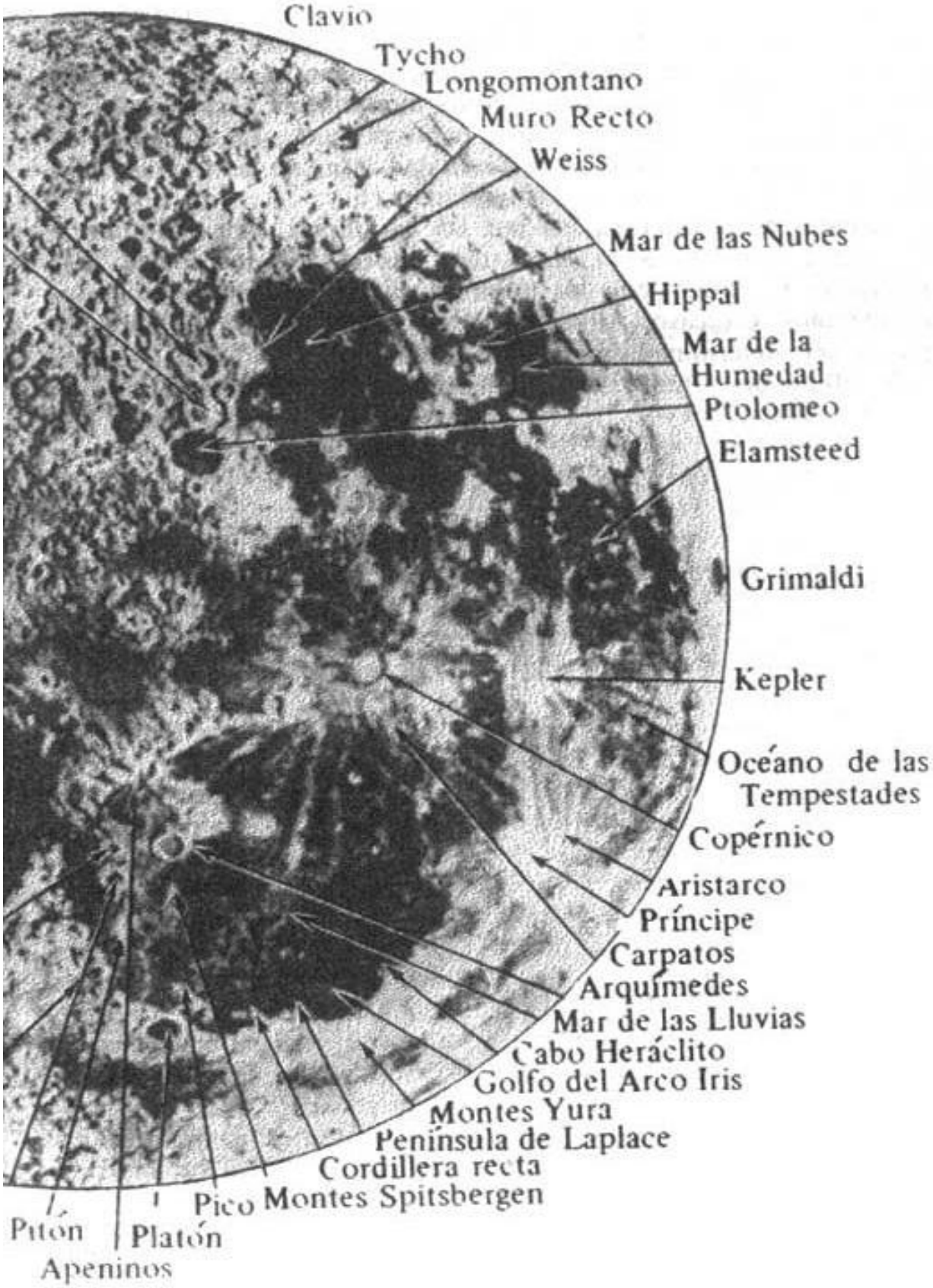
La masa de la Luna es 81,3 veces inferior a la de la Tierra, y la aceleración de la fuerza de gravedad en la superficie lunar es de 163 cm/s^2, aproximadamente seis veces menor que la terrestre. La velocidad parabólica en la superficie lunar es de 2,38 km/s, o en 4,6 veces menor que en la Tierra. Debido a su proximidad a la Tierra, pequeñas fuerza de gravedad y velocidad parabólica en la superficie, el alunizaje de una nave cósmica (y el despegue desde su superficie) puede ser efectuado con relativa facilidad. Por esto la Luna fue el primer cuerpo celeste natural en el que desembarcaron los astronautas (N. Armstrong y E. Aldrin en julio de 1969).

La relación entre la masa de la Luna y la de la Tierra (1/81,3) es muy grande en comparación con magnitudes análogas para los satélites de otros planetas. El siguiente puesto según el orden (si no se tiene en cuenta el sistema Plutón–Jarón, véase el § 141) lo ocupa el satélite de Neptuno Tritón, pero su masa ya es 700 veces menor que la del planeta. Por esto existen razones para considerar como un planeta doble el sistema Tierra–Luna. Otra de las particularidades de la Luna es su relativamente

En el § 79 se analizó en detalle la cuestión de la rotación de la Luna. Recordemos que el período de rotación de nuestro satélite alrededor de su eje es igual al período de su traslación alrededor de la Tierra, y solamente gracias a las libraciones la parte de la superficie lunar que se observe desde la Tierra excede un poco la mitad de toda la superficie de la Luna. La rotación de este tipo se denomina *sincrónica*.

Los detalles mayores de la superficie lunar, los "mares" y las grandes regiones montañosas, se ven incluso a simple vista. Con cualquier telescopio, anteojo o gemelos se pueden observar las formas peculiares del relieve lunar. Galileo fue el primero que contempló la Luna con el telescopio. Él fue precisamente quien llamó mares a las regiones obscuras, y esta denominación se conserva por tradición, aunque se sabe que los mares lunares no contienen agua.


Arzachel
Alfonso
Valle de Wright
Valle de Borda
Piccolomini
Altai
Mar del Nectar
Cirilio
Teofilo
Capella
Mar de la Abundancia
Messier
Mar de las Crísis
Proclo
Lago de los Sueños
Mar de la Tranquilidad
Rosse
Julio Cesar
Menelao
Montes Henis
Mar de la Serenidad
Autólico
Caúcaso
Alpes
Aristilo
Pitón
Apeninos



Luna. Vista en el telescopio.

La fig. 168 es un mapa de la superficie lunar, donde se indican las singularidades fundamentales del relieve lunar. Las amplias regiones claras de la superficie lunar, denominadas *continentes*, ocupan cerca del 60% del disco visible desde la Tierra. Éstas son regiones montañosas, accidentadas. El 40% restante de la superficie son los mares, regiones llanas. En el siglo XVII ellas fueron denominadas así: Mar de la Serenidad, Mar de las Lluvias, Mar de la Tranquilidad, Océano de las Tempestades, etc.

Los continentes están intersecados por las *cordilleras*. Estas últimas se disponen fundamentalmente a lo largo del "litoral" de los mares. Las cordilleras lunares se llaman con los nombres de las cadenas montañosas terrestres: Apeninos, Cáucaso, Alpes, Altai. La altura de las formaciones lunares puede ser determinada con gran exactitud: la sombra de una montaña de 10 m de altura tiene dimensiones distinguibles cerca del terminador. La altura mayor de las montañas lunares alcanza 9 km.

Una de las formas más características del relieve lunar son los *cráteres*. El cráter lunar consta del circo, dentro del cual se encuentra una planicie (el fondo), y en el centro de la planicie está el monticulo central, cuya altura generalmente es menor que la del circo. Los cráteres mayores tienen un diámetro de hasta 100 km. Algunos de estos nombres se indican en las figuras 154 y 169. El número de cráteres pequeños es muy grande.

Cerca del 40% de la superficie lunar, debido a la rotación sincrónica de nuestro satélite, permaneció inaccesible a las investigaciones hasta que la estación interplanetaria soviética "Luna-3" (1959) no efectuó la circunvalación de la Luna. Dicha estación por primera vez, fotografió la cara posterior (oculta) de la Luna.

Entre los detalles más notables de la cara oculta de la Luna merecen destacarse el Mar de Moscú, el Mar de los Ensueños, los cráteres de Tsiolkovski, Lobachevski, Lomonósov, Maxwell. Los mares situados en la cara posterior de la Luna tienen dimensiones mucho menores que los de la cara visible desde la Tierra y, además, son muy pocos. En 1965 y 1969 las estaciones interplanetarias soviéticas "Zond-3" y "Zond-7" repitieron la toma de fotografías de la cara oculta de la Luna. Las nuevas fotografías proporcionan considerablemente más detalles que las anteriores. Se confirmó que la cara oculta de la Luna tiene determinadas distinciones con respecto a la cara dirigida hacia la Tierra. En la parte posterior de la Luna las regiones bajas no son zonas obscuras, sino claras y, a diferencia de los mares habituales, se llamaron *thalassoeides* (en griego: semejantes a los mares). En la parte de la Luna visible desde la Tierra las depresiones están cubiertas de lava obscura; en la cara oculta, excepto en regiones aisladas, esto no tuvo lugar. La zona de los mares prosigue en la cara oculta con los thalassoeides. Algunas regiones obscuras pequeñas (semejantes a los mares habituales), halladas en la cara oculta, están situadas en el centro de los thatassoeides.

En abril de 1966 se puso en órbita el primer satélite artificial de la Luna en el mundo: el "Luna-10". Los satélites norteamericanos de la Luna, lanzados poco tiempo después (los "Lunar Orbiter"), realizaron la toma

sistemática de fotografías de la superficie lunar con un poder resolutivo de casi 200 m (los telescopios terrestres dan un poder resolutivo no mayor de 1 km). Los aparatos de la serie "Ranger", que realizaron un alunizaje violento, fotografiaron la superficie lunar al aproximarse a ella a la altura de algunos kilómetros.

El 31 de enero de 1966 se lanzó hacia la Luna la estación automática interplanetaria soviética "Luna-9", la cual, por primera vez en la historia de la humanidad, efectuó un alunizaje suave en el Océano de las Tempestades, al oeste de los cráteres de Mario y de Reyner. El 4 y 5 de febrero la estación transmitió a la Tierra la imagen del paisaje lunar en la región del descenso (fig. 170). Con este experimento comenzó la investigación sistemática de la superficie lunar con ayuda de las estaciones automáticas interplanetarias, que efectúan descensos suaves.

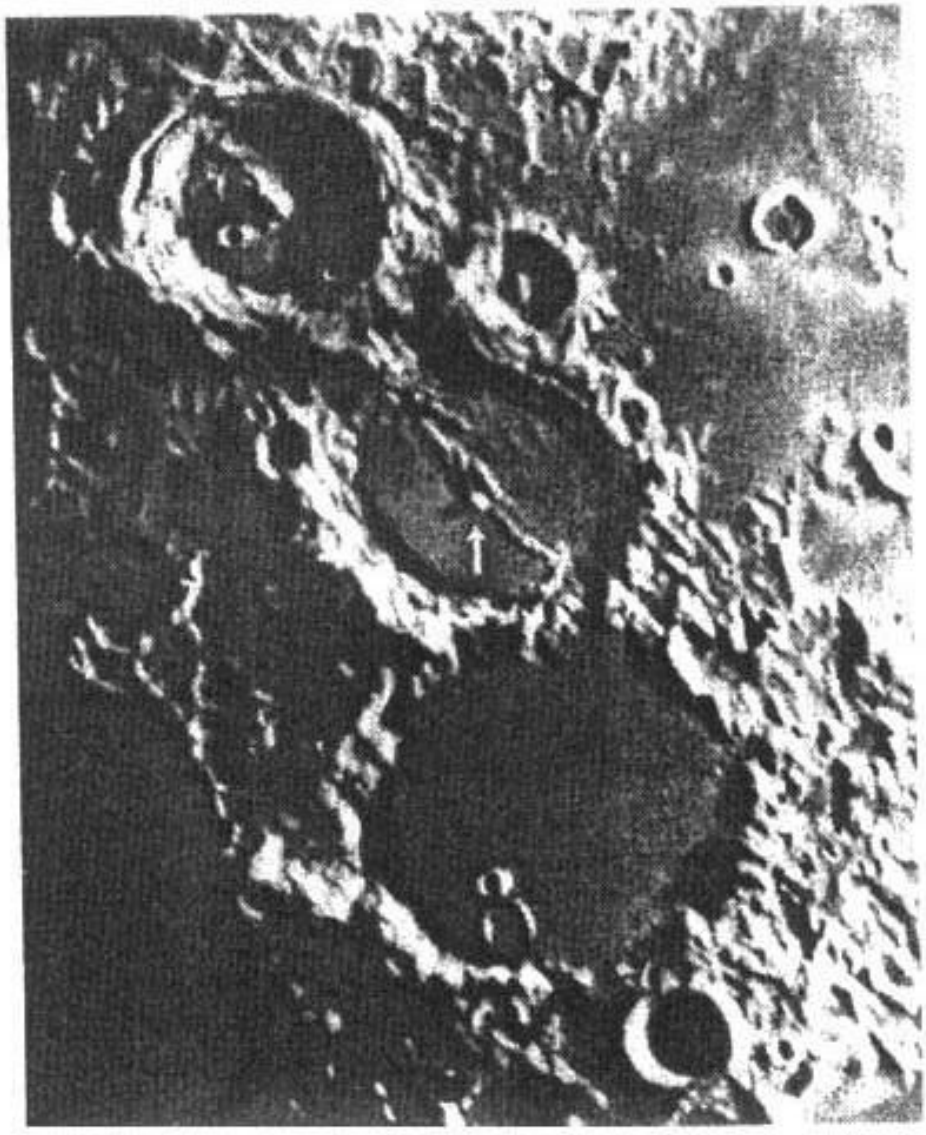


Fig. 169. El circo Tolomeo (abajo) y los cráteres Alfonso (en el centro) y Arzachel (arriba).

Con una flecha se señala el montículo central Alfonso, en cuya zona se descubrió la erupción de gas luminoso.

Los primeros conocimientos respecto al carácter de la superficie lunar se obtuvieron de las observaciones astronómicas. El ojo del observador percibe la Luna como un disco ligeramente amarillento y brillante. Esta impresión es falsa en ciertos aspectos: la capacidad o poder reflector de la Luna es muy pequeño. El albedo esférico de la Luna en los rayos visibles es solamente de 0,06.

El poder reflector de las regiones claras es superior en dos o tres veces al de las regiones obscuras. Las regiones más luminosas, como, por ejemplo, las acumulaciones de sustancia clara cerca de los cráteres radiales, reflejan aproximadamente el 20% de la luz incidente.

El poder espectral reflector, es decir, la dependencia entre el albedo y la longitud de onda para todas las partes de la superficie lunar, es casi igual,

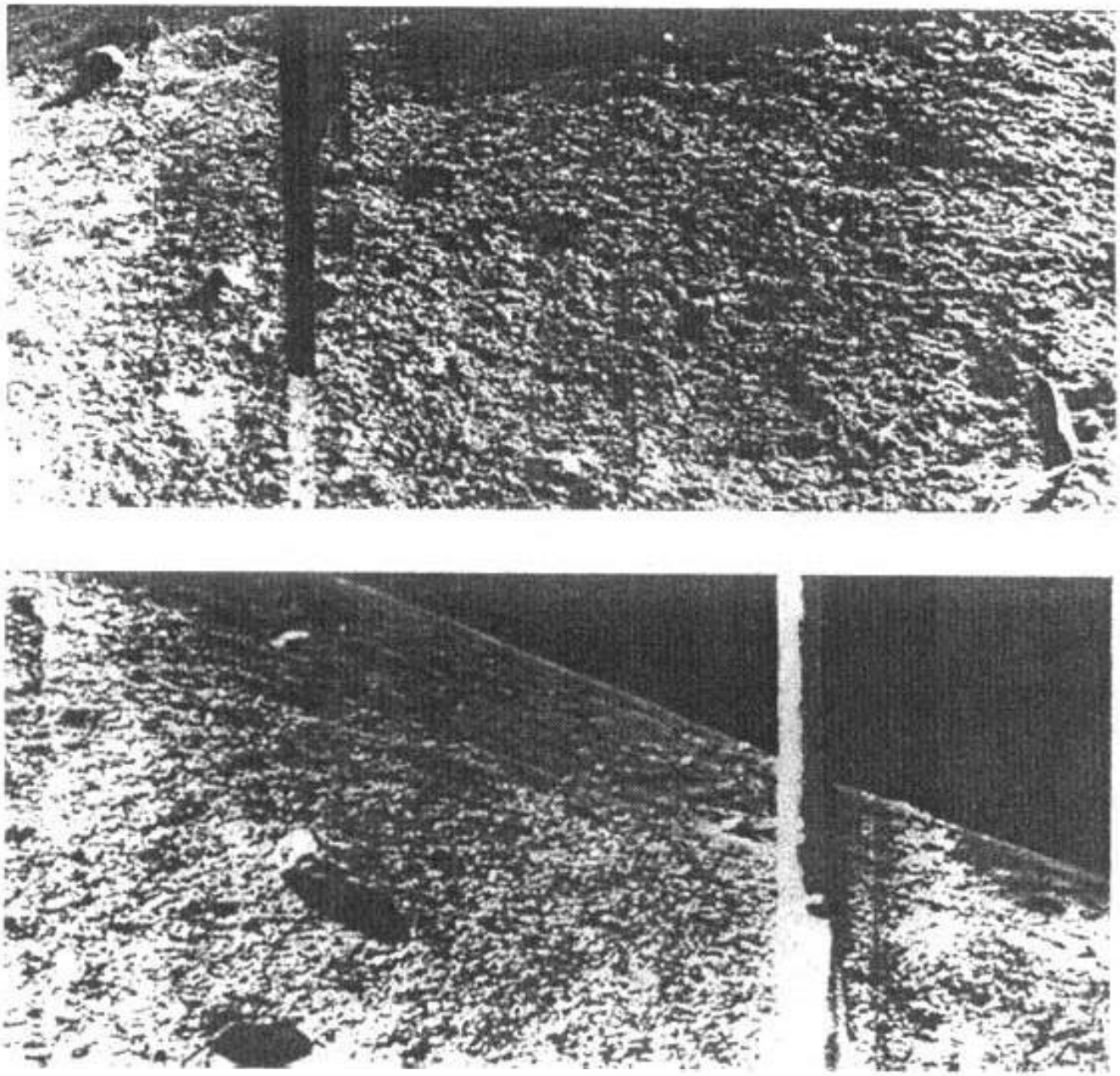


Fig. 170. Fotografía del paisaje lunar, transmitida por la estación "Luna-9" después del alunizaje suave.

y solamente se distinguen las magnitudes absolutas del coeficiente de reflexión. La radiación solar absorbida por la superficie lunar calienta a ésta, y la energía absorbida se vuelve a irradiar en la zona infrarroja (véase el § 133). Las mediciones de la radiación infrarroja de la Luna y las radioemisiones de ella demostraron lo siguiente:

1. En las horas diurnas la temperatura de la superficie de la Luna es a mediodía en el ecuador de casi 390 K.

2. En las horas nocturnas la temperatura de la superficie es muy baja, de 100–120 K.

3. La conductibilidad térmica es muy pequeña: ésta se aproxima mucho a la conductibilidad de la arena seca en el vacío. Las oscilaciones de la temperatura entre el día y la noche se suavizan ya a una profundidad de 10 cm.

Así, las observaciones astronómicas demostraron el carácter poroso del material de la superficie lunar. Esto fue confirmado por las investigaciones del suelo lunar, que al principio se realizaron con los aparatos cósmicos que efectuaron un alunizaje suave. Los datos más detallados del suelo lunar se obtuvieron después de traer sus muestras a la Tierra. Este servicio fue realizado por los equipajes de las naves cósmicas americanas "Apolo" y por las estaciones automáticas soviéticas "Luna-16", "Luna-20" y "Luna-24".

Las muestras del suelo lunar traídas a la Tierra, por su composición, se parecen a las rocas terrestres. Los mares están formados de basaltos, y los continentes son de anorthosites (roca silícica enriquecida por los óxidos de aluminio). Se encuentra un tipo especial de rocas, enriquecidas por el potasio y elementos de tierras raras.

La edad de las rocas lunares eruptivas es muy grande, su cristalización tuvo lugar hace cuatro mil millones de años, y las muestras más viejas tienen una edad de 4,5 mil millones de años. Algunas rocas lunares se cristalizaron antes que las rocas terrestres más viejas. El carácter de la superficie lunar (la existencia de partículas fundidas y pedazos de roca) testimonian acerca de un constante bombardeo meteorítico, pero la velocidad de la destrucción de la superficie por este bombardeo no es grande y se aproxima a 10^{-7} cm/año. Los aparatos cósmicos que quedaron en la Luna se conservarán en ella millones de años.

En el transcurso de muchos meses viajó por la Luna el "Lunojod-1" soviético, enviado con la estación "Luna-17" en noviembre de 1970. Se transmitieron una gran cantidad de fotografías panorámicas, se estudió la composición del suelo lunar a lo largo de la ruta, se efectuaron muchas otras investigaciones. Éste fue un laboratorio móvil muy perfecto. En enero de 1973 la estación "Luna-21" llevó a la Luna el "Lunojod-2" con programa análogo. La aplicación de medios exclusivamente automáticos diferencia el programa soviético de investigación de la Luna del programa americano, orientado a los vuelos de los astronautas. Las estaciones automáticas tienen una serie de ventajas: son más baratas, más ligeras que las habitadas, permiten realizar investigaciones más duraderas.

Los sismógrafos llevados a la Luna registraron muchos "lunomotos" pequeños, relacionados fundamentalmente, por lo visto, con las caídas de meteoritos. Sus datos no indican una actividad sísmica seria, pero la Luna, probablemente, no es un planeta geológicamente muerto. En la Luna se registraron fulguraciones brillantes ligadas, puede ser, con las erupciones de volcanes, e incluso se fotografió el espectro de una nube de gas, lanzada en la región del montículo central del cráter Alfonso (véase la fig. 169).

Sin embargo, es muy probable que la Luna no tenga un núcleo líquido. Esto muestra la ausencia de un campo magnético (en la Tierra éste es mantenido por las corrientes en el núcleo líquido). Ya en 1959 el magnetómetro instalado en el cohete cósmico soviético demostró que el campo magnético de la Luna no supera una diezmilésima parte del terrestre. Sin embargo, en la Luna existe una corteza de casi 60 km de espesor, un manto y un núcleo más denso (véase la fig. 152).

La mayoría de los cráteres son de origen meteorítico, y las formaciones volcánicas en la Luna son pocas. En ciertos casos jugó cierto papel la acción simultánea de ambos efectos, ya que la caída de un cuerpo grande puede alterar la resistencia de la corteza lunar y conducir a la formación de un volcán, a la irrupción de la lava, salida de gases, etc. De este modo, unas formaciones pueden ser de origen puramente volcánico, otras tener sólo carácter meteorítico, y las terceras resultar combinaciones.

El valor particular del estudio de la superficie de la Luna reside en que da información respecto a los procesos que transcurrieron durante los primeros miles de millones de años de la vida del Sistema Solar. Se considera que lo más probable es que la Luna se formó en la órbita circunterrestre como resultado del proceso de acreción de los cuerpos planetesimales (véase el § 180), al igual que la Tierra y los planetas del grupo terrestre. La acreción fue la primera etapa de la historia de la Luna y de los planetas del grupo terrestre. La corteza de anorthosite, por lo visto, es muy antigua. Ésta se formó inmediatamente después de la acreción, y se constituyó en la segunda etapa. La tercera etapa, probablemente, llegó a ser la época del volcanismo activo, cuando el manto de la Luna estaba en estado fundido y los derramamientos de lava trastornaban frecuentemente la joven corteza. La edad de los cráteres de choque más antiguos de la Luna es de casi 4 mil millones de años. Se supone que entonces tuvo lugar la última oleada potente de caída de planetesimales sobre la Luna (y sobre los planetas) y que ésta fue la cuarta etapa de su historia antigua. Durante la caída de los cuerpos más grandes se formaron las cavidades de los mares. Después sobrevino la quinta etapa, en la que tuvieron lugar las efusiones intensas de lava. Esta etapa terminó hace casi 3 mil millones de años, y luego comenzó la última y más larga etapa: la época de quietud. La intensidad de los bombardeos se debilitó considerablemente. Por esto los mares hasta la actualidad conservan una superficie relativamente plana.

§ 139. *Marte*

Marte, el cuarto planeta del grupo terrestre, es aproximadamente dos veces menor que la Tierra por sus dimensiones (su radio ecuatorial es de 3394 km) y de masa nueve veces inferior. La aceleración de la gravedad en la superficie del planeta es igual a 376 cm/s^2. El diámetro angular de Marte durante las oposiciones grandes es de 25″, y durante los afelios de 14″. En la superficie de Marte se observan detalles estables, hecho que permitió *determinar su período de rotación con gran exactitud*: $24^h37^m22^s,6$. El ecuador del planeta está inclinado respecto al plano de su órbita en 24°56′, casi como el de la Tierra. Por esto en Marte se observa un cambio de las estaciones del año, muy parecido al terrestre, con la única diferencia de que el verano en el hemisferio austral de Marte es más caluroso y corto que en el boreal, ya que comienza cerca del paso del planeta por su perihelio. El año marciano dura 687 días terrestres.

Fig. 171. Rotación de Marte (fotografía con filtro rojo). Se ven los mares y el casquete polar austral.

La superficie. En la superficie de Marte, con el telescopio se ven una multitud de detalles (fig. 171). Éstos se pueden clasificar de la siguiente manera:

1. Regiones claras, o *continentes*, que ocupan las 2/3 partes Éstas representan en sí campos homogéneos luminosos de color anaranjado-rojo.

2. *Los casquetes polares*: manchas blancas que se forman en otoño alrededor de los polos y desaparecen a principios del verano. Éstos son los detalles más patentes. A mediados del invierno los casquetes polares ocupan la superficie que va hasta los 50° de latitud. En el verano el casquete polar boreal desaparece por completo, y del austral se conserva un pequeño residuo. A través de los filtros azules de luz los casquetes polares se distinguen con mucho contraste.

3. *Regiones obscuras* (*o mares*), que ocupan la tercera parte del disco. Éstos se ven en el fondo de las regiones claras en forma de manchas, distintas por su magnitud y forma.

Las regiones obscuras, al igual que los casquetes polares, participan en el ciclo de los cambios periódicos estacionales. En invierno las regiones

obscuras tienen un contraste menor. En la primavera, a lo largo del límite del casquete polar, se forma un borde obscuro, y a su alrededor aumenta el contraste de las regiones obscuras. El obscurecimiento se propaga paulatinamente hacia el ecuador, abarcando nuevas y nuevas regiones. Muchos detalles que en el hemisferio dado no se distinguen en invierno se hacen bien visibles en verano. La ola de obscurecimiento se propaga aproximadamente a una velocidad de 30 km por día. En algunas zonas los cambios se repiten regularmente de año en año, mientras que en otras cada primavera transcurre de distinto modo. Además de los reiterados cambios estacionales repetidamente se observó la desaparición irreversible y la aparición de detalles obscuros (cambios seculares). Las regiones claras no participan en el ciclo estacional, pero pueden sufrir cambios seculares irreversibles. La naturaleza de los cambios estacionales de las regiones obscuras es desconocida. En el pasado se explicaban por el ciclo estacional de la vegetación, pero las búsquedas de sustancia orgánica y de microorganismos en la superficie de Marte (en 1976 por los aparatos cósmicos norteamericanos "Vikingo-1 y 2") no dieron resultados positivos. En la fig. 172 se muestra el panorama de la superficie de Marte, obtenida por el módulo de descenso del "Vikingo-1". Este panorama es el de un desierto sin vida.

Desde las naves orbitales norteamericanas "Mariner-9", "Vikingo-1 y 2" se obtuvieron una gran cantidad de fotografías de la superficie de Marte. Los aparatos cósmicos soviéticos "Marte-4 y 5" también fotografiaron este planeta. La región polar boreal del planeta está ocupada por una extensa depresión de 3–4 km de profundidad. En las latitudes medias se encuentran los bloques continentales, que se elevan en varios kilómetros (en la superficie de Marte las alturas se miden desde un nivel convencional, que corresponde a la presión atmosférica de 6,1 milibares).

Casi la mitad de la superficie del planeta son antiguas regiones de cráteres. Éstos son muchos, pero su cantidad por unidad de área es considerablemente menor que en la Luna y en Fobos. Los contornos de los cráteres tienen una forma más aplanada. Ello se explica por la actividad en Marte (puesto que tiene atmósfera) de procesos más fuertes de erosión, así como volcánicos y tectónicos.

En Marte hay montañas enormes de origen volcánico (cuya altura alcanza 25–28 km, véase la fig. 153), fracturas tectónicas (fig. 173), pero sin embargo no hay cordilleras. Los procesos tectónicos evidentemente actúan, pero mucho más débilmente que en la Tierra.

Existe una infinidad de manifestaciones de los diferentes procesos de erosión, regiones con relieve caótico (colinas y fosos situados desordenadamente), distintos géneros de canales, abiertos por la lava, por los glaciares o por las corrientes de agua líquida, depósitos eólicos, dunas (fig. 174), etc. Representan un interés especial los canales sinuosos (fig. 155), que probablemente sean lechos secos de ríos. Ahora es imposible que en la superficie de Marte exista agua líquida: ésta se evaporaría, pues la presión atmosférica es muy baja. Los lechos secos de los ríos indican el hecho de que

hace miles de millones de años el planeta Marte tenía una atmósfera más densa y agua líquida.

El suelo marciano es un material triturado (regolito), y en la superficie hay muchos bloques de piedra (véase la fig. 172).

Los casquetes polares son formaciones complejas. En ellos se pueden distinguir las partes estacional y constante. La parte estacional se compone de un condensado (CO_2 con una pequeña mezcla de H_2O), que se precipita en otoño y que en primavera se sublima y se "transvasa" al hemisferio opuesto. Pero, además, existe una parte constante del casquete polar, compuesta de hielo de H_2O. Para las regiones polares de Marte son típicos los depósitos estratificados, que constan de una gran cantidad de capas de hielo, separadas por intervalos de material en polvo.

La temperatura media de la superficie de Marte es de casi 200 K, y las oscilaciones diarias son muy grandes. En el ecuador por el día la temperatura alcanza 290 K, y por la noche desciende hasta 170 K. Semejante

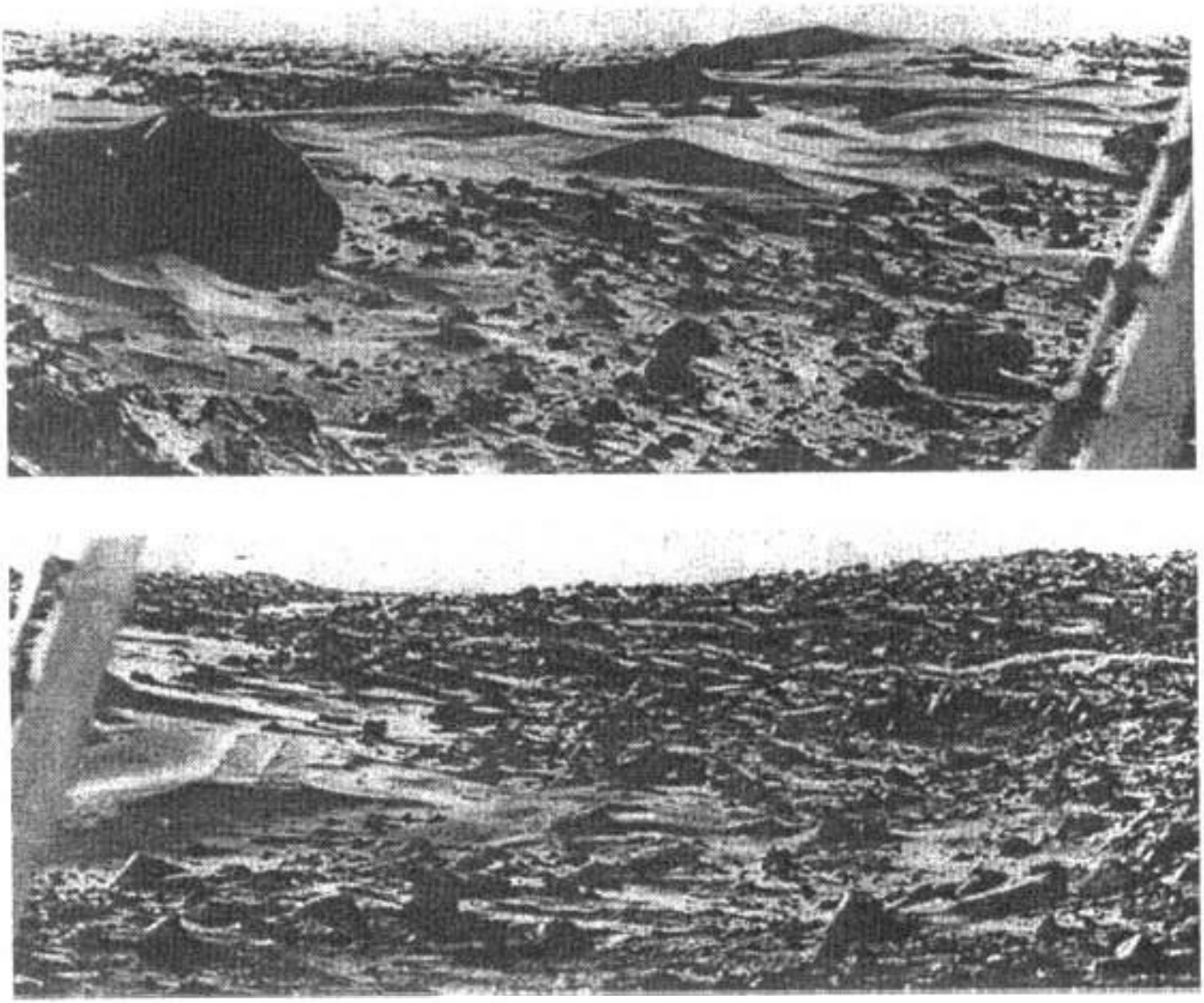
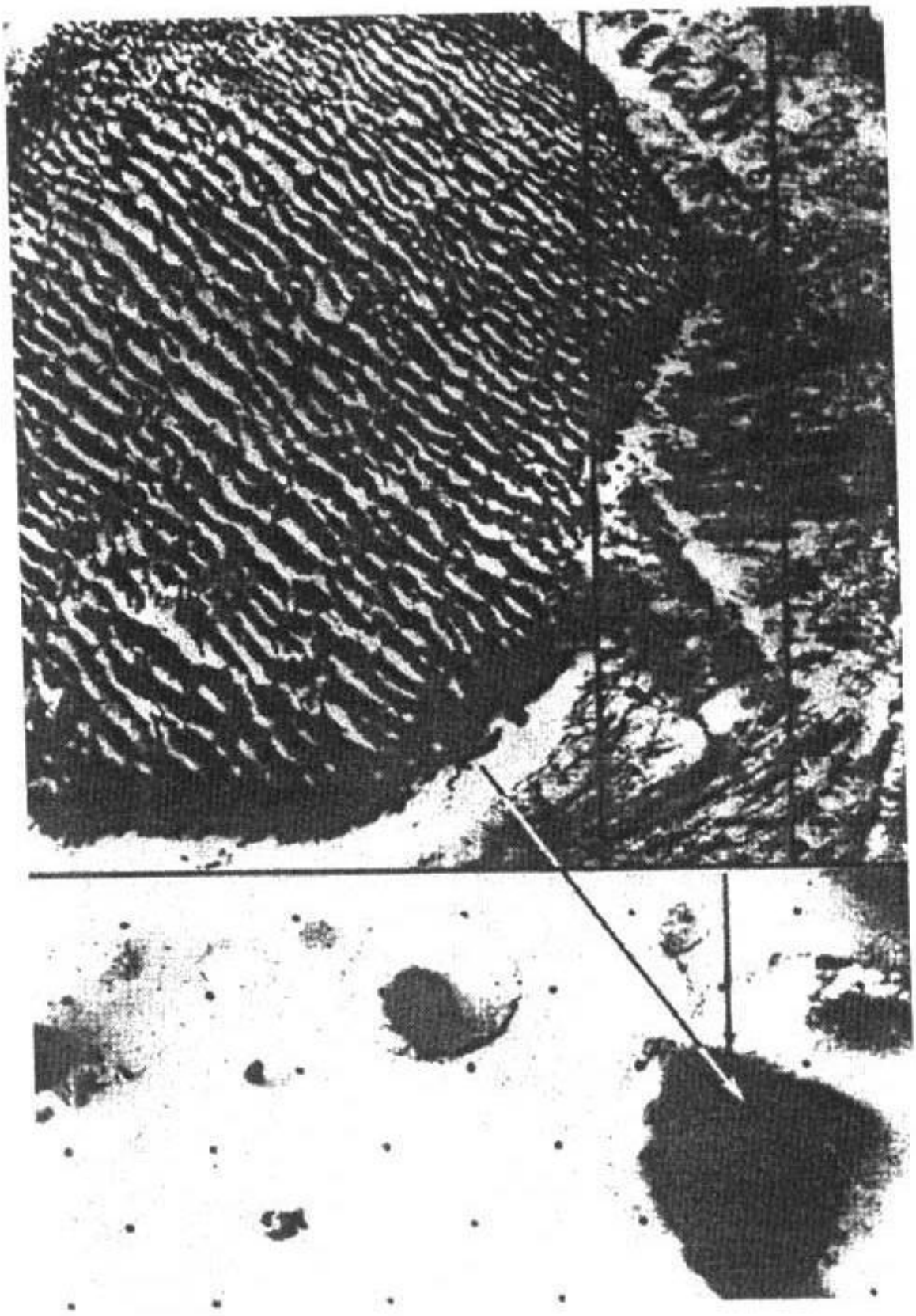


Fig. 172. Panorama de la superficie de Marte, transmitida por la cápsula recuperable "Vikingo-1". (Foto de la NASA).

salto diario tan grande, de hasta 120 K, se obtiene debido a la pequeña conductibilidad térmica del suelo (igual que en la Luna, véase el § 138). La temperatura mínima se registra en invierno, en la superficie de los casquetes polares (cerca de 145 K). El suelo marciano, por lo visto, contiene mucha congelación perpetua.

La atmósfera. Los componentes fundamentales de la atmósfera de Marte son el CO_2 y el N_2. Existen pequeñas impurezas de H_2O, CO y otras (véase la tabla 7). El contenido absoluto de isótopos no radiógenos (primarios) de gases inertes es inferior en dos órdenes al existente en la Tierra (recordaremos que en el caso de Venus es superior en dos órdenes). Si éstos se capturaron en la nebulosa protoplanetaria (véase el § 136) entonces la

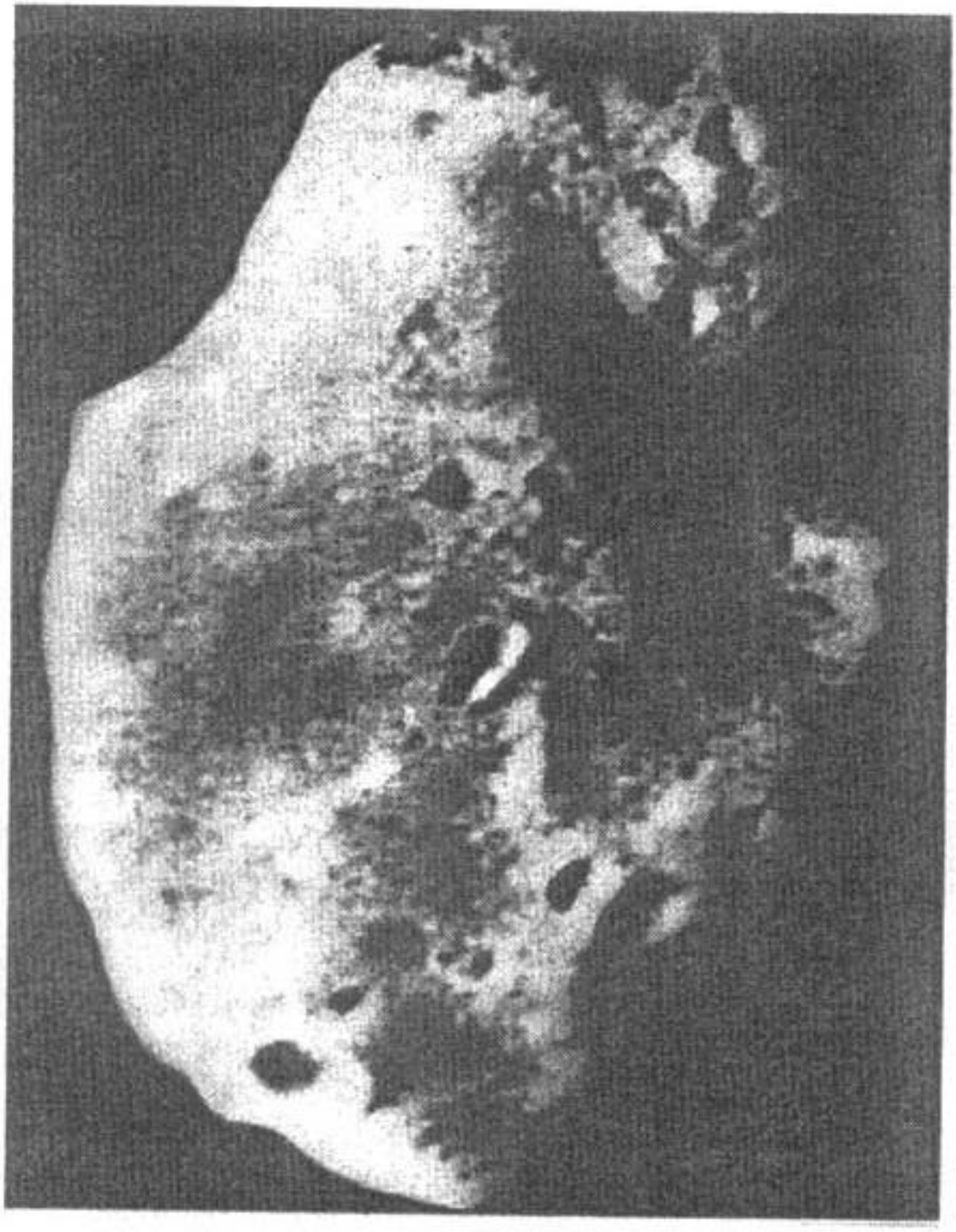
Anyo 173. Parte del sistema de cañones de Marineris Valles en Marte (mosaico de imágenes obtenidas desde la cápsula orbital "Vikingo-1", 1976). La profundidad del cañón en este lugar es de casi 2 km. Se ven los depósitos detríticos y los corrimientos del suelo. Arriba, a la derecha, un cráter volcánico semiderrumbado. (Foto de la NASA).



Ануо 174. Un campo de dunas de dimensión 35 × 50 km llena el fondo del cráter. La composición de la fotografía está realizada con una cámara de elevado poder resolutivo. Abajo, una fotografía con cámara de pequeño poder resolutivo ("Mariner-9", 1972, foto de la NASA).

eficacia de este proceso debe disminuir considerablemente al pasar de Venus a la Tierra y, después, a Marte.

La atmósfera de Marte es muy seca. Si se caracteriza la cantidad de vapor de agua por el espesor de la capa que se obtendría en la superficie durante la condensación, este espesor sería solamente de 10–20 micras. En la Tierra la magnitud análoga es de casi 1 cm. La capa de congelación perpetua, por lo visto, retiene la emanación de H_2O de las entrañas del planeta.



Ahyo 175. Fobos, el satélite de Marte, fotografiado a una distancia de 5000 km ("Mariner-9", 1972, foto de la NASA).

La presión atmosférica en la superficie de Marte es de casi 6 milibares. Existen oscilaciones estacionales patentes de la presión ($\sim 30\%$), relacionadas con el hecho de que las dimensiones de los casquetes estacionales polares, que constan de ácido carbónico condensado, no son iguales.

La velocidad del viento en la atmósfera de Marte, por lo común, no es grande: solamente de varios metros por segundo. Pero a veces la velocidad alcanza 40–50 m/s, y entonces el viento puede levantar las partículas pulverulentas de la superficie. En este caso surgen nubes de polvo, que a veces ocultan todo el planeta. También en la Tierra hay tormentas y nubes de polvo, pero los tamaños de estos fenómenos no son grandes. Las tormentas globales de polvo es un fenómeno específico marciano. Éstas pueden durar varios meses. En Marte existen también nubes de condensado, compuestas de partículas de hielo H_2O o de CO_2.

La atmósfera superior de Marte es relativamente fría ($T \simeq 300$ K en la termosfera; véase la fig. 156). La causa, al igual que en Venus, es el enfriamiento por la emisión de moléculas de CO_2. Existe una ionosfera con un máximo principal a la altura de unos 150 km. La concentración electrónica es de 10^5 cm^{-3} por el día y de 10^4 cm^{-3} por la noche, menor que en Venus, lo que se explica por un mayor alejamiento del Sol.

Sobre la base de las mediciones del campo magnético, realizadas por los aparatos orbitales soviéticos "Marte-2, 3, 5", se formuló la hipótesis de que el planeta tiene un campo magnético propio, aunque muy débil (aproximadamente 10^{-3} del terrestre). Si ésta es justa Marte tendría, probablemente, un pequeño núcleo líquido.

Marte tiene dos satélites (Fobos y Deimos), que fueron descubiertos en 1877 por el astrónomo americano Hall. Ambos están muy cerca del planeta y son débiles ($+11^m,5$ y $+12^m,5$), por lo que es difícil observarlos. Fobos (fig. 175) se encuentra a una distancia del centro de éste de 2,77 radios del planeta, y su período de revolución es de $7^h39^m14^s$, es decir, es considerablemente menor que el período de revolución de Marte. Como resultado Fobos sale por el occidente, aunque la dirección de su traslación es directa. Deimos se traslada a una distancia media de 6,96 radios del planeta, con un período de $30^h17^m55^s$. La superficie de los satélites está mucho más cubierta de cráteres que la marciana, lo que se debe a la carencia de erosión atmosférica. Ambos satélites tienen forma irregular. Las dimensiones de Fobos son de casi 22–25 km de diámetro. Las de Deimos: cerca de 13 km.

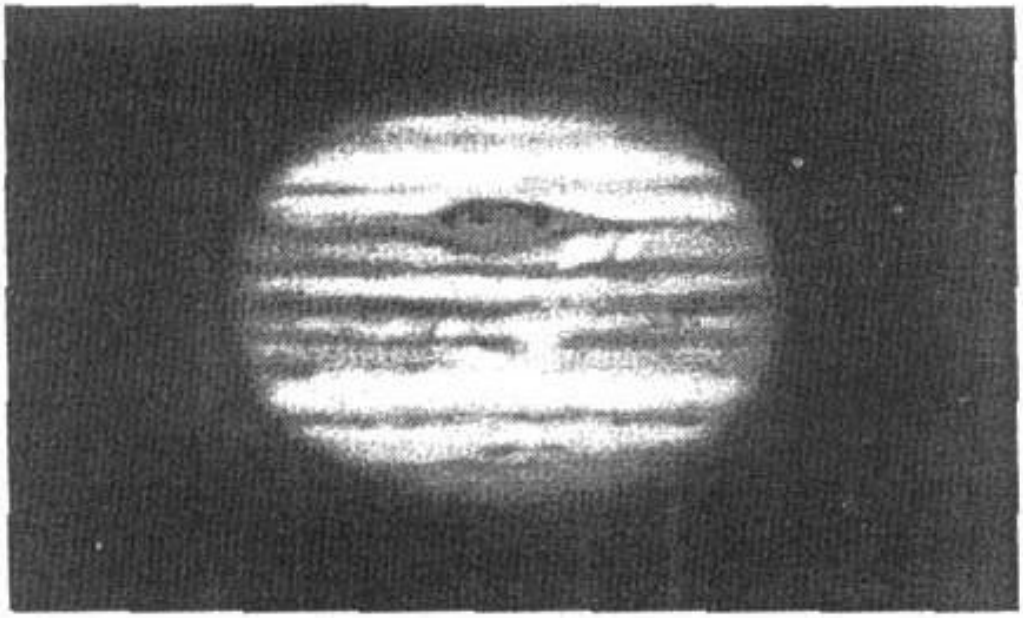
§ 140. *Los planetas gigantes*

Los dos pares de planetas gigantes, Júpiter y Saturno, Urano y Neptuno, se diferencian considerablemente entre sí. Júpiter y Saturno son de mayores dimensiones y de menor densidad.

Júpiter es el planeta más grande del Sistema Solar. Su masa supera la terrestre en 318 veces y es aproximadamente igual a 1/1050 parte de la masa del Sol. El radio ecuatorial de Júpiter es igual a 71 400 km (11,2 veces mayor que el terrestre). El radio polar es bastante menor que el ecuatorial e igual

a 66 900 km, es decir, el achatamiento del planeta es grande ($\varepsilon = 1/16$). La aceleración gravitacional es de unos 2500 cm/s^2. La densidad media, de 1,3 g/cm^3.

El diámetro angular de Júpiter es de casi 40″. En el disco se ve una gran cantidad de detalles (fig. 176), pero entre ellos no hay ninguno que sea constante. Existe cierto número de detalles que se observan durante siglos, pero su posición y aspecto varían. Esto significa que la superficie visible de Júpiter es una capa de nubes. Los detalles más visibles son las *fajas* o *bandas de color rojo oscuro, extendidas en dirección paralela al ecuador. Los*



Anyo 176. Fotografía de Júpiter en rayos azules, obtenida con el telescopio del Observatorio de Nuevo Méjico. Se ven la Mancha Roja, las fajas y zonas.

intervalos claros entre éstas se denominan *zonas*. Las zonas y las fajas se dividen en manchas aisladas de diferentes aspecto y forma. En 1878 en la latitud de $-20°$ se descubrió una formación que más tarde se llamó la Mancha Roja Grande, y que ocupa 30° de longitud. En lo sucesivo la intensidad de esta mancha disminuyó, después aumentó un poco, pero siempre permaneció siendo más débil que en el momento de su descubrimiento. Esta mancha ahora también se puede ver, y el estudio de los viejos esbozos demuestra que ya en el siglo XVII la observaban sin prestarle una atención especial.

El período de rotación, determinado por el movimiento de los detalles situados en diferentes latitudes, resulta ser distinto, de manera análoga a la *que tiene lugar en el Sol. El período de rotación aumenta con el incremento* de la latitud.

Debido a la distinta velocidad de rotación en las diferentes latitudes, para *indicar la posición de unos u otros detalles, en Júpiter, se utilizan dos* sistemas de longitudes: el sistema I de longitudes, con el período de rotación $9^h50^m40^s$ para las regiones ecuatoriales, y el sistema II de longitudes, con el período de $9^h55^m40^s$ para las latitudes medias. *El sistema II* de longitudes

corresponde a la velocidad media de rotación de la Mancha Roja, pero la velocidad real de rotación de esta mancha no es constante, y en el sistema II sufre desplazamientos seculares de carácter irregular.

La estructura rayada del disco de Júpiter es el resultado de la dirección preferiblemente zonal (es decir, orientada a lo largo de los paralelos) del viento en su atmósfera. El mecanismo que pone en acción la circulación general en Júpiter es igual al de la Tierra (véase el § 137): la diferencia de las cantidades de calor que recibe del Sol en los polos y en el ecuador, provoca el surgimiento de flujos hidrodinámicos, desviados en la dirección zonal por la fuerza de Coriolis. Durante una rotación tan rápida como la de Júpiter las líneas de corriente son prácticamente paralelas al ecuador. El cuadro se complica por los movimientos convectivos, que son más intensos en los límites entre los flujos hidrodinámicos por tener éstos distinta velocidad. Los movimientos convectivos arrojan hacia arriba una sustancia coloreada, cuya presencia explica el color ligeramente rojizo de Júpiter. En la zona de las fajas obscuras los movimientos convectivos son más fuertes, y este hecho explica su matiz más intenso.

Al igual que en la atmósfera terrestre, en Júpiter se pueden originar ciclones. Las valoraciones demuestran que los grandes ciclones formados en la atmósfera de Júpiter pueden ser muy estables (el tiempo de existencia es de hasta 10^5 años). Posiblemente la Mancha Roja Grande es un ejemplo de semejante ciclón. Las imágenes de Júpiter, obtenidas con ayuda de instrumentos instalados en las naves cósmicas, demostraron que la Mancha Roja Grande no es la única formación de este tipo: existen varias manchas rojas estables de menores dimensiones.

Los componentes principales de la atmósfera son el hidrógeno molecular H_2 y el He. Existe una multitud de componentes pequeños (metano, amoníaco y otros; véase la tabla 7). Por lo visto la composición elemental de la atmósfera (y de todo el planeta en su conjunto) no se diferencia de la composición solar.

La presión total en el límite superior de la capa de nubes es de casi 0,5 atm. La capa de nubes tiene una estructura complicada. Su parte superior se compone de cristales de amoníaco NH_3, y por debajo deben estar situadas las nubes de cristales de hielo y de gotas de agua.

La estructura vertical de la atmósfera se indica en la fig. 156. Al nivel de 0,15 atm existe un profundo mínimo, por encima del cual la temperatura aumenta. Por encima del nivel 10^{-3} atm el perfil de la temperatura se conoce poco. Posiblemente existe un tramo aproximadamente isotérmico, sobre el que la temperatura crece, alcanzando en la ionosfera varios miles de grados.

Desde las estaciones automáticas interplanetarias "Voyager-1 y 2" en la parte nocturna de Júpiter se observaron regiones luminosas. Algunas de ellas se interpretan como regiones tormentosas, otras como auroras polares.

La temperatura efectiva T_e medida es igual a 130 K. El albedo esférico de Júpiter $A_s = 0{,}50$. Si introducimos estos valores en la fórmula (10.4) resulta

ser que para su concordancia hay que tomar la magnitud

$$\varepsilon \simeq \frac{1}{4}(1 - A_s)E_0,$$

es decir, el flujo total del calor interno es aproximadamente igual al flujo obtenido del Sol. En este sentido (por el flujo grande de calor interno) Júpiter se parece más a las estrellas que a los planetas del grupo terrestre. No obstante, la fuente de energía interna de Júpiter no está dada, por supuesto, por las reacciones nucleares. Por lo visto, se irradia la reserva de energía acumulada durante la contracción gravitacional del planeta (en el proceso de formación del planeta de la nebulosidad protoplanetaria, la energía gravitacional del pólvo y del gas, que forman el planeta, debe convertirse en energía cinética, y después en energía térmica).

La existencia de un flujo grande de calor interno significa que la temperatura aumenta bastante rápidamente con la profundidad. De acuerdo a los modelos teóricos más probables ésta alcanza 400 K a la profundidad de 100 km por debajo del nivel del límite superior de las nubes, y a la profundidad de 500 km es de casi 1200 K. En la fig. 152 se muestra el esquema de la estructura interna del planeta. La atmósfera de hidrógeno-helio, a la profundidad de casi 1000 km, se convierte suavemente en una capa gaseosa-líquida más densa (ambos gases se encuentran en estado supercrítico), y a una profundidad aún mayor se tiene la zona del hidrógeno metálico.

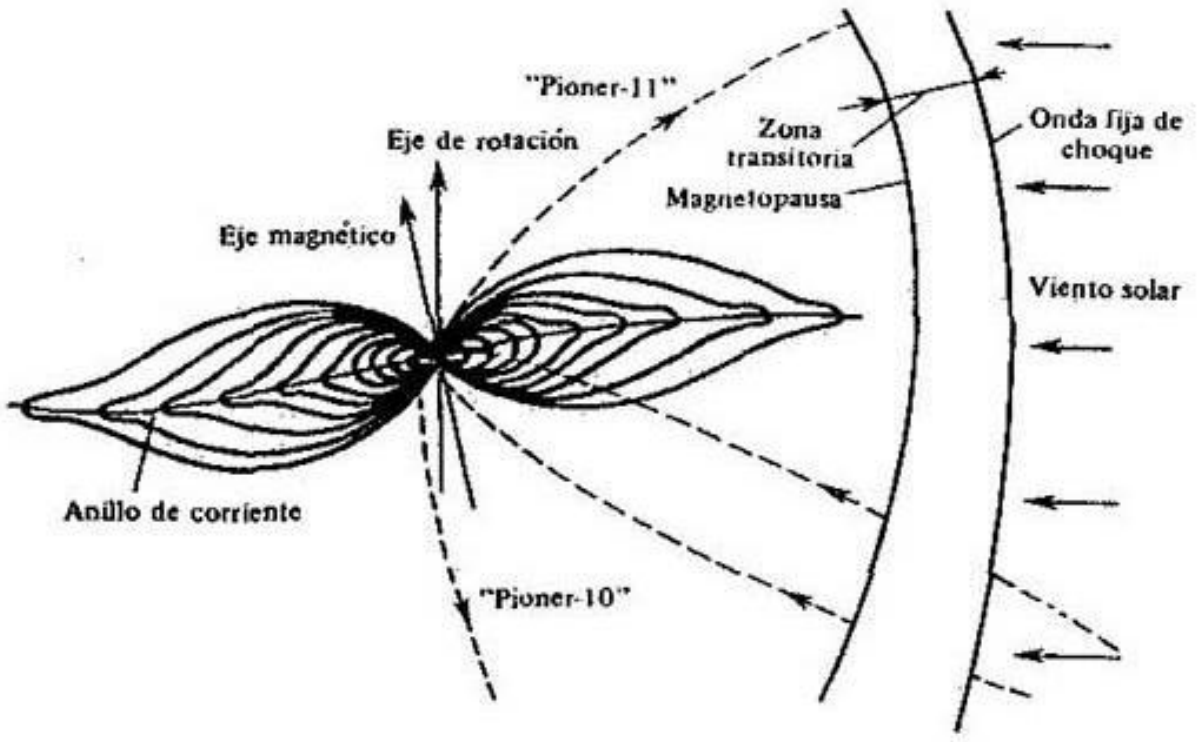


Fig. 177. Esquema de la magnetosfera de Júpiter. La distancia de Júpiter hasta la magnetopausa es de 50–100 radios del planeta.

En las entrañas líquidas de Júpiter las corrientes generan un potente campo magnético: de unos 10 Oe cerca de la superficie visible del planeta. En la fig. 177 se brinda el esquema de la magnetosfera de Júpiter, construido según los datos de la estación automática interplanetaria americana "Voyager-1". Sus dimensiones superan en varias centenas de veces las del propio planeta. Los electrones y protones de alta energía, al ser capturados en el campo magnético de Júpiter, forman cinturones de radiación parecidos a los terrestres, pero que por su dimensión superan considerablemente a estos últimos. Muchos años antes de los vuelos cósmicos hacia Júpiter estos cinturones fueron descubiertos por su radiación. Los electrones enérgicos pierden en el campo magnético su energía en forma de radiación.

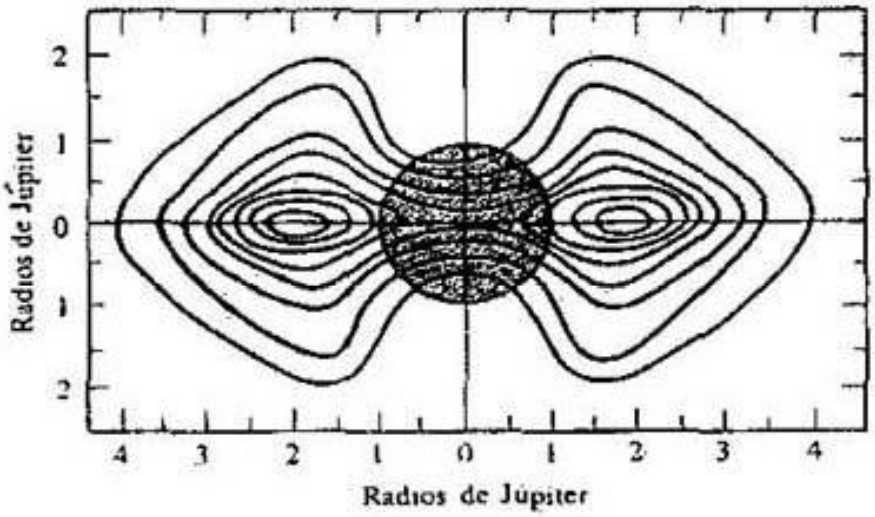


Fig. 178. Radioimagen de Júpiter en la longitud de onda de 10,4 cm.

A esta radiación se la denomina de *frenado magnético*, y en el caso particular de las energías relativistas, se llama sincrotrónica. Éste es el mismo mecanismo que actúa en otras muchas fuentes cósmicas de radioemisión, incluyendo también la nebulosa del Cangrejo (véase el § 159). La radioemisión sincrotrónica de los cinturones de radiación de Júpiter se observó en longitudes de onda desde 3 hasta 70 cm. Con ayuda de los radiointerferómetros se obtuvo la imagen en estas longitudes de ondas, que muestra una configuración de "rosquilla" (fig. 178), muy típica para los cinturones de radiación.

Júpiter es una de las fuentes cósmicas más potentes en el diapasón decamétrico ($\lambda > 10$ m) de radioemisión. Ésta tiene carácter esporádico, es decir, se compone de saltos aislados de diferente intensidad. En la manifestación de los sobresaltos radioeléctricos de corta duración se observa una periodicidad determinada. El período de rotación, calculado por las observaciones de la radioemisión esporádica, es igual a $9^h55^m29^s,4$. Él se aproxima al período del sistema II, pero se diferencia de él con notoriedad. La radioemisión esporádica de Júpiter en frecuencias mayores de 35 MHz

($\lambda = 9$ m) no se observa, pero en la frecuencia de 27 MHz ya tiene gran intensidad.

Hasta ahora, no se ha descubierto la naturaleza de la radioemisión esporádica de Júpiter. Se formuló la hipótesis de que su fuente podrían ser las potentes descargas tormentosas; sin embargo, el espectro de la radioemisión de las descargas tormentosas terrestres no es interrumpido bruscamente por las altas frecuencias. En calidad de mecanismo de generación se proponen las oscilaciones plasmáticas en la ionosfera de Júpiter (análogamente a la radioemisión esporádica del Sol), pero no está claro cómo éstas se excitan y por qué las fuentes están localizadas en longitudes determinadas.

Júpiter tiene 15 satélites y un anillo fino (véase el § 141 y la tabla 3 de los Anexos).

Saturno (fig. 179) está situado aproximadamente dos veces más lejos del Sol que Júpiter, y se traslada alrededor del Sol con un período de 29,5 años. El radio ecuatorial de Saturno es igual a 60 240 km, su masa es 95 veces superior a la terrestre, y la aceleración de la fuerza de gravedad en el ecua-

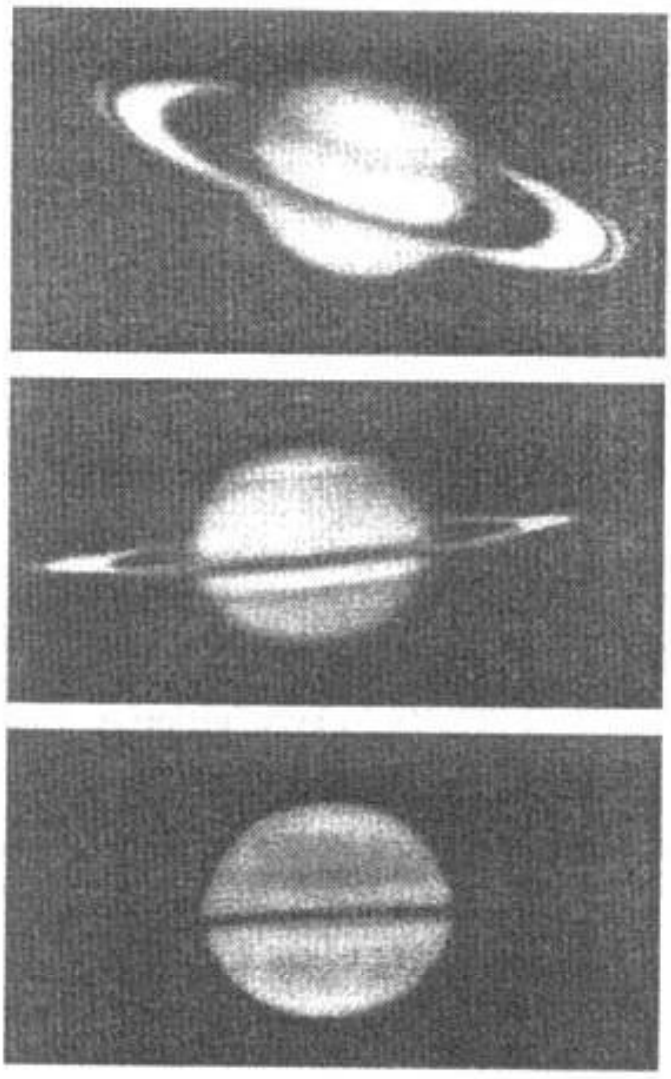


Fig. 179. Saturno y sus anillos.

dor es de 1100 cm/s^2. Saturno tiene un achatamiento perceptible del disco, igual a $^1/_{10}$, es decir, mayor que el de Júpiter. El período de rotación en el ecuador es igual a 10^h14^m y, al igual que en Júpiter, aumenta con el incremento de la latitud. En el disco de Saturno también se pueden distinguir fajas, zonas y otras formaciones más finas, pero el contraste de los detalles es considerablemente menor que en Júpiter, y en su conjunto el disco de Saturno es mucho más pobre en detalles.

Mediante investigaciones espectroscópicas se descubrieron en la atmósfera de Saturno hidrógeno H_2, metano CH_4, acetileno C_2H_2, etano C_2H_6. Su composición elemental, por lo visto, no se diferencia de la solar, es decir, el planeta se compone en un 99% de hidrógeno y helio. Por su estructura interna Saturno se parece a Júpiter (fig. 152).

Las observaciones infrarrojas demuestran que la temperatura en Saturno es de unos 95 K. Al igual que en Júpiter, más de la mitad de la energía irradiada está determinada por el flujo del calor interno.

Saturno tiene un campo magnético (aproximadamente de 0,5 Oe en la superficie visible) y cinturones de radiación. Este planeta posee un sistema de anillos muy bonito (véase la fig. 184) y 17 satélites (véase el § 141 y la tabla 3 de los Anexos).

Urano y Neptuno. Todos los planetas antes estudiados por nosotros se observan en el cielo a simple vista y se cuentan entre los objetos más brillantes. Urano solamente se ve con ayuda del telescopio (su magnitud estelar es de $5^m,8$) y tiene el aspecto de un pequeño disco verdoso con diámetro de casi 4". El semieje mayor de la órbita del planeta es aproximadamente igual a 19,2 u. a., y su periodo de traslación alrededor del Sol es de 84 años. La masa de Urano es en 14,6 veces superior a la terrestre, su radio es de 24 300 km. Urano tiene un achatamiento patente ($^1/_{17}$). En el disco de Urano los detalles no se distinguen de manera segura, pero se observan oscilaciones periódicas del brillo. Por estas oscilaciones y por el efecto Doppler se determinó el período de rotación alrededor de su eje, igual a 10^h49^m. También se logró establecer la posición del eje de rotación del planeta, resultando ser que el ecuador de Urano está inclinado respecto al plano de su órbita en 82°, y que la dirección de rotación es inversa. Urano tiene cinco satélites. Los planos de sus órbitas son también casi perpendiculares al plano de la órbita del planeta y se mueven en la dirección de la rotación de éste.

El diámetro angular de Neptuno es de casi 2",4, su radio lineal es igual a 25 050 km, y la masa es de 17,2 masas de la Tierra. El semieje mayor de la órbita del planeta es aproximadamente igual a 30,1 u. a., siendo el período de traslación alrededor del Sol casi igual a 165 años. El período de rotación fue determinado espectroscópicamente y es de $15^h,8 \pm 1^h$. La dirección de la rotación es directa. Uno de los dos satélites de Neptuno, Tritón, pertenece al grupo de los mayores en el Sistema Solar (su radio es de 2000 km) y se mueve alrededor del planeta en dirección inversa.

Como resultado de las investigaciones espectroscópicas en los espectros de Urano y Neptuno se encontraron hidrógeno H_2 y metano CH_4. La den-

sidad media de Urano es de 1,6 g/cm^3, y la de Neptuno es de 1,7 g/cm^3: mayor que en Júpiter y Saturno, pero las dimensiones de estos planetas son menores. Por lo visto, estos planetas contienen más elementos pesados.

§ 141. *Sistema Plutón–Jarón. Satélites de los planetas gigantes. Anillos*

Plutón y Jarón. Plutón se traslada alrededor del Sol a una distancia media de 39,4 u.a. por una órbita de gran excentricidad ($e = 0{,}249$), siendo ésta tan grande que a veces resulta estar el planeta más cerca del Sol que Neptuno. La inclinación de la órbita ($i = 17°$) es también muy grande, y Plutón sale fuera de los límites del cinturón de constelaciones zodiacales. La masa de Plutón es de casi 0,002 de la masa de la Tierra, y su radio no se conoce exactamente. Según las últimas estimaciones éste es de unos 1500 km. Probablemente Plutón sea el planeta más pequeño del Sistema Solar. Se supone que su densidad media se aproxima a 1 g/cm^3. Puede ser que Plutón esté compuesto fundamentalmente de hielo y que tenga una atmósfera enrarecida de metano. La magnitud estelar del planeta es de 15^m. Su satélite Jarón, descubierto hace poco (1978), solamente es más débil en 2^m. Por consiguiente, sus dimensiones solamente son 2,5 veces menores que las del propio Plutón, y la masa en 10–20 veces menor. El período de traslación de Jarón es de $6^d{,}4$, su distancia hasta Plutón es de 17 000 km, y la inclinación de la órbita es de 55°.

Satélites de los planetas gigantes. Los sistemas de satélites situados cerca de los planetas gigantes son muy semejantes al propio Sistema Solar. Las órbitas de muchos satélites casi coinciden con el plano del ecuador del planeta central, lo que es un buen argumento en favor de la formación conjunta de ambos. No obstante, algunos satélites de dimensiones pequeñas tienen inclinaciones grandes de sus órbitas y dirección inversa de traslación. Éstos, por lo visto, son antiguos asteroides que cambiaron sus órbitas y fueron capturados por los planetas gigantes.

Uno de los satélites mayores es Titán. Él tiene una atmósfera densa (de casi 1 atm en la superficie), compuesta principalmente de nitrógeno. Se han descubierto también otros componentes menores, incluyendo el metano CH_4 y el ácido cianhídrico HCN. La molécula de HCN, probablemente, es una de las participantes más importantes de la síntesis prebiológica, pero la vida en la superficie de Titán es imposible, ya que la temperatura media en ella es de unos 92 K.

Cada uno de los cuatro satélites de Júpiter, descubiertos por Galileo, es un mundo peculiar, absolutamente desconocido hasta poco tiempo. Algunos de ellos, por sus dimensiones, son algo mayores que la Luna, otros son un poco menores. La superficie de Io (fig. 180) es de un color insólito amarillento-rojo y, por lo visto, en parte considerable está cubierta de azufre. El aspecto de la superficie atestigua acerca de la actividad agitada de las entrañas. Durante el vuelo de "Voyager-1" y "Voyager-2" a través del sistema de Júpiter, en Io se descubrieron volcanes activos (fig. 181). El

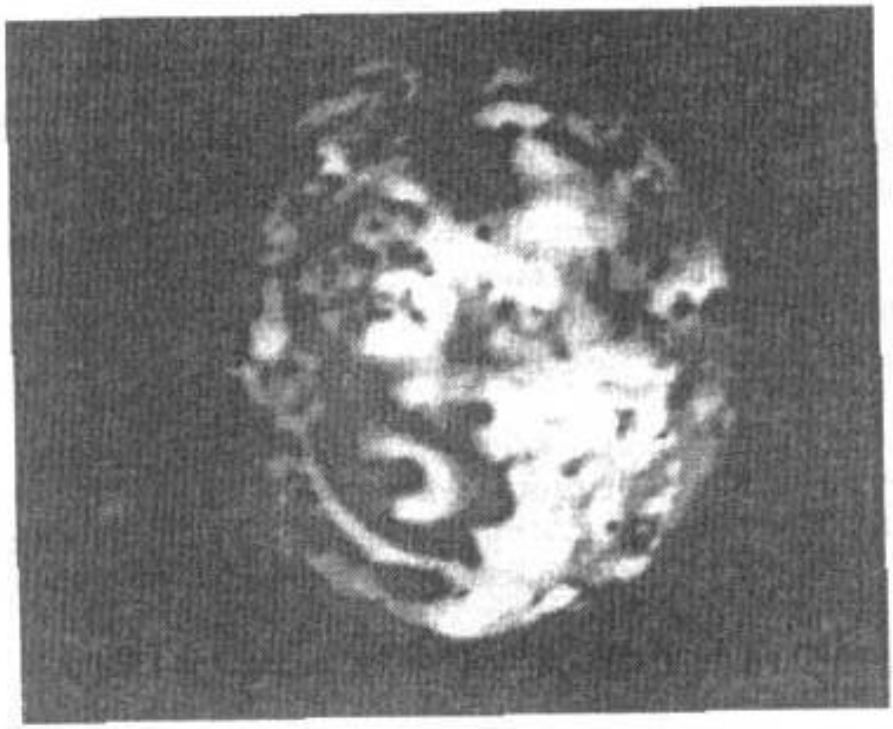


Fig. 180. Io, uno de los satélites de Júpiter (foto de la NASA, desde el "Voyager-1", 1979).

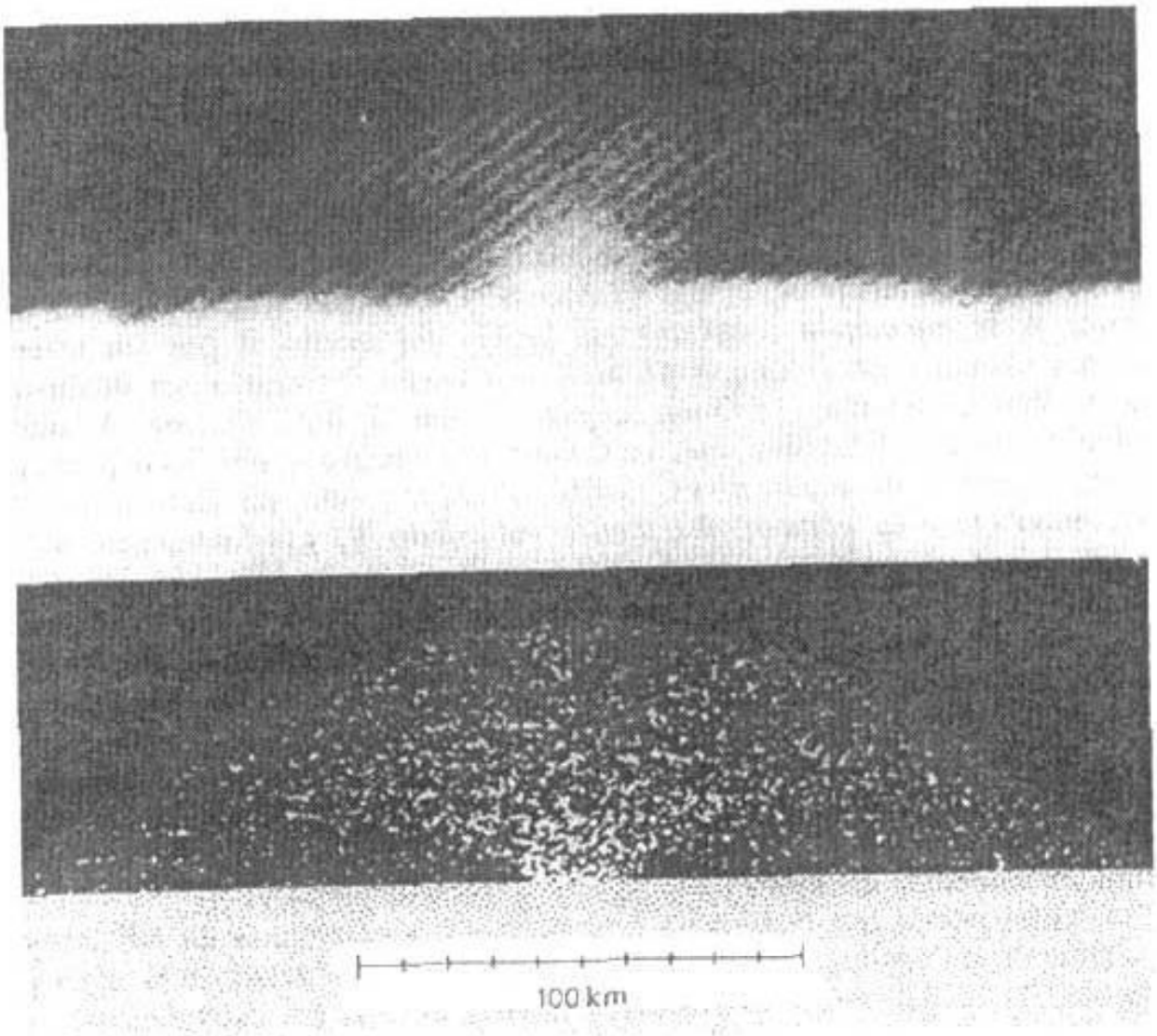


Fig. 181. Erupción de un volcán en Io ("Voyager-1", foto de la NASA).

satélite tiene una atmósfera enrarecida, pero su composición no se conoce detalladamente. Uno de sus componentes es el bióxido de azufre SO_2. La temperatura media de la superficie de Io es de unos 150 K, pero en algunas regiones ésta es considerablemente mayor. Se propusieron dos hipótesis respecto a las posibles fuentes de energía que mantienen el volcanismo en Io: 1) los potentes flujos, determinados por el campo gravitacional de Júpiter, 2) las corrientes eléctricas, que surgen durante el movimiento de Io en el campo magnético del planeta.

Los otros tres satélites grandes de Júpiter, por lo visto, tienen una corteza de hielo. La superficie de ellos está cubierta por una multitud de cráteres de choque. El rasgo distintivo de Europa es la red caprichosa de finos detalles entrelazados que, posiblemente, sea una grieta en la corteza de hielo (fig. 182).

Los cráteres de choque cubren la superficie de los satélites de Saturno, como son Dione (fig. 183), Rea, Tetis, Mimas y Japeto, cuyas imágenes se obtuvieron durante el vuelo de los "Voyager-1 y 2" a través del sistema de Saturno en 1980–1981.

Los anillos. *Los anillos* de Saturno es uno de los objetos más bonitos que se pueden observar en el telescopio. Por primera vez los vió Galileo en 1610, no pudiendo establecer el aspecto real de la formación descubierta por él. Esto lo hizo Huyghens en 1655, que descubrió que aquella era un anillo plano, concéntrico con el cuerpo del planeta, por no junto a éste. Ahora se sabe que el "anillo" es en sí un sistema de muchos centenares de anillos concéntricos. Durante las observaciones desde la Tierra los anillos se mezclan, pudiendo distinguir solamente varias gradaciones, generalmente tres: el anillo exterior A, el del medio B y el anillo interior C. El anillo exterior A se encuentra separado del anillo del medio B por un intervalo brusco y obscuro, denominado *división de Cassini*. El anillo del medio es el más brillante, estando también separado del anillo interior A por un intervalo obscuro. El anillo interno C, que es obscuro y semitransparente, se denomina anillo *de crespón*. El borde de este anillo de Saturno, por su parte interior, está considerablemente esfumado y, gradualmente, se desvanece.

Las fotografías obtenidas por los Voyagers (fig. 184) demuestran muchos detalles sorprendentes que hasta el momento no encuentran explicación, por ejemplo, los rayos radiales, los entrelazamientos, los nudos (fig. 185). Los anillos se componen de una enorme cantidad de partículas que se encuentran en movimiento orbital alrededor del planeta. El espectro de reflexión de los anillos en la zona infrarroja cercana contiene bandas de absorción, típicas para el hielo de H_2O. Por lo visto, las partículas de los anillos se componen, fundamentalmente, de hielo.

La causa por la que Saturno a una distancia aproximada de 10^5 km tiene precisamente un anillo, y no un satélite, consiste en la fuerza de la marea. En la época de la formación de los planetas gigantes, en cierta etapa, a su alrededor surgieron nubes aplanadas de materia protoplanetaria, de la que después se formaron los satélites. En la zona de los anillos la fuerza de la

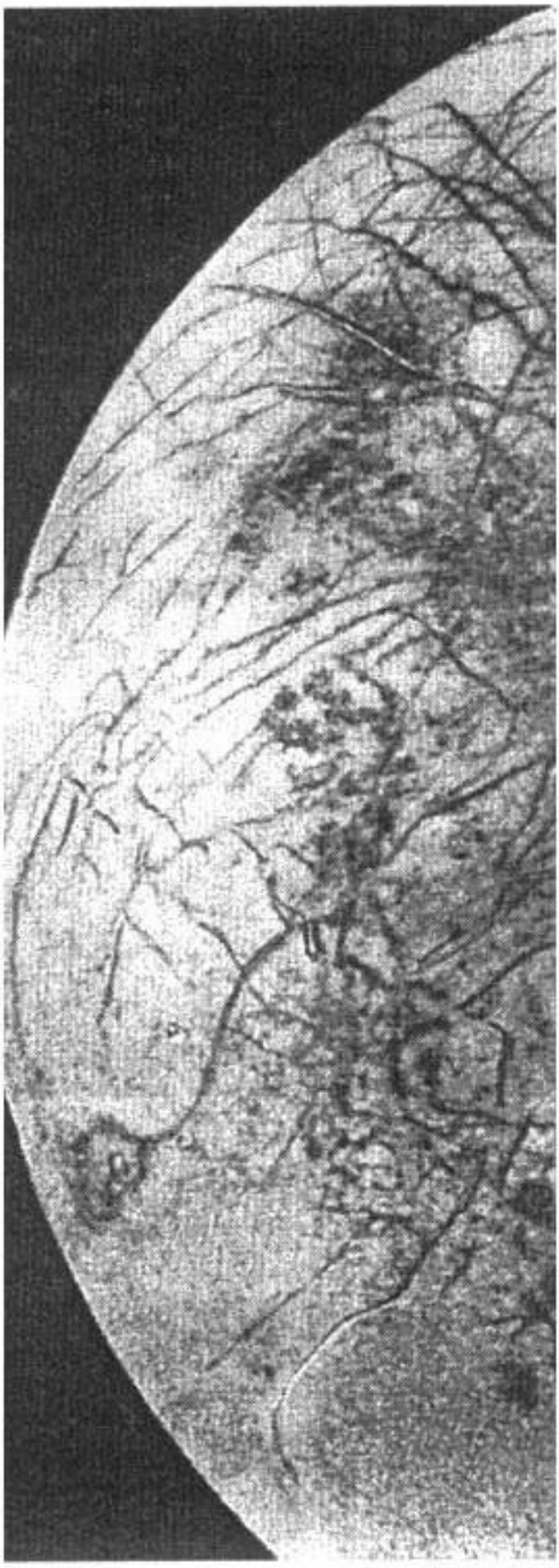


Fig. 182. Europa, uno de los satèlites de Júpiter ("Voyager-2", 1979, foto de la NASA).

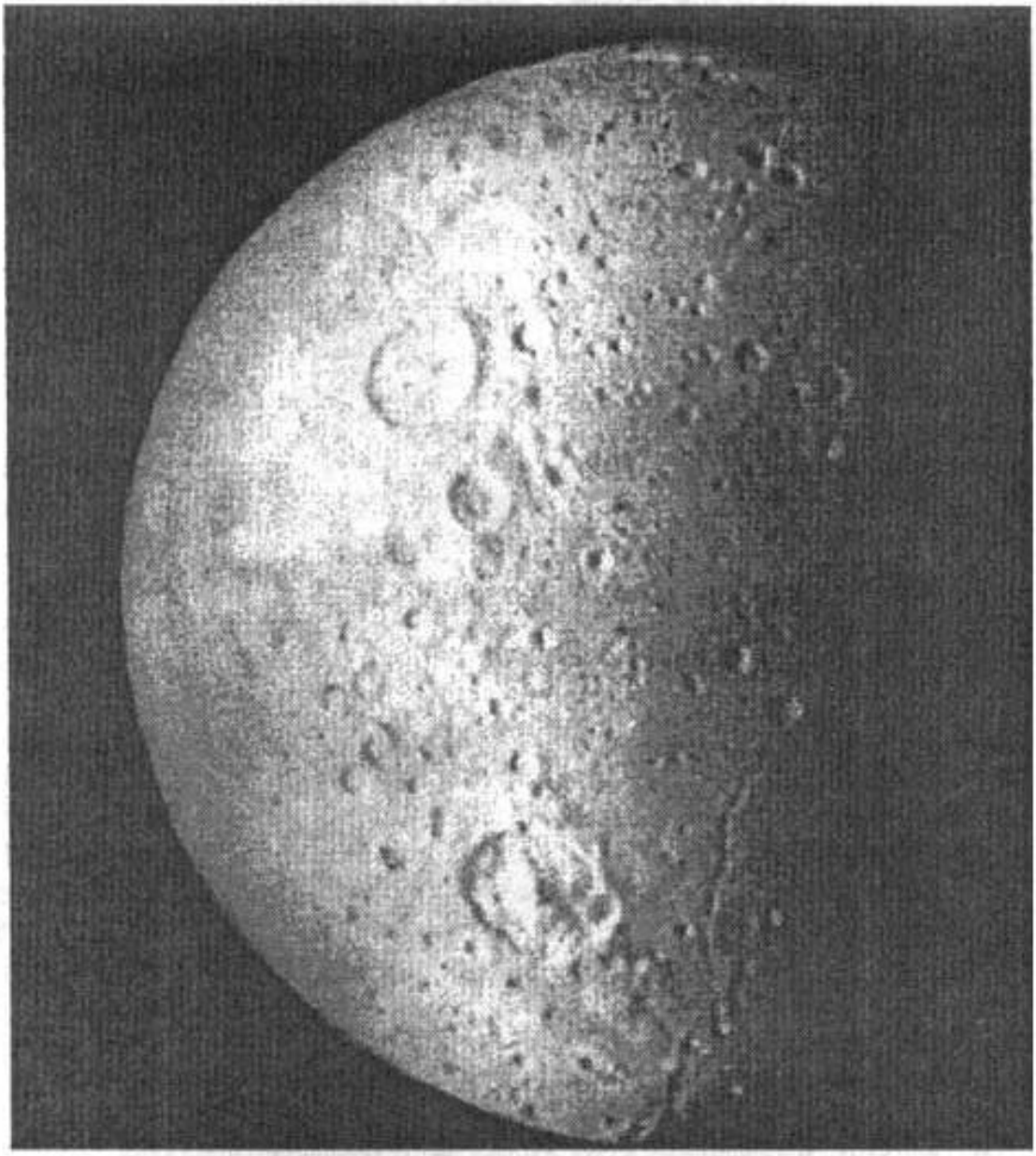


Fig. 183. Dione, uno de los satélites de Saturno ("Voyager-1", 1980, foto de la NASA).

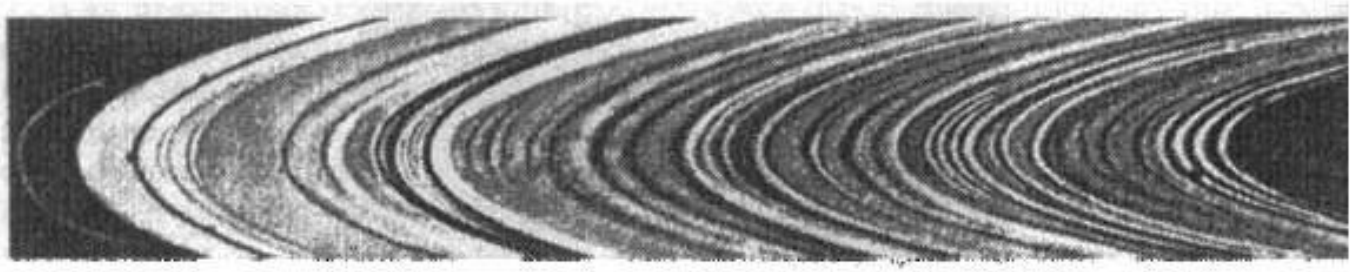


Fig. 184. Fotografía de los anillos de Saturno, obtenida por el "Voyager-1" en 1980, foto de la NASA.

marea impidió la formación del satélite. Asi pues, los anillos de Saturno posiblemente sean los restos de la materia anteplanetaria.

Al pasar la Tierra por el plano de los anillos de Saturno se logró establecer que el espesor de éstos es muy pequeño (de algunos kilómetros). Otros sistemas de anillos, mucho menos desarrollados, hace poco se descubrieron en Júpiter (fig. 186) y en Urano. Neptuno, por lo visto, no tiene anillos.

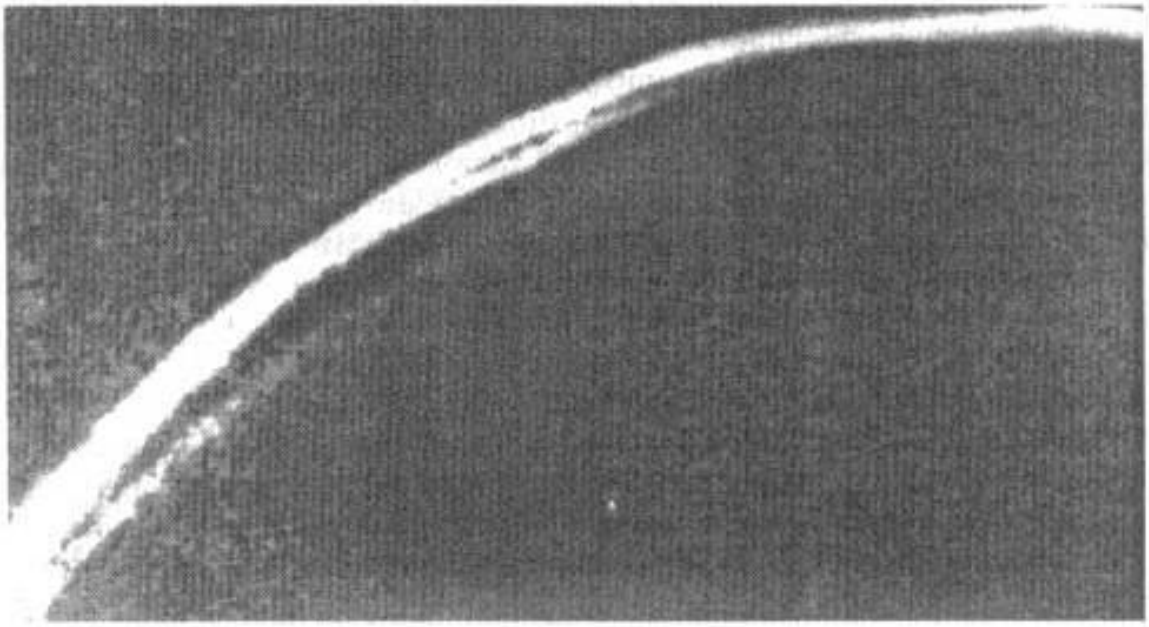


Fig. 185. Sistema de anillos de Saturno. El anillo exterior F, que es invisible desde la Tierra. Se ve su estructrura compleja: nudos y entrelazamientos ("Voyager-1", 1980, foto de la NASA).

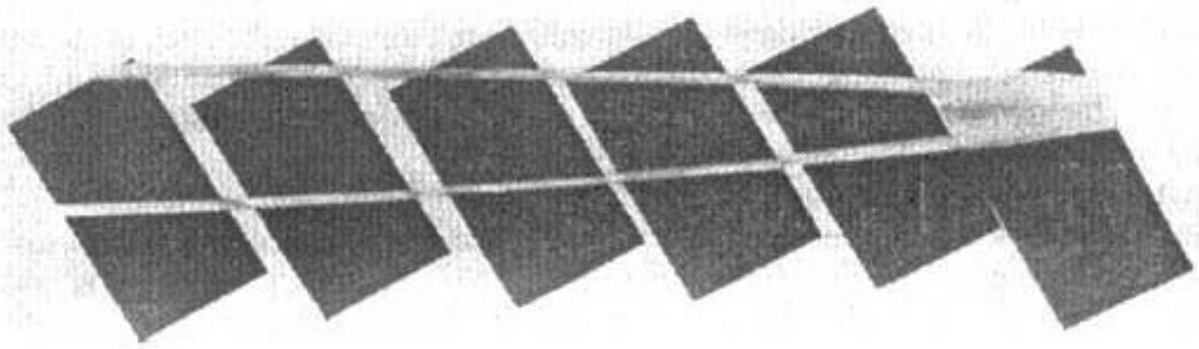


Fig. 186. Anillo de Júpiter ("Voyager-2", 1981, foto de la NASA).

§ 142. *Los planetas pequeños*

El 1 de enero de 1801 el astrónomo Piazzi, durante las observaciones astronómicas, descubrió casualmente un objeto estrellado cuya ascensión recta y declinación, según las observaciones ulteriores, variaban

notablemente de una noche a otra. Gauss calculó su órbita y resultó que dicho objeto se movía alrededor del Sol por una elipse cuyo semieje mayor es igual a 2,77 u. a., su inclinación $i = 10°$ y la excentricidad $\varepsilon = 0{,}08$. Estaba claro que se había descubierto un planeta de dimensiones muy pequeñas. A éste se le denominó Ceres. Pronto se encontraron otros tres planetas de este tipo: Palas, Vesta y Juno. Durante el siglo XIX la cantidad de planetas pequeños aumentó gradualmente. Se les comenzó a llamar asteroides o planetas pequeños. Desde finales del siglo XIX para la búsqueda de planetas pequeños se comenzó a utilizar la fotografía. Con exposiciones duraderas la imagen del asteroide, como resultado de la variación de α y σ, se obtiene en forma de guión, y no es difícil distinguirlo de las estrellas.

Actualmente se conocen las órbitas de varios miles de asteroides. El más brillante de ellos, Vesta, es en sí en la oposición un objeto de 6^m, 5; existen algunos asteroides de 7^m–9^m, mientras que los restantes son más débiles.

A los asteroides de órbita bien determinada se les han otorgado números (en el orden de su descubrimiento) y nombres. Al principio se utilizaban exclusivamente nombres femeninos, copiados de la mitología, y solamente a algunos asteroides de órbita insólita se les concedieron nombres masculinos, extraídos también de fuentes mitológicas. En lo sucesivo se emplearon nombres femeninos ordinarios, y más tarde los derivados de los apellidos de sabios conocidos, nombres de países y ciudades. Últimamente a algunos asteroides se les denomina simplemente con los apellidos de sabios y cosmonautas.

El diámetro del asteroide mayor, Ceres, es de 955 km, después le sigue Palas (500 km). La mayoría de asteroides con órbitas conocidas son objetos con diámetro de varias decenas de kilómetros. La mayoría de estos planetas pequeños se mueve a distancias medias del Sol, entre 2,2 y 3,6 u. a., es decir, entre las órbitas de Marte y Júpiter. Esta zona se denomina cinturón o faja de asteroides. Las excentricidades de las órbitas de la mayoría de los asteroides (el 97%) es menor de 0,3, y las inclinaciones son inferiores a 16° (el 90%). Pero existen planetas cuyas órbitas salen muy por fuera de los límites del cinturón de asteroides. Se encuentran inclinaciones de hasta 43° (Hidalgo) y excentricidades de hasta 0,83 (Icaro).

Entre los planetas pequeños existe una familia de los asteroides, con órbitas semejantes. Dos de estos grupos se denominan griegos y troyanos: Aquiles, Patroclo, Héctor, y otros (en total 15); 10 de ellos ("los griegos") se mueven alrededor del Sol aproximadamente por la órbita de Júpiter, en 60° de longitud por delante, y cinco ("los troyanos") por detrás, siendo así que el Sol, Júpiter y estos grupos de asteroides, forman dos triángulos equiláteros. Para este caso particular del problema de los tres cuerpos Lagrange halló una solución rigurosa (véase el § 56), demostrando que el movimiento de los cuerpos que se encuentran cerca de semejantes puntos es estable respecto a los influjos de perturbación de los planetas grandes.

La cantidad de cuerpos asteroideos en el espacio interplanetario, por lo visto, es muy grande, y nosotros solamente observamos los mayores de ellos. Al chocar entre sí semejantes cuerpos se quebrantan y se destruyen, como

resultado de lo cual el espacio interplanetario debe estar relleno de un enjambre de pedazos sólidos de las más diversas dimensiones, desde granos de polvo con diámetro de partes de micrometro hasta las dimensiones de los asteroides. Al chocar con la Tierra dichos pedazos caen en su superficie en forma de meteoritos (véase el § 144). Así pues, tiene lugar un proceso contrario al del quebrantamiento: el de captura de los cuerpos pequeños por los cuerpos mayores.

En una serie de números, que expresan la distancia media entre los planetas y el Sol, existe cierta regularidad, ya señalada en el siglo XVIII (*regla de Titius-Bode*):

$$a = 0{,}1 \cdot (3 \cdot 2^n + 4) \text{ u. a.}, \qquad (10.9)$$

donde $n = -\infty$ para Mercurio, 0 para Venus, 1 para la Tierra, etc., a, es la distancia media hasta el Sol en unidades astronómicas. La tabla 8 permite comparar las distancias, calculadas por la fórmula (10.9), con las reales.

De la tabla 8 se ve que las distancias medias de los planetas, incluyendo Urano, se expresan satisfactoriamente por la fórmula (10.9). Precisamente en el intervalo entre Marte y Júpiter, donde debería encontrarse un planeta más, se halla el cinturón de asteroides. Por lo visto, en esta parte del Sistema Solar, que divide los planetas tipo Tierra y tipo Júpiter, las condiciones físicas eran tales que el planeta intermedio no pudo formarse o resultó ser inestable. Es posible que en alguna etapa de la evolución del Sistema Solar en el cinturón de asteroides existieran uno o varios planetas, pero éstos fueron destruídos como resultado de las colisiones con otros cuerpos o como consecuencia de la acción de cualquiera otra fuerza, por ejemplo, de la acción de la marea de Júpiter. La esencia física del mecanismo de la destrucción por la marea consiste en que la fuerza de atracción de un cuerpo extraño actúa de manera diferente sobre las distintas partes del sistema de partículas, que están ligadas entre sí por la gravitación, tiende a separarlas y a obligar a cada partícula a moverse por una órbita independiente. Si esta

Tabla 8

Regla de las distancias planetarias

Planeta	n	Distancia calculada (en u. a)	Distancia verdadera (en u. a)	Planeta	n	Distancia calculada (en u. a)	Distancia verdadera (en u. a)
Mercurio	$-\infty$	0,4	0,39	Júpiter	4	5,2	5,20
Venus	0	0,7	0,72	Saturno	5	10,0	9,54
Tierra	1	1,0	1,00	Urano	6	19,6	19,19
Marte	2	1,6	1,52	Neptuno	7	38,8	30,07
Asteroides	3	2,8	2,2–3,6 (la media es de 2,9)	Plutón	8	77,2	39,5

acción separadora resulta ser mayor que la atracción entre las partículas, entonces el sistema de partículas (y tal puede ser también un cuerpo sólido de dimensiones grandes, como es un planeta) se destruye.

Respecto a la composición química de los cuerpos asteroideos se puede juzgar por los espectros de su reflexión. Dichos espectros demuestran que la sustancia de los asteroides, por su composición, se aproxima a la de los meteoritos de uno u otro tipo. Por ejemplo, existen asteroides cuyo espectro de reflexión es igual que el de las condritas ordinarias, otros, por su espectro, se parecen a las condritas carbónicas, mientras que los terceros se asemejan a los meteoritos ferropétreos, etc. (véase el § 144).

§ 143. *Los cometas. Materia de polvo en el espacio interestelar. Meteoros*

Los cometas. Los cometas grandes, con colas que se extendían muy lejos por el cielo, se observaron desde tiempos muy antiguos. El movimiento de los cometas por primera vez lo explicó Halley (1705), quien halló que las órbitas de éstos son muy extensas. Halley admitió que uno de los cometas brillantes, cuyas órbitas estudiaba, es periódico y calculó que en 1758 éste debería aparecer de nuevo. El pronóstico se confirmó brillantemente y este cometa (uno de los más luminosos; fig. 187) fue llamado con su nombre. El paso inmediato del cometa Halley a través del perihelio se espera en 1986, y actualmente se preparan varias expediciones para su estudio detallado en este período. Sin embargo, sólo pocos cometas son *periódicos*, es decir, conocidos por sus manifestaciones anteriores. La mayor parte de los cometas se mueve por elipses muy estiradas, casi son parábolas. Sus períodos de traslación no se conocen exactamente, pero existen razones para suponer que alcanzan muchos millones de años. Estos cometas se alejan del Sol a distancias comparables con las interestelares. Los planos de sus órbitas, casi parabólicas, no se concentran hacia el plano de la eclíptica y se distribuyen en el espacio de manera arbitraria. La dirección directa del movimiento se encuentra tan frecuentemente como la inversa.

Los cometas periódicos se mueven por órbitas elípticas menos estiradas y tienen características absolutamente distintas. De los 40 cometas, que se observaron más de una vez, 35 tienen órbitas inclinadas en menos de 45° respecto al plano de la eclíptica. Solamente el cometa Halley posee una órbita con inclinación mayor de 90° y, por consiguiente, se mueve en dirección inversa. Los demás planetas se mueven en forma directa. Entre los cometas de *corto período* (es decir, que tienen períodos de 3–10 años) se distingue la "familia de Júpiter": un gran grupo de cometas cuyos afelios están alejados del Sol a la misma distancia que la órbita de Júpiter. Se supone que la familia de Júpiter se formó como resultado de la captura por parte del planeta de cometas que antes se movían por órbitas más estiradas. En dependencia de la disposición mutua de Júpiter y del cometa la excentricidad de la órbita cometaria puede tanto aumentar como disminuir. En el primer caso tiene lugar un aumento del período, o incluso el paso a la

órbita hiperbólica y la salida del cometa del Sistema Solar, y en el segundo caso disminuye el período.

Las órbitas de los cometas periódicos están sometidas a cambios muy considerables. Hay casos en que el cometa pasa cerca de la Tierra varias veces, y luego es lanzado por la atracción de los planetas gigantes a una órbita más lejana, convirtiéndose en no observable. En otros casos, por el contrario, un cometa que nunca se había observado antes, se hace visible por haber pasado cerca de Júpiter o de Saturno y cambiado bruscamente su órbita. Además de semejantes cambios bruscos, conocidos solamente para un

Fig. 187. El cometa Halley, en 1910.

número limitado de objetos, las órbitas de todos los cometas experimentan cambios paulatinos.

Los cambios de órbitas no son la única causa posible de la desaparición de los cometas. De manera cierta se ha establecido que los cometas se destruyen rápidamente. El brillo de los cometas de corto período se debilita con el tiempo, y en ciertos casos el proceso de destrucción se observó casi directamente. Un ejemplo clásico es el del cometa Biela. Este fué descubierto en 1772 por este astrónomo aficionado checo y se observó en 1815, 1826 y 1832. En 1845 las dimensiones del cometa resultaron estar aumentadas, y en enero de 1846 los observadores con asombro descubrieron, en lugar de uno, dos cometas muy cercanos. Se calcularon los movimientos relativos de ambos cometas y resultó ser que el cometa Biela ya se había dividido en dos hacía casi un año, pero al comienzo las partes componentes se proyectaban una sobre la otra, y su división no se advirtió de inmediato. El cometa Biela se observó una vez más, resultando una de las componentes mucho más débil que la otra, y nunca más se logró hallar. En cambio más de una vez se observó una corriente meteórica, cuya órbita coincidía con la del cometa Biela.

Casi toda la masa del cometa está concentrada en el núcleo. No existen observaciones fidedignas de los núcleos cometarios, solamente hay datos indirectos respecto a las características de éstos. Lo más probable es que el núcleo del cometa sea un cuerpo semejante al asteroide. En este caso las dimensiones típicas de los núcleos cometarios deben encontrarse en los límites desde varios centenares de metros hasta varios kilómetros (con masas de $10^{-11}-10^{-10}\ M_{\oplus}$). No obstante, a diferencia de los planetas pequeños, los núcleos cometarios contienen cantidades considerables de sustancias volátiles. Se supone que éstas pueden ser hielos de H_2O, CO, CO_2, NH_3, HCN, y es posible que existan moléculas más complejas. En el núcleo los hielos están mezclados con polvo silícico y metálico.

Cuando el núcleo se aproxima al Sol a la distancia de algunas u.a., los hielos comienzan a evaporarse. Con esto, el gas que se evapora cautiva a los granos de polvo. Las moléculas primarias (los productos de evaporización de los hielos) y el polvo abandonan el núcleo, moviéndose al principio por trayectorias radiales. Estos forman la *coma* o *cabeza*. Bajo la acción de la presión de la luz las trayectorias de las moléculas y de los granos de polvo se desvían y se apartan de la zona de la coma hacia el lado opuesto al Sol, formando la *cola*. En la coma no prevalece la luminiscencia de las moléculas primarias, sino de los productos de la disociación de ellas: radicales y átomos (por ejemplo, CN en lugar de HCN; OH y H en lugar de H_2O). Estas son moléculas secundarias, los radicales ("fragmentos" de moléculas) y los átomos, que se forman bajo la acción de la radiación ultravioleta del Sol como resultado de la disociación de las moléculas primarias. Las moléculas secundarias, los radicales y los átomos después se convierten en iones. En la coma, espectroscópicamente, se observan tanto las moléculas neutrales como las ionizadas, los radicales y átomos, y en la cola solamente los iones.

El brillo de la coma en el diapasón visual se determina, principalmente, por la radiación de la molécula C_2. El diámetro típico de la zona de luminiscencia es de casi 10^5 km. En la raya L_α las dimensiones de la coma son mucho mayores: de hasta 10^7 km. El mecanismo de luminiscencia en L_α es la dispersión por resonancia de la radiación solar, igual que en las coronas de hidrógeno de los planetas (véase el § 132). Los átomos de hidrógeno se forman, posiblemente, como resultado de la disociación de H_2O, y las moléculas de H_2O son el componente químico fundamental de las regiones internas de la coma. Los cometas grandes pierden por segundo $10^{29}-10^{30}$ átomos de hidrógeno (y, correspondientemente, dos veces menos moléculas de agua) cuando se encuentran cerca del perihelio. La velocidad típica de la molécula en la coma, a distancias del núcleo que exceden 100 km, es de casi 1 km/s. La concentración de H_2O a la distancia de 100 km del núcleo, por consiguiente, debe ser igual a

$$n=\frac{N}{4\pi r^2 V}=\frac{3\cdot 10^{29}}{4\pi\cdot(10^7)^2\cdot 10^5}\approx 3\cdot 10^9\ \text{cm}^{-3}.$$

Así pues, el medio gaseoso en la coma está muy enrarecido (aquí: $N\simeq$ $\simeq 3\cdot 10^{29}\ \text{s}^{-1}$, es el flujo total de moléculas en una unidad de tiempo; $r=$ $=10^7$ cm es la distancia hasta el núcleo; $V=10^5$ cm/s, es la velocidad).

Los iones componen la ionosfera cometaria, que el viento solar contornea, aproximadamente de la misma manera que a la ionosfera del planeta que no tiene campo magnético propio (véase la fig. 160), formando una onda de choque. Los iones cometarios son acelerados por el viento solar, y de ellos se compone la cola del primer tipo, dirigida directamente hacia el lado opuesto al Sol. Esta cola, generalmente, se distingue fácilmente de la cola algo corva del segundo tipo, compuesta de granos de polvo cuyas dimensiones van desde partes hasta decenas de micras. A veces se observan colas de un tercer tipo: aún más encorvadas. Estas, según parece, están compuestas de polvo más grueso. Las colas de los cometas grandes tienen una longitud de hasta 10^7 km.

La cuestión sobre el origen de los cometas no está estudiado suficientemente. De acuerdo a una de las hipótesis el Sistema Solar está rodeado de una nube gigante de núcleos cometarios, que se extienden a una distancia de hasta 1 parsec. Bajo la acción de las perturbaciones estelares, las órbitas de ciertos núcleos varían y, como resultado, los cometas aparecen cerca del Sol.

Substancia de polvo en el espacio interplanetario. Meteoros. Los cometas son una fuente evidente de granos de polvo de distinta dimensión. Los granos de polvo, probablemente, nacen también durante las colisiones entre los planetas pequeños. El polvo interplanetario forma una nube aplanada hacia la ecliptica. Dicha nube es observable desde la Tierra: ésta es la luz zodiacal (véase el § 125). Instrumentos especiales, instalados en los aparatos cósmicos, registran directamente las colisiones de los granos de polvo interplanetarios.

La substancia meteórica en el espacio interplanetario es el tipo más dinámico de sustancia del Sistema Solar. Las partículas más pequeñas (su radio es, aproximadamente, menor de 0,5 μm) se escapan del Sistema Solar bajo la acción de la presión de la luz. Las partículas mayores se frenan como resultado del efecto de Robertson – Poynting, se aproximan al Sol por órbitas espirales y caen sobre éste. El efecto de Robertson – Poynting es el frenado de un cuerpo que se mueve en un campo de radiación, por el hecho de que en el sistema de coordenadas ligado a este cuerpo el vector de la fuerza de la presión de la luz tiene una componente dirigida contra el vector de la velocidad. La partícula que tiene un diámetro de 10 μm y que se encuentra en la órbita circular con radio de 3 u. a., como resultado de este efecto, cae sobre el Sol en el transcurso de unos 10^4 años. Puesto que como consecuencia de los procesos vinculados con la presión radial, la sustancia meteórica interplanetaria se aleja continuamente del Sistema Solar, ésta debe restaurarse continuamente, hecho que, como se señaló antes, sucede como resultado de la destrucción de los cometas y asteroides.

Las partículas de polvo interplanetario, al entrar en la atmósfera terrestre a velocidades grandes, se queman en ella, convirtiéndose en *meteoros*: ráfagas breves que pasan como un relámpago por el cielo y desaparecen, dejando por varios segundos una estrecha huella luminosa (estela).

Durante un día en la atmósfera de la Tierra resplandecen aproximadamente 10^8 meteoros de brillo mayor que 5^m. Los meteoros con magnitud estelar m superan aproximadamente en 2,5 veces la cantidad de meteoros con magnitud estelar $(m-1)$. Los meteoros brillantes se observan más raramente, y los débiles con más frecuencia. Los meteoros muy brillantes, denominados *bólidos*, se pueden observar también de día. Los bólidos a veces van acompañados de la caída de meteoritos (véase el § 144). La aparición del bólido puede ir seguida de una onda de choque más o menos fuerte, de fenómenos acústicos y de la formación de una cola de humo. Por su origen y estructura física los cuerpos grandes que se observan como bólidos, por lo visto, se diferencian considerablemente de las partículas que provocan fenómenos meteóricos.

La frecuencia de aparición de los meteoros y su distribución por el cielo no siempre son regulares. Sistemáticamente se observan *las corrientes o flujos meteóricos*, cuyos meteoros en el transcurso de un intervalo determinado de tiempo (varias noches) aparecen aproximadamente en una misma región del cielo. Si se prolongan sus huellas hacia atrás éstas se intersacarán cerca de un punto denominado *radiante* del flujo meteórico. Muchas corrientes meteóricas son periódicas, se repiten de año en año y se denominan con los nombres de las constelaciones en los que yacen sus radiantes. Así, la corriente meteórica que todos los años se observa aproximadamente desde el 20 de julio hasta el 20 de agosto, se denomina Perseidas, ya que su radiante yace en la constelación de Perseo. De las constelaciones Lira y León obtuvieron su nombre, respectivamente, las corrientes meteóricas Líridas (mediados de abril) y Leonidas (mediados de noviembre).

La actividad de las corrientes meteóricas en los distintos años es

diferente. Hay años en los que el número de meteoros pertenecientes a la corriente es pequeño, mientras que en otros años (que, como regla, se repiten con una periodicidad determinada) es tan abundante que el propio fenómeno obtuvo el nombre de *lluvia de estrellas*. La actividad variable de las corrientes meteóricas se explica por el hecho de que las partículas meteóricas en los flujos están distribuidas irregularmente a lo largo de la órbita elíptica, que interseca la terrestre.

Los meteoros que no pertenecen a las corrientes se denominan *esporádicos*. La distribución estadística de las órbitas de los meteoros esporádicos no se ha investigado detalladamente, pero, no obstante, existen razones para suponer que ésta se parece a la distribución de las órbitas de los cometas periódicos. En lo que se refiere a las corrientes meteóricas hay que señalar que muchas de ellas tienen órbitas que se aproximan a las de cometas conocidos. Se conocen casos cuando el cometa desaparecía, mientras que permanecía la corriente meteórica vinculada a él (cometa Biela). Todo esto hace pensar que las corrientes meteóricas surgen como resultado de la destrucción de los cometas.

Los espectros de los meteoros constan de rayas de emisión. Cuando la partícula meteórica frena en la atmósfera, se calienta, comienza a volatizarse y, a su alrededor, surge una nube de gases incandescentes. Fundamentalmente brillan las rayas de los metales: frecuentemente, por ejemplo, se observan las rayas H y K de calcio ionizado, y las rayas del hierro. Al parecer, la composición química de las partículas meteóricas es análoga a la composición de los meteoritos pétreos y ferrosos, pero la estructura mecánica de los cuerpos meteóricos debe ser absolutamente otra. Esto es atestiguado por las velocidades de frenado de los meteoros: el frenado sucede como si su densidad fuera muy pequeña, del orden de 0,1 g/cm^3. Esto significa que la partícula meteórica es en sí un cuerpo poroso, compuesto de partículas menores. Probablemente los poros estuvieron alguna vez llenos de substancias volátiles, que en lo sucesivo se vaporizaron. La partícula meteórica que engendra un meteoro de la 5^a magnitud estelar tiene una masa de unos 3 mg y un diámetro de casi 0,3 mm. Estos datos han sido calculados para un meteoro rápido, que tiene una velocidad geocéntrica de 50–60 km/s. Sin embargo, la mayoría de los meteoros engendrados por partículas de semejante masa son mucho más débiles.

§ 144. *Los meteoritos*

Los meteoritos, o "piedras celestes", son conocidos por la humanidad desde hace mucho. Por lo visto, la aparición de los primeros utensilios de hierro, que jugaron un gran papel en la evolución de las culturas prehistóricas, está vinculada con la utilización del hierro meteorítico. Los meteoritos grandes a veces sirvieron de objetos de adoración a los pueblos antiguos. La ciencia oficial solamente reconoció su origen celeste a comienzos del siglo XIX.

A excepción de las muestras de las rocas lunares traídas a la Tierra, los meteoritos son hasta ahora los únicos cuerpos cósmicos que se pueden investigar en los laboratorios terrestres. Es natural que a la recolección e investigación de los meteoritos se les conceda una gran importancia científica. En la Academia de Ciencias de la URSS existe un Comité de meteoritos, que organiza este trabajo a escalas nacionales.

Los meteoritos, según su composición química y estructura, se dividen en tres grupos grandes: *pétreos* (aerolitos), *ferropétreos* (siderolitos) y *férreos* (sideritos). La cuestión respecto a la cantidad relativa de los diferentes tipos de meteoritos no está del todo clara, ya que es más fácil encontrar meteoritos férreos que pétreos y, además, los meteoritos pétreos se destruyen más al pasar a través de la atmósfera. Posiblemente, en el espacio cósmico predominan los meteoritos pétreos (80–90% del número total), aunque se han recolectado más meteoritos férreos que pétreos.

Puesto que los bólidos (fig. 188) son un fenómeno raro, las órbitas de los cuerpos meteoríticos se tienen que determinar por los testimonios inexactos de los testigos casuales, y por eso existen pocos datos respecto a las órbitas de los meteoritos caídos. Por los radiantes de los bólidos, acompañados de la caída de meteoritos, se puede deducir que la mayoría de ellos se movían en dirección directa, y sus órbitas se caracterizan por tener pequeña inclinación. Pero aquí puede jugar un papel grande la selección observadora, ya que la probabilidad de destrucción del meteorito durante el encuentro

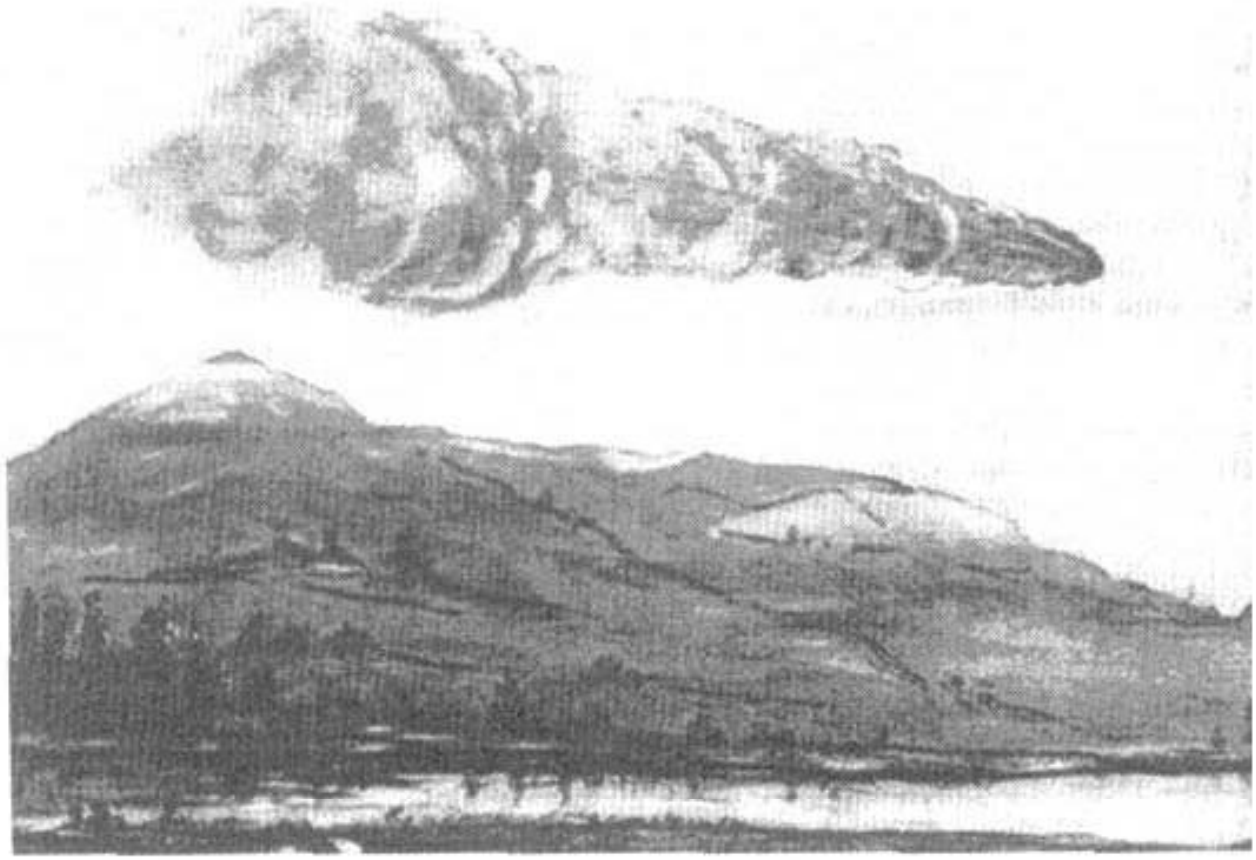


Fig. 188. Bólido, según, el dibujo de un testigo.

frontal con la Tierra (*movimiento retrógrado o contrario*) *es mucho mayor* que durante la irrupción del cuerpo alcanzador.

Cuando el cuerpo meteoritico entra en las capas densas de la atmósfera su superficie se calienta tanto que la sustancia de la capa superficial comienza a fundirse y a volatilizarse. Las corrientes de aire, soplando la superficie de los meteoritos férreos, quitan las gotas grandes de sustancia fundida, siendo así que las huellas de este soplado quedan en forma de cavidades típicas (fig. 189). Los meteoritos pétreos se quebrantan frecuentemente, y entonces sobre la superficie da la Tierra se precipita toda

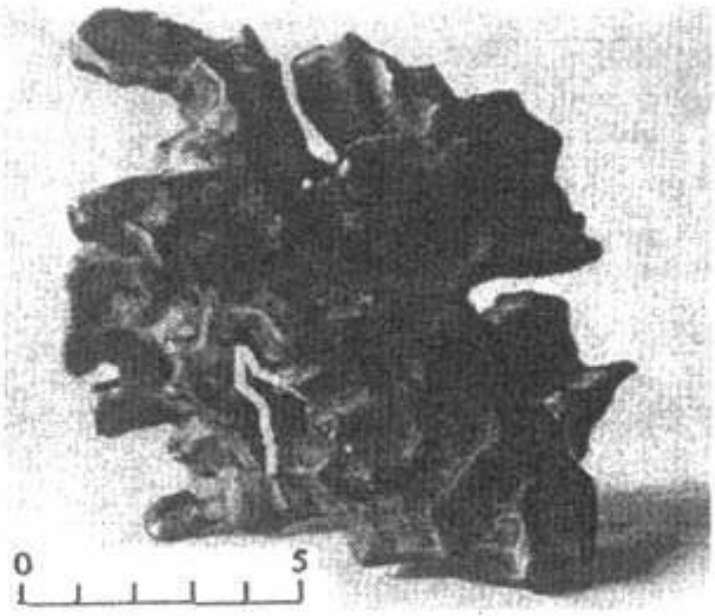


Fig. 189. Uno de los cascos del meteorito de Sijoté-Alin.

una *lluvia* de pedazos de dimensiones muy distintas. Los meteoritos férreos son más resistentes, pero a veces también se destruyen en pedazos. Uno de los meteoritos mayores, el de Sijoté-Alinsk, que cayó el 12 de febrero de 1947, se halló en forma de una gran cantidad de cascos separados (véase la *fig. 189*). *El peso total de los cascos reunidos alcanzó* 23 t, estando claro que no se encontraron todos los cascos. El mayor de los meteoritos conocidos, el Goba (Africa suroeste), era en sí un bloque de 60 t (fig. 190).

Los meteoritos grandes, al chocar con la Tierra, se entierran a *profundidades considerables. Sin embargo, la velocidad cósmica* generalmente se apaga en la atmósfera a cierta altura y, habiendo frenado, el meteorito cae de acuerdo con las leyes de la caida libre. ¿Qué ocurrirá si la Tierra llega a chocar con una masa aún mayor, por ejemplo, de $10^5 - 10^8$ t? Semejante meteorito gigante atravesaría la atmósfera, *prácticamente, sin* obstáculo, durante su caída surgiría una gran explosión y se formaría un embudo (cráter). Tales cráteres existen realmente. Uno de ellos es el cráter de Arizona (fig. 191), cuyo embudo tiene un diámetro de 1200 m y una profundidad de casi 200 m. Según una apreciación aproximada su edad es de unos

25 000 años. Hace poco se descubrió una serie más de cráteres meteoríticos más antiguos y destruidos.

La composición química de los meteoritos está bien estudiada. Los meteoritos férreos contienen por término medio 91% de hierro, 8,5% de níquel y 0,6% de cobalto; los meteoritos pétreos, 36% de oxígeno, 26% de hierro, 18% de silicio y 14% de magnesio. Los meteoritos pétreos, por el contenido de oxígeno y silicio, se parecen a la corteza terrestre, aunque en ellos hay muchos más metales. El contenido de elementos radioactivos en los

Fig. 190. El meteorito férreo mayor del mundo: el Goba, hallado en África Occidental en 1920.

meteoritos es mucho menor que en la corteza terrestre, y en los férreos es menor que en los pétreos.

Según la estructura y el carácter de las condiciones en las que se formaron, los meteoritos se dividen en dos grupos: *los meteoritos diferenciados* y *los condritos*. Los meteoritos diferenciados se formaron en el interior de los cuerpos grandes (posiblemente, de asteroides grandes). Los condritos se formaron como resultado de la unión de partículas pequeñas que, al parecer, entraban en la composición de la nebulosa protoplanetaria, y su investigación es una fuente importante de datos respecto a las características de ésta (véase el § 180). Los condritos obtuvieron su nombre de la palabra "cóndrulo": bolitas silícicas (1 mm) que representan en sí gotas de una sustancia que se condensó durante el enfriamiento de cierto medio gaseoso (por lo visto, del gas de la nebulosa protoplanetaria).

Entre los condritos existe una variedad rara: *los condritos carbónicos* (fig. 192), en los que los elementos no volátiles se encuentran en la misma

proporción que en el Sol. Se supone que los condritos carbónicos reflejan la composición de la nebulosa protoplanetaria en cierto período inicial, cuando la sustancia en ella estaba bien mezclada y todavía no existían ni el Sol ni los planetas.

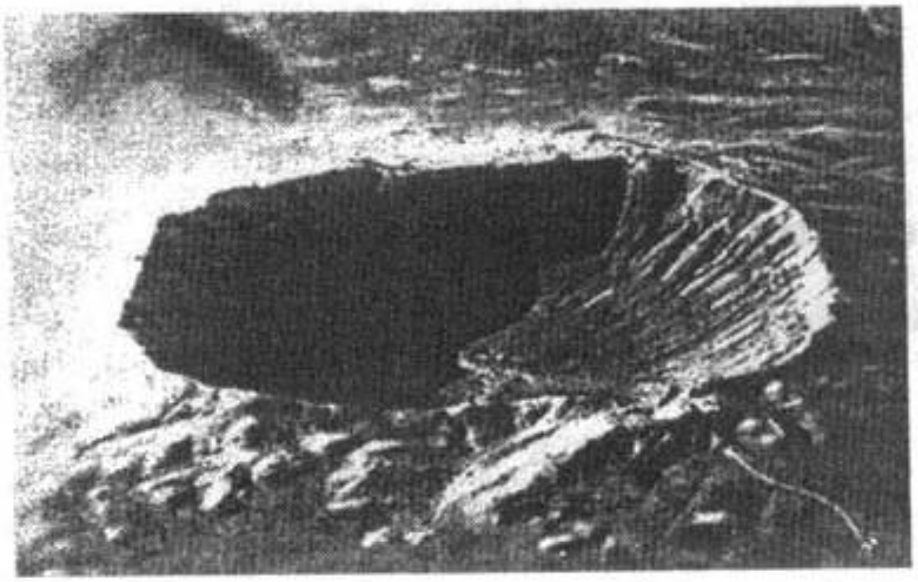


Fig. 191. El cráter meteorítico de Arizona.

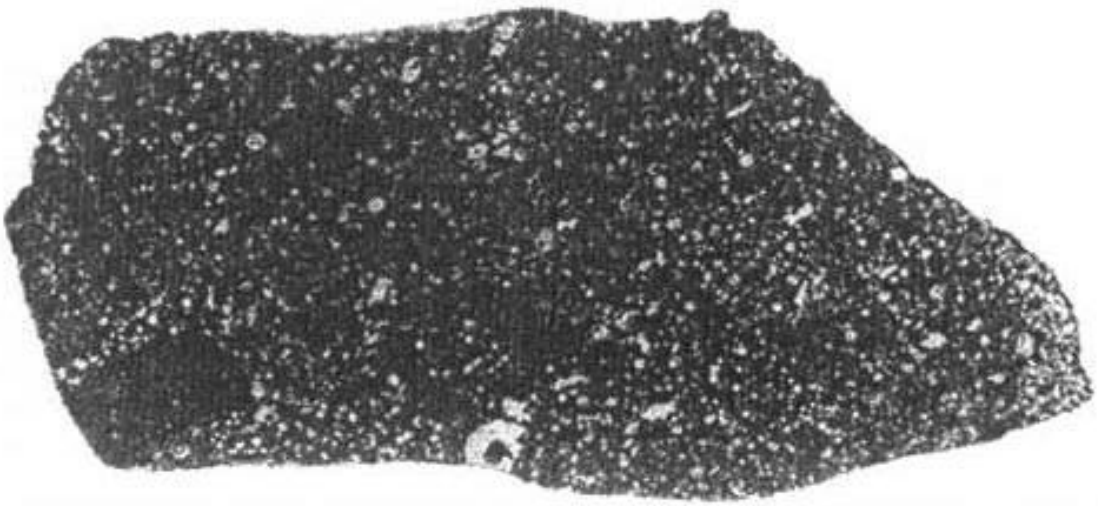


Fig. 192. Uno de los fragmentos del meteorito Allende, reunidos en Méjico en 1969. En total, en el lugar de la caída, se hallaron cerca de 2 t de cascos parecidos. Se muestra un corte en el que se ven pequeñas inclusiones minerales claras, rodeadas de una substancia obscura que contiene mucho carbono. Este meteorito pertenece a la clase de los condritos carbónicos. El análisis de su composición química e isotópica es una de las fuentes principales de datos respecto a los acontecimientos ocurridos en la época de la formación del Sistema Solar.

11

LAS ESTRELLAS

1. Estrellas normales

Las estrellas son los objetos más difundidos en el Universo. Más del 98% de la masa de la sustancia cósmica está concentrada en estos globos de gas; la parte restante se encuentra dispersa en el espacio interestelar. La formación de muchos elementos químicos está ligada con la evolución de las estrellas. Por esto las estrellas representan interés no sólo como objetos cósmicos, en tanto elemento importante de la estructura del Universo, sino también como cuerpos cuya evolución es un eslabón interesante en la evolución de la materia.

Las propiedades fundamentales de las estrellas se determinan, ante todo, por su masa, luminosidad y radio. Desde el punto de vista de las observaciones, la cuestión primordial consiste en la determinación de estas magnitudes y en el esclarecimiento de las particularidades individuales de las diferentes estrellas, así como de los distintos grupos de estrellas.

Los métodos de la astrofísica teórica permiten hallar las condiciones físicas en las atmósferas y entrañas de las estrellas y seguir su evolución.

Las estrellas se caracterizan por su gran diversidad. No obstante, entre ellas se pueden destacar grupos separados de estrellas que tienen propiedades comúnes. Semejante división es necesaria para el estudio de toda la multitud de estrellas existentes. Son particularmente interesantes aquellos grupos semejantes cuyos miembros, por ejemplo, se distinguen por ser no estacionarios, o efectúan pulsaciones, explotan, etc. Como regla, la existencia de semejantes particularidades permiten hacer importantes deducciones no sólo respecto a la naturaleza de cada estrella, sino también, en una serie de casos, respecto a las leyes más generales del Universo. Las estrellas que no poseen las propiedades especiales señaladas se denominan normales. Es natural comenzar por el estudio de estas estrellas.

§ 145. *Espectros de las estrellas normales y clasificación espectral*

El estudio de las estrellas normales permite hallar los principios físicamente fundamentados de la clasificación de todas las estrellas. Ya durante el primer conocimiento del cielo estelar llama la atención la

diferencia de las estrellas por su color. Esta diferencia es mucho más evidente al examinar los espectros. Generalmente las estrellas tienen un espectro continuo, sobre el que se superponen las rayas espectrales, con más frecuencia de absorción. En los espectros de ciertas estrellas se observan rayas brillantes (de emisión).

Las diferencias principales de los espectros de las estrellas consisten en la cantidad e intensidad de las rayas espectrales que se observan, y asimismo en la distribución de la energía en el espectro continuo.

La clasificación espectral comenzó a elaborarse antes de que se explicara el surgimiento de los espectros estelares. Así se comprendió de inmediato que sus particularidades principales están vinculadas con la diferencia de las propiedades físicas de las estrellas.

Los espectros de la mayoría de las estrellas fueron ordenados empíricamente en forma de una secuencia, a lo largo de la cual las rayas de unos elementos químicos se debilitan gradualmente, mientras que las de otros se refuerzan. Los espectros parecidos entre sí se reúnen en *clases espectrales*. Las imperceptibles diferencias entre éstas permiten destacar las *subclases*. Las investigaciones ulteriores demostraron que las estrellas pertenecientes a las distintas clases espectrales se diferencian por sus temperaturas.

Las intensidades de algunas rayas espectrales en los espectros de las estrellas son tan sensibles a la temperatura que, hablando en términos generales, ésta se puede apreciar "a ojo" solamente por el aspecto exterior del espectrograma, sin efectuar mediciones fotométricas especiales. El criterio cuantitativo de la pertenencia de la estrella a una u otra clase o subclase espectral, es la relación entre las intensidades de determinadas rayas espectrales.

Este principio de la clasificación espectral fue exitosamente empleado por primera vez a principios de este siglo en el Observatorio de Harvard. La clasificación estelar de Harvard se ha tomado como base de la clasificación espectral contemporánea.

En la clasificación de Harvard los tipos espectrales (clases) se designan con letras mayúsculas del alfabeto latino: O, B, A, F, G, K y M. Puesto que en la época de la elaboración de esta clasificación todavía era desconocida la relación entre el tipo de espectro y la temperatura, una vez establecida dicha relación, se tuvo que cambiar el orden de las clases espectrales, que al principio coincidía con la disposición alfabética de las letras. Pasemos a la descripción de las clases espectrales, cuyos ejemplos se muestran en la fig. 193. Los espectros de la mayoría de las estrellas se caracterizan por la existencia de rayas de absorción.

Clase O. Respecto a la elevada temperatura de las estrellas de esta clase se puede juzgar por la alta intensidad de la zona ultravioleta del espectro continuo, debido a lo cual la luz de dichas estrellas parece ser azulada. Las rayas del helio ionizado y de otros ciertos elementos reiteradamente ionizados (carbono, silicio, nitrógeno, oxígeno) son las más intensas. Se observan rayas débiles del helio neutro y del hidrógeno.

Clase B. Las rayas del helio neutro alcanzan una intensidad máxima. Se ven bien las rayas del hidrógeno y de ciertos elementos ionizados. Su color es azulado-blanco. La estrella típica es la α de Virgen (Espiga).

Clase A. Las rayas del hidrógeno alcanzan una intensidad máxima. Se ven bien las rayas del calcio ionizado, se observan rayas débiles de otros metales. El color de las estrellas es blanco. Las estrellas típicas son: α de Lira (Vega) y α del Can Mayor (Sirio).

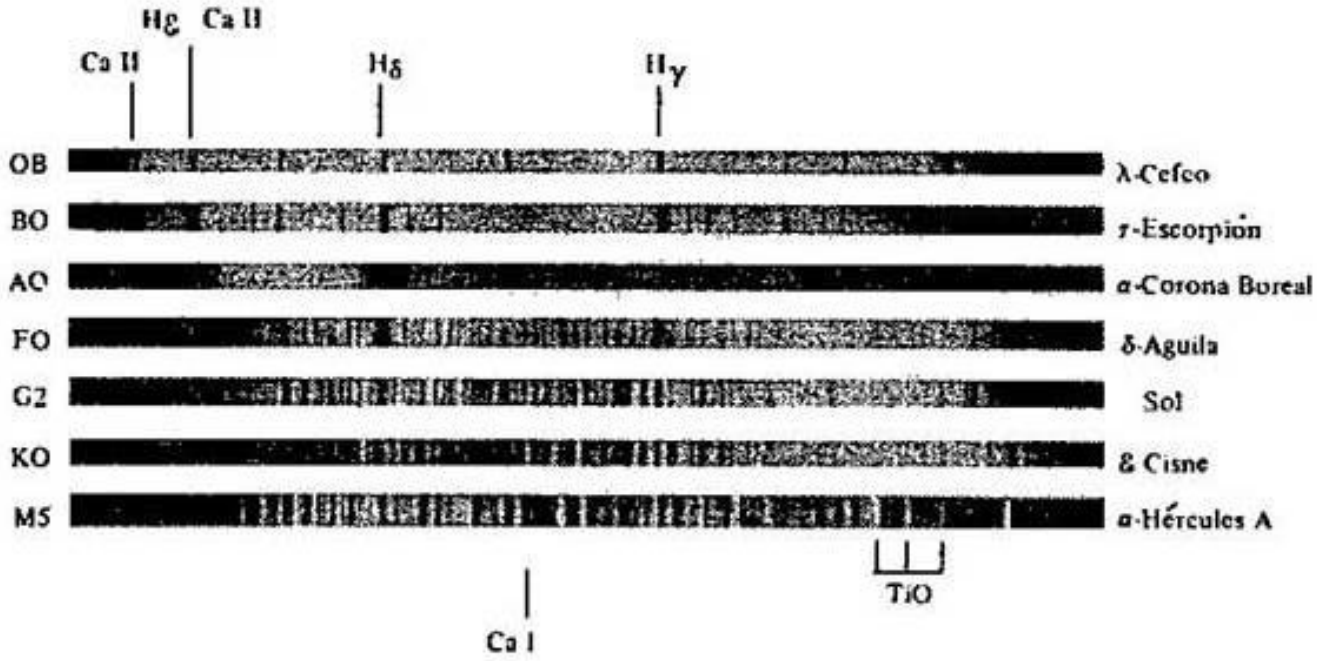


Fig. 193. Espectros de las estrellas de distintas clases espectrales.

Clase F. Las rayas del hidrógeno se hacen más débiles. Se amplifican las rayas de los metales ionizados (particularmente del calcio, hierro, titanio). El color es ligeramente amarillento. La estrella típica es α del Can Menor (Proción).

Clase G. Las rayas del hidrógeno no se distinguen entre las numerosas rayas de los metales. Son muy intensas las rayas del calcio ionizado. El color de la estrella es amarillo. Un ejemplo típico es el Sol.

Clase K. Las rayas del hidrógeno no se perciben entre las rayas muy intensas de los metales. El extremo violeta del espectro continuo está notablemente debilitado, lo que testimonia acerca de una fuerte disminución de la temperatura en comparación con las clases anteriores (O, B, A). El color de la estrella es rojizo, como, por ejemplo, en α de Boyero (Arturo) y α de Toro (Aldebarán).

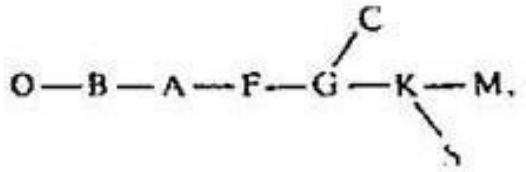
Clase M. Las estrellas son rojas. Las rayas de los metales se debilitan. El espectro está cortado por las bandas de absorción de las moléculas de óxido de titanio y de otros compuestos moleculares. La estrella típica es α de Orión (Betelgeuze).

Además de estas clases principales existen otras complementarias, que son ramificaciones de las clases G y K, y que representan en sí estrellas de composición química anomálica, diferenciada de la composición química de la mayoría de las restantes estrellas. La primera ramificación sale de la clase G y contiene las estrellas "carbónicas":

Clase C, que se diferencian de las clases K y M por tener rayas de absorción de átomos y bandas de absorción de las moléculas de carbono.

La segunda ramificación sale de la clase K y contiene las estrellas "circónicas":

Clase S. Las estrellas de esta clase se diferencian de las estrellas de la clase M por el hecho de que en lugar de las bandas del óxido de titanio (TiO) existen bandas de óxido de circonio (ZrO). Así pues, todas las clases espectrales enumeradas se pueden disponer esquemáticamente de la manera siguiente:



Dentro de cada clase espectral se puede establecer una secuencia rítmica de las subclases, que pasan de una a otra. Cada clase (excepto la clase O) se dividen en 10 subclases, que se designan con las cirfras desde 0 hasta 9, y que se ponen después de la designación de la clase espectral, por ejemplo, B8, A0, G5. La clase espectral 0 se subdivide en subclases desde 04 hasta 09,5. Después de estas designaciones, si el espectro de la estrella posee unas u otras particularidades, se ponen signos complementarios. Si en el espectro existen rayas de emisión el hecho se designa con la letra *e*. Así, B5e significa una estrella de la clase B5 con rayas de emisión en el espectro. Las estrellas supergigantes se distinguen frecuentemente por sus rayas estrechas y profundas; esto se designa con la letra *c* (c es la característica antes de la denominación de la clase: cFO). Otras particularidades en el espectro de la estrella, que no son tipicas para la clase espectral dada, se señalan con la letra *p* (peculiar): es decir, espectros singulares. La letra *p* se pone después de la denominación de la clase (A5p).

§ 146. *Fundamentos de la colorimetria*

La información más completa respecto a la radiación de una estrella es la distribución de la energia en su espectro, expresada en unidades energéticas absolutas, como se logra obtener para el Sol (véase el § 118). Sin embargo, mediciones espectrofotométricas suficientemente exactas solamente se pueden realizar para un número de estrellas relativamente pequeño, cuyo flujo de radiación es máximo. En aquellos casos cuando esto se logra hacer resulta ser que las estrellas irradian en desacuerdo con la ley de Planck, siendo frecuentemente esta diferencia mayor que en el caso del Sol.

Para las estrellas débiles, cuya radiación solamente se logra registrar en la zona ancha del espectro, la única fuente de información es el flujo de radiación, que determina sus magnitudes estelares.

Respecto a la distribución de la energía en el espectro de las estrellas se puede obtener cierta noción si se mide el flujo de su radiación en las distintas partes del espectro, utilizando filtros de luz. Así se obtienen los diferentes sistemas de magnitudes estelares, sobre los cuales se dio una idea en el § 103.

Las magnitudes estelares, obtenidas como resultado de la utilización de fotómetros visuales o mediante apreciaciones a ojo, se denominan *visuales*. Hasta el invento de la fotografía y su aplicación en la astronomía los métodos visuales de determinación de las magnitudes estelares eran el único procedimiento de fotometría de las estrellas. Ahora este método desempeña un papel más modesto, aunque también se emplea durante la investigación de las estrellas variables.

Las magnitudes estelares que se obtienen con el método de las mediciones fotométricas de las imágenes de las estrellas, conseguidas en una emulsión fotográfica no sensibilizada, se denominan magnitudes estelares *fotográficas*.

Las magnitudes estelares obtenidas con el método de las mediciones fotométricas de las imágenes de las estrellas, conseguidas en emulsiones ortocromáticas o isoortocromáticas con filtro de luz amarilla, se denominan *fotovisuales*. Puesto que la sensibilidad espectral de una emulsión fotográfica sensibilizada, en combinación con un filtro de luz amarilla, se puede aproximar a la sensibilidad espectral del ojo, esta combinación se emplea para que el sistema de magnitudes estelares finalmente obtenido, se aproxime a los resultados de las determinaciones a ojo.

Las determinaciones actuales más exactas del flujo de radiación de las estrellas se obtienen con los métodos fotoeléctricos o fotográficos, utilizando filtros de luz elegidos especialmente en el sistema internacional U, B, V, lo que corresponde a la medición del flujo en tres zonas del espectro: ultravioleta (U), azul (B) y amarilla (visual, V). Existen también otros sistemas fotométricos multicolores, que incluyen, por ejemplo, las mediciones en las zonas roja o infrarroja del espectro.

Para la determinación de las magnitudes estelares en el sistema dado (con la correspondiente combinación del filtro de luz y del receptor de radiación), se confrontan los flujos luminosos de las estrellas investigadas y de las estrellas de comparación, admitidas en calidad de patrones. Además, es necesario también investigar el propio sistema, es decir, hallar por vías de laboratorio aquella zona del espectro que, de hecho, es utilizada en el sistema que se examina.

Los resultados de la fotometría estelar, obtenidos en los distintos sistemas fotométricos, pueden ser utilizados con éxito conjuntamente con la clasificación espectral para la determinación de las temperaturas de las estrellas. Esto se basa en el hecho de que la posición del máximo en la curva de distribución de la energía en el espectro de la estrella, es decir, su color,

prácticamente, depende de la temperatura. Como regla, la ley de Planck es aplicable a la radiación de las estrellas. Por esto la correspondiente dependencia no es tan simple, ni mucho menos, como la ley de Wien (7.21), y solamente se puede hallar mediante investigaciones especiales, que se realizan aparte para las estrellas de diferentes tipos.

Generalmente no se examina la longitud de onda del máximo de radiación, sino cierta característica objetiva del color de la estrella, denominada *índice de color*, y se establece la dependencia empírica entre dicha característica y la temperatura efectiva que, como sabemos, determina la energía total de radiación de la estrella. Comparando los flujos de radiación en las distintas zonas del espectro se puede juzgar respecto al color. Por eso, el índice de color se establece como la diferencia entre las magnitudes estelares medidas en dos sistemas fotométricos cualesquiera, por ejemplo, en los sistemas fotográfico y fotovisual. En este caso el índice de color (color index) es igual a

$$CI = m_{pg} - m_{pv}, \tag{11.1}$$

donde m_{pg} y m_{pv} son, respectivamente, las magnitudes estelares fotográfica y fotovisual. En el sistema U, B, V generalmente se utilizan dos índices de color, el fundamental $(B-V)$ y el ultravioleta $(U-B)$.

Puesto que la escala de las magnitudes estelares se calcula mediante la relación de las iluminaciones, y su punto-cero se elige arbitrariamente (véase el § 103), en este mismo grado resulta ser también arbitrario el punto-cero de la escala de los índices de color. Se ha convenido considerar que el índice de color $(B-V)$ es igual a cero para todas las estrellas de la clase A0. Los índices de color de las estrellas más calientes que las de la clase A (que irradian más fuerte en la zona fotográfica del espectro) resultan ser negativos (es decir, la magnitud estelar fotográfica es menor que la fotovisual). Por el contrario, los índices de color de las estrellas de las clases espectrales más avanzadas que A, son positivos, pues irradian más fuerte en la zona visual del espectro.

En la tabla 9 se muestran los valores aproximados de los índices de color de las estrellas de distintas clases espectrales.

Tabla 9

Dependencia entre el índice de color y las clases espectrales

Clase espectral	Principales particularidades del espectro	Índice medio de color	Color y temperatura (miles de K)
O	Rayas de absorción de He^+, He, H y de C, Si, N, O ionizados	− 0,3	Azulado, 30–35
B	Las rayas de He neutro alcanzan una intensidad máxima	− 0,2	Blanco con matiz azulado, 10–30

Clase espectral	Principales particularidades del espectro	Indice medio de color	Color y temperatura (miles de K)
A	Las rayas de H alcanzan una intensidad máxima	0,0	Blanco, 7,5–10
F	Las rayas de H se debilitan, las de Ca^+ y de los metales se fortalecen	0,4	Amarillentoblanco, 7,5
G	Son intensas las rayas de los metales (Ca^+, Fe, Ti y otros)	0,6	Amarillo, 5–6
K	Las rayas de los metales son muy intensas. Aparecen bandas moleculares	1,0	Anaranjado, 3,5–5
M	Fuertes rayas de absorción de los compuestos moleculares (particularmente de TiO)	1,5	Rojo
C	Bandas moleculares de absorción de C_2 y de sus compuestos (CO, CN) en lugar de las bandas TiO	1,5	Rojo 2–3,5
S	Bandas de absorción ZrO	1,5	Rojo

La parte de la astrofísica dedicada al estudio de los índices de color de las estrellas se denomina *colorimetría*. Su fin es la medición de los índices de color con distintos métodos y el hallar otras magnitudes, que caracterizan la composición espectral de la radiación de las estrellas, así como también el establecimiento de la relación entre estas características y la temperatura.

§ 147. *Magnitud estelar absoluta y luminosidad de las estrellas*

Las magnitudes estelares visibles no explican nada respecto a la energía total, irradiada por la estrella, ni respecto al brillo de su superficie. En efecto, como resultado de la diferencia en las distancias, una estrella pequeña, comparativamente fría, solamente por su relativa cercanía a nosotros, puede tener una magnitud estelar visible considerablemente menor (es decir, parecer más brillante) que una lejana gigante caliente.

Si se conocen las distancias hasta dos estrellas (véase el § 63) entonces, sobre la base de sus magnitudes estelares visibles, es fácil hallar la relación entre los flujos luminosos reales irradiados por ellas. Para esto es suficiente relacionar las iluminaciones, originadas por estas estrellas, con la distancia estándar, común para todas las estrellas. En calidad de semejante distancia se toman 10 parsecs.

Se denomina *magnitud estelar absoluta* a la que tendría la estrella si se observase desde una distancia de 10 parsecs. Las magnitudes estelares absolutas, al igual que las magnitudes visibles, puden ser visuales, fotográficas, etc.

Sea la magnitud estelar visible de cierta estrella igual a m, y su distancia hasta el observador de r parsec. Según la definición, la magnitud estelar desde la distancia de 10 parsecs será igual a la magnitud estelar absoluta M. Aplicando a m y M la fórmula (7.8), obtenemos

$$0{,}4(m - M) = \log \frac{E_0}{E}, \tag{11.2}$$

donde E y E_0 son, respectivamente, las iluminaciones de las estrellas desde las distancias r y 10 parsecs. Puesto que las iluminaciones son inversamente proporcionales a los cuadrados de las distancias,

$$\frac{E_0}{E} = \frac{r^2}{100}. \tag{11.3}$$

Sustituyendo con (11.3) en (11.2) obtenemos

$$0{,}4(m - M) = 2\log r - 2 \tag{11.4}$$

o

$$M = m + 5 - 5\log r. \tag{11.5}$$

La fórmula (11.5) permite hallar la magnitud estelar absoluta M, si se conoce la magnitud estelar visible m del objeto y la distancia r hasta éste, expresada en parsecs. Si, por el contrario, la magnitud estelar absoluta se conoce por cualesquiera otros motivos entonces, teniendo la magnitud estelar visible, es fácil hallar la distancia expresada en parsecs por la igualdad

$$\log r = 1 + 0{,}2(m - M). \tag{11.6}$$

La magnitud $(m - M)$ se denomina *módulo de distancia*.

Como la paralaje anual π del astro y la distancia r hasta éste en parsecs están relacionadas por la correlación $r = 1/\pi$ (véase el § 63), la fórmula (11.5) se puede reducir a otra forma:

$$M = m + 5 + 5\log \pi. \tag{11.7}$$

En calidad de ejemplo hallaremos la magnitud absoluta visible del Sol, cuya magnitud estelar visual es $m_\odot = -26^m{,}8$ (véase el § 103). La distancia hasta el Sol $r_\odot = 1$ u. a. $= 1/206\,265$ parsec. Sustituyendo a $m_\odot$ y $\log r_\odot$ en la fórmula (11.5) obtenemos

$$M_v^\odot = -26^m{,}8 + 5^m + 26^m{,}6 = 4^m{,}8.$$

Al determinar la magnitud estelar (por ejemplo, visual) directamente de las observaciones, solamente se registra aquella parte de la radiación que pasó a través de la atmósfera terrestre, del sistema óptico dado y que ha sido

registrada por un instrumento fotosensible. Para hallar la radiación total en todo el espectro es menester añadir a los resultados de estas mediciones una corrección, que tiene en cuenta la radiación que no llegó hasta el instrumento. La magnitud estelar, calculada teniendo en cuenta la radiación en todas las zonas del espectro, se denomina *bolométrica*.

La diferencia entre la magnitud estelar bolométrica y la visual o fotovisual se denomina *corrección bolométrica*

$$\Delta m_{bol} = m_{bol} - m_v = N_{bol} - N_v. \qquad (11.8)$$

Las correcciones bolométricas se calculan teóricamente. Ultimamente para estos fines se utilizan los resultados de las mediciones extraatmosféricas de la radiación de las estrellas en la zona ultravioleta del espectro.

La corrección bolométrica tiene un valor mínimo para aquellas estrellas que irradian la mayor parte de toda su energía en la parte visible del espectro, y depende de la temperatura efectiva de la estrella (tabla 10).

Tabla 10

Correcciones bolométricas

Temperatura efectiva, K	Δm_{bol}	Temperatura efectiva, K	Δm_{bol}
3 000	− 2,50	10 000	− 0,36
4 000	− 1,00	20 000	− 2,65
5 770 (Sol)	− 0,08	50 000	− 4,55
6 000	− 0,02		

Las correcciones bolométricas permiten determinar las luminosidades bolométricas de aquellas estrellas cuyas magnitudes estelares visuales absolutas son conocidas.

Sea M_v la magnitud estelar visual absoluta de cierta estrella, y Δm_{bol} la corrección bolométrica. Entonces la magnitud estelar absoluta bolométrica de la estrella

$$M_{bol} = M_v + \Delta m_{bol}. \qquad (11.9)$$

Apliquemos esta fórmula al Sol, cuya corrección bolométrica se tomará de la tabla 10 redondeando su valor:

$$\Delta m^{\odot}_{bol} = -0^m,1.$$

Puesto que la magnitud estelar visual absoluta del Sol $M^{\odot}_v = 4^m,8$, su magnitud estelar absoluta bolométrica será

$$M^{\odot}_{bol} = 4^m,8 - 0^m,1 = 4^m,7.$$

Como sabemos (véase el § 103), se denomina *luminosidad* al flujo de energía irradiada por la estrella en todas las direcciones. Entre las luminosi-

dades L y las magnitudes estelares absolutas debe haber la misma relación que entre E y m en la fórmula (7.8). Por esto, si designamos las magnitudes que se refieren al Sol y a cualquiera otra estrella, respectivamente, con los signos $\odot$ y $*$, obtendremos entonces

$$\log \frac{L^*}{L^\odot} = 0{,}4\,(M^\odot - M^*). \tag{11.10}$$

Generalmente la luminosidad se expresa en unidades de luminosidad del Sol, es decir, $L^\odot = 1$ y

$$\log L^* = 0{,}4\,(M^\odot - M^*). \tag{11.11}$$

En dependencia del método de determinación de las magnitudes estelares que entran en esta fórmula se obtienen luminosidades visuales, fotográficas o bolométricas. Para las luminosidades bolométricas, sustituyendo el valor $M^\odot_{\text{bol}}$ y teniendo en cuenta (11.9), tenemos

$$\log L_{\text{bol}}^* = -0{,}4\,(M_v + \Delta m_{\text{bol}} - 4^m{,}7). \tag{11.12}$$

§ 148. *Diagrama espectro – luminosidad*

A principios del siglo XX el astrónomo danes Hertzsprung, y algo más tarde el astrofísico americano Russell, establecieron la existencia de una dependencia entre el tipo de espectro (es decir, entre la temperatura) y la luminosidad de las estrellas. Esta dependencia se ilustra con un gráfico ortogonal, uno de cuyos ejes representa la clase espectral, y el otro la magnitud estelar absoluta. Este gráfico se denomina *diagrama espectro – luminosidad, o diagrama de Hertzsprung – Russell* (fig. 194).

En lugar de la magnitud estelar absoluta se puede marcar la luminosidad (generalmente en escala logarítmica), y en lugar de las clases espectrales los índices de color o, directamente, la temperatura efectiva.

La posición de cada estrella en uno u otro punto del diagrama se determina por su naturaleza física y fase de evolución. Por esto, en el diagrama de Hertzsprung – Russell parece como si estuviese reproducida toda la historia del sistema de estrellas que se estudia. En esto reside el gran valor del diagrama espectro – luminosidad, cuyo estudio es uno de los métodos más importantes de la astronomía estelar. Este diagrama permite distinguir diversos grupos de estrellas, reunidos por propiedades físicas comunes, y establecer la dependencia entre ciertas características físicas de éstos, ayudando también a resolver otra serie de problemas (por ejemplo, en la investigación de la composición química y evolución de las estrellas).

En la fig. 194 la parte superior del diagrama corresponde a las estrellas de gran luminosidad, que con el valor dado de la temperatura se distinguen por sus grandes dimensiones. La parte inferior del diagrama la ocupan las estrellas de pequeña luminosidad. En la parte izquierda del diagrama se sitúan las estrellas de las clases espectrales anteriores, y en la de-

recha las estrellas más frías, que corresponden a las clases espectrales posteriores.

En la parte superior del diagrama se encuentran las estrellas que tienen mayor luminosidad (*gigantes* y *supergigantes*), que se caracterizan por su elevada luminosidad. En la parte inferior del diagrama las estrellas tienen poca luminosidad y se denominan *enanas*. La diagonal más rica en estrellas, que va desde la parte superior izquierda hasta la parte inferior derecha se llama *secuencia principal*. A lo largo de ésta se sitúan las estrellas comenzando desde las más calientes (en la parte superior) hasta las más frías (en la inferior).

Como se ve de la fig. 194, en su conjunto, las estrellas se distribuyen en el diagrama de Hertzsprung–Russell muy irregularmente, lo que corresponde a la existencia de una dependencia determinada entre las luminosidades y las temperaturas de todas las estrellas. Ello está expresado más notablemente para las estrellas de la secuencia principal. No obstante, el estudio atento del diagrama permite distinguir en él otra serie de secuencias, aunque poseedoras de una dispersión considerablemente mayor que la principal. Estas secuencias muestran la existencia de una dependencia indi-

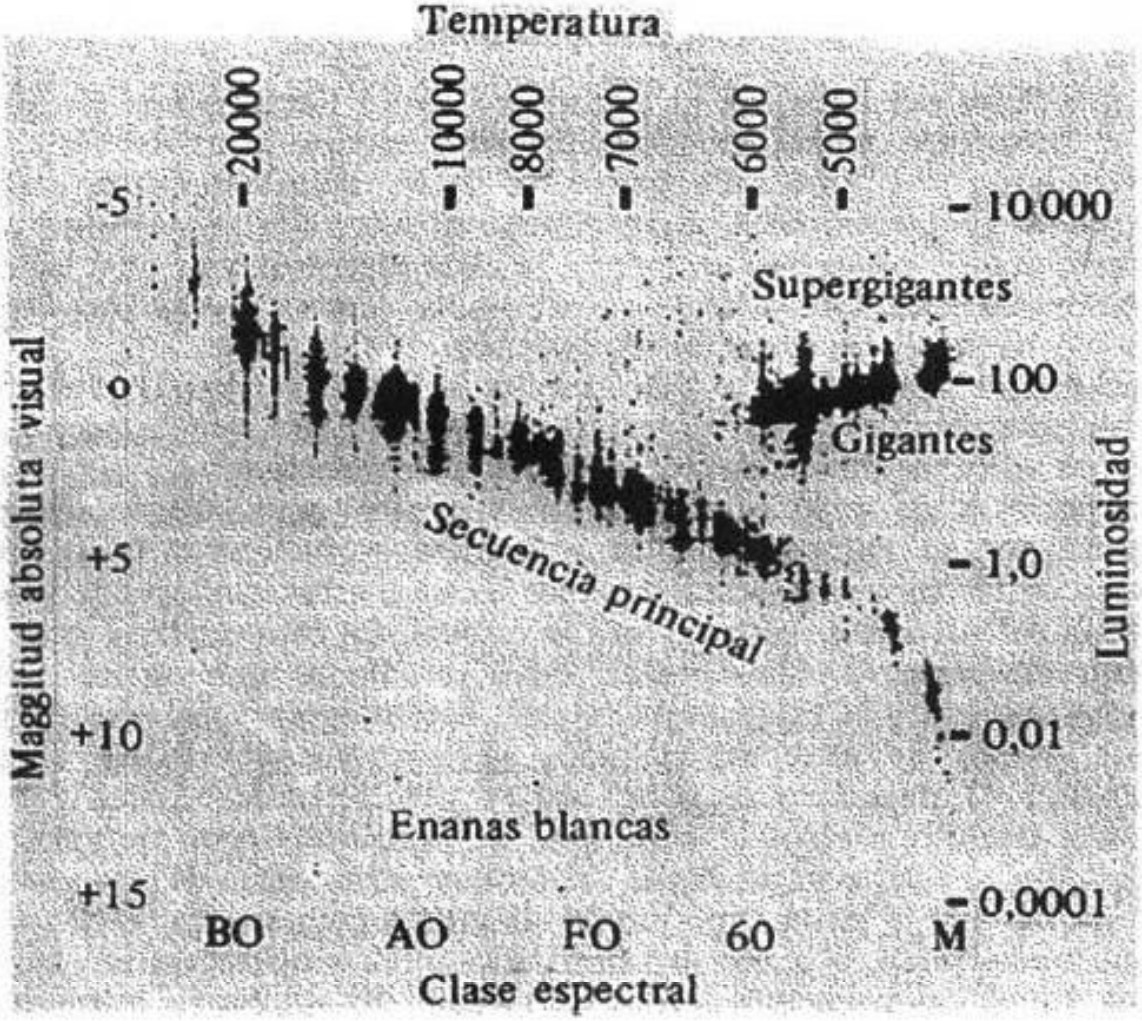


Fig. 194. El diagrama espectro-luminosidad.

vidual entre la luminosidad y la temperatura en determinados grupos de estrellas.

Las secuencias examinadas se llaman *clases de luminosidad* y se designan con los números romanos desde I hasta VII, escritos después de la denominación de la clase espectral. De tal modo, la clasificación completa de las estrellas resulta depender de dos parámetros, uno de los cuales caracteriza el espectro (la temperatura) y el otro la luminosidad. El Sol, por ejemplo, que pertenece a la secuencia principal, entra en la V clase de luminosidad, y la designación de su espectro es G2V. Esta clasificación de las estrellas, admitida actualmente, se denomina MK (Morgan, Kinán).

Las clases de luminosidad se indican, esquemáticamente, en la fig. 195.

La clase I de luminosidad es la de las supergigantes; estas estrellas ocupan en el diagrama espectro – luminosidad la parte superior, y se dividen en varias secuencias.

La clase II de luminosidad es la de las estrellas gigantes brillantes.

La clase III de luminosidad es la de las gigantes.

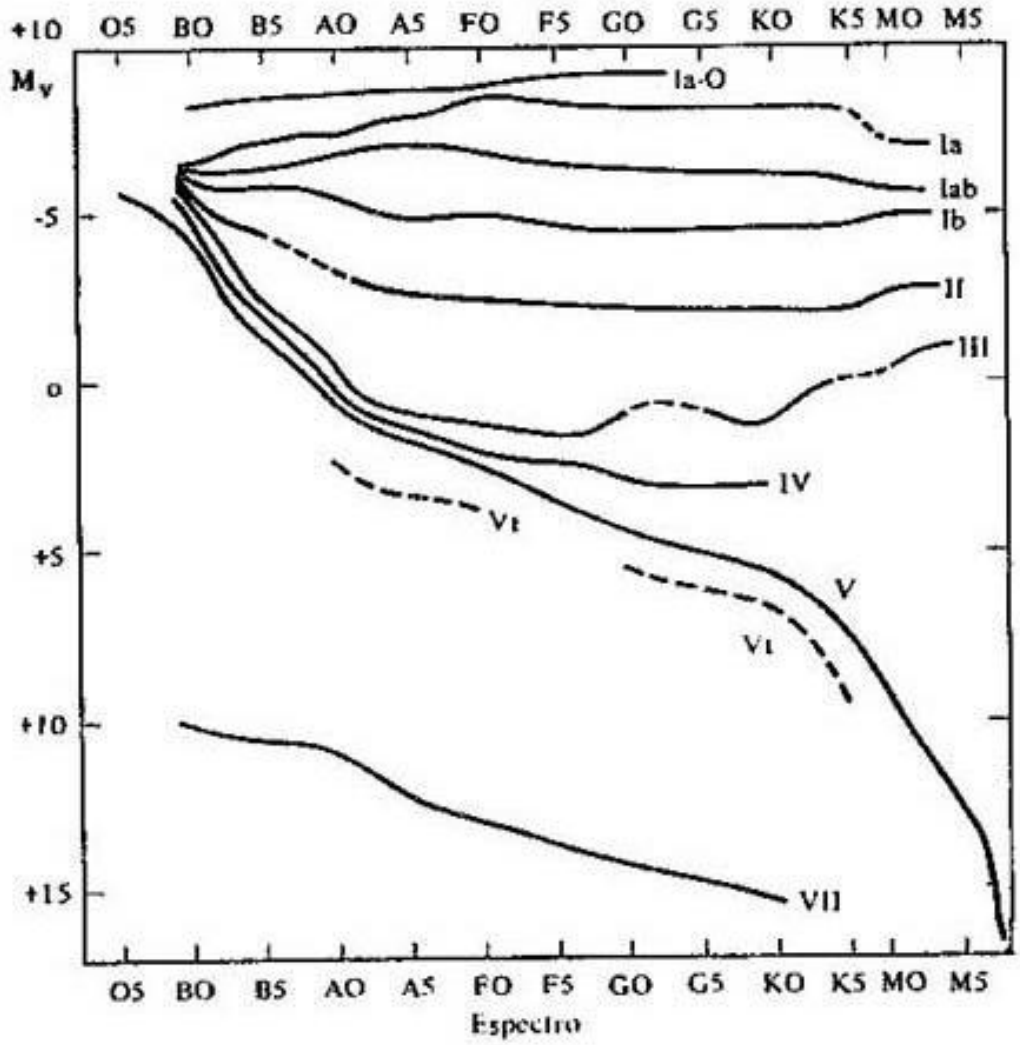


Fig. 195. Secuencias de las estrellas de distintos tipos espectrales en el diagrama de Hertzsprung-Russell

La clase IV de luminosidad es la de las *subgigantes*. Las últimas tres clases se sitúan en el diagrama entre la región de las supergigantes y la secuencia principal.

La clase V de luminosidad es la de las estrellas de la secuencia principal.

La clase VI de luminosidad es la de las *subenanas* brillantes. Estas forman una secuencia que pasa por debajo de la principal, aproximadamente, en una magnitud estelar, comenzando desde la clase A0 hacia la derecha.

La clase VII de luminosidad es la de las *enanas blancas*. Estas tienen muy poca luminosidad y ocupan la parte inferior del diagrama.

La pertenencia de una estrella a la clase de luminosidad dada se establece sobre la base de índices especiales complementarios de la clasificación espectral. Así, por ejemplo, las supergigantes tienen, como regla, rayas espectrales estrechas y profundas (c-característica), en oposición absoluta a las rayas excepcionalmente anchas de las enanas blancas (fig. 196). Por sus espectros las enanas se diferencian de las gigantes, debido a que en ellas las rayas de ciertos metales son relativamente más débiles que las de las gigantes de las mismas clases espectrales, mientras que las intensidades de las rayas de otros metales se diferencian mucho menos. Los

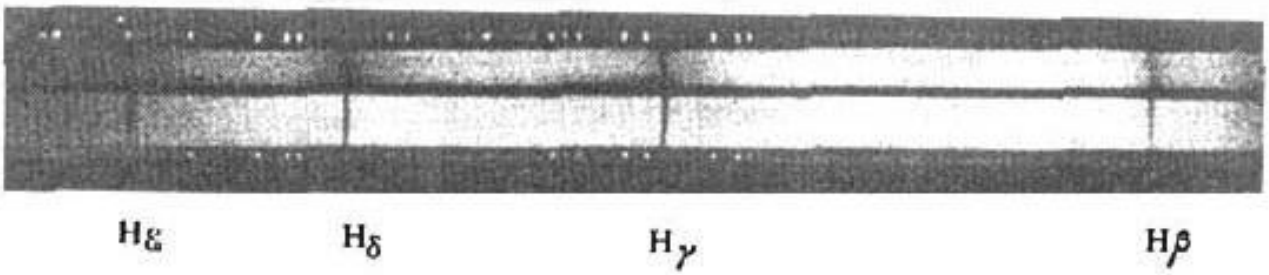


Fig. 196. Espectro de una enana blanca (*a*) y de una supergigante (*b*).

espectros de las subenanas, por el contrario, se distinguen por la debilidad de todas las rayas metálicas, lo que está relacionado con el menor contenido de metales en estas estrellas.

Los criterios complementarios examinados de la clasificación espectral, que permiten establecer la clase de luminosidad, pueden servir de base para la determinación espectroscópica de las magnitudes estelares absolutas y, con ello, de las distancias.

El método de determinación de las distancias, basado en la dependencia empírica entre la luminosidad de las estrellas y la relación de las intensidades de determinadas rayas en el espectro, se denomina *método de las paralajes espectrales*.

A diferencia de las trigonométricas, las paralajes espectrales también pueden ser calculadas para objetos muy alejados, si es que se han estudiado sus espectros. Por ello, este método desempeña un papel de extraordinaria importancia en la astronomía.

§ 149. *Concepto de escala de temperaturas estelares*

Habitualmente por temperatura de una estrella se comprende su temperatura efectiva (véase el § 108). Para la determinación de esta última es necesario conocer el flujo total de radiación y el radio de la estrella. Estas dos magnitudes, y por lo tanto las temperaturas efectivas, solamente pueden ser medidas con suficiente exactitud para pocas estrellas. Para las restantes las temperaturas efectivas se hallan por métodos indirectos, basándose en el estudio de sus espectros o de los índices de color con ayuda de la escala de temperaturas estelares efectivas.

Se denomina escala de temperaturas efectivas a la dependencia entre las características del color de radiación de las estrellas (por ejemplo, de la clase espectral o del índice de color) y las temperaturas efectivas. De manera análoga se introduce la escala de temperaturas del color. Si se conoce la escala de temperaturas entonces, determinando por las observaciones la clase espectral o el índice de color de la estrella dada, es fácil hallar su temperatura. La escala de temperaturas se determina empíricamente por las estrellas para las que, por ejemplo, se conocen las temperaturas efectivas, y asimismo teóricamente para las estrellas de ciertos tipos.

La escala de temperaturas efectivas de las estrellas de distintas clases de luminosidad se muestra en la tabla 11.

Tabla 11

Escala de las temperaturas estelares efectivas

Clase espectral	Clases de luminosidad					
	Secuencia principal (V)		Gigantes (III)		Supergigantes (I)	
	Índice de color, $B-V$	Temperatura efectiva, K	Índice de color, B–V	Temperatura efectiva, K	Índice de color, $B-V$	Temperatura efectiva, K
O5	$-0^m,35$	40 000				
B0	−0,31	28 000			$-0^m,21$	
B5	−0,17	15 500				
A0	0,00	10 000			0,00	
A5	+0,16	8 500				
F0	0,30	7 400			+0,30	6400
F5	0,45	6 600				
G0	0,57	6 000	$+0^m,65$	5700	0,76	5400
G5	0,70	5 400	0,84	5000	1,06	4700
K0	0,84	4 700	1,06	4300	1,42	4000
K5	1,11	4 000	1,40	3600	1,71	3400
M0	1,39	3 600	1,65	3400	1,94	2800
M5	+1,61	3 000	+1,85	2800	+2,15	

§ 150. *Métodos de determinación de las dimensiones de las estrellas*

Las mediciones directas de los radios de las estrellas, excepto en ciertos casos, resultan imposibles prácticamente, ya que todas las estrellas están tan lejos de nosotros que sus dimensiones angulares son inferiores al límite resolutivo de los telescopios más grandes. Los diámetros angulares de dos-tres decenas de estrellas más cercanas se han determinado con ayuda de *interferómetros estelares* especiales. El principio de funcionamiento de estos instrumentos se basa en la interferencia de la luz de la estrella, reflejada en un par de espejos separados considerablemente. En algunos casos, para la determinación del diámetro angular de la estrella, se logra utilizar el tipo de cuadro interferencial, que surge durante la ocultación de las estrellas por la Luna. Los radios lineales se pueden determinar para las estrellas variables eclipsadas según la duración del eclipse (véase el § 156).

Si para la estrella con distancia conocida r se ha hallado mediante cualquiera de los métodos descritos el diámetro angular d'', expresado en segundos de arco, entonces su diámetro lineal D puede ser fácilmente calculado por la fórmula

$$D = \frac{d'' r}{206\,265''}. \tag{11.13}$$

Las dimensiones de la estrella pueden ser hallados indirectamente en caso que se conozcan la luminosidad bolométrica L_{bol} y la temperatura efectiva T_{ef} de esta estrella. Así, de acuerdo a la definición de la temperatura efectiva (§ 108), 1 cm^2 de la superficie de la estrella irradia en todas las direcciones un flujo de energía igual a

$$\varepsilon = \sigma T_{ef}^4.$$

El flujo total, irradiado por toda la estrella, se obtendrá si multiplicamos esta magnitud por el área $4\pi R^2$ de la superficie de la estrella. Por consiguiente, la luminosidad de la estrella

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{ef}^4. \tag{11.14}$$

Si aplicamos ahora al Sol la expresión obtenida, cuya luminosidad y radio conocemos, entonces, designando por $T_\odot$ la temperatura efectiva del Sol, obtendremos

$$L_\odot = 4\pi R_\odot^2 \sigma (T_\odot)^4. \tag{11.15}$$

Dividiendo miembro a miembro las igualdades (11.14) y (11.15) hallamos

$$R = R_\odot \left(\frac{T_\odot}{T_{ef}}\right)^2 \sqrt{\frac{L}{L_\odot}} \tag{11.16}$$

o, aplicando logaritmos,

$$\log \frac{R}{R_\odot} = \frac{1}{2} \log \frac{L}{L_\odot} + 2 \log \frac{T_\odot}{T_{ef}}.$$

Habitualmente el radio y la luminosidad de la estrella se expresan en unidades solares $R_\odot = 1$ y $L_\odot = 1$. Entonces

$$\log R = \frac{1}{2}\log L + 2\log\frac{T_\odot}{T_{ef}}. \qquad (11.17)$$

Los diámetros de las estrellas más grandes son 1000 y más veces mayores que el solar (el de VV Cep en 1600 veces). La estrella, descubierta por Leuthen en la constelación de Ballena, es 10 veces menor que la Tierra por su diámetro, y las dimensiones de las estrellas neutrónicas (§ 159) son del orden de decenas de kilómetros.

§ 151. *La dependencia radio–luminosidad–masa*

La fórmula (11.17) relaciona entre sí tres características importantes de la estrella: el radio, la luminosidad y la temperatura efectiva. Al mismo tiempo, como ya sabemos, existe una importante dependencia empírica entre el espectro, es decir, prácticamente entre la temperatura, y la luminosidad (diagrama de Hertzsprung–Russell). Esto significa que las tres magnitudes que entran en la fórmula (11.17) no son idependientes, y que para cada secuencia de estrellas en el diagrama espectro–luminosidad se puede establecer una determinada correlación entre la clase espectral (temperatura) y el radio. Para que esta correlación sea evidente variaremos un poco el diagrama espectro–luminosidad mostrado en la fig. 194. En lugar de la magnitud estelar visual absoluta trazaremos la magnitud estelar bolométrica absoluta, y en reemplazo de la clase espectral, el logaritmo de la respectiva temperatura efectiva. Con esto, el carácter general del diagrama (fig. 197) se conservará en lo fundamental. En este diagrama la posición de todas las estrellas que tengan radios iguales es representada por líneas rectas, pues la dependencia entre $\log L$ y $\log T_{ef}$ en la fórmula (11.17) es lineal. En la fig. 197 se han trazado líneas de radios constantes, que permiten hallar con facilidad las dimensiones de la estrella por su luminosidad (magnitud estelar absoluta) y espectro (temperatura efectiva).

En la fig. 197 se ve que los radios de las distintas estrellas varían en límites muy grandes: desde centenas e incluso miles de $R_\odot$ en las gigantes y supergigantes hasta $(10^{-2} - 10^{-3})\ R_\odot$ en las enanas blancas. Así pues, si las temperaturas de las atmósferas estelares sólo se diferencian aproximadamente en 10 veces, esta diferencia alcanza por sus diámetros casi ¡un millón de veces!

Es notable el hecho de que en la fig. 197 la secuencia principal y también, en menor grado, la secuencia de las supergigantes se representan con líneas casi rectas. Ello permite establecer para las estrellas dadas una dependencia empírica entre la luminosidad bolométrica y el radio. Así, por ejemplo, para la mayoría de las estrellas de la secuencia principal se cumple la relación

$$L_{bol} = R^{5,2}. \qquad (11.18)$$

La caracteristica más importante, la masa, desgraciadamente no puede ser calculada para estrellas aisladas. En ciertos casos, con ayuda de la ley de Kepler, se logra determinar la masa de las componentes de los sistemas binarios (véase el § 154). Por este número relativamente pequeño de estrellas se ha descubierto una importante dependencia empírica entre la masa y la luminosidad bolométrica, expuesta en la fig. 198. En esta figura la recta representa la dependencia

$$L_{bol} = \mathfrak{M}^{3,9}, \tag{11.19}$$

que aproximadamente se cumple para la mayoría de las componentes de los sistemas binarios, pertenecientes a la secuencia principal. De (11.19) se deduce que en la parte superior de la secuencia principal se encuentran las estrellas más macizas con masas que superan en decenas de veces la del Sol (la estrella de Plaskett tiene $\mathfrak{M} > 60\mathfrak{M}_\odot$). A medida que se avanza hacia abajo a lo largo de la secuencia principal, las masas de las estrellas disminuyen. En las enanas de las clases espectrales posteriores la masa es menor que la solar. Cuando $\mathfrak{M} < 0{,}02\mathfrak{M}_\odot$ la sustancia, por lo visto, no es capaz de formar una estrella, y solamente puede comprimirse hasta conformar un planeta. Las estrellas eruptivas tipo UV Ballena (§ 159) tienen una masa que se aproxima a este límite. Si se considera que la relación (11.19),

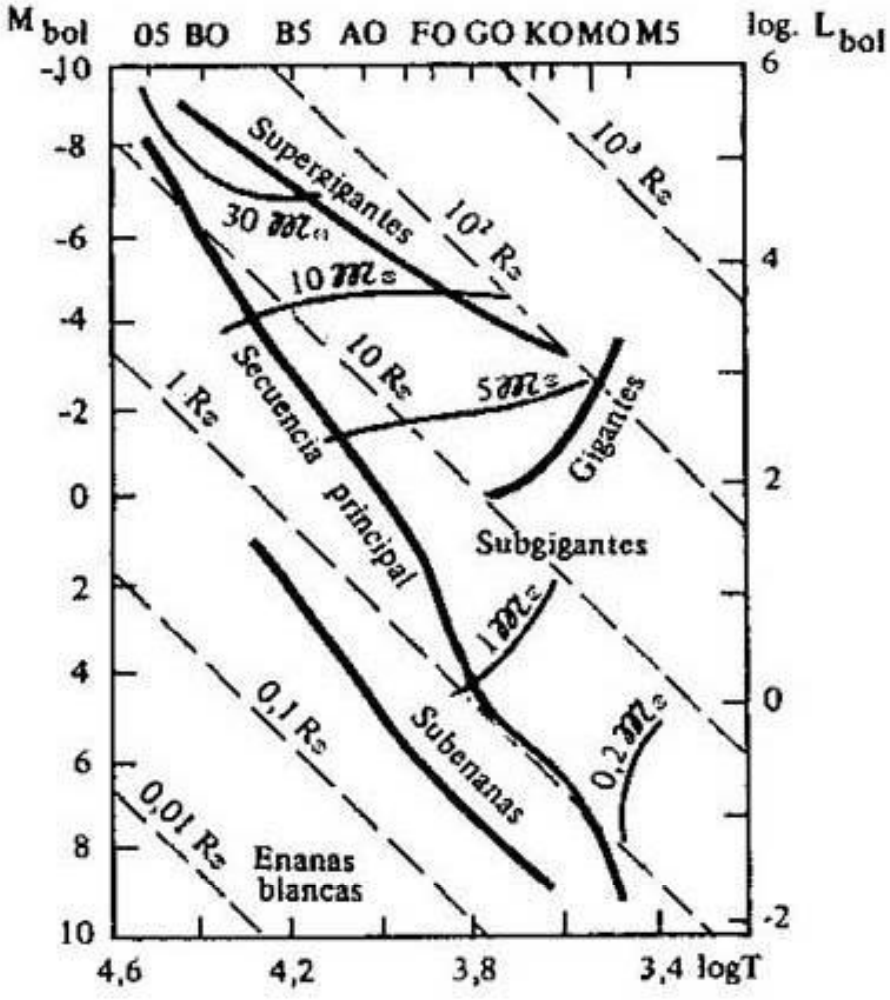


Fig. 197. El diagrama magnitud absoluta-temperatura.

conjuntamente con dependencias análogas para las estrellas de otras clases de luminosidad, es justa para todas las estrellas normales, entonces, señalando en el diagrama Hertzsprung – Russell todas las estrellas con masas conocidas, se pueden trazar en éste líneas de masas iguales, lo mismo que hace poco se obtuvieron las líneas de radios iguales.

De esta manera, el diagrama espectro – luminosidad se puede considerar como el diagrama de estado de las estrellas y resolver con su ayuda problemas importantes. Por ejemplo, es obvio que las regiones de "población" densa del diagrama corresponden a las etapas más prolongadas de evolución de las estrellas, digamos, de la fase de la secuencia principal. Supongamos luego que, al evolucionar, las estrellas cambian sus características y, en particular, la luminosidad. Entonces estas estrellas deben cambiar en el transcurso del tiempo su posición en el diagrama de Hertzsprung – Russell. Si con esto dichas estrellas conservan todo el tiempo, o por lo menos durante cierto período, una masa constante, entonces su evolución en una etapa determinada debe representarse por segmentos de las líneas de masas constantes en la fig. 197. De aquí se ve el sentido evolucionista tan profundo que tiene la disposición de las estrellas en el diagrama Hertzsprung – Russell.

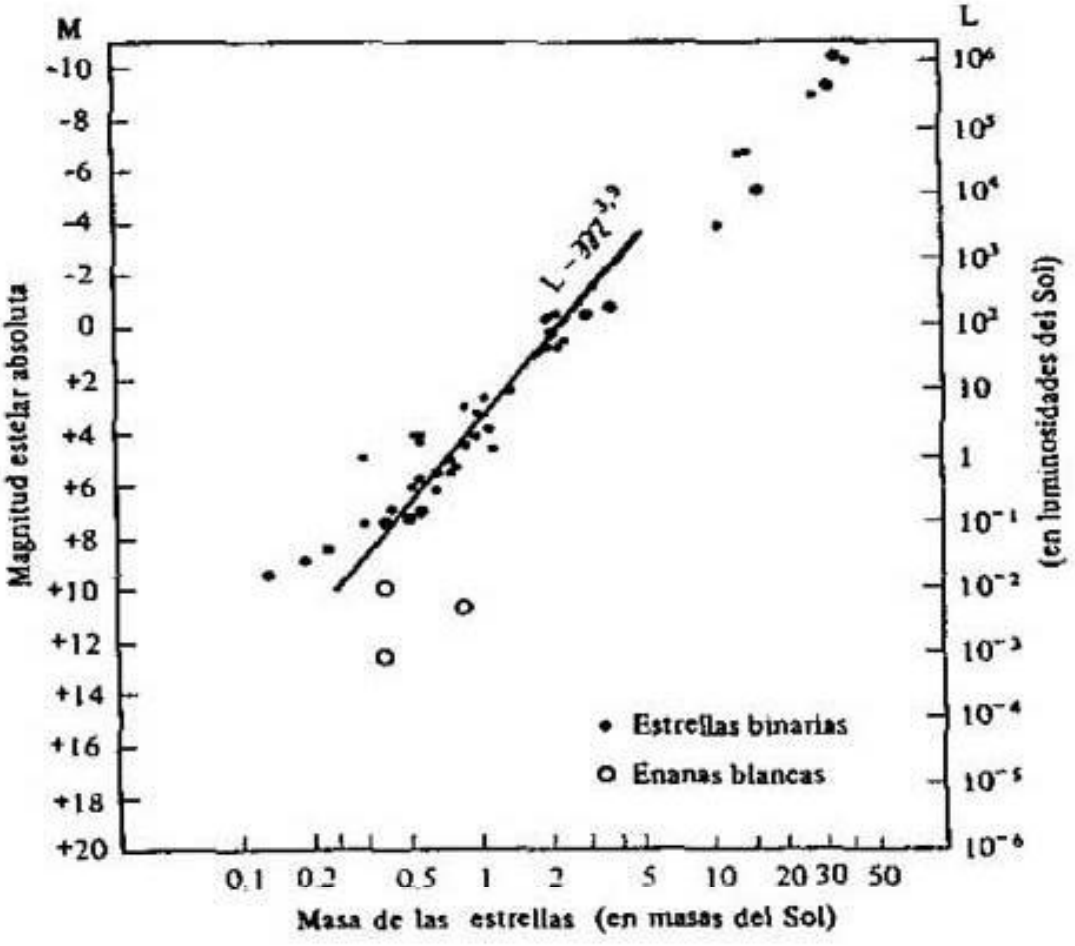


Fig. 198. El diagrama masa-luminosidad.

§ 152. *Condiciones físicas en las entrañas y estructura de las estrellas*

Si para cierta estrella se conocen la masa y el radio entonces, exactamente del mismo modo que esto se hizo para el Sol (véase el § 120) se puede obtener una idea respecto a las condiciones físicas en sus entrañas. De la fórmula (9.10) se ve que la temperatura T en las entrañas de la estrella es directamente proporcional a su masa $\mathfrak{M}$ e inversamente proporcional a su radio R; en particular, para la temperatura T_0 en el centro de la estrella se puede escribir

$$T_0 = K\frac{\mathfrak{M}}{R}, \tag{11.20}$$

donde K es cierto coeficiente de proporcionalidad. Su valor aproximado, que, claro está, solamente es justo para las estrellas parecidas al Sol, se puede apreciar partiendo de la condición de que cuando $R = R_\odot$ y $\mathfrak{M} = \mathfrak{M}_\odot$ la temperatura T_0 se aproxima a 15 000 000 K. De aquí obtenemos que la temperatura en el centro de las estrellas de la secuencia principal parecidas al Sol

$$T_0 \approx 1{,}5 \cdot 10^7 \frac{\mathfrak{M}}{R}. \tag{11.21}$$

Para las estrellas de la secuencia principal la relación $\mathfrak{M}/R$, que figura en la fórmula (11.21), se puede expresar a partir de las fórmulas (11.18) y (11.19), excluyendo la luminosidad. Entonces

$$\frac{\mathfrak{M}}{R} = R^{1/3} \tag{11.22}$$

Por consiguiente, para semejantes estrellas

$$T_0 = 1{,}5 \cdot 10^7 R^{1/3} \tag{11.23}$$

De la fig. 197 se ve que, a medida que avanzamos hacia arriba a lo largo de la secuencia principal, los radios de las estrellas aumentan. Por esto también aumentan gradualmente las temperaturas en las entrañas de la secuencia principal con el incremento de la luminosidad. Así, por ejemplo, para las estrellas de la subclase BO V, la temperatura en el centro es de casi 30 millones, y para las estrellas KO V es un poco menor de 10 millones de grados Kelvin.

El carácter de las reacciones nucleares en las entrañas de la estrella depende mucho del valor de la temperatura. En la fig. 199 se muestra como la cantidad de energía E, liberada como resultado del ciclo del carbono y de la reacción protón-protón, depende de la temperatura T y en dicha figura se señalan las condiciones que corresponden al centro del Sol y a dos estrellas de la secuencia principal: de las clases espectrales BO y MO. Por la posición del Sol en este gráfico se ve que en las entrañas de las estrellas de la secuencia principal de las clases posteriores espectrales G, K y M, igual que

en el Sol, la liberación de la energía nuclear tiene lugar, fundamentalmente, como resultado de la reacción protón-protón. En las estrellas calientes de las clases espectrales tempranas, en cuyas entrañas la temperatura es mayor y alcanza decenas de millones de grados Kelvin, desempeña un papel primordial la transformación del hidrógeno en helio a cuenta del ciclo del carbono. Como resultado de esta reacción se libera una energía considerablemente mayor que durante la reacción protón-protón, lo que precisamente explica la mayor luminosidad de las estrellas de las clases espectrales tempranas.

Así pues, se debe esperar que las estrellas que se disponen en las distintas zonas del diagrama espectro-luminosidad se distingan por su estructura. Ello se confirma por los cálculos teóricos de las configuraciones equipon-

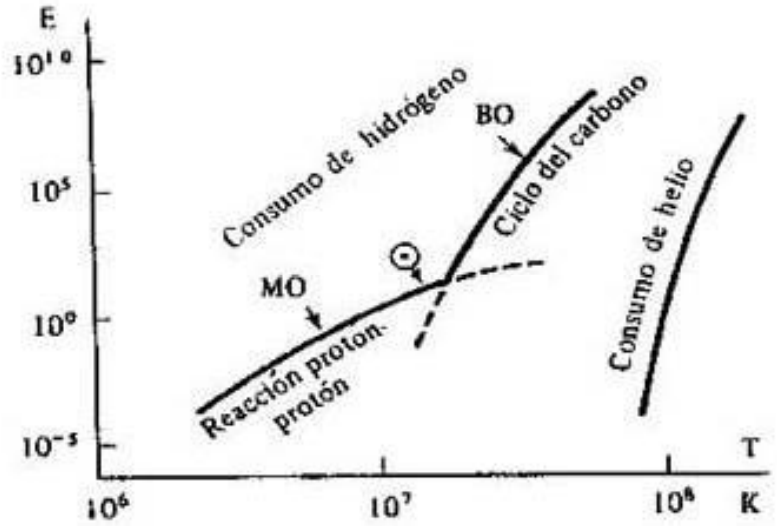


Fig. 199 Dependencia entre la energía de las reacciones nucleares y la temperatura.

derantes gaseosas, realizados para determinados valores de composición química, masa, radio y luminosidad de la estrella (los denominados *modelos de estrellas*).

Las estrellas de la parte superior de la secuencia principal, son calientes con masa mayor que la solar, por lo que la temperatura y la presión en sus entrañas son superiores a las de las estrellas de clases espectrales posteriores, y el desprendimiento de energía termonuclear sucede a ritmo acelerado mediante el ciclo del carbono. Como resultado, la luminosidad de ellas es también mayor, y por esto deben evolucionar más rápidamente. De aquí es natural deducir que las estrellas calientes, que se encuentran en la secuencia principal, deben ser jóvenes.

Puesto que en el ciclo del carbono el desprendimiento de energía es proporcional a un elevado exponente de la temperatura ($\sim T^{20}$), mientras que el flujo de radiación, según la ley de Stefan-Boltzmann, crece como T^4, la radiación resulta ser incapaz de sacar de las entrañas de la estrella la energía que surge allí en el ciclo del carbono. Por esto, la misma sustancia, que comienza a mezclarse es la que debe transferir el calor, y en las entrañas

de las estrellas macizas de la secuencia principal surgen las *zonas convectivas centrales*. Para una estrella con masa 10 veces superior a la del Sol, el radio de la zona convectiva interna es de casi un cuarto del radio de la estrella, y la densidad en el centro supera en unas 25 veces la densidad media. Las capas de la estrella que rodean al núcleo convectivo se encuentran en equilibrio de radiación, tal como ocurre en la zona de equilibrio de la radiación en el Sol (§ 120).

Las estrellas de la parte inferior de la secuencia principal, por su estructura, se asemejan al Sol. Durante la reacción protón-protón la potencia de liberación de la energía depende de la temperatura casi igual que el flujo de radiación, en el centro de la estrella no surge la convección y el núcleo resulta ser radiante. Pero en las estrellas de la parte inferior de la secuencia principal, debido a la fuerte opacidad de sus capas exteriores más frías, se forman *envolturas convectivas exteriores* (zonas) extendidas. Cuanto más fría es la estrella tanto mayor es la profundidad a la que tiene lugar la mezcla. Si en el Sol solamente están abarcadas por la convección el 2% de las capas exteriores subfotosféricas, en la enana KV con masa $0{,}6\mathfrak{M}_\odot$ en la mezcla participa el 10% de toda la masa.

Las subenanas, que se distinguen por el poco contenido de elementos pesados, son un buen ejemplo de la dependencia considerable entre la estructura de la estrella y su composición química. La opacidad de la sustancia estelar resulta ser proporcional al contenido de elementos pesados, pues en el plasma muy ionizado todos los elementos ligeros están privados totalmente de sus electrones y sus átomos no pueden absorber cuantos. En esencia la absorción la efectúan los átomos ionizados de elementos pesados, que todavía guardan una parte de sus electrones. Las subenanas son estrellas viejas, que surgieron en las fases tempranas de la evolución de la Galaxia de la sustancia que todavía no pasó por las entrañas de las estrellas y que, por lo tanto, es pobre en elementos pesados. Por esto, la sustancia de las subenanas se distingue por su transparencia en comparación con las estrellas de la secuencia principal, lo que facilita la transferencia radiante de la energía de las entrañas, que no exige el surgimiento de zonas convectivas.

Las gigantes rojas tienen una estructura extremadamente heterogénea. A esta deducción es fácil llegar si se examina cómo debe variar con el tiempo la estructura de las estrellas de la secuencia principal. A medida que en las capas centrales de la estrella se consume el hidrógeno la región de liberación de la energía se desplaza gradualmente a las capas periféricas. Como resultado se forma una fina capa de liberación de la energía, donde solamente puede tener lugar la reacción del hidrógeno. Esta capa divide la estrella en dos partes considerablemente distintas: la interior, el núcleo "de helio" casi privado de hidrógeno en el que por no existir hidrógeno no hay reacciones nucleares, y la exterior, en la que a pesar de haber hidrógeno la temperatura y la presión son insuficientes para que se desarrolle la reacción. Al principio la presión en la capa de liberación de la energía es mayor que en el núcleo, que comienza a comprimirse y, desprendiendo energía gravitacional, se recalienta. Esta compresión tiene lugar hasta que el gas no se convierta en

gas degenerado (en este tipo de gas la presion no depende de la temperatura; véase el § 104). Entonces la enorme presión, necesaria para la prevención de la compresión ulterior, se asegurará por el inmenso aumento de la densidad. En la estrella con masa de $1{,}39\mathfrak{M}_\odot$, como demuestra el cálculo, surge un núcleo que en lo fundamental consta de helio, en el que se transformó todo el hidrógeno que había en el núcleo. La temperatura del núcleo de helio es insuficiente para que comience la siguiente reacción nuclear posible de transformación del helio en carbono. Por ello el núcleo de helio resulta estar privado de fuentes nucleares de energía y es isotérmico. Este núcleo contiene casi una cuarta parte de la masa de toda la estrella, teniendo con esto dimensiones que solamente son 1/1000 parte de su radio. La densidad en el centro de semejante núcleo alcanza ¡350 kg/cm^3! Este se encuentra rodeado de una envoltura de casi igual extensión, donde sucede la liberación de la energía. Después sigue una zona radiante con espesor de 0,1 del radio. Aproximadamente el 70% (por la masa) de las capas exteriores de la estrella, que componen 0,9 de su radio, forman una fuerte zona convectiva de la gigante roja.

Enanas blancas. Una particularidad importante de la estructura de la gigante roja que acabamos de examinar es la formación en sus entrañas de un objeto isotérmico con masa del orden de la del Sol o menor, compuesto de gas degenerado, fundamentalmente de helio. En el diagrama de Hertzsprung–Russell este objeto debe situarse en el ángulo inferior izquierdo, ya que cuando la temperatura es considerable, el objeto, debido a sus pequeñas dimensiones (10^{-2}–10^{-3} $R_\odot$), debe tener poca luminosidad. Como se ve de las figuras 195 y 197 esto corresponde a la región de las enanas blancas.

Así pues, las enanas blancas resultan ser estrellas decadentes superdensas que, al parecer, consumieron las fuentes de hidrógeno de energía termonuclear. La densidad en el centro de las enanas blancas puede alcanzar ¡centenares de toneladas en un centímetro cúbico! Enfriándose paulatinamente éstas irradian una reserva enorme de energía térmica del gas degenerado. Con el aumento de la masa de la enana blanca la presión del gas en sus entrañas debe oponerse a una fuerza de gravitación todavía mayor, que crece más rápidamente que la presión del gas degenerado. Por esto, las enanas blancas más macizas están más comprimidas y para ellas tiene lugar una dependencia precisa entre el radio y la masa de la estrella.

En ciertas enanas blancas, denominadas *polaris*, se observan fuertes campos magnéticos (de hasta 10^8 Oe). Su radiación resulta estar polarizada incluso hasta el 30%. La causa de una polarización tan fuerte consiste en que la frecuencia con la que las partículas cargadas revolucionan alrededor de las líneas de fuerza del campo magnético, resulta ser del orden de la frecuencia de los rayos luminosos visibles ($\sim 10^{14}$ Hz). Los electrones, orientados por el campo magnético, irradian luz polarizada.

Estrellas neutrónicas. Comenzando desde cierto valor de la masa, la presión del gas degenerado no puede equilibrar la fuerza de gravitación. Semejante estrella puede comprimirse ilimitadamente (colapsar). *El colapso* es inevitable para masas que exceden, aproximadamente, 2–$3\mathfrak{M}_\odot$. Este sería

inevitable cuando $\mathfrak{M} > 1{,}2\mathfrak{M}_\odot$ si no existiese la posibilidad de transformar la estrella en *neutrónica*, cuando la presión del "gas" neutrónico degenerado es capaz de oponerse a las fuerzas de gravitación. La verdad es que antes que esto suceda la estrella debe sufrir una explosión nuclear, que se observa como la explosión de una estrella supernova (véase el § 159), como resultado de la cual se liberará toda la energía nuclear posible y la sustancia pasará a la forma de neutrones, originándose un objeto totalmente nuevo: *la estrella neutrónica*, para la que existe la noción de superficie, ya que sus capas exteriores (corteza) resultan ser sólidas y compuestas de núcleos pesados de Fe y He. El espesor de la corteza es del orden de 1 km, siendo el radio total de la estrella neutrónica de 10 km. Debajo de la corteza la presión es tan grande que los núcleos pesados se "muelen" hasta nucleones, además los electrones se "abollan" en los protones y se origina el líquido neutrónico. La parte central con diámetro de casi 1 km, por lo visto, también se encuentra en estado sólido.

Al comprimir una estrella normal hasta la neutrónica la intensidad del campo magnético aumenta hasta 10^{12} Oe (ya que el flujo magnético debe conservarse). Este valor de la intensidad del campo magnético resulta ser mil veces superior a la del interior de los átomos. Como resultado, en el límite exterior de la corteza sólida de la estrella neutrónica tiene lugar la reordenación de la estructura atómica de la sustancia: los átomos se extienden a lo largo de las líneas de fuerza del campo magnético (lo que es análogo a la polarización de las moléculas en el campo eléctrico). De este modo surgen las cadenas poliméricas de átomos. A temperaturas del orden de 10^6 K en la superficie de la estrella neutrónica se conserva la neutralidad de los átomos (¡en condiciones normales a semejantes temperaturas el gas ya estaría ionizado hace mucho tiempo!), y se forma una película polimérica superficial. Por otro lado, en los campos magnéticos superfuertes las colisiones de las partículas conducen constantemente a la formación de positrones. Al chocar contra la película polimérica estos positrones arrancan de ésta haces de electrones que, acelerándose en la magnetosfera de la estrella neutrónica, originan una potente radiación electromagnética coherente (es decir, en igual fase) no calórica. Con esto solamente irradian aquellas regiones de la estrella en las que las líneas magnéticas de fuerza se extienden lejos de ésta. En dichos lugares se deben observar manchas brillantes.

Huecos negros. Cuando las masas son superiores a varias masas solares incluso la presión de los neutrones degenerados no está en condiciones de oponerse a las fuerzas gravitacionales, y nada puede retener la impetuosa compresión (*colapso*) de la estrella. Surge una situación especial cuando el radio de la estrella en colapso se aproxima a cierto valor crítico R_g, determinado por la relación

$$R_g = 2G\mathfrak{M}/c^2,$$

donde c es la velocidad de la luz. Como se ve de la fórmula (2.20), para un valor así del radio del objeto, denominado *radio gravitacional de*

Schwarzschild, la velocidad parabólica resulta ser igual a la velocidad de la luz. Esto significa que de la estrella con radio menor que el gravitacional no pueden salir rayos de luz. Por consiguiente, este objeto en principio es inobservable, aunque su existencia es admitida por las leyes de la física e incluso necesariamente se deduce de ellas. Estos objetos pronosticados teóricamente, que absorben la luz, y que son capaces de atraer hacia sí a otras masas, pero que no irradian nada, se denominan *huecos negros*.

En el interior de la esfera, limitada por el radio de Schwarzschild, la velocidad de la caída de la sustancia hacia el centro, al igual que la densidad, son tan grandes que las leyes clásicas (de Newton) de la física dejan de cumplirse, y es necesario aplicar las leyes de la teoría general de la relatividad, o de la física relativista. Por esto, los huecos negros, conjuntamente con las estrellas neutrónicas, se denominan *objetos relativistas*.

En ciertos casos especiales, como veremos en el § 160, cerca del hueco negro se puede observar la sustancia, teniendo ésta propiedades tan insólitas que la existencia del hueco negro inobservable puede llegar a ser evidente.

§ 153. *Atmósferas y estructura general de las estrellas*

Con los métodos espectroscópicos se logra observar la radiación, fundamentalmente, de las fotosferas y, en ciertos casos, de las cromosferas de las estrellas. Para el estudio de las condiciones físicas en las atmósferas estelares, en principio, se deben emplear los mismos métodos utilizados para la investigación de la fotosfera solar. Sin embargo, de las observaciones de la estrella, como regla, es imposible establecer la distribución del brillo por su disco. Por ello, la determinación de las variaciones de la temperatura con la profundidad óptica solamente puede ser realizada teóricamente. Como vimos en el ejemplo del Sol, las propiedades concretas de la fotosfera dependen de la temperatura efectiva, masa y radio de la estrella. En el § 120 se mostró que la escala de altitud se halla por la fórmula

$$H_0 = \frac{RT}{\mu g},$$

donde R es la constante universal de los gases, y g la aceleración de la fuerza de la gravedad (R_* es el radio de la estrella)

$$g = G\frac{\mathfrak{M}}{R_*^2}$$

Si las temperaturas y las masas de todas las estrellas fuesen iguales la extensión de sus atmósferas sería proporcional al cuadrado del radio. En realidad, debido a la existencia de la dependencia "masa–luminosidad–radio", dicha extensión resulta ser proporcional a R_* elevado a una potencia algo mayor que la primera.

De aquí se deduce que las estrellas de la parte superior del diagrama espectro–luminosidad con mayores radios son poseedoras de atmósferas

más extensas. En las gigantes de las clases espectrales posteriores la extensión de las fotosferas es superior a la del Sol en centenares de veces, y las de las supergigantes en miles y decenas de miles de veces.

Por esto, si la extensión de la fotosfera solar es solamente de algunas centenas de kilómetros, la de las estrellas de la secuencia principal de las clases espectrales anteriores alcanza miles de kilómetros, la de las gigantes decenas de miles, y la de las supergigantes millones de kilómetros. Por otro lado, las enanas blancas, cuya masa es algo menor que la solar, son por sus dimensiones aproximadamente cien veces menores que el Sol, la extensión de sus atmósferas es inferior a la solar en diez mil veces y es de unos diez metros (¡una millonésima parte del radio!).

Con las extensiones de las atmósferas está estrechamente vinculada la cuestión respecto a la existencia de envolturas convectivas en las estrellas. Como vimos, en el Sol existe una zona convectiva subfotosférica. Si las temperaturas no son demasiado grandes la irradiación sola, sin convección, no puede transferir toda aquella energía que debe salir de las entrañas de la estrella e ir a parar a la atmósfera para alumbrar en el espacio. Además, en la atmósfera "fría" el surgimiento de la convección es facilitado por el hecho de que esta atmósfera es capaz de transferir la energía con más eficacia: el elemento de la convección que se eleva desde las capas profundas contiene hidrógeno ionizado, que en las capas superiores frías no sólo entrega la energía calorífica sino que, al convertirse en neutro, entrega la energía ionizada. Por esto, en las estrellas más frías que el Sol las envolturas convectivas de hidrógeno son aún más extensas, y la propia convección es más fuerte. Por otro lado, en las estrellas más calientes que el Sol, en las que el hidrógeno está ionizado en todas las partes de la atmósfera, el surgimiento de la convección está dificultado y no surgen zonas convectivas, pues la irradiación garantiza la transferencia necesaria de la energía.

Ahora examinaremos las densidades de las atmósferas de las distintas estrellas. Para la determinación de la densidad ρ de la fotosfera solar, en el § 121 aprovechamos la idea de que la cantidad de sustancia, contenida en la capa de la atmosfera con espesor H, debe poseer una opacidad considerable (tener un espesor óptico $\tau \approx 1$). En otras palabras

$$\rho \approx \frac{1}{\varkappa H}.$$

Si la opacidad de la sustancia en las capas exteriores de todas las estrellas fuese igual, entonces las densidades serían inversamente proporcionales a las extensiones H. Pero la opacidad de la sustancia depende considerablemente de la temperatura y, lo que es extraordinariamente importante, de la presión, determinada por la fuerza de la gravedad. Cuanto mayor es la fuerza de la gravedad y, por lo tanto, la presión, tanto mayor es la opacidad. No obstante, como acabamos de ver, la extensión es inversamente proporcional a la fuerza de la gravedad. Por ello el producto $\varkappa H$, que entra en la fórmula (9.16), debe variar poco. Esto explica por qué las densidades de las fotosferas estelares se distinguen entre sí considerablemente menos que sus extensiones.

En efecto, las fotosferas de las gigantes y supergigantes están solamente en 10 veces más enrarecidas que la solar, mientras que las capas exteriores de las enanas blancas son más densas solamente en 10 veces. Como resultado, las densidades de las capas exteriores de las estrellas se diferencian muy poco entre sí.

Así pues, en esta parte hemos examinado las particularidades más importantes y la estructura de las estrellas normales, que ocupan diferente posición en el diagrama de Hertzsprung–Russell. En calidad de resumen, en la tabla 12, se exponen las características de las estrellas más típicas. Las tres primeras, incluyendo el Sol, se encuentran en la secuencia principal: una considerablemente más arriba (clase BO), y otra considerablemente más abajo (clase MO) que el Sol. La cuarta estrella es una gigante roja típica con masa algo mayor que la del Sol. Por fin, la última estrella, es representante de las enanas blancas, que ocupan la posición más inferior en el diagrama espectro–luminosidad.

Tabla 12

Magnitudes básicas que caracterizan la estructura de las estrellas

Clase de la estrella	Masa, $m_\odot = 1$	Luminosidad, $L_\odot = 1$	Radio, $R_\odot = 1$	Condiciones en el centro de la estrella		Fuente fundamental de energía	Condiciones en la fotosfera		
				T_0(K)	ρ_0, (g/cm³)		H(km)	T(K)	ρ, (g/cm³)
B0 V	10	$3 \cdot 10^5$	4	$3 \cdot 10^7$	8	Ciclo del carbono	1000	20000	10^{-9}
G2 V	1	1	1	$1{,}3 \cdot 10^7$	130	Reacción protón-protón	180	6000	10^{-7}
M0 V	0,5	0,5	0,6	10^7	65	Idem	160	3300	$3 \cdot 10^{-7}$
K0 III	1,3	$2 \cdot 10^2$	20	$4 \cdot 10^7$	$3{,}5 \cdot 10^5$	Idem, pero en una capa fina entre el núcleo y la envoltura	20000	4100	10^{-8}
A0 VII	0,9	10^{-3}	10^{-2}	10^7	$1{,}5 \cdot 10^7$	Energía calórica	0,01	10000	10^{-6}

Se debe tener en cuenta que todos los números de la tabla 12, como regla, son el resultado de cálculos preliminares aproximados, y además redondeados para comodidad de memorización.

2. Nebulosas planetarias

Se conocen estrellas que parecen ser la ilustración evidente de cómo las gigantes rojas pueden convertirse en enanas blancas. A nosotros dichas estrellas nos interesan también porque están rodeadas de una envoltura gaseosa caliente, cuyas propiedades recuerdan las nebulosas gaseosas que se examinarán en el capítulo siguiente. Por su similitud externa con los discos

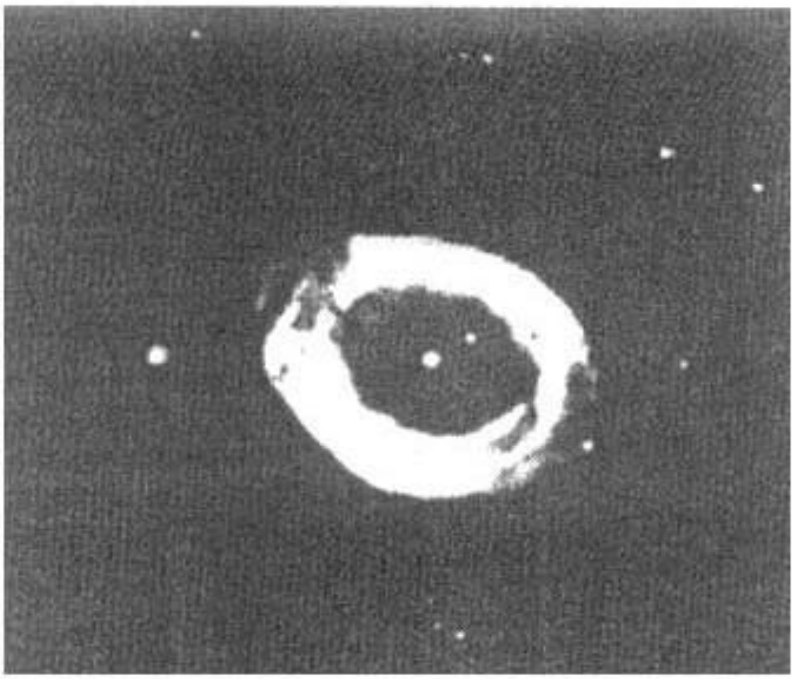


Fig. 200. Nebulosa planetaria de la constelación de Lira.

de los planetas, que se observan en el telescopio, éstas se denominan *nebulosas planetarias* (fig. 200). En su centro siempre se puede advertir el núcleo: una estrella caliente cuyo espectro recuerda el espectro de las estrellas de Wolf–Rayet (véase la pág. 443) o de las estrellas de la clase O.

Entre estos objetos, el más cercano y grande es la nebulosa planetaria de Hélix[1] en la constelación de Acuario, cuya dimensión visible es solamente dos veces menor que la Luna. Con una distancia de 700 parsecs, esto corresponde a dimensiones reales de la nebulosa de casi 3 parsecs. Es también muy conocida la nebulosa anular en la constelación Lira. La mayoría de las nebulosas planetarias (actualmente se conocen cerca de 1000), tienen dimensiones considerablemente menores, por término medio de 0,2 parsec y se concentran sobre todo hacia el centro de la Galaxia, y no hacia el plano de su simetría.

Los espectros de las nebulosas planetarias (fig. 201) son en sí un continuo débil, en cuyo fondo se ven brillantes rayas de emisión, y sobre todo se

[1] Ésta también se llama Caracol

distinguen las rayas prohibidas de oxígeno y nitrógeno ionizados una y dos veces (particularmente las rayas nebulares N_1 y N_2), las rayas de hidrógeno y de helio neutro. Por el aspecto exterior de las nebulosas planetarias, que por lo común tienen forma simétrica y con frecuencia parecen anillos, se puede constatar que éstas representan en sí una envoltura de gas fuertemente enrarecido e ionizado, que rodea la estrella y que, posiblemente, tiene la forma de toroide. Según los desplazamientos de las rayas en el espectro de dichas envolturas se ha descubierto que éstas se extienden por término medio a una velocidad de varias decenas de kilómetros por segundo.

La cantidad total de energía irradiada por toda la nebulosa planetaria es decenas de veces superior a la radiación del núcleo en la zona visible del espectro. Puesto que la estrella central es muy caliente y tiene una temperatura de muchas decenas de miles de grados, el máximo de su radiación se encuentra en la zona ultravioleta invisible del espectro. La

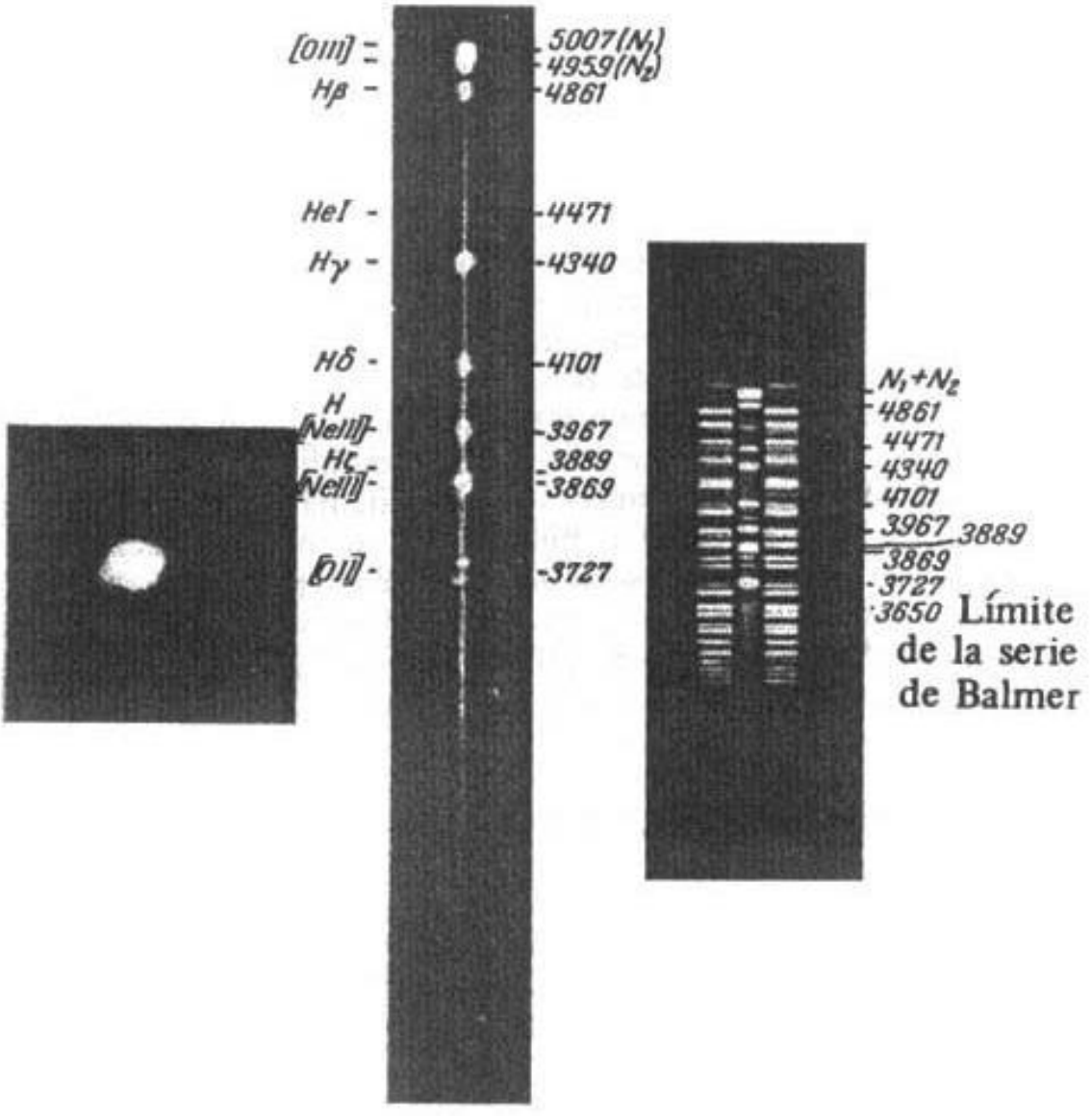


Fig. 201. Espectros sin rendija (en el centro) y con rendija (a la derecha) de la nebulosa planetaria NGG 6543, mostrada a la izquierda. Las cifras indican las longitudes de onda en Å.

radiación rígida del núcleo ioniza el gas enrarecido de la nebulosa y lo calienta hasta una temperatura que alcanza una-dos decenas de miles de grados. A diferencia del núcleo, los átomos de la nebulosa emiten radiación visible, cuyo espectro contiene rayas observables de emisión y una luminiscencia continua débil.

Al parecer, las nebulosas planetarias son una fase determinada de la evolución de ciertas estrellas, posiblemente, parecidas a las variables irregulares tipo RV de Tauro. En la fase de nebulosa planetaria la estrella se quita una envoltura cuya masa es del orden de 0,1 de la masa del Sol. Con esto, se ponen al descubierto sus capas internas calientes. A juzgar por la velocidad de expansión de la envoltura, este proceso debe suceder muy rápidamente (en unos 20 000 años). En el transcurso de este tiempo también pueden tener lugar en el interior de la estrella cambios considerables. Existen motivos para suponer que las estrellas, habiendo pasado la fase de nebulosas planetarias, se transforman en enanas blancas.

3. Estrellas binarias o dobles

Frecuentemente en el cielo se hallan dos o varias estrellas cercanas entre sí. Algunas de ellas, en realidad, se encuentran lejos una de otra y, físicamente, no están enlazadas entre sí. Estas solamente se proyectan en la esfera celeste en puntos muy cercanos, y se denominan estrellas *dobles ópticas*. A diferencia de ellas se llaman estrellas *dobles físicas* a las que forman un sistema dinámico único y que, bajo la acción de las fuerzas de atracción mutua, giran alrededor del centro común de masas. A veces se observan asociaciones de dos y más estrellas (sistemas triples y múltiples). Si las componentes de la estrella binaria se encuentran suficientemente apartadas entre sí y se ven por separado (pueden ser desdobladas) entonces se llaman *estrellas dobles visuales*. La dualidad de ciertos pares apretados, cuyas componentes no se ven por separado, puede ser descubierta o fotométricamente (*estrellas variables a eclipse*) o espectroscópicamente (*dobles espectrales*).

§ 154. *Características generales de los sistemas binarios*

Las estrellas dobles se encuentran muy frecuentemente en la naturaleza, por lo que su estudio es substancial no sólo para la aclaración de la esencia de las propias estrellas, sino asimismo para los problemas cosmogónicos sobre el origen y evolución de las estrellas.

Para convencerse de que el par dado de estrellas está enlazado físicamente y no es un doble óptico, es necesario realizar observaciones prolongadas que permitan captar el movimiento orbital de una de las estrellas respecto a la otra. La dualidad física de las estrellas puede ser

descubierta con elevado grado de probabilidad por sus movimientos propios (véase el § 91): las estrellas que forman un par físico (las componentes de la estrella doble) tienen un movimiento propio casi igual. A veces solamente se ve una de las estrellas que efectúan un movimiento orbital mutuo. En este caso su ruta en el cielo describe una línea ondulada.

En la actualidad se conocen decenas de miles de estrellas dobles visuales muy próximas. De ellas solamente el 10% descubren con seguridad los movimientos orbitales relativos, y sólo para el 1% (para unas 500 estrellas) resulta posible calcular las órbitas con seguridad.

El movimiento de las componentes de las estrellas binarias transcurre de acuerdo con las leyes de Kepler (véase el § 40): ambas componentes describen en el espacio órbitas elípticas semejantes (es decir, de igual excentricidad) alrededor del centro común de masas. Esta misma excentricidad posee la órbita de la estrella-satélite respecto a la estrella principal, si se considera que esta última es inmóvil. El semieje mayor de la órbita del movimiento relativo del satélite alrededor de la estrella principal es igual a la suma de los semiejes mayores de las órbitas de los movimientos de ambas estrellas respecto al centro de masas. Por otro lado, las magnitudes de los semiejes mayores de estas dos elipses son inversamente proporcionales a las masas de las estrellas. Así pues, si de las observaciones se conoce la órbita del movimiento relativo entonces, basándose en la fórmula (2.23), se puede determinar la suma de las masas de las componentes de la estrella binaria. Si, por el contrario, se conocen las relaciones de los semiejes de las órbitas del movimiento de las estrellas respecto al centro de masas, entonces se puede hallar también la relación entre las masas y, por consiguiente, la masa de cada estrella por separado. En esto reside también el importantísimo papel del estudio de las estrellas binarias en la astronomía: éste permite determinar una importante característica de la estrella, la masa, cuyo conocimiento es imprescindible, como vimos, para la investigación de la estructura interna de la estrella y de su atmósfera.

Para la determinación de los elementos de la órbita de una estrella binaria examinaremos el movimiento del satélite S_2 respecto a la estrella principal S_1 (fig. 202). Dicha órbita es una elipse con semieje mayor $a = a_1 + a_2$, donde a_1 y a_2 son los semiejes mayores de las elipses, descritas por cada estrella alrededor del centro común de masas. La estrella principal S_1 se encuentra en el foco de esta elipse. El punto de la órbita del satélite, más próximo a la estrella principal, se denomina *periastro* (π), y el punto opuesto es el *apoastro* (A).

El movimiento del satélite respecto a la estrella principal se caracteriza por *los elementos de la órbita*: la magnitud de la órbita queda determinada por la *longitud a del semieje mayor*; la forma, por *la excentricidad e de la órbita*; la posición del plano de la órbita respecto al observador, *por el ángulo i de inclinación del plano de la órbita*, es decir, por el ángulo que ésta forma con la perpendicular al rayo visual del plano de la imagen; el movimiento del satélite se caracteriza por *el periodo P de* traslación, que generalmente se expresa en años; la posición del satélite es fácil hallar en

cualquier momento de tiempo si se concretiza *el momento T de paso del satélite por el periastro.*

A estos cinco elementos fundamentales se deben añadir dos más, que caracterizan la posición del eje mayor de la elipse en el espacio. Los ángulos en el plano de la órbita se registran desde uno de sus *nodos.* Se denominan nodos ☊ y ☋ a los puntos de intersección de la órbita con el plano de la imagen. El ángulo en el plano de la órbita desde el nodo hasta el periastro se

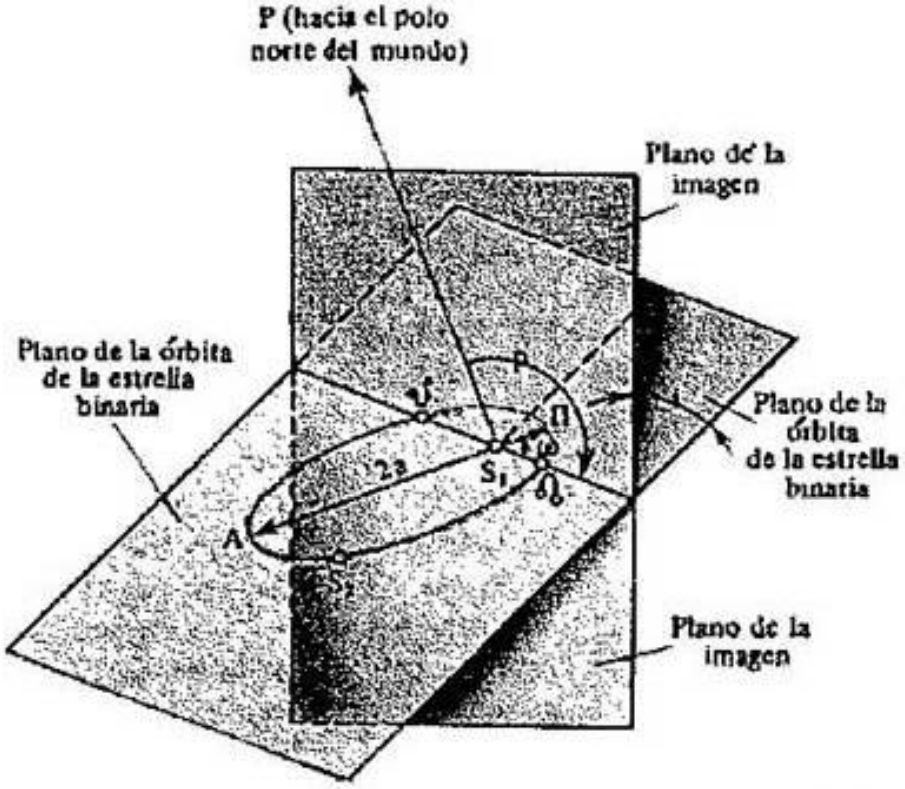


Fig. 202. Elementos de la órbita de una estrella binaria.

denomina *longitud* (ω) *del periastro.* En el plano de la imagen la posición del nodo queda determinada por el *ángulo p de posición,* que se cuenta entre la dirección hacia el polo celeste y el nodo. De tal manera, se añaden dos elementos más: p, el ángulo de posición del nodo de la órbita (siempre se toma menor de 180°) y ω, la longitud del periastro.

§ 155. *Estrellas binarias visuales*

Las estrellas binarias, cuya dualidad se descubre durante las observaciones directas con el telescopio, se denominan binarias visuales. La órbita visible de la estrella–satélite respecto a la estrella principal se halla por las series de observaciones prolongadas, realizadas en distintas épocas. Con exactitud de hasta los errores de las observaciones, estas órbitas siempre resultan ser elipses (fig. 203). En ciertos casos, sobre la base del complicado movimiento propio de una estrella solitaria respecto a las estrellas del fondo, se puede juzgar sobre la existencia de un satélite de ésta, que no se ve como consecuencia de su proximidad a la estrella principal o por tener una

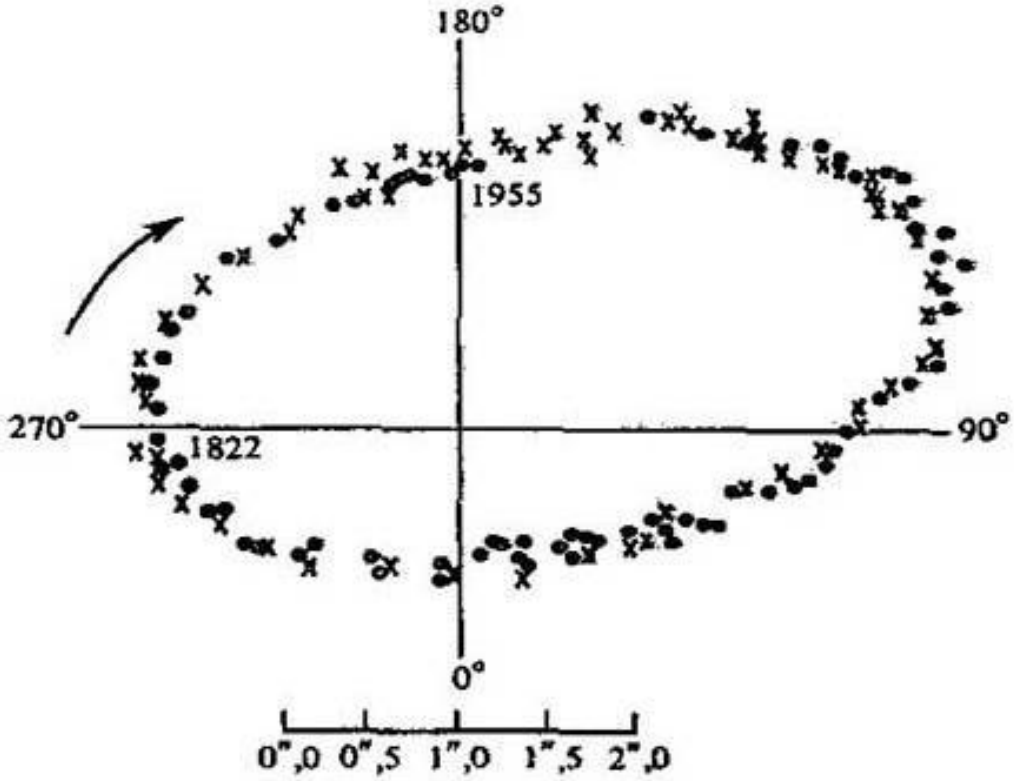


Fig. 203. Orbita visible de una estrella binaria visual de la Osa Mayor, con período de casi 60 años.

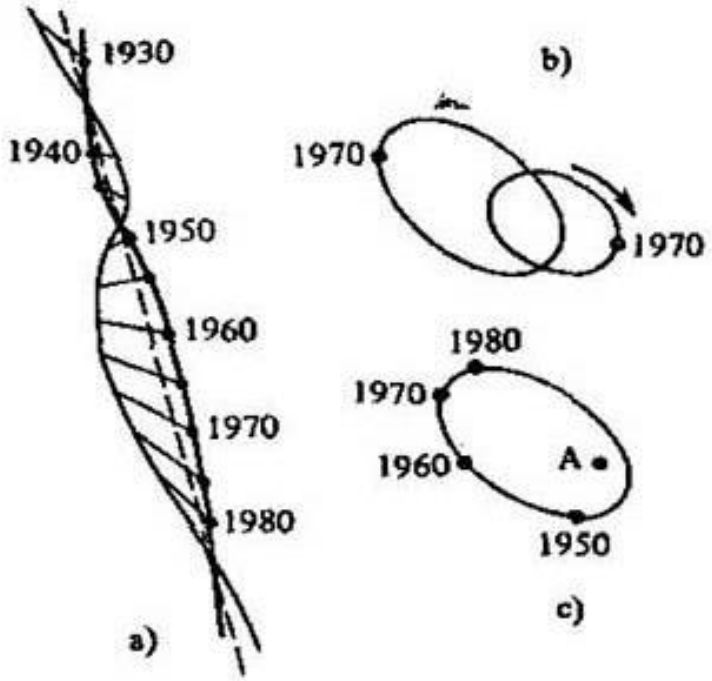


Fig. 204. Movimiento de Sirio y de su satélite.

a) movimientos visibles de Sirio (línea gruesa), del satélite (línea fina) y de su centro de masas (línea punteada); *b*) órbitas visibles de ambas estrellas alrededor del centro común de masas; *c*) órbita visible del satélite alrededor de la estrella principal.

luminosidad considerablemente menor (satélite oscuro). Precisamente de este modo fueron descubiertas las primeras enanas blancas: los satélites de Sirio y de Proción, más tarde descubiertos visualmente. Los movimientos propios y las órbitas visibles de Sirio y de su satélite se muestran en la fig. 204.

La órbita visible de la estrella binaria visual es la proyección de la órbita real sobre el plano de la imagen. Por esto, para la determinación de todos los elementos de la órbita, es menester, ante todo, conocer el ángulo i de inclinación. Este ángulo se puede hallar si se ven ambas estrellas. Su determinación se basa en el hecho de que en la proyección sobre el plano, perpendicular al rayo visual, la estrella principal no resulta estar en el foco de la elipse de la órbita visible, sino en otro punto interior de ella. La posición de este punto queda unívocamente determinada por el ángulo i de inclinación y la longitud ω del periastro. Así pues, la determinación de los elementos i y ω, y como asimismo de la excentricidad e, es un problema puramente geométrico. Los elementos P, T y p se obtienen directamente de las observaciones. El valor verdadero del semieje mayor a de la órbita y del visible a' están relacionados por la fórmula

$$a' = a\sqrt{1 - \operatorname{sen}^2 \omega \cdot \operatorname{sen}^2 i} \qquad (11.24)$$

De las observaciones a' y, por consiguiente, a, se obtienen en medida angular. Solamente conociendo la paralaje de la estrella se puede hallar el valor del semieje mayor en unidades astronómicas (u. a.).

Hasta el presente se han registrado más de 60 000 sistemas dobles visuales. Aproximadamente en 2000 de ellos se lograron descubrir movimientos orbitales con períodos desde 2,62 años en ε de Ceti (el menor), hasta muchas decenas de miles de años. Sin embargo, órbitas fiables se han calculado aproximadamente para 500 objetos con periodos que no exceden de 500 años.

§ 156. *Estrellas variables a eclipse*

Se denominan variables a eclipse a los pares apretados de estrellas, insolubles en el telescopio, cuya magnitud estelar visible varía como resultado de los eclipses, que periódicamente comienzan para el observador terrestre, de una de las componentes del sistema por la otra. En este caso la estrella de mayor luminosidad se denomina principal, y la de menor luminosidad es el satélite. Son ejemplos típicos de estrellas de este tipo la Algol (β de Perseo) y la β de Lira. Como resultado de los eclipses de la estrella principal por el satélite, que suceden con regularidad, así como del satélite por la estrella principal, la magnitud estelar visible total de las estrellas variables a eclipse cambia periódicamente.

El gráfico que representa la variación del flujo de radiación de la estrella con el tiempo se denomina *curva del brillo*. El instante de tiempo en el que la estrella tiene una magnitud estelar visible mínima se llama época del máximo, y cuando la magnitud es máxima, época del mínimo.

La diferencia de las magnitudes estelares en el mínimo y máximo se denomina *amplitud*, y el intervalo de tiempo entre dos máximos o dos mínimos sucesivos, *periodo de variabilidad*. En Algol, por ejemplo, el periodo de variabilidad es igual a $2^d20^h49^m$, y el de la β de Lira es de $12^d21^h48^m$.

Por el carácter de la curva del brillo de una estrella variable a eclipse se pueden hallar los elementos de la órbita de una estrella respecto a la otra, las dimensiones relativas de las componentes, y en ciertos casos incluso se puede obtener una idea respecto a sus formas. En la fig. 205 se muestran las curvas del brillo de ciertas estrellas variables a eclipse conjuntamente con los esquemas del movimiento de las componentes, obtenidos sobre la base de las curvas. En todas estas curvas se observan dos mínimos: uno profundo (el más importante, que corresponde al eclipse de la estrella principal por el satélite), y otro débil (secundario), que surge cuando la estrella principal eclipsa al satélite.

Sobre la base de un estudio detallado de las curvas del brillo se pueden los siguientes datos respecto a las componentes de las estrellas variables a eclipse:

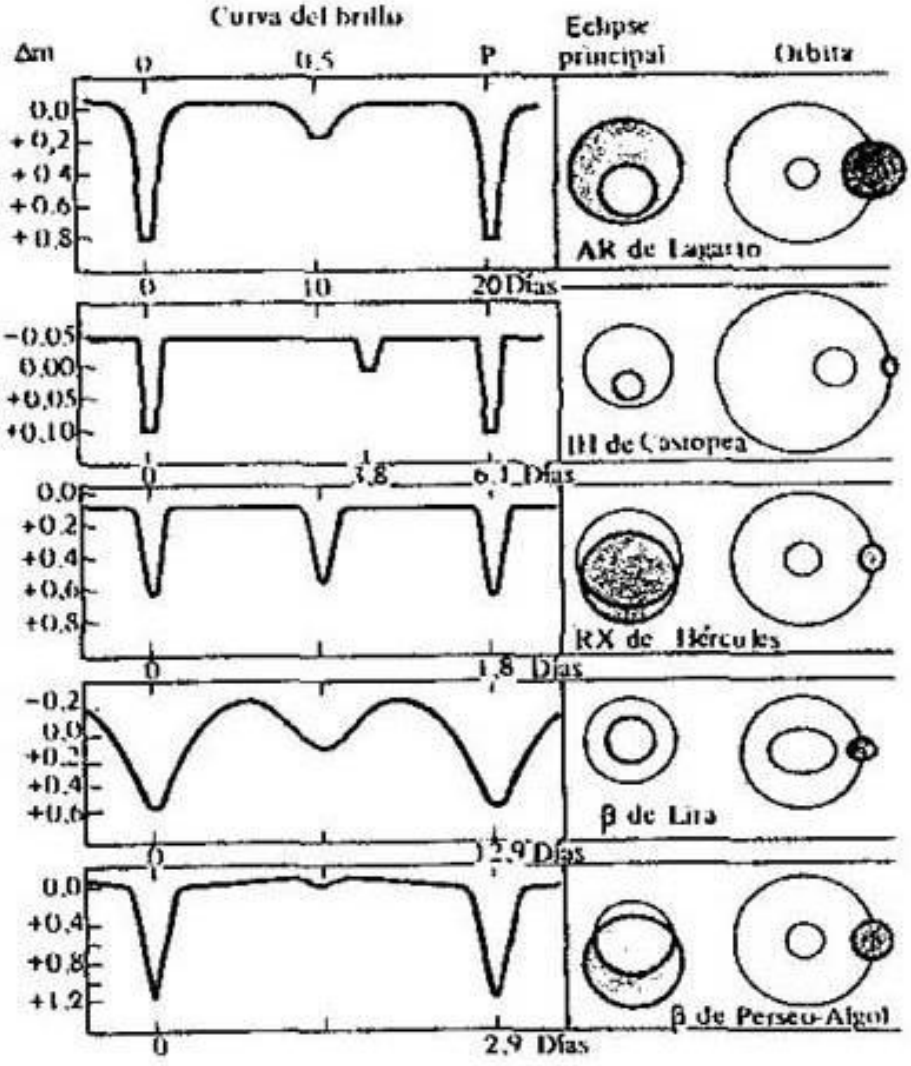


Fig. 205. Curvas de brillo de las estrellas variables a eclipse y posición esquemática de estas durante el eclipse.

1. El carácter de los eclipses (parcial, total o central) queda determinado por la inclinación i y las dimensiones de las estrellas. Cuando $i = 90°$ el eclipse es central, como en la β de Lira (fig. 206). En aquellos casos cuando el disco de una estrella queda cubierto totalmente por el disco de la otra las correspondientes zonas de la curva del brillo tienen tramos planos característicos (como en IH de Casiopea), lo que muestra la constancia del flujo total de radiación del sistema en el transcurso de cierto tiempo, mientras que la estrella menor pasa por delante o por detrás del disco de la mayor. Los mínimos son puntiagudos solamente cuando los eclipses son parciales (como en RX de Hércules o β de Perseo).

2. Basándose en la duración de los mínimos se hallan los radios R_1 y R_2 de las componentes, expresados en partes del semieje mayor de la órbita, pues la duración del eclipse es proporcional a los diámetros de las estrellas.

3. Si el eclipse es total entonces, por la relación entre las profundidades de los mínimos, se puede hallar la relación entre las luminosidades, y si se conocen los radios también se puede hallar la relación entre las temperaturas efectivas de las componentes.

4. La relación entre los intervalos de tiempo desde el centro del mínimo principal hasta el centro del mínimo secundario, y desde el mínimo secundario hasta el próximo mínimo principal, depende de la excentricidad e de la órbita y de la longitud ω del periastro. Más exactamente, la fase del comienzo del mínimo secundario depende del producto $e \cos \omega$. Si el mínimo

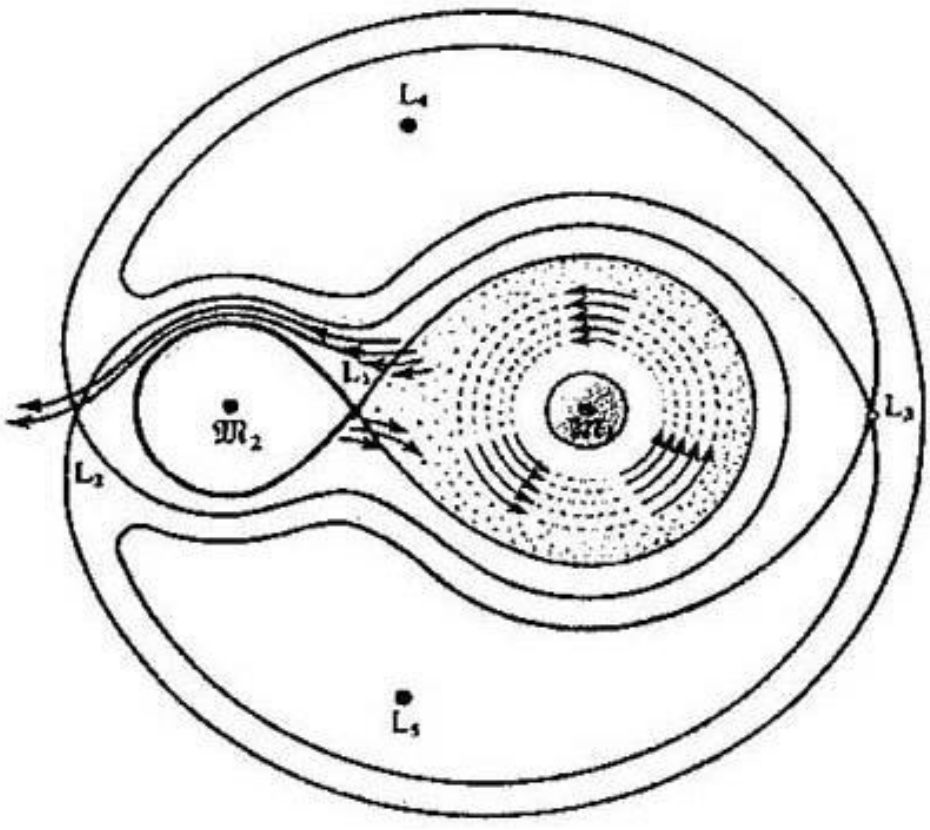


Fig. 206. Sistema doble estrecho de la β de Lira. La estrella principal es B8 con masa $\mathfrak{M}_1 = 63\mathfrak{M}_\odot$, el satélite F con $\mathfrak{M}_2 = 42\mathfrak{M}_\odot$. $L_{1,2,3,4,5}$ son los puntos de Lagrange.

secundario se encuentra entre dos mínimos principales (como en la RX de Hércules), entonces la órbita es simétrica respecto al rayo visual y, en particular, puede ser circular. La asimetría de la posición del mínimo secundario permite hallar el producto $e \cos \omega$.

5. La pendiente de la curva del brillo, que a veces se observa entre los mínimos, permite apreciar cuantitativamente el efecto de reflexión por parte de una estrella de la radiación de la otra (ejemplo, la β de Perseo).

6. El cambio suave de la curva del brillo, como, por ejemplo, en la β de Lira, testimonia acerca de la forma elipsoidal de las estrellas, provocada por la influencia de la marea de las componentes muy cercanas de las estrellas dobles. A semejantes sistemas pertenecen las estrellas tipo β de Lira y W de la Osa Mayor (véase la fig. 206). En este caso, por la forma de la curva del brillo, se puede establecer la de las estrellas.

7. El recorrido detallado de la curva del brillo en los mínimos a veces permite juzgar respecto a la ley del oscurecimiento de la estrella hacia el borde. Como regla, es muy difícil revelar este efecto. Sin embargo, este es el único método de estudio, existente en la actualidad, de la distribución del brillo por los discos de las estrellas.

En resumen, sobre la base del aspecto de la curva del brillo de una estrella variable a eclipse, se pueden determinar los siguientes elementos y características del sistema:

i, inclinación de la órbita; P, período; T, época del mínimo principal; e, excentricidad de la órbita; ω, longitud del periastro; R_1 y R_2, radios de las componentes, expresados en partes del semieje mayor; para las estrellas del tipo β de Lira se pueden determinar las excentricidades de los elipsoides, que representan las formas de las estrellas; L_1/L_2, relación de las luminosidades de las componentes, o de sus temperaturas T_1/T_2.

Para ciertos tipos especiales de estrellas (por ejemplo, de Wolf–Rayet; véase la página 443), si son eclipsadas, se logra hallar una serie de características complementarias.

El problema de determinación de todas estas magnitudes es muy complicado y no siempre, ni mucho menos, puede ser resuelto hasta el fin. Por lo común primero, por el aspecto general de la curva del brillo, se determina en términos generales el tipo y la orientación aproximada de la órbita, y solamente después se calculan con exactitud los elementos de ésta.

En la actualidad se conocen más de 4000 estrellas variables a eclipse de distintos tipos. El período mínimo conocido es de casi una hora, y el máximo de 57 años. La información respecto a las estrellas eclipsadas se hace más completa y segura si las observaciones fotométricas se complementan con las espectrales.

§ 157. *Estrellas binarias espectrales*

En los espectros de ciertas estrellas se observa un desdoblamiento periódico u oscilación de la posición de las rayas espectrales. Si estas estrellas son variables a eclipse entonces las oscilaciones de las rayas suceden

con el mismo período que la variación del brillo. Con esto, en los momentos de las conjunciones, cuando ambas estrellas se mueven perpendicularmente respecto al rayo visual, la desviación de las rayas espectrales de la posición media es igual a cero. En los momentos restantes se observa un desdoblamiento de las rayas espectrales, comunes para los espectros de ambas estrellas. El desdoblamiento de las rayas alcanza una mayor magnitud cuando la velocidad radial de las componentes es máxima, una de ellas en dirección hacia el observador, y la otra en la dirección opuesta. Si el espectro que se observa pertenece solamente a una estrella (y el espectro de la otra no se ve debido a la debilidad de la estrella) entonces, en lugar del desdoblamiento de las rayas, se observa el corrimiento de éstas ya sea hacia el rojo o hacia la parte azul del espectro. La dependencia respecto al tiempo de la velocidad radial, determinada por los corrimientos de las rayas, se denomina *curva de las velocidades radiales*. Para cada caso mostrado en la fig. 207, en la parte derecha de ésta se indican las correspondientes curvas de las velocidades radiales. La forma de la curva de las velocidades radiales queda determinada solamente por dos parámetros: por la excentricidad e de la órbita y por la longitud ω del periastro.

De ese modo, la combinación de estos dos parámetros, o de ambos por separado, se puede determinar si se conoce la curva de las velocidades radiales.

Las estrellas cuya dualidad puede ser establecida solamente sobre la base de las observaciones espectrales se denominan binarias espectrales. A diferencia de las estrellas variables a eclipse, en las que los planos de sus

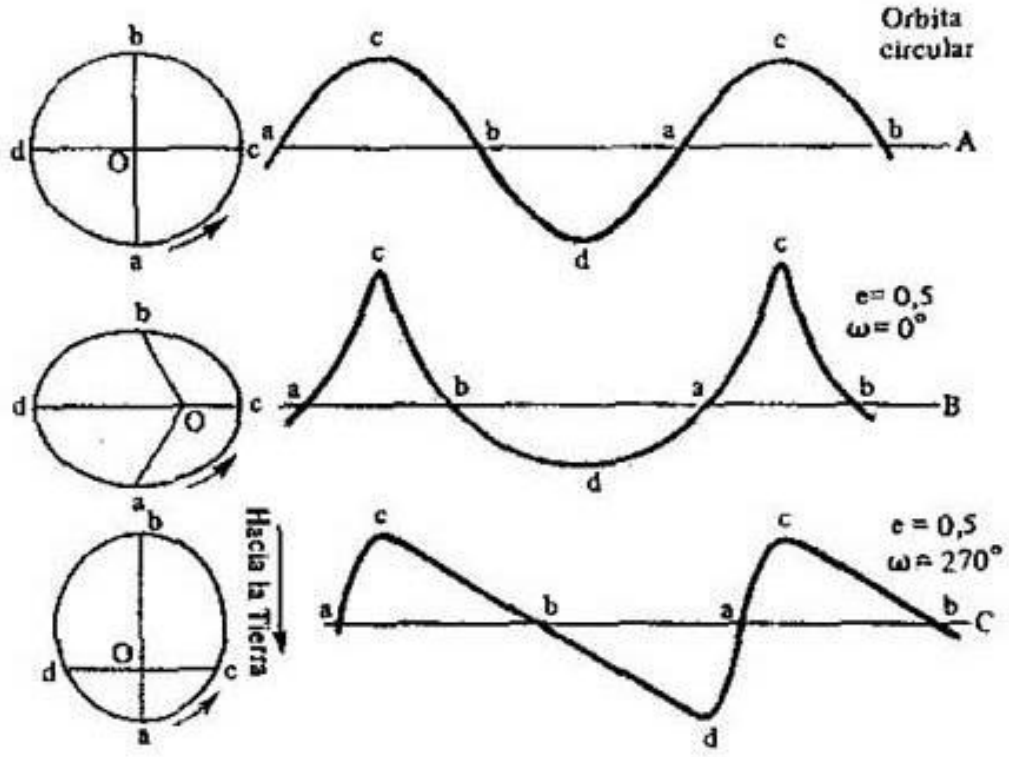


Fig. 207. Curvas de las velocidades radiales en dependencia de la forma y orientación de las órbitas de las estrellas binarias espectrales.

órbitas forman un ángulo muy pequeño con el rayo visual ($i \approx 90°$), las estrellas binarias espectrales pueden observarse también en aquellos casos cuando este ángulo es mucho mayor, es decir, cuando i se diferencia mucho de 90°. Y solamente si el plano de la órbita se aproxima al cuadro de la imagen en movimiento de las estrellas no provoca un corrimiento perceptible de las rayas, no pudiéndose descubrir entonces la dualidad de la estrella.

Si el plano de la órbita pasa por el rayo visual ($i = 90°$), entonces el corrimiento mayor de las rayas espectrales permite determinar el valor de la velocidad resultante V del movimiento de las estrellas respecto al centro de masas del sistema, en dos puntos de la órbita diametralmente opuestos. Estos valores son los extremos de la curva de las velocidades radiales. Puesto que la longitud ω del periastro y la excentricidad se conocen por el aspecto de la curva de las velocidades radiales, con ello, basándose en la teoría del movimiento elíptico, se logran determinar todos los elementos de la órbita. Si, por el contrario, $i \neq 90°$, los valores de las velocidades radiales que se obtienen de las observaciones son iguales a $V_r = V \operatorname{sen} i$. Por esto, aunque espectroscópicamente se pueden hallar los valores absolutos de los parámetros lineales de la órbita (expresados en kilómetros), todos ellos contienen un factor indeterminado, el $\operatorname{sen} i$, que no puede ser hallado mediante las observaciones espectroscópicas.

De lo dicho está claro que, en aquellos casos cuando se conoce la curva de las velocidades radiales para una estrella variable a eclipse (para la que se puede determinar i), se obtienen los elementos de la órbita y las características de las estrellas más completos y seguros. Con esto, todas las magnitudes lineales se calculan en kilómetros. Se logran hallar no sólo las dimensiones y formas de las estrellas, sino también incluso sus masas.

En la actualidad se conocen cerca de 2500 estrellas cuya naturaleza doble ha sido establecida sólo mediante las observaciones espectrales. Aproximadamente para 750 de ellas se lograron obtener las curvas de las velocidades radiales, que permiten hallar los períodos de traslación y la forma de la órbita.

El estudio de las estrellas binarias espectrales es particularmente importante, ya que permite formarse una idea respecto a las masas de los objetos alejados de gran luminosidad y, por consiguiente, de las estrellas suficientemente masivas.

Los sistemas binarios estrechos son unos pares de estrellas distanciadas entre sí en magnitudes comparables con sus dimensiones. Por eso comienzan a jugar un papel importante las interacciones de la marea entre las componentes. Bajo la acción de las fuerzas de la marea las superficies de ambas estrellas dejan de ser esféricas, las estrellas adquieren una forma elipsoidal y en ellas surgen las jorobas del flujo, dirigidas una hacia la otra, igual que las mareas lunares en el océano de la Tierra.

La forma que adquiere un cuerpo compuesto de gas queda determinada por la superficie que pasa a través de los puntos con valores iguales del potencial gravitacional centrífugo. Estas superficies se denominan *equipotenciales*. El gas puede fluir libremente a lo largo de la superficie

equipotencial, lo que precisamente determina la forma de equilibrio del cuerpo. Para una estrella solitaria que no gira, las superficies equipotenciales, claro está, son esferas concéntricas cuyo centro coincide con el centro de masas. Esto explica la esfericidad de las estrellas normales. Para el sistema binario estrecho las superficies equipotenciales tienen una forma complicada y forman varias familias de curvas. El carácter de éstas es fácil imaginárselo, si se mira atentamente la sección de las superficies críticas que dividen estas familias (véase la fig. 206). La más interior de estas superficies abarca en forma de ocho ambas estrellas y pasa por el primer punto L_1 (interior) de Lagrange (§ 56). Esta superficie limita una región denominada *cavidad interna de Rosse*, compuesta por dos volúmenes cerrados en cada uno de los cuales se sitúan superficies equipotenciales, que determinan la forma de las estrellas deformadas por la interacción de la marea. Las otras dos superficies críticas pasan, respectivamente, por el segundo y tercer puntos (exteriores) de Lagrange, y además, la última superficie limita dos cavidades más, que contienen los puntos L_4 y L_5 de Lagrange. Si las capas exteriores de las estrellas salen fuera de los límites de la cavidad interna de Rosse, el gas, extendiéndose a lo largo de las superficies equipotenciales, puede, en primer lugar, pasar de una estrella a otra y, en segundo lugar, formar una envoltura que abarque ambas estrellas. Un ejemplo clásico de semejante sistema es la estrella β de Lira, cuyas observaciones espectrales permiten descubrir tanto la envoltura común de la binaria estrecha como también dos flujos gaseosos: uno potente, de la estrella principal hacia el satélite y otro más frío, del satélite hacia la estrella principal.

Entre los sistemas binarios de estrecha interacción existe una multitud de objetos admirables especiales: las estrellas nuevas, o novas, y las semejantes a nuevas, las nuevas enanas, las estrellas de Wolf–Rayet, fuentes dobles de radiación X de todo género. Todos ellos se examinarán en los próximos párrafos.

4. Estrellas variables físicas

Se denominan estrellas variables físicas a las que cambian su luminosidad en intervalos de tiempo relativamente cortos como resultado de procesos físicos que transcurren en la misma estrella. En dependencia del carácter de la variabilidad se distinguen las variables *pulsátiles* y las variables *eruptivas*, y asimismo las estrellas *novas* y *supernovas*, que son un caso particular de las variables eruptivas.

Todas las estrellas variables, incluyendo las variables a eclipse, tienen designaciones especiales, si es que no fueron antes designadas con una letra del alfabeto griego. Las primeras 334 estrellas variables de cada constelación se designan por la sucesión de letras del alfabeto latino R, S, T, ..., Z, RR, RS, ..., RZ, SS, ST, ..., SZ, ..., ZZ, AA, ..., AZ, ..., QQ, ..., QZ, añadiendo el nombre de la constelación correspondiente (por ejemplo, RR Lyr). Las variables que siguen se designan por V 335, V 336, etc. (V 335 Cyg).

§ 158. *Variables pulsátiles*

Las cefeidas. Se denominan *cefeidas* a las estrellas variables físicas que se caracterizan por la forma especial de la curva del brillo, un ejemplo típico de la cual se muestra en la fig. 208. La magnitud estelar visible varía con el tiempo suave y periódicamente y corresponde a la variación de la luminosidad de la estrella en varias veces (generalmente de 2 hasta 6). Esta clase de estrellas se denomina con el nombre de una de sus representantes típicas: la estrella δ de Cefeo.

Las cefeidas pertenecen a las gigantes y supergigantes de las clases F y G. Esta circunstancia permite observarlas desde distancias enormes, incluso también lejos de los límites de nuestro sistema estelar: de la Galaxia.

El periodo es una de las características más importantes de las cefeidas. Para cada estrella dada éste es constante con elevado grado de exactitud, pero en las diferentes cefeidas los periodos son muy distintos (desde un día hasta varias decenas de días).

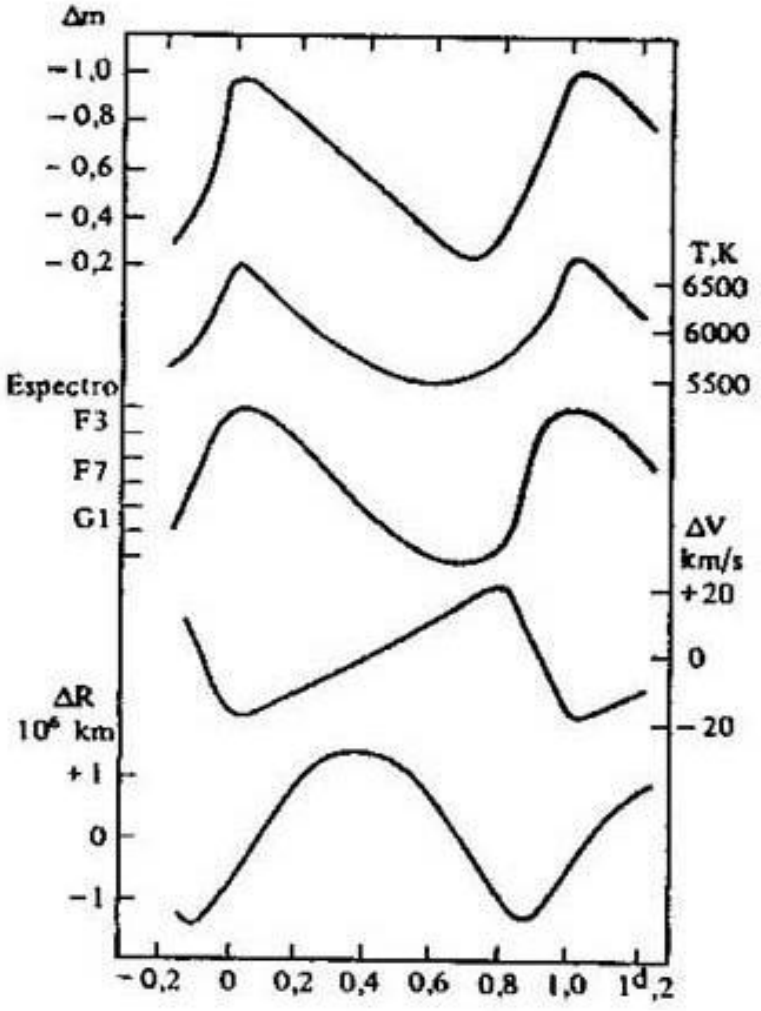


Fig. 208. Pulsación de la estrella δ de Cefeo. Las curvas de arriba hacia abajo representan, respectivamente, las variaciones de la magnitud estelar visible, de la temperatura, del espectro, de la velocidad radial y del radio de la estrella.

Simultáneamente con la magnitud estelar visible en las cefeidas varía el espectro, por término medio en los límites de una clase espectral. Ello significa que el cambio de la luminosidad de las cefeidas va acompañado del cambio de la temperatura de sus atmósferas en un promedio de 1500 K.

En los espectros de las cefeidas, por el corrimiento de las rayas espectrales, se ha descubierto un cambio periódico de las velocidades radiales. El mayor desplazamiento de las rayas hacia el lado rojo tiene lugar en el mínimo, y hacia el azul en el máximo del brillo. Así pues cambia también periódicamente el radio de la estrella.

Las estrellas del tipo δ de Cefeo pertenecen a los objetos jóvenes, situados principalmente cerca del plano fundamental de nuestro sistema estelar: la Galaxia. Las cefeidas que se encuentran en los cúmulos globulares de estrellas son más viejas y se distinguen por ser de luminosidad algo inferior. Estas son estrellas menos macizas y, por lo tanto, evolucionan más lentamente. Dichas estrellas se dice que son del tipo W de la Virgen.

Las particularidades observadas y descritas de las cefeidas testimonian el hecho de que las atmósferas de estas estrellas sufren pulsaciones regulares. Por consiguiente, en ellas existen condiciones para el mantenimiento de un proceso oscilatorio especial durante mucho tiempo a un nivel constante.

Como vimos en el § 153, el equilibrio de la estrella queda determinado por el balance de las fuerzas de gravitación y de la presión interna del gas. Si, por razón alguna, el equilibrio se perturba y la estrella se comprime un poco o, por el contrario, se dilata, entonces, esforzándose por regresar al estado de equilibrio, su sustancia puede adquirir un movimiento oscilatorio, lo mismo que el péndulo oscila en el campo de gravedad de la Tierra. El período de oscilación del péndulo se expresa mediante su longitud l, y la aceleración g de la fuerza de la gravedad se enuncia con la conocida fórmula

$$P = 2\pi\sqrt{l/g}.$$

Esta fórmula es muy universal y puede ser utilizada para la determinación del período de las oscilaciones pequeñas de muchos sistemas mecánicos e incluso estrellas enteras, si como longitud l se comprende el radio R de ésta. La aceleración g en la superficie de la estrella es, evidentemente, $G\mathfrak{M}/R^2$. Sustituyendo l y g en la fórmula del péndulo por estas magnitudes obtenemos

$$P = 2\pi\sqrt{\frac{R^3}{G\mathfrak{M}}},$$

o, si se tiene en cuenta que $3\mathfrak{M}/4\pi R^3 = \bar{\rho}$, que es la densidad media de la estrella, el producto $P\sqrt{\bar{\rho}} = \sqrt{3\pi/G}$, o sea, igual a una constante[1]. Si P se

[1] Otra deducción: el punto que oscila en el campo central de la gravedad con $g = G\mathfrak{M}/R^2$ recorre el camino $2R$ durante el tiempo $P = \sqrt{2(2R)/g} = \sqrt{3/\pi(G\bar{\rho})}$, lo que con exactitud hasta un factor del orden 3 coincide con el resultado obtenido antes.

expresa en días y $\bar{\rho}$ en unidades de la densidad media del Sol (§ 116), entonces obtenemos una relación simple

$$P\sqrt{\bar{\rho}/\bar{\rho}_{\odot}} \approx 0{,}12.$$

De esta manera, el período de las oscilaciones mecánicas de una estrella del tipo Sol resulta ser de casi tres horas. En el Sol, efectivamente, se observan pulsaciones muy débiles con períodos menores de 2–3 horas. Sin embargo, para que semejantes pulsaciones puedan alcanzar amplitudas tan considerables como las observadas en las cefeidas, debe existir un mecanismo determinado que suministre la energía para estas oscilaciones. En la actualidad se supone que esta energía surge a cuenta de la radiación de la estrella, y que el balanceo de las oscilaciones tiene lugar gracias a un mecanismo peculiar de válvula, cuando la opacidad de las capas exteriores de la estrella retiene una parte de la radiación de las capas interiores.

Los cálculos demuestran que, de hecho, el papel de semejante válvula lo desempeña aquella capa de la estrella en la que parcialmente está ionizado el helio (con esto el hidrógeno y los elementos restantes, prácticamente, están ionizados en su totalidad). El helio neutro es opaco a la radiación ultravioleta de la estrella que retiene y calienta el gas. Este calentamiento, y la dilatación provocada por él, contribuyen a la ionización del helio, la capa se hace transparente y el flujo de radiación saliente aumenta. Pero esto conduce al enfriamiento y compresión, debido a lo cual el helio de nuevo se convierte en neutro y todo el proceso se repite.

Para la realización de este mecanismo es necesario que a una profundidad determinada debajo de la superficie de la estrella, donde la densidad es ya suficientemente grande, se alcance la temperatura precisamente necesaria para la ionización del helio. Esto solamente es posible en las estrellas con determinados valores de las temperaturas efectivas y de las luminosidades. En resumen, las pulsaciones son solamente posibles en aquellas estrellas que ocupan una zona determinada en el diagrama de Hertzsprung–Russell.

Si se supone que para las cefeidas tiene lugar cierta dependencia entre la masa y la luminosidad, análoga a la estudiada en el § 151, entonces, en virtud de la relación $P\sqrt{\bar{\rho}} = \text{constante}$, se debe esperar también la existencia de una dependencia entre el período y la luminosidad.

La existencia de semejante dependencia fue establecida mucho tiempo antes de que se lograra aclarar la naturaleza de las pulsaciones de las cefeidas. Al estudiar las cefeidas en uno de los sistemas estelares más cercanos a nosotros (en la Nube Pequeña de Magallanes) se advirtió que cuanto menor es la magnitud estelar visible de la cefeida (es decir, cuanto más brillante parece ésta) tanto mayor es el período de variación de su brillo. Esta dependencia resultó ser lineal. Del hecho de que todas las estrellas examinadas pertenecían a un mismo sistema se deducía que, prácticamente, las distancias hasta las mismas eran iguales. Por esta razón la dependencia observada resultó ser, simultáneamente, la dependencia entre el período P y la magnitud estelar absoluta M (o luminosidad L) para las cefeidas (fig. 209).

La dificultad fundamental para la determinación del punto cero de esta dependencia es el hecho de que con el método trigonométrico no se logran calcular las distancias hasta ninguna de las cefeidas conocidas, teniendo para ello que hacer uso de métodos indirectos mucho menos fiables. Por esto, aunque el aspecto de la curva expuesta en la fig. 209 puede ser establecido

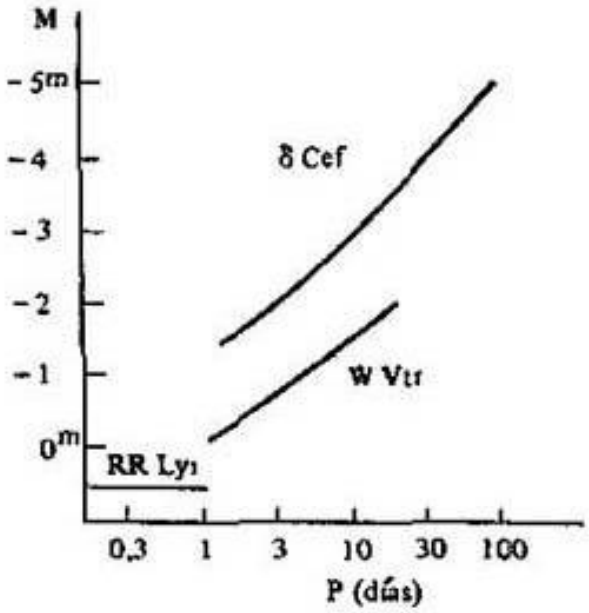


Fig. 209. Dependencia período-luminosidad para las estrellas tipo δ de Cefeo, W de la Virgen y RR de Lira.

con seguridad mediante el estudio de estrellas de igual alejamiento en las acumulaciones (cúmulos), su desplazamiento por el eje vertical (punto cero) se conoce peor y requiere ser precisado.

Actualmente se puede considerar que la posición de las curvas en la fig. 209 se conoce con exactitud, al menos, de varias décimas de magnitud estelar.

La existencia de la dependencia entre el período y la magnitud estelar absoluta en las cefeidas desempeña un papel de excepcional importancia en la astronomía: por ella se determinan las distancias hasta objetos muy lejanos, cuando no se pueden utilizar otros métodos.

En efecto, supongamos que en cierto cúmulo de estrellas se ha descubierto una cefeida con período de tres días y magnitud estelar visible de $+13^m$. Por la curva superior de la fig. 209 hallamos su magnitud estelar absoluta $M = -2^m$. Por esto el módulo de distancia $m - M = 15^m$ y, de acuerdo con la fórmula (11.6), la distancia es de 10000 parsec.

Estrellas del tipo RR de Lira. Además de las cefeidas existen también varios tipos de estrellas variables pulsátiles, cuya posición en el diagrama de Hertzsprung–Russell se muestra en la fig. 210. Entre ellas las más conocidas

son las del tipo RR de Lira, que antes se llamaban cefeidas de período corto, por el parecido de sus características con las de las cefeidas normales (fig. 211). Las estrellas del tipo RR de Lira son gigantes de la clase espectral A. Estas ocupan un sector muy estrecho en el diagrama de Hertzsprung–Russell, que corresponde a una luminosidad casi igual para todas las estrellas de este tipo y que supera en más de cien veces la luminosidad del Sol. Los períodos de las estrellas tipo RR de Lira están comprendidos en los límites de 0,2 hasta 1,2 días. La amplitud de variación del brillo alcanza una magnitud estelar.

Otros tipos de variables pulsátiles. El grupo pequeño de estrellas del tipo β de Cefeo (o del tipo β del Can Mayor), que fundamentalmente pertenecen a las gigantes de las subclases espectrales tempranas B (por término medio, de la clase B2 III), es un tipo interesante de variables pulsátiles. En el diagrama de Hertzsprung–Russell éstas se encuentran a la derecha de la parte superior de la secuencia principal (fig. 210). Por el carácter de su variabilidad y forma de la curva del brillo dichas estrellas recuerdan las del tipo RR de Lira, diferenciándose de éstas sólo por la pequeña amplitud de variación de la magnitud estelar, no más de $0^m,2$. Los períodos se encuentran en los límites desde 3 hasta 6 horas, y además, igual que en las cefeidas, se observa la dependencia entre el período y la luminosidad. Las curvas de variación de las velocidades radiales resultan frecuentemente ser cambiadizas en fase, forma y amplitud.

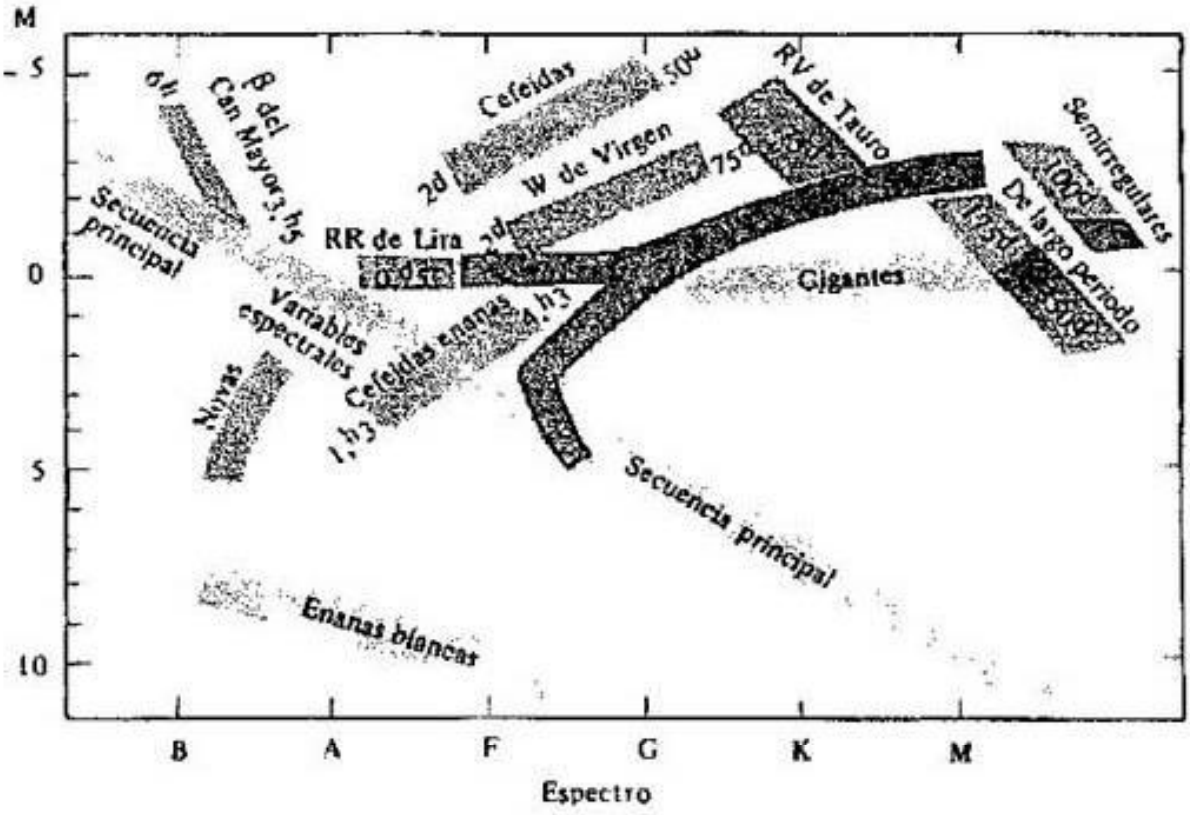


Fig. 210. Posición de distintos grupos de estrellas variables pulsátiles en el diagrama de Hertzsprung-Russell.

Además de las estrellas pulsátiles con variación regular de la luminosidad existe una serie de tipos de estrellas para las que el carácter de la curva del brillo cambia. Entre ellas se distinguen las estrellas del tipo RV de Tauro, en las que las variaciones de la luminosidad se caracterizan por la alternación de los mínimos profundos y poco profundos (fig. 212), que transcurren con período desde 30 hasta 150 días y amplitud desde 0,8 hasta 3,5 magnitudes estelares. Las estrellas del tipo RV de Tauro pertenecen a las clases espectrales F, G o K. En el espectro de muchas de ellas, cerca de la época del máximo, se observan rayas brillantes de emisión, y junto al mínimo aparecen bandas de absorción del titanio. Esto muestra que el espectro de las estrellas del tipo RV de Tauro reúne los síntomas tanto de las clases espectrales tempranas de estrellas calientes como de las tardías frías. Las estrellas del tipo RV son un eslabón intermedio entre las cefeidas y otros tipos de variables pulsátiles.

Las estrellas del tipo μ de Cefeo pertenecen a la clase espectral *M* y se denominan *variables rojas semirregulares*. Estas, a veces, se distinguen por las irregularidades muy fuertes de la variación de su luminosidad, que

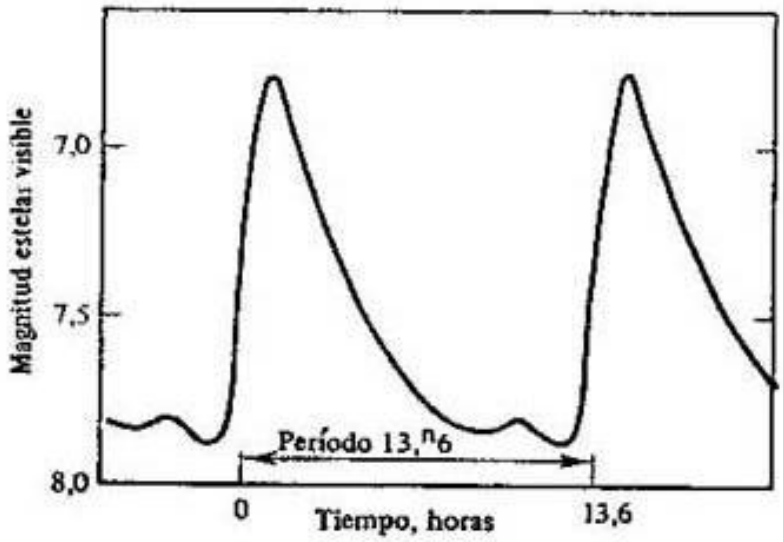


Fig. 211. Curva de brillo de la RR de Lira.

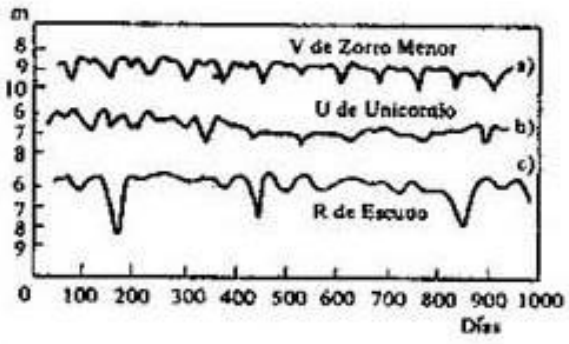


Fig. 212. Curvas de brillo de las estrellas tipo RV de Tauro.

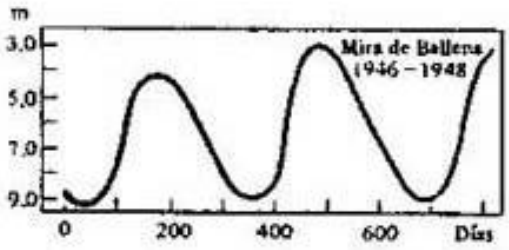


Fig. 213. Curva de brillo de Mira de la Ballena.

transcurren en un intervalo de tiempo desde varias decenas hasta algunas centenas de días.

Conjuntamente con las variables semirregulares, en el diagrama espectro - luminosidad se sitúan las estrellas de la clase *M*, en las que no se logra descubrir una repetición del cambio de la luminosidad (*variables irregulares*). Por debajo de ellas se encuentran las estrellas con rayas de emisión en el espectro, que cambian suavemente su luminosidad en intervalos de tiempo muy grandes (desde 70 hasta 1300 días) y en límites muy considerables (de hasta 10^m). Una excelente representante de las estrellas de este tipo es la "omicron" (o) de la Ballena, o, como la llaman de otro modo, Mira (Admirable), cuya curva del brillo se muestra en la fig. 213. Por esto toda la clase de estrellas de este tipo se denominan *variables de largo período del tipo Mira de Ballena*. En los espectros de estas estrellas siempre están presentes las rayas de emisión del hidrógeno (en el máximo)

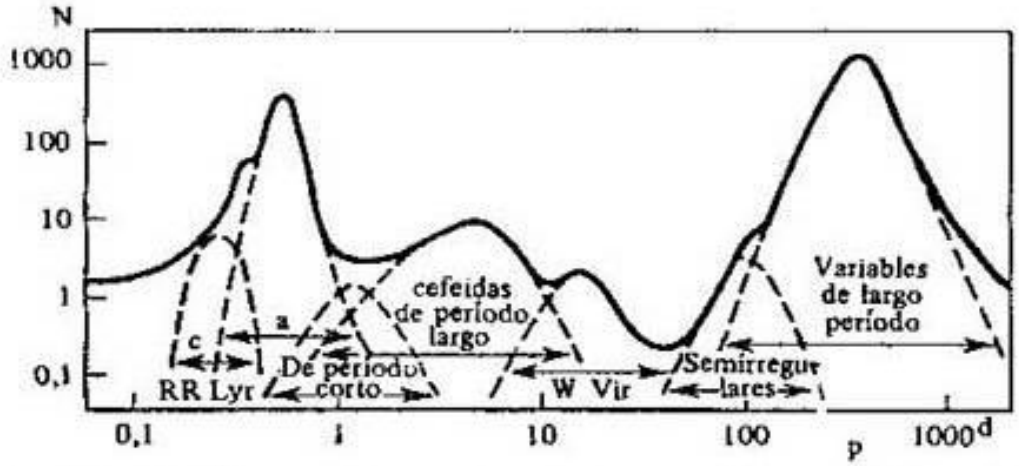


Fig. 214. Cantidad relativa de estrellas variables pulsátiles de distintos períodos.

o de los metales (antes del mínimo). La longitud del período de las estrellas variables de largo período oscila cerca del valor medio en los límites de un 10% hacia ambos lados.

Los grupos estudiados de variables pulsátiles forman una secuencia única de estrellas con una duración creciente del período (o ciclo) de pulsación. Esta secuencia aparece con particular evidencia si se tiene en cuenta la cantidad de estrellas de distintos tipos, contenidas en un determinado volumen del espacio, con un valor dado del período. Ello se ilustra con el gráfico de la fig. 214, del que se ve que la mayoría de las variables pulsátiles tienen períodos que se aproximan a los valores de $0^d,2$ (tipo RR de Lira), $0^d,5$ y 5^d (cefeidas), 15^d (variedad de las cefeidas: estrellas del tipo W de la Virgen), 100^d (semirregulares) y 300^d (variables de largo período). Todas estas estrellas pertenecen a las gigantes, es decir, de acuerdo a las nociones contemporáneas respecto a la evolución de las estrellas, pertenecen a los objetos que pasaron la fase de estancia en la secuencia principal. Como se demostrará en el capítulo XIV, la vía ulterior de evolución corresponde al

desplazamiento hacia la derecha en el diagrama de Hertzsprung–Russell. Con esto, todas las estrellas de la parte superior de la secuencia principal deben cruzar la banda de inestabilidad, mencionada antes, mientras que las estrellas macizas la cruzan dos veces y se retienen más en ella.

Además de la inestabilidad, típica para las cefeidas, en el diagrama de Hertzsprung–Russell posiblemente existan también otras zonas de inestabilidad, que corresponden a las variables pulsátiles restantes.

De este modo, las pulsaciones son, ante todo, un fenómeno corriente que caracteriza ciertas etapas de la evolución de las estrellas.

§ 159. *Variables eruptivas, pulsares y estrellas neutrónicas*

Entre las estrellas de menor luminosidad (enanas) existen también variables de distintos tipos, cuyo número total conocido es aproximadamente 10 veces menor que la cantidad de gigantes pulsátiles. Todas ellas manifiestan su variabilidad en forma de ráfagas reiteradas, que pueden ser explicadas por el distinto género de lanzamientos de sustancia: *las erupciones*. Por esto, todo el grupo de estrellas, conjuntamente con las estrellas nuevas, se denominan *variables eruptivas*.

Sin embargo, si debe tener en cuenta que aquí hay estrellas de naturaleza muy distinta, tanto las que están en las fases tempranas de su evolución como las que concluyen su camino vital. Comenzaremos por las primeras.

Las estrellas al comienzo de su evolución. Las estrellas *variables de tipo T de tauro* (T Tau) deben considerarse como las estrellas más jóvenes que, por lo visto, todavía no han concluido el proceso de compresión gravitacional. Estas enanas son más frecuentemente de las clases espectrales F–G con rayas de emisión en el espectro, que recuerdan las rayas brillantes de la cromosfera solar. Semejantes estrellas han sido descubiertas en gran cantidad, por ejemplo, en la nebulosa de Orión. Las estrellas del tipo RW de Cochero (RW Aur), que pertenecen a las clases espectrales desde B hasta M, se parecen mucho a ellas. En todas las estrellas de este tipo la variación de la luminosidad es tan irregular que no se puede establecer regularidad alguna. Las variaciones caóticas del brillo pueden suceder con amplitudes que alcanzan 3^m, siendo incluso de 1^m en el transcurso de una hora.

Las estrellas del tipo T de Tauro se encuentran más frecuentemente en grupos, particularmente en los límites de las nebulosas grandes de gas y polvo. Las nebulosas brillantes no muy grandes, que se observan también directamente alrededor de dichas estrellas, demuestran la existencia de envolturas gaseosas extensas en ellas. El movimiento de la sustancia en estas envolturas, relacionado con el proceso de compresión gravitacional de la estrella, es al parecer la causa de su variabilidad caótica. De aquí se deduce que las estrellas del tipo T Tauro son las formaciones más jóvenes entre las que se pueden considerar estrellas. Se conocen objetos aún más jóvenes: las

fuentes de radiación infrarroja. Pero éstos todavía no son estrellas, sino nubes de gas y polvo (véase el § 177) que se aprietan hasta convertirse en cuerpos preestelares (protoestrellas).

Las estrellas fulgurosas tipo UV *de Ballena* se encuentran siempre en aquellas regiones donde existen variables del tipo T de Tauro. Estas son enanas de las clases espectrales K y M. En su espectro se observan también las rayas de emisión del calcio e hidrógeno. Dichas estrellas se distinguen por la velocidad excepcional de acrecentamiento de la luminosidad con el tiempo durante las fulguraciones episódicas: en menos de un minuto el flujo de radiación puede aumentar en decenas de veces. Después, en media hora o en una hora, regresa al nivel inicial. Durante la fulguración aumenta también el brillo de las rayas de emisión. El carácter del fenómeno recuerda mucho la erupción cromosférica en el Sol, sin embargo se distingue por ser de escalas mucho mayores.

Las estrellas del tipo UV de Ballena, probablemente, se encuentran en las fases finales de la compresión gravitacional.

Estrellas del tipo Be. Siendo estrellas macizas, que evolucionan rápidamente, es mucho más difícil hallarlas en las fases tempranas de su evolución. No obstante, entre las estrellas calientes de la clase B, que poseen con preponderancia una rotación rápida, se encuentran estrellas con rayas de emisión que pertenecen al hidrógeno, a veces al helio y a otros elementos. Como regla, semejantes estrellas se distinguen por sus espectros variables y cambian de brillo en $0^m,1-0^m,2$, siendo así que estos cambios tienen carácter irregular y, por lo visto, están relacionados con el derramamiento de la sustancia, provocado por la rápida rotación. Las masas de las estrellas Be es del orden de $10\mathfrak{M}_\odot$. Al parecer, éstas son objetos que surgieron no hace mucho.

Las estrellas del tipo Wolf–Rayet (se designan por WR) forman un grupo poco numeroso que pertenecen a los objetos más brillantes en nuestra Galaxia. Por término medio su magnitud estelar absoluta es de -4^m, y el número de ellas que en total se conoce no excede de 200. Los espectros de las estrellas del tipo WR se componen de rayas anchas brillantes, que pertenecen a los átomos e iones de elevados potenciales de ionización (H, He I, He II, C III, N III, O III, etc.), y que se sobreponen en un fuerte fondo continuo. El aspecto de las rayas espectrales indica la expansión acelerada de las envolturas que rodean estas estrellas.

La energía irradiada en las rayas es comparable con la energía en el espectro continuo. Su fuente es la potente radiación ultravioleta de la estrella muy caliente, cuya temperatura efectiva alcanza ¡100 000 K! La presión de la luz de una radiación tan caliente, al parecer, es precisamente la causa del movimiento acelerado de los átomos que se observa en las atmósferas de las estrellas tipo WR. Al igual que las estrellas Be éstas son objetos jóvenes, frecuentemente sistemas binarios.

Estrellas novas. El término "nova" no significa la aparición de una estrella surgida de nuevo, sino que sólo refleja una fase determinada de la variabilidad de ciertas estrellas.

Se denominan novas a unas estrellas variables eruptivas de tipo especial, en las que por lo menos una vez se observó un aumento repentino y brusco de la luminosidad (fulguración) de no menos de 7–8 magnitudes estelares. Generalmente, durante la fulguración, la magnitud estelar visible disminuye en 10^m–13^m, lo que corresponde a un aumento de la luminosidad en decenas y centenas de miles de veces. Por término medio la magnitud estelar absoluta alcanza en el máximo $-8^m,5$. Después de la fulguración las estrellas novas son enanas muy calientes. En la fase máxima de la fulguración éstas se parecen a supergigantes de las clases espectrales A–F. Si la fulguración de una misma estrella nova se observó no menos de dos veces, entonces ella se denomina *recurrente*. En las estrellas novas recurrentes, como regla, el aumento de la luminosidad es algo menor que en las novas típicas.

En la actualidad se conocen en total cerca de 300 estrellas novas de las cuales unas 150 fulguraron en nuestra Galaxia y más de 100 en la nebulosa

Fig. 215. Esquema de la curva de brillo de una estrella nova.

de Andrómeda. En las siete novas recurrentes conocidas en total se observaron cerca de 20 fulguraciones. Muchas novas y novas recurrentes (es posible que incluso todas) son sistemas binarios estrechos. Después de la fulguración las estrellas novas muestran frecuentemente una variabilidad débil.

Las curvas del brillo de las estrellas novas tienen un aspecto especial, que permite dividir todos los fenómenos en varias etapas (fig. 215). *La elevación inicial* del brillo transcurre muy rápidamente (2–3 días), pero un poco antes del máximo el incremento de la luminosidad aminora un poco (*elevación definitiva*). Después del máximo tiene lugar la disminución de la luminosidad, que dura años. La caída del brillo en las primeras tres magnitudes estelares, generalmente, es suave. A veces se observan máximos secundarios. A continuación sigue una fase transitoria, que se distingue por una disminución suave de la luminosidad en tres magnitudes estelares más, o bien por las oscilaciones de ésta. A veces tiene lugar una caída brusca de la luminosidad con un retorno lento ulterior hasta el valor anterior. La caída definitiva del brillo sucede con bastante suavidad. Como resultado, la estrella adquiere la misma luminosidad que antes de la fulguración.

El cuadro descrito de la variación de la luminosidad de una estrella nova demuestra que, durante la fulguración, tiene lugar una explosión súbita, provocada por la inestabilidad surgida en la estrella. De acuerdo a distintas hipótesis esta inestabilidad puede surgir en ciertas estrellas calientes como resultado de los procesos internos, que determinan la liberación de la energía en la estrella, o bien debido a la acción de algunos factores exteriores.

Una posible causa de la explosión de la nova es el intercambio de sustancia entre las componentes de los sistemas binarios estrechos (§ 157), a los que, por lo visto, pertenecen todas estas estrellas. Así, por ejemplo, si la sustancia rica en hidrógeno de la envoltura de la estrella principal cae en la superficie de su satélite, de la enana blanca, entonces puede tener lugar una liberación súbita de la energía termonuclear. La cantidad total de energía que se libera durante la fulguración de una nova excede 10^{45}–10^{46} ergios. ¡El Sol irradia tanta energía en decenas de miles de años! Sin embargo, esto es considerablemente menor que las reservas de toda la energía termonuclear de la estrella. Basándose en esto, se supone que la explosión de la estrella nueva no va acompañada del cambio de su estructura general, y que solamente afecta a las capas superficiales.

Una consecuencia del calentamiento del gas, que tiene lugar como resultado de la explosión, es la erupción de sustancia estelar, que conduce a la separación de las capas exteriores de la estrella: envolturas con masa $(10^{-4}$ $-10^{-5})\mathfrak{M}_{\odot}$. Esta envoltura se extiende a una velocidad enorme desde varias centenas de kilómetros por segundo hasta 1500–2000 km/s. La estrella arroja rápidamente dicha envoltura y, como resultado, forma una nebulosa a su alrededor. Las nebulosas de gases en expansión han sido descubiertas en casi todas las estrellas nuevas más cercanas a nosotros.

En las primeras fases de la fulguración, cuando como resultado de la expansión el radio de la envoltura aumenta en centenas de veces, disminuyen la densidad y la temperatura de las capas exteriores de la estrella. Originariamente la estrella caliente de la clase O adquiere el espectro de la clase A – F. Sin embargo, a pesar del enfriamiento, la luminosidad total de la estrella crece rápidamente a causa de la potente luminiscencia de los gases y del aumento del radio de la envoltura. Por esto, poco antes del máximo, la estrella nova tiene el espectro de una supergigante. En esta etapa el espectro de la nova posee todas las particularidades propias de las supergigantes de la clase A o F (rayas estrechas, entre las que se distinguen las del hidrógeno). Sin embargo, una particularidad importante de este espectro, denominado *premáximo*, es el fuerte corrimiento de las rayas de absorción hacia el lado violeta, que corresponde al acercamiento de la sustancia radiante hacia nosotros a una velocidad de varias decenas o centenas de kilómetros por segundo. En este tiempo tiene lugar la expansión de la envoltura densa, que tiene la nueva en esta fase.

En el máximo varía bruscamente el aspecto del espectro. Aparece el denominado *espectro principal*. Sus rayas están desplazadas hacia el lado violeta en una magnitud que corresponde a una velocidad de expansión de unos 1000 km/s. La causa de esta variación del espectro está relacionada con

el hecho de que la envoltura, durante su expansión, se vuelve más fina y, por consiguiente, más transparente. Por esto se hacen visibles sus capas más profundas, que se mueven con mucha más rapidez. Inmediatamente después del máximo, en el espectro de la nova aparecen rayas de emisión muy anchas y brillantes con aspecto de bandas, que fundamentalmente pertenecen al hidrógeno, hierro y titanio. Cada una de estas bandas ocupa todo el intervalo del espectro, desde la raya de absorción del espectro principal, correspondientemente desplazada hacia el lado violeta, hasta la posición no corrida de esta misma raya. Ello significa que la envoltura está ya tan enrarecida que se ven sus distintas capas, poseedoras de todo género de velocidades.

Cuando esta disminución de la luminosidad es de casi 1^m aparece el *espectro difuso de chispa*, compuesto de rayas de absorción del hidrógeno fuertemente difuminadas y de metales ionizados, y asimismo de bandas específicas brillantes. El espectro difuso de chispa se superpone al principal, aumentando gradualmente su intensidad. En lo sucesivo a éste se la agrega el denominado *espectro de orión*, característico para las estrellas calientes de la clase B. La aparición del espectro difuso de chispa, y después también del de orión, testimonian acerca del hecho de que la sustancia se arroja por la estrella a velocidad creciente, gradualmente de las capas cada vez más profundas y más calientes.

Al comienzo de la fase transitoria el espectro difuso de chispa desaparece, mientras que el de orión alcanza una intensidad máxima. Después de que este último también desaparece, en el fondo del espectro continuo de la estrella nueva, cortado por anchas bandas de absorción, surgen y gradualmente acrecientan las rayas de emisión, que se observan en los espectros de las nebulosas gaseosas enrarecidas (*fase nebular*). Esto atestigua acerca de la rarificación aún más fuerte de la sustancia de la envoltura.

Estrellas supernuevas. Se denominan supernovas a las estrellas que explotan como las nuevas y que en el máximo alcanzan una magnitud estelar absoluta desde -18^m hasta -19^m, e incluso de -21^m.

El aumento de la luminosidad es de más de 19^m, es decir, de decenas de millones de veces. La energía total irradiada por la supernova durante la fulguración excede 10^{48}–10^{49} ergios, lo que es en miles de veces mayor que la de las novas. Fotográficamente se han registrado más de 300 explosiones de las supernovas en otras galaxias, siendo así que frecuentemente su luminosidad resultó ser comparable con la luminosidad integral de toda la galaxia en la que sucedió la fulguración.

Por las descripciones de las observaciones anteriores se han logrado establecer varios casos de fulguraciones de las supernovas en nuestra Galaxia. La más interesante de éstas es la Supernova del año 1054, mencionada en los anales, que fulguró en la constelación de Tauro y fue observada por los astrónomos chinos y japoneses en forma de una "estrella huésped" aparecida inesperadamente, que parecía ser más brillante que Venus y se veía incluso de día.

Otra observación de un fenómeno semejante en el año 1572 ha sido descrita mucho más detalladamente por el astrónomo danés Tycho Brahe. Se

señaló la aparición repentina de una estrella "nova" en la constelación de Casiopea. En el curso de varios días esta estrella, aumentando rápidamente su luminosidad, empezó a parecer más brillante que Venus. Al poco tiempo su radiación comenzó gradualmente a debilitarse, además su apagamiento iba acompañado de oscilaciones de la intensidad y de pequeñas fulguraciones. Transcurridos dos años la estrella dejó de ser visible a simple vista. En 1604 Kepler observó la explosión de una estrella supernova en la constelación de Serpentario.

Aunque este fenómeno se parece a la fulguración de una nueva normal, se distingue de ésta por sus proporciones, por la curva del brillo, que cambia suavemente con lentitud, y por el espectro. Según el carácter del espectro, cerca de la época del máximo, se distinguen dos tipos de estrellas supernovas.

Las supernovas del I^er tipo se distinguen cerca del máximo por su espectro continuo, en el que no se ven rayas algunas. Más tarde aparecen unas bandas muy anchas de emisión, cuya posición no coincide con ninguna de las rayas espectrales conocidas. La anchura de estas bandas corresponde a la dilatación de los gases a una velocidad de hasta 6000 km/s. La intensidad, estructura y posición de las bandas varían frecuentemente con el tiempo. Transcurrido medio año después del máximo aparecen bandas, que se logran identificar con el espectro del oxígeno neutro.

En las *supernovas del II° tipo* la luminosidad en el máximo es algo menor que la de las supernovas del I^er tipo. Sus espectros se distinguen por el aumento de la luminiscencia ultravioleta. Igual que en los espectros de las nuevas normales, en éstas se observan rayas de absorción y de radiación, que se identifican con el hidrógeno, nitrógeno ionizado y otros elementos.

Representan gran interés las nebulosas gaseosas de expansión rápida, que en varios casos se lograron localizar en el sitio de las estrellas supernovas del I^er tipo que fulguraron. La más admirable de ellas es la célebre Nebulosa del Cangrejo ("Crab Nebula") en la constelación de Tauro (fig. 216). La forma de las rayas de emisión de esta nebulosa testimonia acerca de su expansión a la velocidad de casi 1000 km/s. Las dimensiones actuales de la nebulosa son tales que la expansión a esta velocidad pudo comenzar no hace más de 900 años, es decir, precisamente en la época de la fulguración de la Supernova del año 1054. La coincidencia en tiempo y posición de la Nebulosa del Cangrejo con la "estrella-huésped", descrita en los anales chinos, indica la posibilidad de que la nebulosa en la constelación de Tauro es el resultado de la fulguración de una supernova.

La Nebulosa del Cangrejo tiene una serie de particularidades notables: 1) más del 80% de la radiación visible pertenece al espectro continuo; 2) en luz blanca tiene aspecto amorfo; 3) el espectro de emisión con rayas de metales ionizados y de hidrógeno (las últimas más débiles), ordinario para las nebulosas, se irradia en fibras separadas; 4) la radiación es polarizada, además casi por completo en ciertas regiones de la nebulosa; 5) la Nebulosa del Cangrejo es una de las fuentes más potentes de radioemisión en nuestra Galaxia.

Una de las posibles explicaciones de estas particularidades interesantes de la Nebulosa del Cangrejo es la siguiente. Durante la fulguración de la Supernova del año 1054 comenzaron a surgir en gran cantidad los electrones libres, poseedores de energías cinéticas colosales (*electrones relativistas*). Estos se mueven a velocidades que se aproximan a la de la luz. Los procesos de una aceleración tan fuerte de las partículas prosiguen también en nuestro

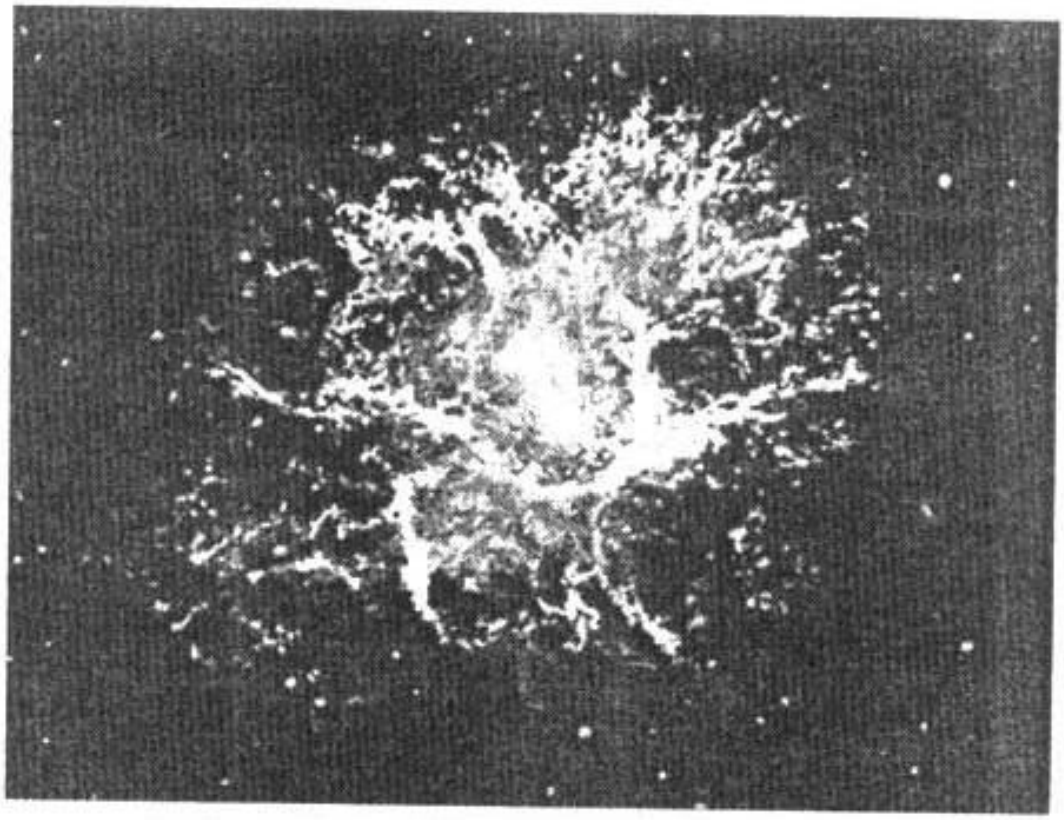


Fig. 216. Nebulosa del Cangrejo en la constelación de Tauro.

tiempo. La radiación continua, tanto en la zona visible del espectro como en las bandas de radio, surge como resultado del frenado de los electrones relativistas durante su movimiento por la espiral alrededor de las líneas de fuerza de los campos magnéticos débiles. Semejante radiación debe estar polarizada, lo que precisamente se observa en la realidad.

Otras nebulosas débiles y fuentes de radioemisión de diferente potencia, han sido también descubiertas en los lugares de las explosiones de otras estrellas supernovas de nuestra Galaxia, que al igual que la Nebulosa del Cangrejo son poderosas fuertes de radioemisión. Hasta hace poco, no estaba clara en absoluto la cuestión respecto a cómo en la Nebulosa del Cangrejo, a pesar de que el fénomeno de fulguración de la supernova terminó hace mucho, tenía lugar una afluencia constante de nuevos electrones relativistas. La cuestión comenzó a aclararse solamente después de que fueron descubiertos objetos totalmente nuevos.

Los pulsares. En agosto de 1967 en Cambridge (Inglaterra) se registró una radioemisión que brotaba de fuentes puntuales en forma de impulsos

exactos que se sucedían uno tras otro (fig. 217). La duración de cada impulso en semejantes fuentes es desde algunos milisegundos hasta algunas décimas de segundo. La brusquedad de los impulsos y la regularidad excepcional de su repetición permiten determinar con gran exactitud los períodos de pulsación de estos objetos, denominados *pulsares*. Así, por ejemplo, el período de uno de los pulsares es de 1,337301133 s, mientras que

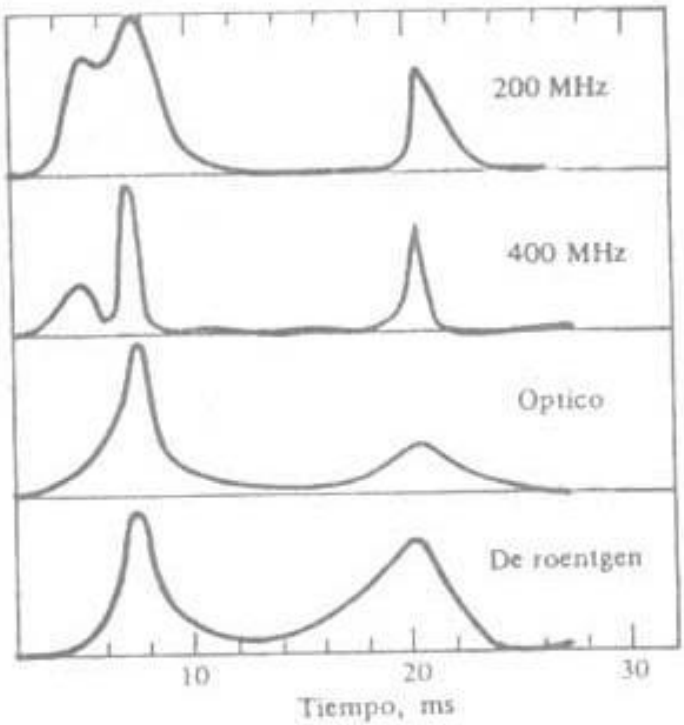


Fig. 217. Formas de los impulsos del pulsar NP 0531 en el centro de la Nebulosa del Cangrejo en distintos diapasones espectrales.

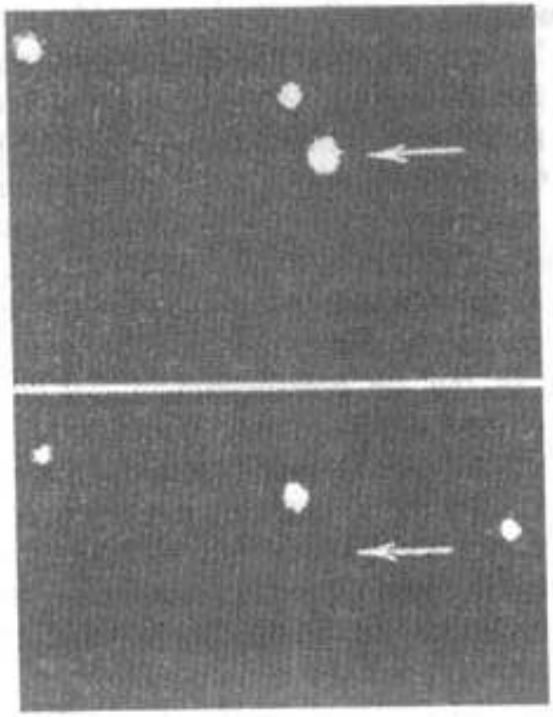


Fig. 218. El pulsar NP 0531 (el lugar del pulsar se señala con una flecha). En la fotografía superior el pulsar se ve, en la inferior, no.

en otros los períodos están comprendidos dentro de los límites desde 0,002 hasta 4 s. Actualmente se conocen más de 300 pulsares. Todos ellos dan una radioemisión muy polarizada en un amplio diapasón de longitudes de ondas, la intensidad del cual sube bruscamente con el aumento de la longitud de onda. Esto significa que la radiación tiene naturaleza no térmica. Se lograron determinar las distancias hasta muchos pulsares, que resultaron encontrarse en los límites desde centenas hasta miles de parsecs. Así pues, estos son objetos relativamente cercanos, que a ciencia cierta pertenecen a nuestra Galaxia.

El pulsar más notable, designado con el número NP 0531 coincide exactamente con una de las estrellitas en el centro de la Nebulosa del Cangrejo. Las observaciones especiales demostraron que la radiación óptica de esta estrella varía también con el mismo período (véase la fig. 217). En su impulso la estrella alcanza 13^m, mientras que entre los impulsos no se ve (fig. 218). En esta fuente también experimenta pulsaciones semejantes la radiación X, cuya potencia supera en 100 veces la de la radiación óptica.

La coincidencia de uno de los pulsares con el centro de una formación tan excepcional, como es la Nebulosa del Cangrejo, inspira la idea de que dichos objetos son precisamente aquellos en los que, después de las fulguraciones, se convierten las estrellas supernovas. Según las ideas modernas la explosión de una estrella supernova está relacionada con la liberación de una enorme cantidad de energía al pasar la estrella al estado de superdensa, después de que se han agotado en ella todas las posibles fuentes nucleares de energía.

Para las estrellas suficientemente macizas el estado más estable resulta ser el de la fusión de los protones y electrones en neutrones, y la formación de una estrella neutrónica (véase el § 152). Si las fulguraciones de las estrellas supernovas concluyen efectivamente con la formación de semejantes objetos, entonces se puede afirmar que los pulsares son estrellas neutrónicas. En este caso, cuando la masa es del orden de $2\mathfrak{M}_\odot$, estas estrellas deben tener radios de casi 10 km. Al comprimirse hasta tales dimensiones la densidad de la sustancia se hace mayor que la nuclear, y la rotación de la estrella, en virtud de la ley de conservación del momento de la cantidad de movimiento, se acelera hasta varias decenas de revoluciones por segundo. Con ello, el intervalo de tiempo entre los impulsos sucesivos es igual al período de rotación de la estrella neutrónica. Entonces la pulsación es explicada por la existencia de heterogeneidades, de peculiares manchas calientes en la superficie de estas estrellas. Aquí es oportuno hablar de la "superficie", ya que con densidades tan elevadas la sustancia, por sus propiedades, se aproxima más al cuerpo sólido.

En ciertos pulsares se ha descubierto un aumento lento de los períodos (con duplicación en 10^3–10^7 años), al parecer, provocado por la influencia frenadora del campo magnético relacionado con el pulsar, como resultado de lo cual la energía giratoria se convierte en radiación.

Al mismo tiempo se observaron disminuciones inesperadas de los períodos, posiblemente como expresión de la brusca reestructuración de la superficie de la estrella, que tiene lugar a medida que se enfría.

Las estrellas neutrónicas pueden servir de fuentes de partículas enérgicas que incesantemente ingresan en las nebulosas relacionadas con ellas, y que son semejantes a la Nebulosa del Cangrejo.

Los residuos gaseosos de las fulguraciones de las supernovas son de dos tipos: *de envoltura* (del tipo Lazo en Cisne) y los *plerione*s; nebulosas semejantes a la Nebulosa del Cangrejo, en las que irradia todo el volumen observable. El número de plerione conocidos no es grande, lo que está relacionado con su tiempo de vida, considerablemente menor quizás a raíz de la existencia de campos magnéticos muy fuertes.

§ 160. *Fuentes de radiación X*

En 1962, mediante observaciones con cohetes de elevada altitud, se descubrió la primera (después del Sol) fuente cósmica de radiación X, que hasta el día de hoy sigue siendo el objeto de este tipo más notable

y misterioso. Pronto también se descubrieron otras fuentes de rayos X, que se denominaron con el nombre de la constelación en la que se encuentran agregando la letra latina X (rayos X) y números. Así, la primera fuente ya mencionada obtuvo el nombre de "Escorpión X-1".

Actualmente, debido sobre todo al satélite especializado "Ujurú" [1], que fue lanzado en 1970 con un telescopio de roentgen a su bordo para registrar los fotones con energías desde 2 hasta 20 keV, se conocen ya cerca de 600 fuentes de radiación X. Aproximadamente la mitad de ellas resultó estar relacionada con otras galaxias, de las que hablaremos en el capítulo XIII.

La otra mitad de fuentes pertenece a nuestro sistema estelar. Ya hemos mencionado una de ellas: el pulsar de rayos X, que coincide con el radiopulsar en la Nebulosa del Cangrejo. Algunas otras fuentes de rayos X también han sido identificadas con los radiopulsares jóvenes. Cerca de una decena de fuentes está relacionada con las nebulosas: los residuos de las fulguraciones de las estrellas supernovas (véase el § 159). En este caso la causa de la luminiscencia es la radiación calorífica del gas, calentado hasta una temperatura de varios millones de grados.

Fuentes galácticas brillantes de radiación X. Se conocen cerca de cien fuentes galácticas brillantes de radiación X con luminosidad de 10^{29}–10^{31} W. Todas estas fuentes pertenecen a una clase especial de objetos de naturaleza estelar (a veces se denominan *estrellas de roentgen*). Estos son pares estrechos de estrellas macizas, siendo una de ellas un objeto relativista, mientras que la otra es o bien una estrella normal o bien una estrella que experimenta cualquier etapa transitoria especial de su evolución.

Una particularidad importante de las estrellas de roentgen es la variabilidad de su radiación. En la fuente Escorpión X-1, identificada como una estrella variable de 12–13^m, las variaciones del flujo de las radiaciones de rayos X y óptica no están de ninguna manera relacionadas entre sí. En el transcurso de varios días ambos flujos pueden experimentar fluctuaciones en los límites de un 20%, después de lo cual comienza la fase activa: fulguraciones que duran varias horas, y durante las cuales los flujos varían en 2–3 veces. Con esto, un cambio considerable del nivel de radiación a veces se observa en un intervalo de tiempo del orden de 10^{-3} s, siendo así que las dimensiones de la fuente no pueden superar 0,001 de segundo luz (determinado por analogía con el año luz), es decir, 300 km.

Esto muestra que las fuentes de radiación X deben ser objetos extraordinariamente compactos, posiblemente, del tipo de las estrellas neutrónicas, como en el caso de los pulsares, con los que se identifican ciertas estrellas de roentgen.

En una serie de estrellas de roentgen, por ejemplo, en Hércules X-1 y Centauro X-3, se ha descubierto una periodicidad estricta de las variaciones del flujo de radiación X. Todas estas estrellas resultaron ser componentes de sistemas binarios. Más de una decena de fuentes se identi-

---

[1] Ujurú, es el lema de Kenia, desde cuyo territorio fue lanzado el satélite. En la lengua del pueblo africano suahelis "ujurù" significa "libertad"

fican con estrellas cuya variabilidad indica su pertenencia a sistemas binarios estrechos (véase el § 157). Por consiguiente, las estrellas de roentgen son sistemas binarios estrechos, en los que una de las componentes es una estrella óptica, y la otra componente es un objeto compacto que se encuentra en la fase final de su evolución. Más frecuentemente se supone que éste es una estrella neutrónica, aunque en algunos casos no se excluye la posibilidad de que sea una enana blanca o, incluso, un hueco negro (véase § 152).

La causa del surgimiento de una potente radiación de rayos X está relacionada con el hecho de que en el sistema binario estrecho la estrella normal pierde su masa, mientras que la compacta la captura. La pérdida de masa puede tener lugar en forma de chorro, que pasa cerca del punto L_1 de Lagrange (véase la fig. 206), o en forma de viento estelar, semejante al solar (§ 125). En el primer caso el gas, que se escapa de la estrella normal, tiene un exceso de momento de la cantidad de movimiento respecto al objeto más compacto, lo que obliga a éste a pasar a una órbita más lejana (aumentar el radio). Así, alrededor del objeto compacto se forma un disco gaseoso plano. El rozamiento (viscosidad) conduce a la disminución de la velocidad, y el gas comienza a acercarse en espiral a la estrella y a ser capturado por ésta. Dicho proceso se denomina *acreción*.

Cuando no existe un campo magnético tiene lugar la caída libre del gas, por ejemplo, sobre una estrella neutrónica, y se libera hasta el 10% de su energía total (mc^2) en forma de calor, lo que resulta decenas de veces más efectivo que la liberación de la energía durante las reacciones termonucleares.

Cuando existe un campo magnético, la caída sobre la estrella se retiene por la presión magnética a cierta distancia de la estrella, que se denomina *radio de Alfven* de la estrella. Aquí el disco se destruye y el gas comienza a moverse a lo largo de las líneas de fuerza hacia los polos magnéticos, en cuya zona precisamente tiene lugar la acreción. En todos los casos el resultado de la acreción es la transformación en calor de la energía potencial de las masas que caen. Esto conduce a un calentamiento hasta una temperatura del orden de 10^8 K. A semejantes temperaturas el máximo de radiación de los gases coincide con el diapasón de los rayos X del espectro electromagnético con longitudes de onda del orden de 1 Å, o con la energía de los cuantos de casi 10 keV.

En las estrellas neutrónicas el eje magnético y el eje de rotación, como regla, no coinciden, y por esto las regiones más calientes, cerca de las cuales tiene lugar la acreción, cuando la orientación respecto al observador es favorable, se hacen visibles transcurridos intervalos de tiempo iguales al período de rotación de la estrella neutrónica, lo que precisamente crea el fenómeno del pulsar.

Durante la acreción en el hueco negro, en el que no existe campo magnético, el disco de acreción se aproxima al hueco hasta la distancia de varios radios gravitacionales. La parte interior del disco resulta estar calentada hasta la temperatura de 10^8 K homogéneamente por todas partes, y no se observa el fenómeno del pulsar. Sin embargo, con esto la radiación

de rayos X, como, por ejemplo, en la fuente Cyg X-1, puede fluctuar de un modo considerable. La particularidad principal de esta fuente, que es un sistema binario con período de revolución de 5,6 días, es la variabilidad caótica en todas las escalas de tiempo, desde 10^{-3} s hasta unos cuantos años. La masa de la componente invisible se encuentra en los límites de 7–11 $\mathfrak{M}_\odot$, lo que hace de ella uno de los candidatos más probables a huecos negros.

Fuentes destelladoras de rayos X. Se conocen varias decenas de fuentes de rayos X que destellan en fracciones de segundo con una disminución sucesiva exponencial en el transcurso de 1–100 s. Estos destellos se repiten muy irregularmente, en unos objetos con intervalos de varios minutos, y en otros de horas o decenas de horas. Muchos de estos objetos (denominados a veces *básteres*) se asocian con los cúmulos estelares globulares.

Fuentes de radiación de rayos X semejantes a las novas. Además de las fuentes de radiación de rayos X que constantemente se observan, cada año se descubren hasta una decena de objetos fulgurantes que, por su carácter, recuerdan las estrellas novas (véase el § 159). La luminosidad de semejantes fuentes de radiación de rayos X, parecidas a las estrellas novas, aumenta con rapidez en varios días. En el transcurso de 1–2 meses estas fuentes pueden resultar ser las regiones más brillantes en el cielo "roentgénico", que a veces superan en varias veces por su flujo de radiación a la fuente constante más brillante: Escorpión X-1. Algunas de ellas durante las fulguraciones resultan ser pulsares de roentgen, que se distinguen por sus períodos muy largos (de hasta 7 minutos). La naturaleza de estos objetos, así como su posible relación con las estrellas novas, hasta ahora no se conocen.

Es posible que estos objetos sean sistemas binarios con una estrella neutrónica que se distingue por el régimen no estacionario de la acreción.

Fuentes débiles de rayos X. El aumento de la sensibilidad de los aparatos registradores conduce a un incremento constante del número de fuentes débiles descubiertas, relacionadas con las estrellas normales o con las enanas blancas. Por ejemplo, las binarias estrechas, formadas por estrellas normales (Algol, Capela), tienen una luminosidad de roentgen de 10^{26}–10^{27} W. La radiación de ellas puede ser el resultado de la interacción de los vientos estelares de sus componentes.

También pueden ser fuentes de radiación de rayos X las estrellas solitarias, por ejemplo, de las clases O y B, o de las supergigantes tardías, que tienen coronas potentes y extendidas, parecidas a la solar, y que irradian ondas de rayos X con potencia de hasta $10^{26} - 10^{27}$ W. Muchas estrellas de las clases espectrales tardías y las subgigantes irradian una parte de su luminosidad total, de casi 10^{-4}, en la zona del espectro de los rayos X, y se observan como objetos que irradian hasta 10^{21}–10^{25} W en el diapasón de dichos rayos.

El objeto SS 433. En 1979 se descubrió un objeto sumamente atractivo, incluido en el catálogo de Stephenson y Sandulac bajo el № 433. A diferencia de las fuentes brillantes de rayos X, su radiación fundamental está concentrada en las zonas ultravioleta y visible del espectro (hasta

10^{33} W), mientras que en el diapasón de los rayos X irradia solamente 10^{28} W. El SS 443 es una estrella binaria espectroscópica con período de traslación de 13 días. Esto se revela por los desplazamientos de las rayas en su espectro con período de 164 días. Además, se observan rayas con una enorme magnitud de desplazamiento, que corresponde a la amplitud de velocidades de 80 000 km/s, es decir, más de un cuarto de la velocidad de la luz. La estrella principal de este par estrecho pertenece a la clase espectral BO y rellena su cavidad de Rosse, perdiendo rápidamente masa a una velocidad de 10^{-3}–$10^{-4}\,\mathfrak{M}_\odot$ por año. El satélite es un objeto compacto, rodeado de un disco de acreción, que realiza la precesión con un período de 164 días. La salida del gas en este sistema es tan fuerte que el objeto compacto no tiene tiempo de integrarlo, siendo así que la mayor parte de la sustancia se dispersa en todas las direcciones, y asimismo en dos direcciones diametralmente opuestas en forma de dos chorros de velocidad conmensurable con la velocidad de la luz (0,26 c). Para una masa de $20\mathfrak{M}_\odot$, un objeto de este tipo debe existir cerca de 10 000 años, por lo que resulta ser extraordinariamente raro. La abundancia de gas y su fuerte opacidad conducen al hecho de que la zona fundamental de generación de la zona fundamental de generación de la radiación de rayos X está oculta para nosotros, y principalmente se observa su radiación óptica.

12

NUESTRA GALAXIA

§ 161. *Objetos pertenecientes a nuestra Galaxia*

En una noche clara sin luna, lejos de las luces de la ciudad, el cielo estelar es un espectáculo muy bonito. A través de todo el cielo se extiende la faja ancha y clara de *la Vía Láctea*, que al examinarla con el telescopio resulta ser una aglomeración de una enorme cantidad de estrellas y de nebulosas brillantes. Todas estas estrellas (más de 100 mil millones) forman un sistema estelar gigante *la Galaxia*. Las estrellas brillantes, que se observan a simple vista, son sencillamente los objetos de la Galaxia más cercanos a nosotros.

Muchas estrellas forman grupos, denominados *cúmulos estelares*. Se conocen bien tales cúmulos estelares cercanos a nosotros como son las Pléyades, las Híades, el cúmulo globular en Hércules.

Además de estrellas y de cúmulos estelares en la Galaxia existe una gran cantidad de gas enrarecido con una mezcla de pequeñas partículas sólidas: granos de polvo. En ciertas regiones de la Vía Láctea la densidad de esta sustancia aumenta considerablemente, formando una multitid de *nebulosas difusas de gas y polvo*. Cerca de las estrellas calientes éstas brillan (*nebulosas brillantes*), y lejos de dichas estrellas permanecen obscuras, y se destacan en el fondo de las regiones brillantes de la Vía Láctea debido a la absorción de la luz provocada por ellas (*nebulosas oscuras de polvo*).

En la Galaxia hay una gran cantidad de partículas elementales, que poseen energías enormes y que se mueven a velocidades semejantes a la de la luz: *los rayos cósmicos*. Por último, los campos magnéticos y gravitacionales así como la radiación electromagnética desempeñan un importante papel en la Galaxia.

El Sistema Solar se encuentra en el interior de la Galaxia, pero lejos de su centro. Muchas regiones de la Galaxia están alejadas de nosotros a enormes distancias, de hasta 25 mil pc. Si se tiene en cuenta con esto que en la región de la Vía Láctea el medio difuso no permite observar con métodos ópticos las regiones más allá de 3 kiloparsecs (kpc), se hace evidente por qué es tan difícil estudiar la estructura de la Galaxia y por qué no podemos representarnos de golpe su aspecto general.

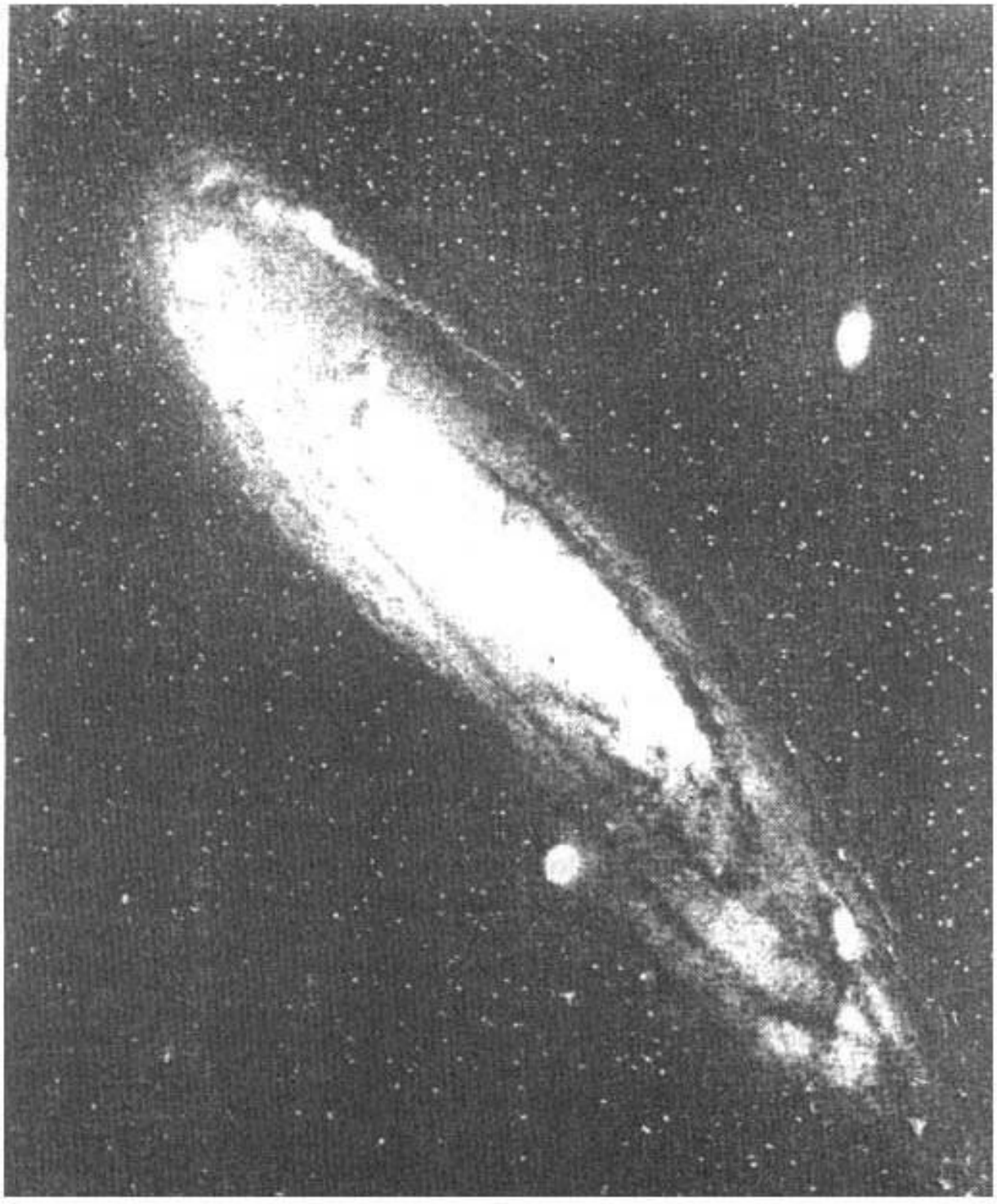


Fig. 219. La nebulosa de Andrómeda.

En el capítulo siguiente examinaremos una serie de otros objetos semejantes (*las nebulosas extragalácticas* o, simplemente, *galaxias*). Estas, al igual que nuestro sistema estelar, se componen de una enorme cantidad de estrellas sueltas y de una pequeña cantidad (1–2% en masa) de polvo y gas. Al estudiar estas nebulosas extragalácticas uno puede imaginarse qué aspecto debe tener también nuestra Galaxia de lejos. En la fig. 219 se muestra una de las galaxias más conocidas y cercanas a nosotros: la nebulosa de Andrómeda, que recuerda en mucho nuestro sistema estelar.

§ 162. *Determinación de las distancias hasta las estrellas*

Para pasar de la posición aparente de las estrellas en el cielo a su distribución real en el espacio, es menester conocer las distancias hasta ellas.

El método directo de determinación de las distancias hasta las estrellas es la medición de sus paralajes anuales (véanse los §§ 63–65). Sin embargo, con este procedimiento solamente pueden ser halladas las paralajes para las estrellas más cercanas. En efecto, los ángulos límites, que se logran medir con métodos astronómicos, son de cerca de 0″,01.

Por lo tanto, si la paralaje de una estrella, como resultado de las observaciones, es igual a $\pi = 0'',02 \pm 0'',01$, la distancia hasta ésta, según la fórmula

$$r = \frac{1}{\pi''} \text{ pc},$$

se obtendrá dentro de los límites desde 30 hasta 100 pc, que corresponden a los posibles errores de determinación de la paralaje. De aquí se ve que las distancias hasta objetos relativamente cercanos, alejados de nosotros en no más de algunos parsecs, se determinan con mayor o menor precisión. Así, por ejemplo, la distancia hasta una de las estrellas más cercanas (α de Centauro), igual a 1,33 pc, se conoce con un error menor del 2%. Sin embargo, para las estrellas alejadas en más de 100 pc, el error en la determinación de la distancia es mayor que la propia distancia, y el método de las paralajes trigonométricas resulta ser inaceptable. En el mejor de los casos éste permite llegar a la conclusión de que la distancia supera varias centenas de parsecs. Actualmente las paralajes trigonométricas, en total, han sido medidas para no más de 6000 estrellas.

Las distancias hasta las estrellas pueden ser halladas en aquellos casos cuando, de alguna manera, se conocen sus luminosidades, ya que la diferencia entre las magnitudes estelares aparente y absoluta es igual al módulo de distancia, que forma parte de la fórmula (11.6)

$$\log r = 1 + 0{,}2\,(m - M).$$

El módulo de distancia se logra hallar con mayor exactitud para las estrellas que pertenecen a los cúmulos, sobre lo que se hablará en el § 164. No obstante, con esto se debe tener en cuenta que las magnitudes estelares

aparentes, obtenidas de las observaciones, como regla, resultan estar alteradas por el influjo de la absorción interestelar de la luz, sobre lo que se tratará en el § 167.

Las particularidades de los espectros, que son la base de la división de las estrellas según las clases de luminosidad, pueden ser utilizadas para la determinación de las magnitudes estelares absolutas, y por consiguiente, también las distancias (método de *las paralajes espectrales*).

Un método importante de determinación de las paralajes del conjunto de estrellas se basa en el estudio de sus movimientos propios (véase el § 91). La esencia de este método se basa en el hecho de que cuanto más lejos se encuentran las estrellas tanto menores son los desplazamientos aparentes, provocados por sus movimientos reales en el espacio. Las paralajes determinadas de este modo se denominan *paralajes medias*.

Para la determinación de la distancia hasta un grupo de estrellas se logra emplear el método más exacto, basado en la circunstancia de que, al igual que en el caso de los meteoros (§ 143), el punto común de intersección de las direcciones de los movimientos individuales aparentes, que como resultado de la perspectiva parecen ser distintos aunque en realidad son iguales en el espacio, señala la dirección verdadera de la velocidad del movimiento común: *el ápex*. Si se conoce, aunque sea para una sola estrella, la velocidad radial V_r, existe la posibilidad de calcular la paralaje anual de todo el cúmulo, denominada paralaje de grupo, mediante la fórmula

$$\pi = \frac{4{,}74\,\mu}{V_r \operatorname{tg} q},$$

donde μ es el movimiento propio (§ 91), y q es el ángulo entre la dirección a la estrella dada y el ápex. Esta fórmula es fácil de deducir teniendo en cuenta la relación (3.4).

§ 163. *Distribución de las estrellas en la Galaxia*

El conocimiento de las distancias hasta las estrellas permite abordar el estudio de su distribución en el espacio y, por consiguiente, de la estructura de la Galaxia. Para caracterizar la cantidad de estrellas en las distintas regiones de la Galaxia se introduce el concepto de *densidad estelar*, análogo al concepto de concentración de moléculas. Se denomina densidad estelar a la cantidad de estrellas que se encuentran en una unidad de volumen del espacio. Por unidad de volumen, generalmente, se toma 1 parsec cúbico.

Lo más fácil es hallar la densidad estelar en las inmediaciones del Sol, ya que para todas las estrellas cercanas a nosotros se conocen valores fiables de las paralajes trigonométricas.

Los resultados de los cálculos muestran que en los alrededores del Sol la densidad estelar es de casi 0,06 de estrella por parsec cúbico o, dicho de otro modo, a cada estrella, por término medio, la corresponde un volumen mayor de 16 pc^3; de este modo, la distancia media entre las estrellas es de casi 2,5 pc.

Para saber cómo varía la densidad estelar en las diferentes direcciones, se calcula el número de estrellas por unidad de área (por ejemplo, en 1 grado cuadrado) en las distintas regiones del cielo.

Lo primero que salta a la vista con estos cálculos es el incremento escepcionalmente grande de la concentración de estrellas a medida que nos acercamos a la banda de la Vía Láctea, cuya línea media forma en el cielo un círculo mayor. Por el contrario, a medida que nos acercamos al polo de este círculo la concentración de estrellas disminuye rápidamente. Este hecho, ya a finales del siglo XVIII, le permitió a W. Herschel llegar a una conclusión correcta respecto a que nuestro sistema estelar tiene una forma achatada, siendo así que el Sol se debe encontrar no lejos del plano de simetría de esta formación.

La segunda deducción importante se puede hacer si a la vez no se realiza el recuento de todas las estrellas, sino sucesivamente hasta cada valor de la magnitud estelar aparente m, es decir, se halla al principio el número de estrellas en las que la magnitud estelar aparente $m \leqslant k$, después el número de estrellas N_{k+1} con $m \leqslant k+1$, etc. Entonces se revela que con el aumento de la magnitud estelar aparente el número de estrellas N_m crece en progresión geométrica. Si la densidad estelar no variara con la distancia y todas las estrellas tuvieran una misma luminosidad, entonces este aumento del número de estrellas débiles sería el simple resultado del incremento de las dimensiones geométricas de las regiones que desde distancias grandes se proyectan sobre una misma región del cielo. Efectivamente, todas las estrellas con magnitud estelar aparente menor o igual a m, que se proyectan en cierta región del cielo, se encuentran en el interior de un sector esférico, cuyo radio se determina por la fórmula (11.6)

$$\log r_m = 1 + 0{,}2(m - M),$$

puesto que supusimos que la magnitud estelar absoluta M de todas las estrellas es la misma. Una expresión análoga se obtendrá para el radio del sector esférico en el que se encuentran todas las estrellas con magnitud estelar aparente no superior a $m+1$. Restando estas igualdades una de otra, obtenemos

$$\log \frac{r_{m+1}}{r_m} = 0{,}2.$$

Cuando la densidad estelar es constante las cantidades de estrellas deben ser proporcionales al volumen de espacio, es decir, al cubo del radio. Por esto

$$\log \frac{N_{m+1}}{N_m} = 0{,}6 \tag{12.1}$$

o

$$\frac{N_{m+1}}{N_m} \approx 4. \tag{12.2}$$

No obstante, de las observaciones se deduce que con el incremento de m, en realidad, el número de estrellas no aumenta con tanta rapidez; precisamente para valores pequeños de m la relación N_{m+1}/N_m se aproxima a 3, mientras que con el aumento de m ésta disminuye, y para las estrellas 17^m es aproximadamente igual a 2.

Si las luminosidades de todas las estrellas fuesen iguales entonces, por la relación N_{m+1}/N_m que se observa sería fácil determinar el cambio de la densidad estelar a medida que nos alejamos del Sol. En efecto, cuando $N_{m+1}/N_m = 4$, al aumentar la distancia en 1,6 veces (lo que corresponde al paso de la magnitud estelar m a la $m+1$), la densidad estelar sería constante, y cuando $N_{m+1}/N_m = 3$ ésta disminuiría en la relación 3:4. La relación observada N_{m+1}/N_m muestra que, a medida que nos alejamos del Sol, en cada dirección dada disminuye la densidad estelar. Si en esta dirección la absorción interestelar de la luz, sobre la que trataremos en el § 167, es de poca importancia, entonces se puede apreciar la extensión de nuestro sistema estelar en esta dirección. Como consecuencia resulta ser que la Galaxia es limitada.

El principio descrito yace en la base de la solución de un problema mucho más complejo que toma en consideración el hecho de que en realidad las estrellas tienen distintas luminosidades y que las observaciones están considerablemente alteradas por la absorción interestelar de la luz. Para caracterizar la cantidad de estrellas de distintas luminosidades, contenidas en una región dada del espacio, se introduce la *función de luminosidad* $\varphi(M)$, que muestra qué parte del número total de estrellas tiene el valor de la magnitud estelar absoluta dada, digamos, desde M hasta $M+1$.

Si se conociese la función de luminosidad, entonces, a pesar de la gran complejidad matemática, el problema de determinación de la densidad estelar a las distintas distancias, en principio, no se diferenciaría del caso examinado de iguales luminosidades de las estrellas.

En la práctica de la astronomía estelar se tropieza con dificultades aún mayores y, sobre la base de los resultados de los cálculos, nos vemos obligados a hallar tanto la función de luminosidad como la dependencia entre la densidad estelar y la distancia en la dirección dada.

Conociendo la densidad estelar a distintas distancias y en diferentes direcciones, se puede formar una idea respecto a la estructura de la Galaxia.

En la fig. 220 se expone el esquema de la estructura general de la Galaxia. En éste se ve que la Galaxia, es efectivamente, un sistema achatado, simétrico respecto al plano principal, denominado plano de la Galaxia. El círculo mayor, por el que ésta se interseca con la esfera celeste, se denomina *ecuador galáctico*. Este casi coincide con la línea media de la Vía Láctea. El centro de este sistema, es decir, *el centro de la Galaxia*, al observarse desde el Sistema Solar, se proyecta sobre la constelación de Sagitario, en el punto con coordenadas $\alpha = 265°$ y $\delta = -29°$. En la dirección hacia el centro de la Galaxia, y asimismo a medida que nos acercamos a su plano, la densidad estelar aumenta.

De este modo, la distribución de las estrellas en la Galaxia tiene dos tendencias muy expresadas: en primer lugar, la de concentrarse muy fuertemente hacia el plano galáctico; en segundo lugar, la de concentrarse hacia el centro de la Galaxia. Esta última tendencia aumenta a medida que nos acercamos a la parte central de la Galaxia, denominada *condensación central* o *núcleo*.

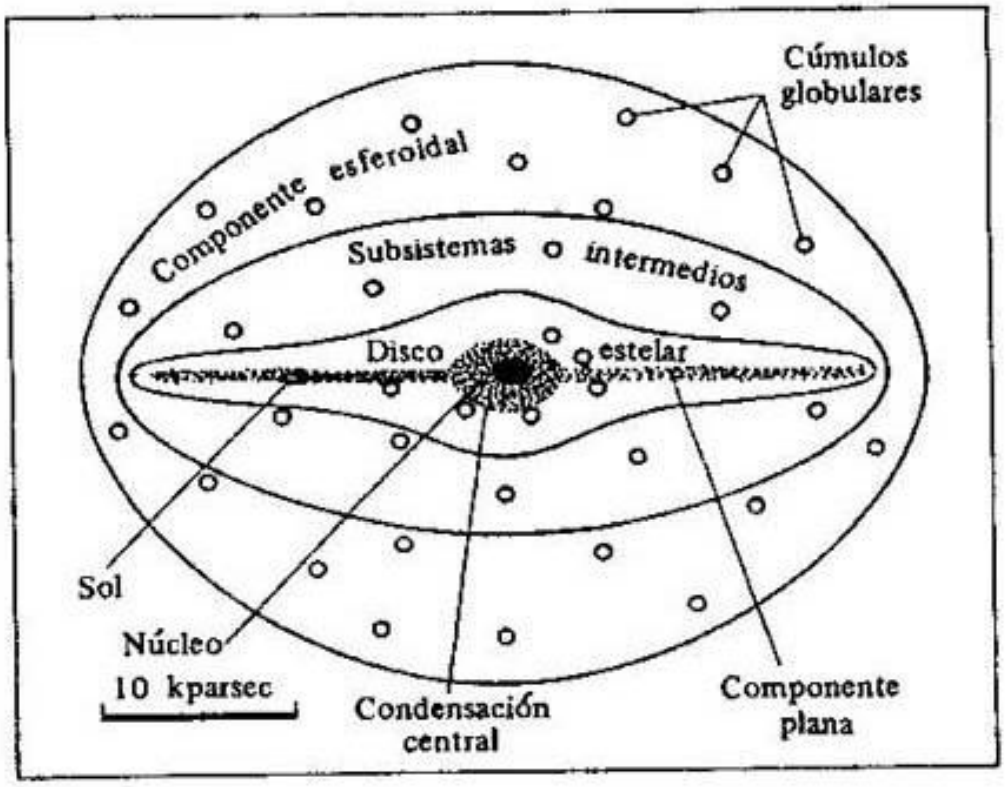


Fig. 220. Esquema de la estructura de la Galaxia.

Al determinar las distancias en las que tiene lugar una caída considerable de la densidad estelar, obtenemos una idea respecto a las dimensiones de la Galaxia en aquel lugar donde aproximadamente se encuentra el Sol. Se ha establecido que el Sol está alejado del centro de la Galaxia a una distancia de casi 10 000 pc (10 kpc), y el límite de ésta en la dirección del anticentro se encuentra a una distancia del Sol igual a 5000 pc. De tal modo, el diámetro de la Galaxia es de casi $2 \times (10\,000 + 5000) = 30\,000$ pc, o 30 kpc. Las dimensiones de la Galaxia no se pueden señalar con mayor exactitud, pues a medida que nos alejamos de su centro la densidad estelar disminuye y no existe una frontera bien marcada.

El Sol se encuentra cerca del plano de la Galaxia y está alejado de ella hacia el norte a una distancia de casi 10 pc.

El paso siguiente en el estudio de la Galaxia es la utilización del método de cálculo para los objetos de diferente tipo, con el fin de hallar su distribución en la Galaxia.

La mayoría de los objetos galácticos ocupa un espacio en los límites de una fina capa plana. A éstos pertenecen las estrellas de las clases espectrales tempranas O y B, las cefeidas que no forman parte de los cúmulos glo-

bulares, las estrellas supernovas del segundo tipo, los cúmulos estelares dispersos, las asociaciones de estrellas (véase el § 164) y las nebulosas oscuras (de polvo). Respecto a todos estos objetos se dice que forman un *subsistema plano* (o *una componente*) de la Galaxia (véase la fig. 220). En este subsistema se concentra la mayoría de las estrellas que forman el disco estelar. Como regla, todas ellas son objetos jóvenes.

Sin embargo, si separamos de toda la Galaxia algunos otros objetos, por ejemplo, las estrellas tipo RR de Lira, W de la Virgen y μ de Cefeo, las supernovas del primer tipo, las subenanas y los cúmulos estelares globulares (véase el § 164), resulta ser que todos ellos ocupan el volumen de un elipsoide para el que el plano galáctico es la sección diametral. Por esto, se acepta referir los objetos enumerados al subsistema *esferoidal* o *esférico* de la Galaxia. Los objetos de la componente esferoidal tienen una tendencia muy elocuente de concentrarse hacia el centro de la Galaxia.

Por último, los objetos restantes, por ejemplo, las estrellas novas, las estrellas del tipo RV de Tauro, las variables de largo período, las enanas blancas, las estrellas de las clases espectrales C y S, como asimismo las nebulosas planetarias, se encuentran en los límites de elipsoides más o menos achatados. Todos estos objetos se separan en subsistemas intermedios, ya que ambas componentes anteriores sirven de casos límites de elipsoides de su distribución.

Los objetos que pertenecen a todos estos subsistemas se distinguen también por sus características cinemáticas, es decir, por los valores medios de sus velocidades individuales. Lo mismo que en una atmósfera más caliente el gas asciende a mayor altura, los objetos que en la Galaxia se mueven más rápidamente, ocupan el volumen del elipsoide menos achatado.

En conclusión, es importante señalar que ciertos objetos (por ejemplo, las estrellas calientes de las clases O y B) no se encuentran por doquier en el plano de la Galaxia, sino principalmente a determinadas distancias de su centro, formando una estructura espiral semejante a la estructura de la nebulosa de Andrómeda. La estructura espiral de nuestra Galaxia se confirma también por los resultados del ectudio de la distribución en ella de la sustancia difusa y del campo magnético.

§ 164. *Cúmulos estelares*

Se denominan cúmulos estelares a los grupos de estrellas enlazadas dinámicamente entre sí, que contienen una gran cantidad de objetos y que se distinguen por su aspecto y composición estelar. Según su aspecto exterior los cúmulos estelares se dividen en dos grupos: los *cúmulos dispersos*, que contienen varias decenas y centenas de estrellas, y los *cúmulos globulares*, compuestos de decenas y centenas de miles de estrellas.

Los cúmulos estelares dispersos se encuentran cerca del plano galáctico. En total se conocen más de 800 objetos semejantes en un radio de varios kiloparsecs respecto al Sol. Es difícil descubrir cúmulos dispersos más lejanos. Teniendo en cuenta aquella parte del volumen de la Galaxia que

ocupa la región contenedora de cúmulos dispersos conocidos, se puede estimar que en nuestro sistema estelar en total deben haber varias decenas de miles de cúmulos estelares dispersos. Los cúmulos estelares dispersos más conocidos son las Pléyades (véase la fig. 110), alejado de nosotros a una distancia de 130 pc, y las Híades, que se encuentra a cuarenta parsecs de nosotros.

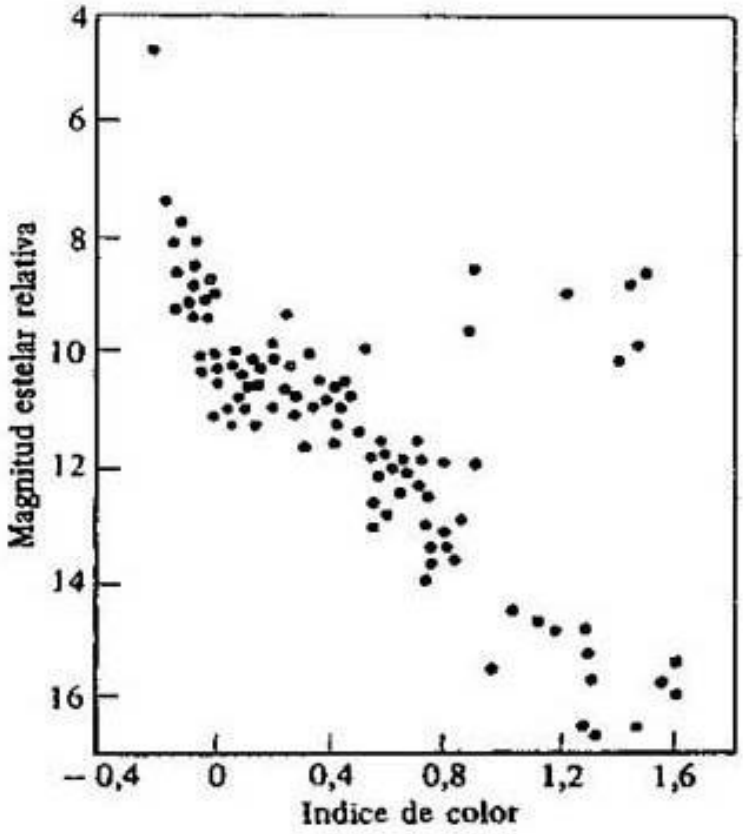


Fig. 221. Diagrama color-luminosidad para el cúmulo disperso NGC 2254.

Para distinguir las estrellas que pertenecen al cúmulo de las estrellas del campo que casualmente se proyecta en la misma región del cielo, se puede construir el diagrama espectro–luminosidad. Para los cúmulos, generalmente, se construye el diagrama color–magnitud estelar aparente, marcando en los ejes el índice de color (en lugar de la clase espectral) y la magnitud estelar aparente, que para todas las estrellas del cúmulo se diferencia en igual valor de la absoluta.

En el diagrama de Hertzsprung–Russell, como regla, se distingue bien la secuencia principal para los cúmulos dispersos. La rama de las gigantes en la mayoría de los casos no existe o casi no existe (fig. 221). Puesto que todas las estrellas del cúmulo, prácticamente, se encuentran a una misma distancia, su diagrama color–magnitud estelar aparente se diferencia del normal por su desplazamiento por el eje vertical en una magnitud igual al módulo de distancia y, debido al influjo de la absorción interestelar de la luz, sobre la que se hablará en el § 167, también por su desplazamiento por el eje horizontal. Está claro que las estrellas que no se encuentran en "sus" sitios

en el diagrama, pueden no pertenecer al cúmulo. La pertenencia de estas estrellas al cúmulo se puede comprobar estudiando los movimientos propios y las velocidades radiales, que para las estrellas del cúmulo deben ser aproximadamente iguales. Separando las estrellas que pertenecen al cúmulo y hallando la posición normal de la secuencia principal, obtendremos el módulo de distancia y, por consiguiente, la propia distancia hasta el cúmulo estelar.

Una vez establecida la distancia hasta el cúmulo estelar, es fácil calcular las dimensiones lineales de éste, que para la mayoría de los cúmulos dispersos son, por término medio, de 2 a 20 pc.

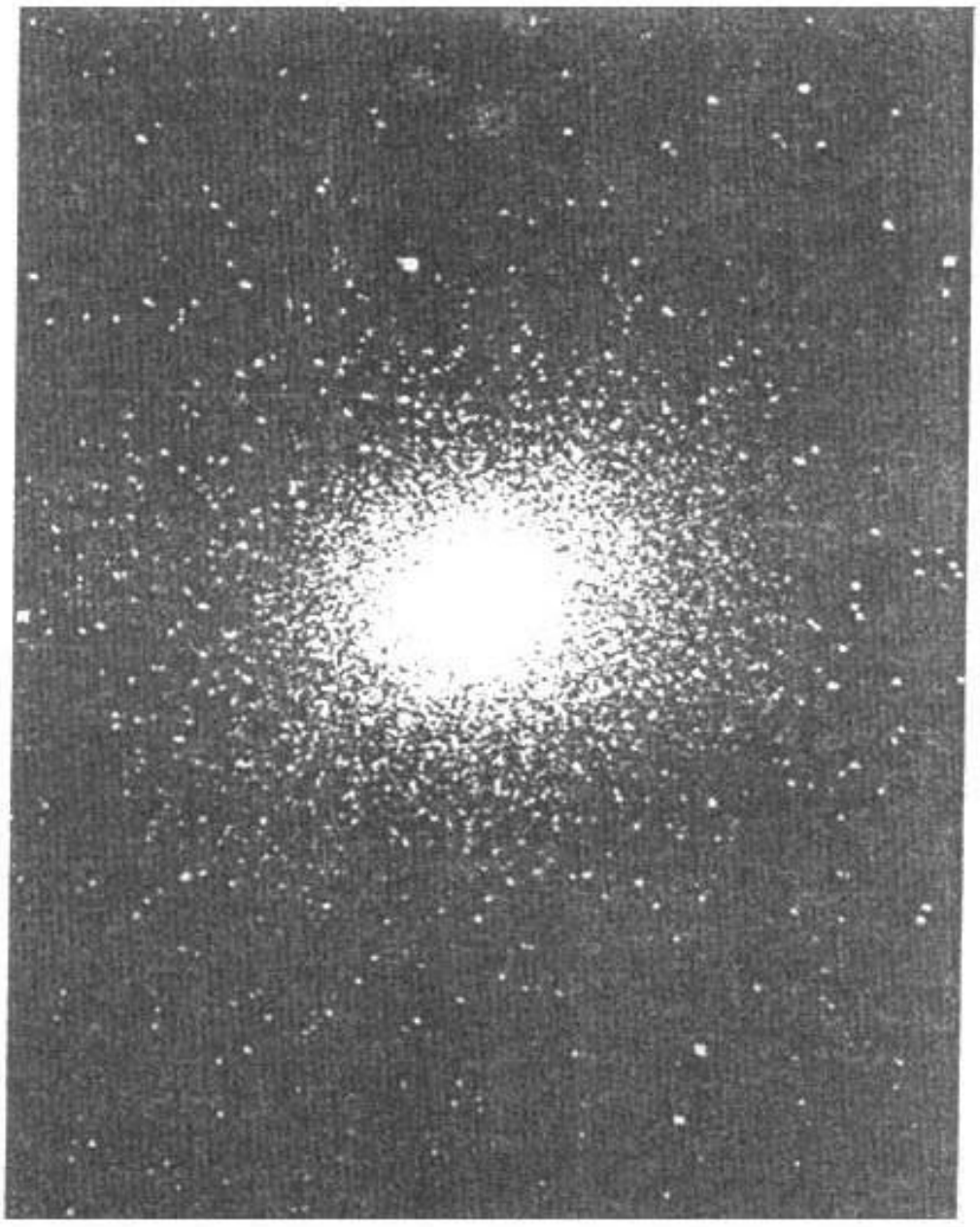


Fig. 222. Cúmulo estelar globular en la constelación de Hércules.

Los cúmulos estelares globulares, a diferencia de los dispersos, se destacan considerablemente del fondo circundante por el gran número de estrellas que entran en ellos y también por su forma precisa esférica o elíptica, determinada por la fuerte concentración de estrellas hacia el centro (fig. 222). Por término medio, los diámetros de los cúmulos globulares son de casi 40 pc. Debido a su enorme luminosidad los cúmulos globulares se ven a grandes distancias en nuestra Galaxia. Por esto, la cantidad de cúmulos globulares que se observa (más de 100) se aproxima al número total de estos objetos en la Galaxia. En otras galaxias más cercanas a nosotros (por ejemplo, en las Nubes de Magallanes, en la nebulosa de Andrómeda) también se han descubierto cúmulos globulares. La distribución espacial de los cúmulos globulares muestra que, a diferencia de los cúmulos dispersos, forman un subsistema esférico y se concentran considerablemente hacia el centro de la Galaxia.

El diagrama color–magnitud estelar aparente tiene un aspecto especial para las estrellas de los cúmulos estelares globulares (fig. 223). En él, generalmente, se distingue con precisión la rama horizontal, típica para los cúmulos globulares, la rama de las gigantes, que se une con la secuencia principal, y la propia secuencia principal, que comienza en una región de menores luminosidades que en el diagrama habitual de Hertzsprung–Russell. En los cúmulos globulares frecuentemente se observa una cantidad considerable de estrellas variables, en particular del tipo RR de Lira, que permiten determinar las distancias hasta estos objetos

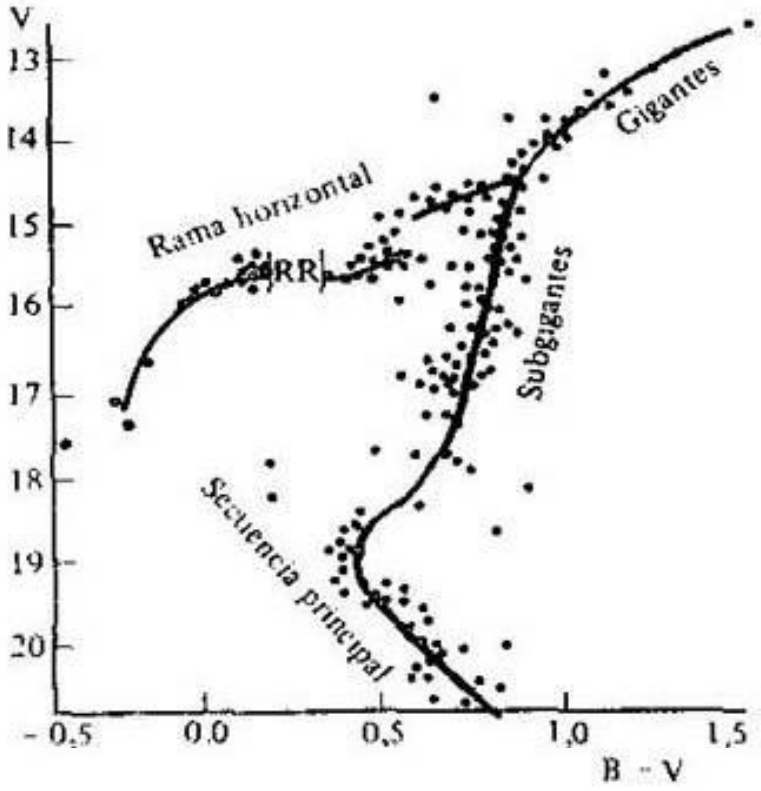


Fig. 223 Diagrama color–magnitud estelar aparente para el cúmulo estelar M3.

Los cúmulos estelares dispersos mas jovenes y extensos se denominan *asociaciones estelares*. Como regla, éstas no se logran separar en las fotografías directamente en el fondo de otras estrellas. No obstante, con métodos especiales (por ejemplo, espectrales), se logra determinar que en la asociación las estrellas de un tipo concreto poseen una densidad espacial mayor que en el espacio circundante. En las denominadas O-*asociaciones* se agrupan las estrellas calientes de las clases espectrales O y B. Dichas asociaciones, por sus dimensiones, superan en muchas veces los cúmulos dispersos normales, extendiéndose en decenas y centenas de parsecs. Otro tipo de asociaciones se componen de estrellas jóvenes del tipo T de Tauro, por lo que se denomina T-*asociaciones*.

V.A. Ambartsumyán y sus colaboradores, con motivo del problema del origen y evolución de las estrellas, al que se dedicará el capítulo XIV, prestaron una atención especial en 1947 al estudio de las asociaciones estelares.

§ 15. *Velocidades espaciales de las estrellas y movimiento del Sistema Solar*

Si se conoce el movimiento propio μ de la estrella en segundos de arco por año (véase el § 91) y la distancia r hasta ella en parsecs, entonces no es difícil calcular la proyección de la velocidad espacial de la estrella sobre el plano de la imagen. Esta proyección se denomina *velocidad tangencial* V_t y se calcula por la fórmula

$$V_t = \frac{\mu'' r}{206\,265''}\ pc/año = 4{,}74 \mu r\ \text{km/s}. \qquad (12.3)$$

Para hallar la velocidad espacial V de la estrella es necesario conocer su velocidad radial V_r, que se determina por el corrimiento Doppler de las rayas en el espectro de la estrella (§ 107). Puesto que V_r y V_t son mutuamente perpendiculares, la velocidad espacial de la estrella es

$$V = \sqrt{V_t^2 + V_r^2}. \qquad (12.4)$$

El conocimiento de los movimientos propios y de las velocidades radiales de las estrellas permite juzgar sobre los movimientos de las estrellas respecto al Sol, que conjuntamente con los planetas que lo rodean asimismo se mueve en el espacio. Por esto, los movimientos observados de las estrellas constan de dos partes, una de las cuales es el resultado del movimiento del Sol, y la otra es el resultado del movimiento individual de la estrella.

Para juzgar sobre los movimientos de las estrellas hay que hallar la velocidad del movimiento del Sol y restar ésta de las velocidades observadas del movimiento de las estrellas.

Determinemos la magnitud y dirección de la velocidad del Sol en el espacio. Aquel punto en la esfera celeste, hacia el que está dirigido el vector de la velocidad del Sol, se denomina *ápex* solar, y el punto opuesto es el *antiápex*. Para aclarar el principio sobre cuya base se halla la posición del

ápex solar, debemos suponer que todas las estrellas, excepto el Sol, son inmóviles. En este caso los movimientos propios observados y las velocidades radiales de las estrellas estarán provocados solamente por el desplazamiento del Sol, que transcurre a la velocidad $V_\odot$ (fig. 224). Examinemos cualquier estrella S, la dirección hacia la cual forma el ángulo q con el vector $V_\odot$. Puesto que supusimos que todas las estrellas eran inmóviles, el movimiento aparente de la estrella S respecto al Sol debe tener una velocidad igual en magnitud y contraria en dirección a la velocidad del Sol, es decir, $-V_\odot$. Esta velocidad aparente tiene dos componentes: una, a lo largo del rayo visual, que corresponde a la velocidad radial de la estrella,

$$V_r = -V_\odot \cos q, \tag{12.5}$$

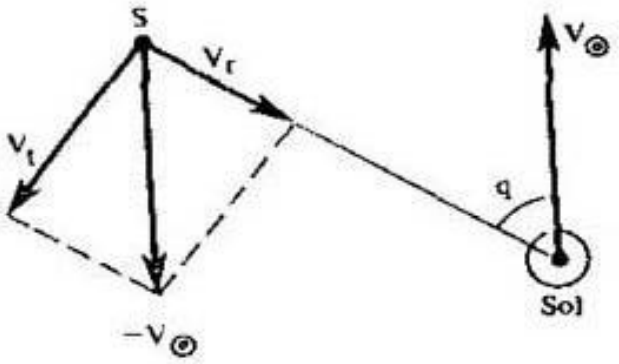


Fig. 224. Movimiento aparente de una estrella hacia el antiápex, provocado por el movimiento del Sol.

y la otra, que yace en el plano de la imagen y que corresponde al movimiento propio de la estrella,

$$V_t = -V_\odot \operatorname{sen} q. \tag{12.6}$$

Teniendo en cuenta la dependencia entre la magnitud de estas proyecciones y el ángulo q, obtendremos que, como resultado del movimiento del Sol en el espacio, las velocidades radiales de todas las estrellas que se encuentran en la dirección del movimiento del Sol deben parecer menores que las reales en la magnitud $V_\odot$. En las estrellas que se encuentran en la dirección opuesta, por el contrario, las velocidades deben parecer mayores en esa misma magnitud. Las velocidades radiales de las estrellas que se encuentran en la dirección perpendicular a la dirección del movimiento del Sol, no varían. En cambio, estas estrellas tendrán movimientos propios, dirigidos hacia el antiápex y que por su magnitud serán iguales al ángulo bajo el que se observa el vector $V_\odot$ desde la distancia de la estrella. A medida que nos acercamos al ápex y al antiápex, la magnitud de este movimiento propio disminuye proporcionalmente al sen q, hasta llegar a cero.

En conjunto se crea la impresión de que todas las estrellas parecen huir en la dirección del antiápex.

Así pues, en el caso cuando solamente se mueve el Sol, la magnitud y dirección de la velocidad de su movimiento se puede hallar por dos procedimientos: 1) habiendo medido las velocidades radiales de las estrellas que se encuentran en distintas direcciones, se halla aquella dirección donde la velocidad radial tiene un valor negativo máximo; en esta dirección precisamente se encuentra el ápex; la velocidad del movimiento del Sol en la dirección del ápex es igual a la velocidad radial máxima hallada; 2) habiendo medido los movimientos propios de las estrellas, se halla en la esfera celeste el punto común hacia el que todos ellos están dirigidos: el punto opuesto a éste será el ápex; para determinar la magnitud de la velocidad del Sol es necesario convertir primero el desplazamiento angular en velocidad lineal, para lo que se requiere elegir una estrella con distancia conocida, y después hallar $V_\odot$ por la fórmula (12.6).

Si admitimos ahora que no sólo el Sol, sino que también las restantes estrellas tienen movimientos individuales, entonces el problema se complicará. No obstante, examinando en cierta región dada del cielo una gran cantidad de estrellas, se puede considerar que, por término medio, sus movimientos individuales se compensan entre sí. Por esto, para un número grande de estrellas, los valores medios de los movimientos propios y de las velocidades radiales deben revelar las mismas regularidades que revelan las estrellas aisladas en el caso que acabamos de examinar, cuando solamente se mueve el Sol.

Con el método descrito se ha establecido que el ápex del Sistema Solar se encuentra en la constelación de Hércules y tiene una ascensión recta $\alpha = 270°$ y una declinación $\delta = +30°$. En esta dirección el Sol se mueve a una velocidad de unos 20 km/s.

§ 166. *Rotación de la Galaxia*

Generalmente el ápex del movimiento del Sol se determina por las estrellas más cercanas, ya que los objetos lejanos pueden poseer algún movimiento común. Si existe semejante movimiento común entonces, al tomar el promedio de las velocidades radiales y de los movimientos propios incluso para un número grande de estrellas en cierta región del cielo, las velocidades individuales no se compensarán entre sí, pues poseerán una componente igual a la velocidad total de todo el grupo de estrellas.

Examinemos el Sol S con las estrellas lejanas que lo rodean (fig. 225, *a*). Supongamos que este grupo de estrellas tiene cierto movimiento común. Si todas las estrellas que participan en él se moviesen a una misma velocidad entonces no se lograría descubrirlo con ningún procedimiento. Ahora supongamos que el movimiento en la región que se estudia sucede de tal manera que las velocidades lineales de las estrellas aumentan gradualmente en una dirección dada, digamos de izquierda a derecha, tal y como se señala con flechas en la fig. 225, *a*. Semejante distribución de las velocidades surge si,

por ejemplo, toda la región que se estudia revoluciona alrededor de un punto situado lejos a la izquierda.

Ahora examinemos qué velocidades radiales deben tener las estrellas si se observan en distintas direcciones desde el punto S (fig. 225, *b*). Es evidente que, al observar a la derecha y a la izquierda del punto S, las velocidades radiales resultarán ser iguales a cero, ya que a lo largo de estas direcciones no existen movimientos relativos. Lo mismo ocurrirá en la dirección perpendicular por otra razón: a lo largo de la dirección del vector de velocidad del Sol la velocidad de todas las estrellas es la misma, por lo que la velocidad radial relativa es igual a cero.

En todas las demás direcciones se observarán velocidades radiales, alcanzando éstas una magnitud máxima en las direcciones que forman un ángulo de 45° con las direcciones que acabamos de examinar. Además, las velocidades radiales que se observan serán tanto mayores cuanto más lejanos

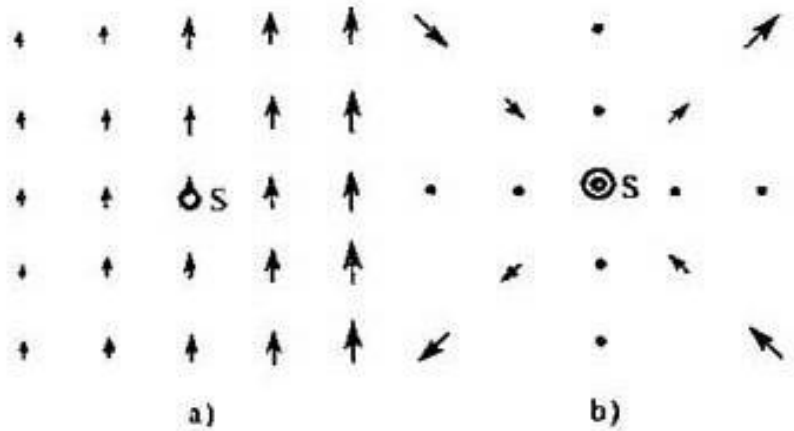


Fig. 225. Velocidades espaciales (*a*) y radiales (*b*) de las estrellas en los alrededores del Sol

sean los objetos que se estudian. Las mediciones de las velocidades radiales de las estrellas lejanas permiten revelar su cambio rítmico (fig. 226), que concuerdan exactamente con el cuadro descrito, y los valores nulos de las velocidades radiales se observan precisamente en las direcciones al centro y anticentro de la Galaxia y en ángulos de 90° respecto a estas direcciones. De aquí se deduce que todas las estrellas, conjuntamente con el Sol, se mueven en dirección perpendicular al centro de la Galaxia. Este movimiento es el resultado de la rotación total de la Galaxia, y su velocidad varía con la distancia hasta el centro de ésta (*rotación diferencial*).

La rotación diferencial tiene las particularidades siguientes:

1. La rotación sucede en sentido horario, si se mira a la Galaxia desde el lado de su polo norte, que se encuentra en la constelación de la Cabellera de Berenice.

2. La velocidad angular de rotación disminuye a medida que nos alejamos del centro. Sin embargo, esta disminución es algo más lenta que lo sería si la rotación de las estrellas alrededor del centro de la Galaxia sucediera según las leyes de Kepler.

3. La velocidad lineal de la rotación al principio aumenta a medida que nos alejamos del centro. Luego, aproximadamente a la distancia del Sol, esta velocidad alcanza un valor máximo de casi 250 km/s, después de lo cual disminuye muy lentamente.

4. El Sol y las estrellas en sus alrededores realizan una vuelta entera alrededor del centro de la Galaxia aproximadamente en 230 millones de años. Este intervalo de tiempo se denomina *año galáctico*.

§ 167. *Polvo interestelar*

En las fotografías del cielo estelar, particularmente en las regiones de la Vía Láctea, se puede advertir una fuerte heterogeneidad de distribución de las estrellas, provocada por la existencia de una materia obscura opaca (fig. 227).

Ejemplos admirables de objetos de este tipo son las nebulosas obscuras, conocidas por los nombres de "Cabeza de Caballo" (fig. 228) y "Saco de Carbón" (esta última se encuentra junto a las dos estrellas más brillantes de la constelación Cruz del Sur). El diámetro angular aparente de la región del cielo, ocupada por el "Saco de Carbón", es mayor de 3°. Este objeto está

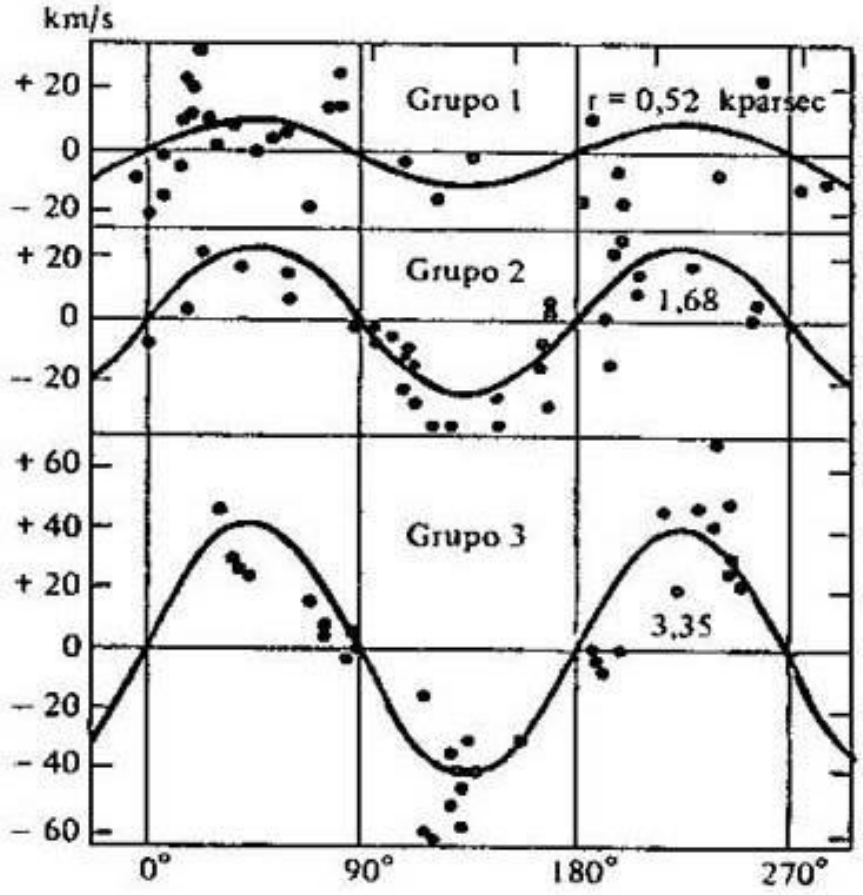


Fig. 226. Velocidades radiales de las cefeidas, divididas en tres grupos según su distancia media hasta el Sol, como función de la longitud galáctica. Las líneas continuas son las curvas teóricas para las distancias correspondientes.

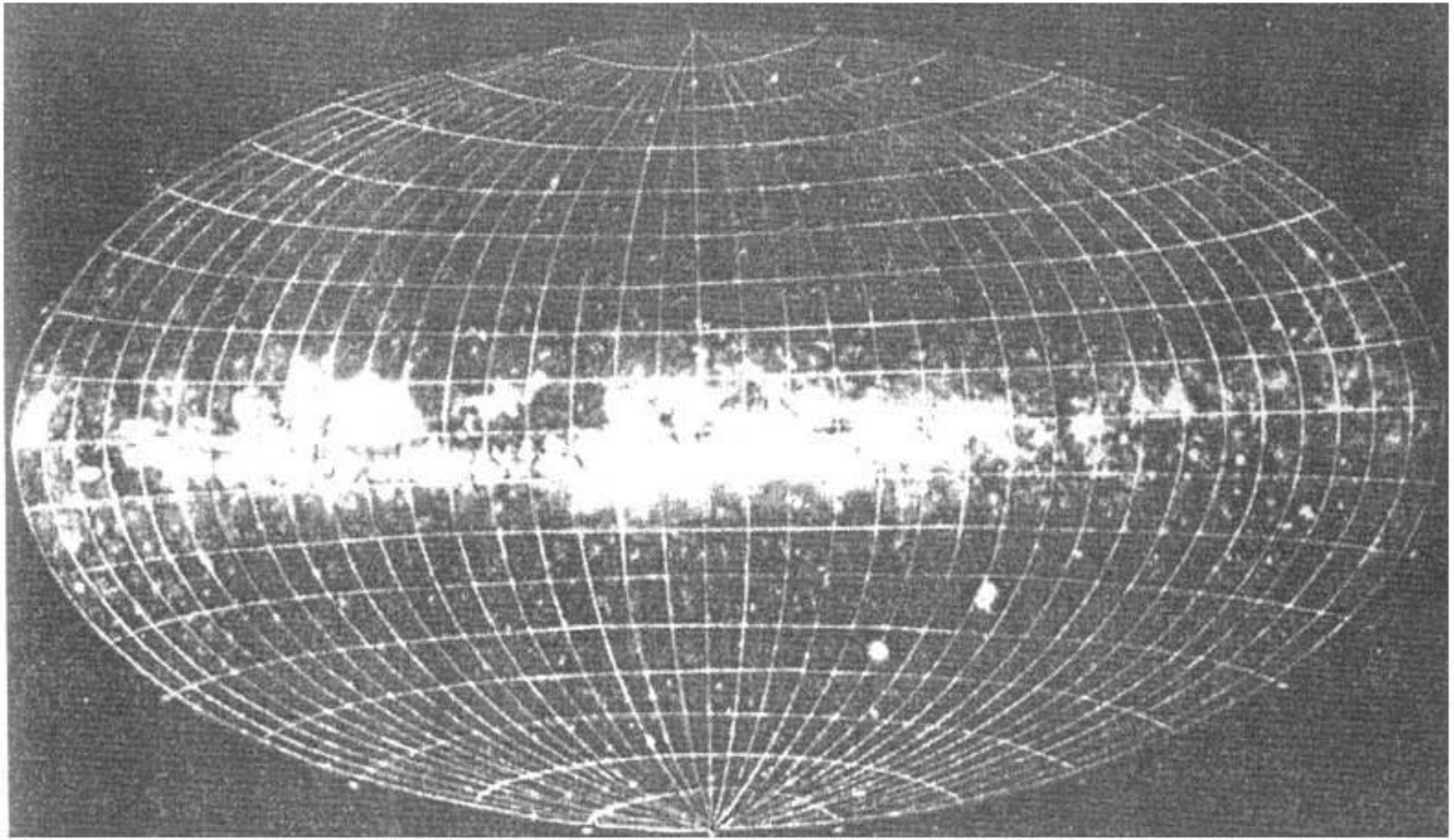


Fig. 227. Fotografia de la Via Làctea.

muy cerca de nosotros y se encuentra a una distancia de unos 150 pc. Por consiguiente, sus dimensiones verdaderas son de casi 8 pc. Debido al contraste con las brillantes regiones circundantes de la Vía Láctea, la nebulosa parece ser una mancha negra. Con el telescopio se ven en ella estrellas débiles, cuyo número es aproximadamente tres veces menor que la cantidad de estrellas en las regiones vecinas de una misma dimensión. Esto significa que el "Saco de Carbón" absorbe la luz de las estrellas lejanas, reduciendo la cantidad total de luz aproximadamente en tres veces. Semejante absorción corresponde al espesor óptico

$$\tau = \ln 3 \approx 1{,}1 ,$$

o al debilitamiento de la luz, expresado en magnitudes estelares,

$$\Delta m = 1{,}08\,\tau \approx 1^m{,}2. \qquad (12.7)$$

Una multitud de nubes, semejantes al "Saco de Carbón", forman a lo largo de la línea media de la Vía Láctea una banda obscura y ancha, que comienza en la constelación del Cisne y que se extiende a través de las constelaciones de Aguila, Serpiente, Sagitario y Escorpión. Esta es la célebre Gran Bifurcación de la Vía Láctea. Particularmente se observa una gran cantidad de nubes obscuras en la región de la condensación de nuestra Galaxia, en la constelación de Sagitario, como resultado de lo cual es muy

Fig. 228. Nebulosa de polvo "Cabeza de Caballo" en la constelación de Orión.

difícil observar este objeto de la Galaxia, extraordinariamente interesante. La existencia en el espacio interestelar de una sustancia que absorbe la luz se confirma por un fenómeno más, denominado *enrojecimiento interestelar de la luz*. Este fenómeno consiste en que la composición espectral de la radiación de muchas estrellas, sobre todo de las lejanas, resulta ser distinta que la de las estrellas de la misma clase espectral, por ejemplo, en los alrededores del Sol. La diferencia estriba en la falta de radiación en la zona azul del espectro, lo que conduce a un enrojecimiento aparente de éste. Como resultado, para muchas estrellas, sobre todo cerca de la Vía Láctea, se perturba la dependencia establecida en el § 149 entre el índice de color y la clase espectral.

Para la característica cuantitativa de este fenómeno se introduce la noción de *exceso de color Ce* o *E* (color excess); así se denomina la diferencia entre el índice de color observado del objeto dado y el índice de color que corresponde a su clase espectral.

El cambio de la composición espectral de la radiación es provocada por aquella misma sustancia que suscita la absorción de la luz. Esta última resulta ser más fuerte para los rayos azules y menos fuerte para los rojos.

Las mediciones cuantitativas de esta absorción, realizadas en las distintas zonas del espectro, demuestran que en la región visible la magnitud de la absorción es inversamente proporcional a la longitud de la onda de radiación. Semejante debilitamiento sufre la luz al pasar a través de un medio compuesto de pequeñas partículas sólidas (granos de polvo) con diámetro del orden de la longitud de la onda luminosa y es, por término medio, de

$$2r = 0{,}8\,\mu\text{m},$$

siendo la sección transversal

$$\pi r^2 \approx 5\ 10^{-9}\ cm^2.$$

En el espacio interplanetario de nuestro Sistema Solar estos granos de polvo, debido a las numerosas colisiones, forman al parecer conglomerados que se lograron recolectar por medio de los aparatos cósmicos. Ellos fueron fotografiados con ayuda del microscopio electrónico.

En las condiciones del ambiente interestelar las partículas sólidas, parecidas a cristales de hielo, pueden formarse como resultado de la condensación de moléculas, al igual que las partículas de humo, que surgen de los productos gasiformes de la combustión. Los compuestos moleculares, cuya existencia resulta de las observaciones espectrales, desempeñan un papel importante en el medio interestelar. Más detalladamente estos compuestos se examinarán en el párrafo siguiente.

La densidad ρ de los granos de polvo formados de este modo debe ser un poco menor que la densidad del hielo, pudiéndose considerar que $\rho \approx 0{,}5$ g/cm^3. Teniendo en cuenta las dimensiones expuestas más arriba, obtenemos que la masa de una partícula aislada de polvo interestelar

$$m = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho \approx 10^{-13}\ \text{g}.$$

Resulta ser que la absorción de rayos de un color determinado, expresada en magnitudes estelares (la designaremos por Δm), es proporcional al exceso de luz, es decir,

$$\Delta m = \gamma \cdot CE \tag{12.8}$$

El coeficiente de proporcionalidad γ resulta ser casi igual a 4, si la absorción se mide en magnitudes estelares fotográficas, y a 3 si se estiman en magnitudes estelares visuales. Si no existiese la absorción interestelar de la luz, las estrellas parecerían ser más "brillantes", y en lugar de la magnitud estelar m que observamos veríamos

$$m' = m - \Delta m = m - \gamma \cdot CE. \tag{12.9}$$

Por término medio, para las estrellas en los alrededores del Sol que se encuentran a una distancia de 1000 pc, el exceso de luz es de casi $0^m,5$. De acuerdo con la fórmula (12.8) esto significa que la radiación aparente de estas estrellas está debilitada aproximadamente en

$$\Delta m = 1^m,5,$$

es decir, en unas cuatro veces. Por consiguiente, el espesor óptico de una capa del medio interestelar de 1 kpc, por término medio, es

$$\tau_{1\,\mathrm{kpc}} = \frac{\Delta m}{1,08} \approx \frac{1,5}{1,08} \approx 1,4.$$

Prestamos atención al hecho de que esta magnitud se obtiene, por término medio, sobre la base de las mediciones de la absorción en las distintas direcciones. En los diferentes lugares la absorción puede ser menor o considerablemente mayor que este valor. Por ejemplo, como vimos, la nebulosa "Saco de Carbón", que tiene una dimensión de 8 pc, da casi este mismo debilitamiento de la luz ($1^m,2$) ella sola. De aquí se deduce que en esta nebulosa hay aproximadamente tanta sustancia como la que hay por término medio en una extensión de 1000 pc del espacio estelar, es decir, la densidad de la sustancia absorbedora es superior en más de 100 veces.

Apreciemos ahora la cantidad de granos de polvo aislado que provocan la absorción interestelar de la luz. Supongamos que la acción absorbente de las partículas se reduce a un simple apantallamiento de la radiación pasante por ellas. Entonces, teniendo en cuenta el sentido físico del espesor óptico τ, obtenemos que cuando $\tau_{1\,\mathrm{kpc}} = 1,4$ las áreas de todas las partículas en una columna de 1000 pc de longitud y sección de 1 cm^2 son, en su suma, de 1,4 cm^2. Puesto que el área de cada partícula, por término medio, es de $5 \cdot 10^{-9}$ cm^2, en la columna hay en total

$$N = \frac{1,4}{5 \cdot 10^{-9}} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ partículas}.$$

El volumen de esta columna

$$V = 10^3 \text{ pc} \cdot 1 \text{ cm}^2 = 3 \cdot 10^{21} \text{ cm}^3.$$

Por esto, a cada partícula le corresponde un volumen

$$v = \frac{V}{N} = \frac{3 \cdot 10^{21}}{3 \cdot 10^{8}} = 10^{13} \text{ cm}^3,$$

es decir, un cubo con más de 200 m de lado. La magnitud inversa da la concentración de los granos de polvo

$$n = \frac{N}{V} = 10^{-13} \text{ partículas/cm}^3.$$

En realidad, las partículas de dimensión $10^{-4} - 10^{-5}$ cm absorben los rayos visibles más vigorosamente que las pantallitas de estas mismas dimensiones. Por esto, el resultado obtenido está exagerado aproximadamente en dos veces.

Incluso este contenido tan ínfimo de granos de polvo desmenuzados en el espacio interestelar, obliga a introducir una corrección importante en el método de determinación de las distancias mediante la comparación de las magnitudes estelares aparente y absoluta. En efecto, para obtener un valor correcto de r, en la fórmula (11.6) se debe poner no m, sino m', como resultado de lo cual obtenemos

$$\log r = 1 + 0{,}2(m - M - \gamma \cdot CE). \qquad (12.10)$$

Si, por ejemplo, el exceso de color en los rayos fotográficos alcanza una magnitud estelar entera, entonces, si no se tiene en cuenta la absorción interestelar, la distancia resulta estar exagerada ¡en 6 veces!

Para aclarar la naturaleza física de la materia absorbente hicimos uso del valor medio de la magnitud selectiva de absorción de la luz por unidad de longitud en cercanías del Sol. Ahora examinaremos cómo varía la absorción total en las distintas direcciones, es decir, cual es la magnitud y forma de toda la capa absorbente.

La absorción más fuerte tiene lugar en las proximidades del plano de la Galaxia. Aquí la absorción es muy grande (particularmente en la dirección hacia el centro de la Galaxia) y varía dentro de límites considerables. A medida que nos alejamos del plano de la Vía Láctea la magnitud total de la absorción interestelar disminuye rápidamente a cuenta de la reducción del espesor de la capa absorbente, situada en el rayo visual. Esta reducción resulta ser aproximadamente proporcional a la cosecante del ángulo b entre el plano de la Galaxia y el rayo visual. En la dirección perpendicular al plano de la Galaxia (polo de la Galaxia) la absorción total de la luz visible (es decir, no en 1 kpc, sino en toda la extensión de la capa) es de casi $0^m,4$.

La proporcionalidad entre la absorción y la magnitud de la cosec b significa que la capa absorbente es plana. Una dependencia análoga obtuvimos al determinar el espesor óptico de la atmósfera terrestre, suponiendo que sus capas eran plano-paralelas (§ 118). La magnitud que acabamos de expresar sobre la absorción en la dirección perpendicular a este plano ($0^m,4$) es de 1/4 del valor medio de la absorción Δm en 1 kpc. Por esto, suponiendo que la

capa de polvo es homogénea, obtendremos que el espesor de ésta es solamente de unos

$$\frac{1000}{4} = 250 \text{ pc}.$$

Asi pues, el polvo pertenece al subsistema plano de la Galaxia, distribuyéndose en los límites de un disco de espesor de varias centenas de parsecs. El aspecto exterior de las nebulosas de polvo permite considerar que la distribución del polvo en este disco debe parecerse a una mecha por su forma.

En ciertos casos se logra ver una parte de la nebulosa de polvo, iluminada por cualquier estrella brillante, pero no demasiado caliente, que se encuentra cerca. El diámetro de la región iluminada generalmente es menor de 1 pc. Pero también dentro de los límites de estos volúmenes pequeños, la distribución de la materia pulverulenta resulta ser muy irregular. Frecuentemente se observan filamentos finos corvados, dirigidos con su convexidad hacia el lado opuesto al de la estrella iluminadora, que generalmente es fácil hallar aprovechando aquella circunstancia de que los espectros de la estrella y de la nebulosa son muy parecidos. Esto último confirma que la luminiscencia está suscitada por los granos de polvo, que reflejan la radiación de la estrella, por lo que precisamente estas nebulosas luminosas se denominan nebulosas *reflexivas*. Un conjunto de estas nubes (8–10 en cada 1000 pc) se encuentra frecuentemente en los brazos espirales de la Galaxia (véase el § 168) junto con las nebulosas de gas, formando los denominados *complejos de gas y polvo*: formaciones con aspecto de mecha de dimensiones de decenas y centenas de parsecs.

Las investigaciones de la variación de la absorción con la distancia en cualquier dirección determinada, demuestran que el polvo está concentrado en nubes aisladas, cada una de las cuales tiene, como término medio, una dimensión de 5–10 pc y absorbe aproximadamente el 20% de la luz que pasa a través de ella. Esto corresponde a una debilitación de $0^m,25$, lo que es en unas seis veces menor que la debilitación de la luz en los alrededores del Sol, calculada en 1 kpc. Por esto, en una nube aislada, hay tanta sustancia en el rayo de luz como por término medio en $\frac{1000}{6} \approx 170$ pc. Cuando las dimensiones de las nubes son de 5–10 pc esto significa que la densidad del polvo en algunas de ellas debe superar la media en varias decenas de veces (como vimos, en el "Saco de Carbón" incluso en 100 veces).

La densidad alcanza aún mayor magnitud en las formaciones densas pequeñas (con dimensión de décimas de parsec), denominadas *glóbulos* y que frecuentemente se observan en forma de detalles obscuros circulares en el fondo de las nebulosas brillantes.

La concentración del polvo en los glóbulos es decenas y centenas de veces mayor que incluso en las nubes de polvo más densas. Como vimos, la densidad de las distintas regiones del medio interestelar varía

considerablemente y además, resulta ser tanto mayor cuanto menores son sus dimensiones. Por esto, es posible que la compresión de las nubes interestelares hasta nebulosas densas conduzca al fin de cuentas, a la formación de estrellas.

No obstante, el gas, que también está presente en el medio interestelar difuso, juega en este proceso un papel mucho más importante que el polvo. La cantidad de gas interestelar, por término medio, es en 100 veces mayor que la de polvo.

§ 168. *El gas interestelar*

Nebulosas de gas. La nebulosa gaseosa más conocida se encuentra en la constelación de Orión (fig. 229), su extensión es de más de 6 pc y en las noches sin luna, se percibe incluso a simple vista. No son menos hermosas las nebulosas de Omega, Laguna y Trifurcada en la constelación de Sagitario, América del Norte y Pelicano en la constelación del Cisne, las nebulosas en las Pléyades, cerca de la estrella η de Quilla, Roseta en la constelación de Unicornio, y otras muchas. En total se cuentan cerca de 400 objetos semejantes. Como es natural, su cantidad total en la Galaxia es considerablemente mayor, pero no las percibimos a todas, debido a la fuerte absorción interestelar de la luz.

En los espectros de las nebulosas gaseosas existen rayas brillantes de emisión, lo que demuestra la naturaleza gaseosa de su luminiscencia. En las nebulosas más brillantes se observa también un espectro continuo débil.

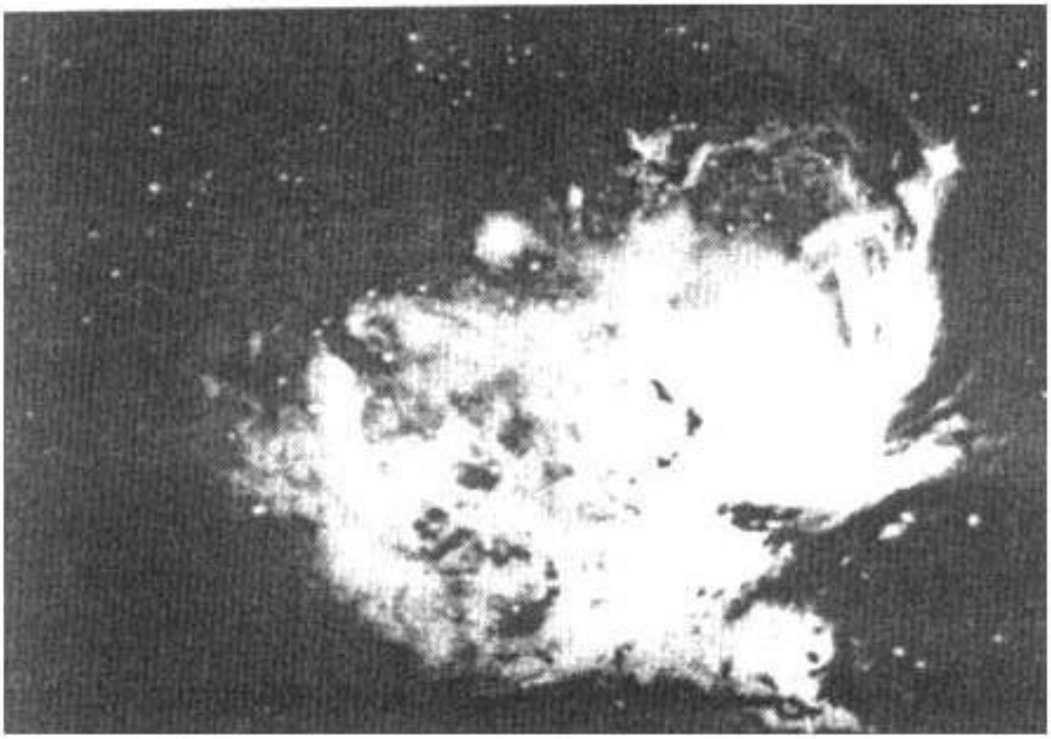


Fig. 229. Nebulosa gaseosa en la constelación de Orión.

Como regla, se distinguen más las rayas de hidrogeno H_α y H_β, y las célebres rayas nebulares con longitudes de onda de 5007 y 4950 Å, que surgen durante las transiciones prohibidas del oxígeno dos veces ionizado O III. Hasta que se lograron identificar estas rayas se suponía que eran irradiadas por el elemento hipotético nebulio. También son intensas las dos rayas inmediatas prohibidas del oxígeno O II de ionización singular con longitudes de onda de casi 3727 Å, las rayas de nitrógeno y de otra serie de elementos.

En el interior de la nebulosa gaseosa o directamente cerca de ella casi siempre se puede encontrar una estrella caliente de la clase espectral O o B0, que es la causa de la luminiscencia de toda la nebulosa. Estas estrellas calientes tienen una radiación ultravioleta muy potente, que ionizan y obligan a brillar al gas circundante de la misma manera que esto tiene lugar en las nebulosas planetarias (véase el § 152).

La energía del cuanto ultravioleta de la estrella, absorbida por el átomo de la nebulosa, se consume fundamentalmente en la ionización del átomo. La energía restante se emplea para transmitir velocidad al electrón libre, o sea que en resumidas cuentas se transforma en calor. En el gas ionizado deben transcurrir también los procesos inversos de recombinación, con el retorno del electrón al estado ligado. Sin embargo, más frecuentemente esto se realiza a través de los niveles energéticos intermedios, siendo así que, en resumen, en lugar del cuanto ultravioleta rígido absorbido inicialmente, los átomos de la nebulosa irradian cuantos algo menos enérgicos de los rayos visibles (este proceso se denomina fluorescencia). De este modo, en la nebulosa tiene lugar algo así como la "trituración" de los cuantos ultravioletas de la estrella y la transformación de los mismos en radiación, en correspondencia con las rayas espectrales del espectro visible.

La radiación en las rayas de hidrógeno, oxígeno ionizado y nitrógeno, que conduce al enfriamiento del gas, equilibra el ingreso del calor a través de la ionización. En resumen, la temperatura de la nebulosa se establece a cierto nivel determinado del orden 10^4 K, lo que se puede comprobar por la radioemisión calórica del gas.

La cantidad de cuantos, irradiados en cualquier raya espectral, es al fin de cuentas proporcional al número de recombinaciones, es decir, a la cantidad de colisiones de los electrones con los iones. En el gas fuertemente ionizado la concentración de unos y otros es igual, es decir, $n_i \approx n_e$. Puesto que, según (7.18), la frecuencia de las colisiones de una partícula es proporcional a n, el número total de colisiones de todos los iones con los electrones en una unidad de volumen es proporcional al producto $n_i n_e$, es decir, a n_e^2. Por consiguiente, el número total de cuantos irradiados por la nebulosa, o su brillo en el cielo, es proporcional a n_e^2, sumado a lo largo del rayo visual. Para una nebulosa homogénea de extensión L esto da $n_e^2 L$. El producto $n_e^2 L$ se denomina *medida de emisión* y es la característica más importante de la nebulosa gaseosa: su valor se obtiene fácilmente mediante las observaciones directas del brillo de la nebulosa. Al mismo tiempo, la medida de emisión está relacionada con el parámetro físico fundamental de la nebulosa: con la densidad del gas.

De este modo, midiendo la medida de emisión de las nebulosas gaseosas, se puede determinar la concentración de las partículas n_e, que resulta ser del orden $10^2 - 10^3$ cm^{-3}, e incluso mayor para las más brillantes.

Como se ve, la concentración de partículas en las nebulosas gaseosas es millones de veces menor que en la corona solar, y miles de millones de veces menor que la que pueden garantizar las mejores bombas de vacío modernas.

El enrarecimiento excepcionalmente fuerte del gas explica la aparición en su espectro de rayas prohibidas, comparables por su intensidad con las permitidas. En el gas ordinario los átomos excitados no tienen tiempo para irradiar la raya prohibida, ya que mucho antes de que esto ocurra chocarán con otras partículas (en primer lugar con electrones) y los comunicarán su energía de excitación sin irradiar el cuanto. En las nebulosas de gas, a la temperatura de 10^4 K, la velocidad media térmica de los electrones alcanza 500 km/s y el tiempo entre las colisiones, calculado por la fórmula (7.17) para la concentración $n_e = 10^2$ cm^{-3}, resulta ser de $2 \cdot 10^6$ s, es decir, un poco más de un mes, lo que supera en millones de veces el "tiempo de vida" de un átomo en estado excitado para la mayoría de las transiciones prohibidas.

Zonas H. II. Como acabamos de ver, las estrellas calientes ionizan el gas a su alrededor a distancias grandes Puesto que, en lo fundamental, este gas es hidrógeno, lo ionizan sobre todo los cuantos de Lyman con longitud de onda menor de 912 Å. Pero en gran cantidad éstos solamente pueden ser proporcionados por las estrellas de las clases espectrales O y B0, en las que las temperaturas efectivas $T_{ef} \leqslant 2 \cdot 10^4$ K y el máximo de radiación está situado en la parte ultravioleta del espectro. Los cálculos muestran que estas estrellas son capaces de ionizar gas con concentración de 1 átomo en 1 cm^3 hasta distancias de varias decenas de parsecs. El gas ionizado es transparente a la radiación ultravioleta, mientras que el neutral, por el contrario, la absorbe con suma intensidad. Como resultado, la zona de ionización que rodea a la estrella caliente (¡en el medio homogéneo esta zona es una esfera!) tiene una frontera muy brusca, tras el cual el gas permanece neutral. Así pues, el gas en el medio interestelar puede estar ionizado totalmente o bien puede ser neutral. Las primeras regiones se denominan zonas H II, las segundas son las zonas H I. Las estrellas calientes son relativamente pocas, por lo que las nebulosas gaseosas y las zonas H II forman una parte relativamente pequeña de todo el medio interestelar, aproximadamente el 1–5%. No obstante, éstas son las regiones más notables de nuestro sistema estelar y, resulta ser, las más importantes. Al igual que lo observado en la nebulosa de Andrómeda y en otras galaxias espirales, que se estudiarán detalladamente en el capítulo siguiente, el gas caliente y las estrellas brillantes jóvenes se disponen en la Galaxia a lo largo de direcciones determinadas, que coinciden con las ramas de cierta espiral. En la fig. 230, *a* se muestra la distribución de las zonas H II en nuestra Galaxia según las observaciones ópticas (círculos) y las radioobservaciones (cuadrados). Las líneas continuas representan las espirales logarítmicas, con las que corresponden muy bien los objetos más calientes de la Galaxia. La cuestión

respecto a la naturaleza de la estructura espiral de la Galaxia se examinará en el último párrafo de este capítulo.

Zonas H I. No obstante, la inmensa mayoría del medio interestelar está alejado de las estrellas brillantes o calientes. Aquí el calentamiento del gas tiene lugar a cuenta de la acción ionizante de los rayos cósmicos, de los cuantos de roentgen y de la radiación fotónica total de radiación de las estrellas. Con esto, en primer lugar, se ionizan los átomos de carbono. La radiación del carbono ionizado es el mecanismo fundamental del enfriamiento del gas en las zonas H I. Como resultado, se establece el equilibrio entre las pérdidas de energía y su ingreso, equilibrio que tiene lugar durante dos regímenes de temperatura realizados en dependencia del valor de la densidad. El primero de ellos, cuando se establece una temperatura de varias centenas de grados, se realiza en las nubes de gas y polvo, donde la densidad es relativamente grande, y el segundo tiene lugar en el espacio entre ellas, donde el gas enrarecido se calienta hasta algunos miles de grados. Las regiones con valores medios de densidad resultan ser inestables, y el gas, que al principio era homogéneo, debe dividirse inevitablemente en dos fases: las nubes relativamente densas y el medio que las rodea, muy enrarecido. Así pues, la inestabilidad térmica es la causa esencial de las estructuras "de forma de mecha" y nubosa del medio interestelar.

Rayas interestelares de absorción. La existencia de un gas frío en el espacio entre las estrellas fue demostrada a principios del siglo XX por el astrónomo alemán Hartmann, quien estudió los espectros de las estrellas binarias en las que las rayas espectrales, como se señaló en el § 157, deben experimentar desplazamientos periódicos.

Hartmann descubrió en los espectros de algunas estrellas (sobre todo de las lejanas y calientes) rayas estacionarias (es decir, que no cambiaban su longitud de onda) H y K de calcio ionizado. Estas rayas, además de que sus longitudes de onda no variaban como en todas las demás, se distinguían también por ser de menor anchura. Al mismo tiempo, en las estrellas suficientemente calientes no existen en absoluto rayas H y K. Todo esto demuestra que las rayas estacionarias no surgen en la atmósfera de la estrella, sino que están determinadas por la absorción del gas en el espacio interestelar. Más tarde se descubrieron también rayas interestelares de absorción de otros átomos: del calcio neutral, sodio, potasio, hierro, titanio, así como de ciertas combinaciones moleculares. Sin embargo, la investigación espectroscópica más completa del gas interestelar frío se hizo posible gracias a las observaciones extraatmosféricas de las rayas interestelares de absorción en la lejana parte ultravioleta del espectro, donde se concentran las rayas de resonancia de los elementos químicos más importantes, en los que, al parecer, debe absorber más vigorosamente el gas "frío".

En particular, se observaron rayas de resonancia del hidrógeno (L_α), carbono, nitrógeno, oxígeno, magnesio, silicio y otros átomos. Por la intensidad de las rayas de resonancia se pueden obtener los datos mas fieles

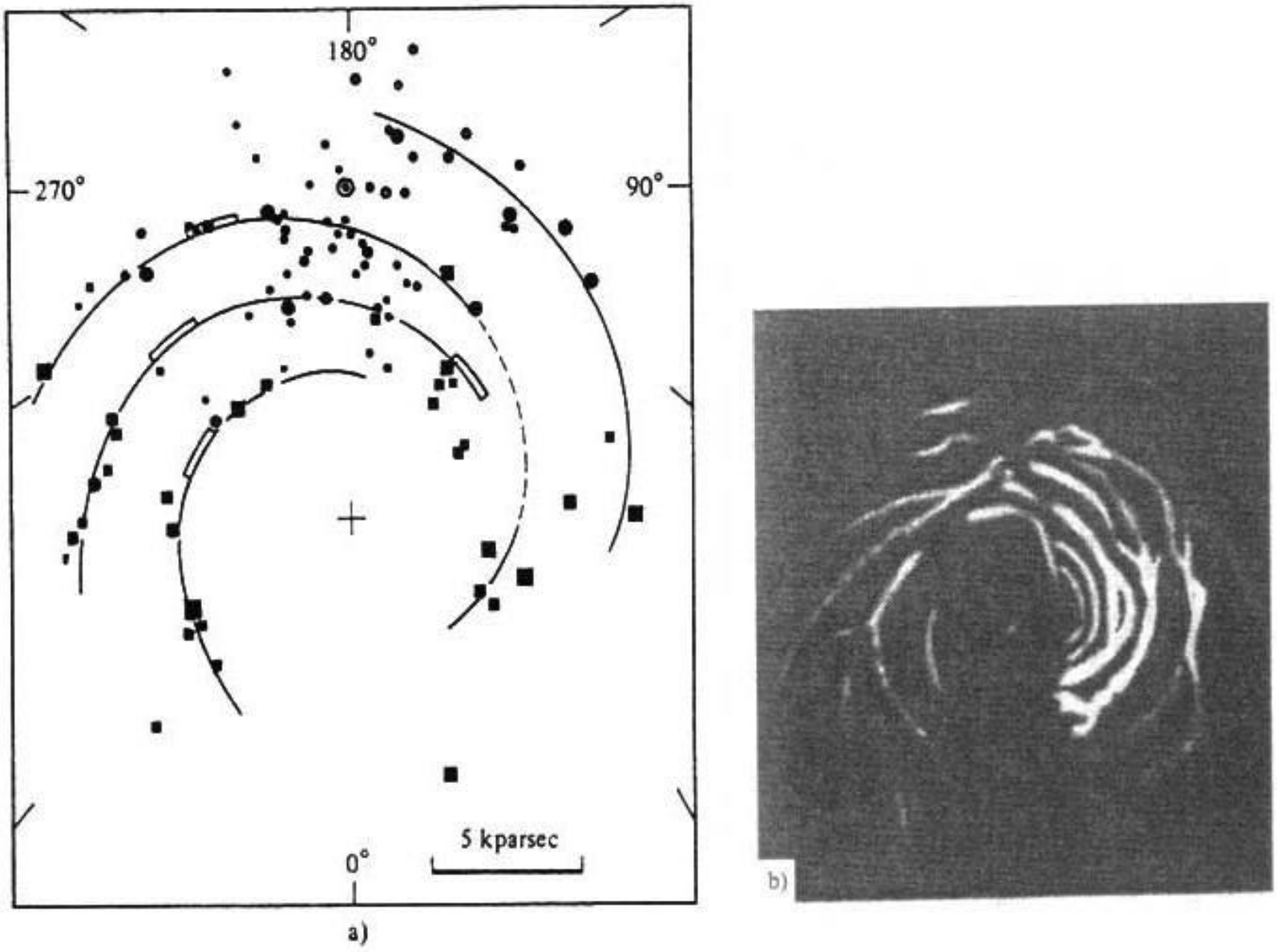


Fig. 230. Estructura espiral de la Galaxia:
a) según la distribución de las regiones H II; *b*) según las observaciones de las rayas de radio de 21 cm.

respecto a la composición química. Resultó ser que la composición del gas interestelar, en general, es parecida a la composición química estándar de las estrellas, aunque contiene ciertos elementos pesados en menor cantidad.

La investigación de las rayas interestelares de absorción con dispersión grande permite advertir que, con mayor frecuencia estas rayas se desintegran en varias componentes aisladas estrechas con diferentes desplazamientos Doppler, que por término medio corresponden a las velocidades radiales de $\pm$ 10 km/s. Esto significa que en las zonas H I el gas está concentrado en nubes aisladas, cuyas dimensiones y situación corresponden exactamente a las nubes de polvo, examinadas al final del párrafo anterior. La única diferencia consiste en que, por su masa, la cantidad de gas es mayor en promedio, en unas 100 veces. Por consiguiente, el gas y el polvo en el medio interestelar se concentran en los mismos lugares, aunque la densidad relativa de ellos puede variar mucho al pasar de una región a otra.

A la par de las nubes aisladas, compuestas de gas ionizado o neutral, en la Galaxia se observan regiones de sustancia interestelar fría mucho mayores por sus dimensiones, masa y densidad, denominadas *complejos de gas y polvo*. El más cercano a nosotros es el conocido complejo en Orión, que junto con muchos otros objetos notables incluye la célebre nebulosa de Orión. En semejantes regiones, que se distinguen por ser de estructura compleja y muy heterogénea, tiene lugar el proceso de formación de las estrellas, de extraordinaria importancia para la cosmogonía.

Radiación monocromática del hidrógeno neutro. Las rayas interestelares de absorción dan en cierto grado sólo un procedimiento indirecto para aclarar las propiedades de las zonas H I. En todo caso esto solamente se puede hacer en la dirección de las estrellas calientes. El cuadro más completo de la distribución del hidrógeno neutro en la Galaxia se puede formar sólo, sobre la base de la propia radiación del hidrógeno. Por suerte, semejante posibilidad existe en la radioastronomía gracias a la presencia de la raya espectral de radiación del hidrógeno neutro en la onda de 21 cm (véase el § 106).

El número total de átomos de hidrógeno que irradian la raya de 21 cm, es tan grande que la capa que yace en el plano de la Galaxia resulta ser considerablemente opaca a la radioemisión de 21 cm tan sólo en una extensión de 1 kpc. Por esto, si todo el hidrógeno neutro que se encuentra en la Galaxia fuese inmóvil, no podríamos observarlo a una distancia que fuese mayor del 3% de las dimensiones de la Galaxia. En la realidad, por fortuna, esto solamente tiene lugar en las direcciones al centro y anticentro de la Galaxia, en las que, como vimos en el § 167, no hay movimientos relativos a lo largo del rayo visual. Sin embargo, en todas las direcciones restantes, debido a la rotación galáctica, existe una diferencia de las velocidades radiales de los distintos objetos que aumenta con la distancia. Por esto, se puede considerar que cada región de la Galaxia caracterizada por un valor determinado de la velocidad radial, debido al desplazamiento Doppler, irradia "su" raya con longitud de onda no de 21 cm, sino un poco mayor o menor, en dependencia de la dirección de la velocidad radial. En los

volúmenes de gas situados más cerca, este desplazamiento es otro, y por ello estos volúmenes no obstaculizan las observaciones de las regiones más lejanas. El perfil de cada una de estas rayas da una idea respecto a la densidad del gas a una distancia que corresponde a la magnitud dada del efecto de rotación diferencial de la Galaxia. En la fig. 230 se muestra la distribución del hidrógeno neutro en la Galaxia, obtenida de este modo. De la figura se ve que el hidrógeno neutro está distribuido en la Galaxia irregularmente. Se perfilan aumentos de la densidad a distancias determinadas del centro que, al parecer, son elementos de la estructura espiral de la Galaxia, confirmada por la distribución de las estrellas calientes y de las nebulosas difusas.

En virtud de la polarización de la luz, descubierta en las estrellas lejanas, existen razones para suponer que las líneas de fuerza de la parte principal del campo magnético de la Galaxia, sobre el que se tratará más adelante en relación con los rayos cósmicos, están dirigidas a lo largo de los brazos espirales. Por el influjo de este campo se puede explicar el hecho de que la mayoría de las nebulosas, tanto claras como obscuras, se extienden a lo largo de las ramas espirales de la Galaxia, perfilando y destacando éstas.

Moléculas interestelares. Ciertas rayas interestelares de absorción fueron identificadas con los espectros de las moléculas. Sin embargo, en el diapasón óptico, dichas moléculas se encuentran representadas solamente por las combinaciones de CH, CH^+ y CN. En 1963 comenzó una etapa esencialmente nueva en el estudio del medio interestelar, cuando en el diapasón de longitudes de onda de 18 cm se lograron registrar las rayas de radio de absorción del hidroxilo OH, pronosticadas ya en 1953. Actualmente, sobre la base de los espectros en los diapasones óptico y de radio, se han descubierto más de 50 moléculas interestelares distintas. Más de 2/3 de ellas pertenecen a combinaciones orgánicas, muchas de las cuales son importantes elementos estructurales de las proteínas. La más grande de las moléculas halladas contiene 11 átomos (HC_9N). En 1973, en el SAT especial "Copérnico", se fotografió la raya de resonancia de la molécula interestelar H_2 con longitud de onda 1092 Å. Resultó ser que el hidrógeno molecular constituye la parte más considerable del medio interestelar. Sobre la base de los espectros moleculares se realizó un análisis detallado de las condiciones en las nubes "frías" H I, se precisaron los procesos que determinan el equilibrio térmico de éstas, y se obtuvieron datos respecto a los dos regímenes térmicos, expuestos más arriba.

Nubes moleculares. La investigación detallada de los espectros de las combinaciones moleculares interestelares CH, CH^+, CN, H_2, CO, OH, CS, SiO, SO y otras, permitió revelar la existencia de un nuevo elemento de la estructura del medio interestelar: *las nubes moleculares*. Aproximadamente la mitad del gas interestelar de la Galaxia está concentrada en estas formaciones obscuras gigantes, a veces denominadas *nubes negras*, que sobre todo están compuestas de moléculas H_2. Las masas de las nubes moleculares constituyen varios centenares de miles de masas del Sol, y sus dimensiones son de decenas de parsecs. En la Galaxia, en total, debe haber cerca de 4000

nubes moleculares. La temperatura en algunas de ellas no excede de 20 K, y la concentración media de las partículas es de $10^2 - 10^3$ cm^{-3}. No obstante, en algunas concreciones, donde la densidad es miles de veces mayor, la temperatura desciende hasta 5–6 K.

Máseres cósmicos. En el espectro de ciertas nubes de gas y polvo, en lugar de las rayas de absorción del hidroxilo, inesperadamente se descubrieron... rayas de radiación. Esta radiación se distingue por una serie de particularidades importantes. Ante todo, la intensidad relativa de todas las cuatro rayas de radioemisión del hidroxilo resultó ser anómala, es decir, no correspondiente a la temperatura del gas, y la radiación en ellas está polarizada muy considerablemente (a veces hasta en un 100%). Las propias rayas son extraordinariamente estrechas. Ello significa que éstas no pueden ser irradiadas por moléculas que realizan un movimiento termal. Por otro lado, resultó ser que las fuentes de la emisión hidroxílica poseen dimensiones tan pequeñas (¡decenas de unidades astronómicas!) que para obtener el flujo de radiación que se observa, provocado por ellas y que corresponde a la potencia de una fuente de hasta 10^{26} W, es menester atribuirles un brillo colosal: ¡como la de un cuerpo calentado hasta la temperatura de 10^{14}–10^{15} K! Está claro que, no puede tratarse de ningún mecanismo térmico que origine semejantes potencias.

Poco tiempo después de descubrir las emisiones OH se reveló un tipo nuevo de fuentes "supercompactas" extraordinariamente brillantes, irradiadoras de la raya de radio de los vapores de agua con longitud de onda de 1,35 cm.

La deducción respecto a la compacidad excepcional de las fuentes de emisión OH se obtiene directamente de las observaciones de sus dimensiones angulares. Los métodos modernos de radioastronomía permiten determinar las dimensiones angulares de las fuentes puntiformes con un poder resolutivo mejor que en los telescopios ópticos en miles de veces. Para ello se utilizan antenas que funcionan sincrónicamente (interferómetros), situadas en distintas partes del globo terrestre (interferómetros intercontinentales). Con su ayuda se halló que las dimensiones angulares de muchas fuentes compactas son ¡menores que $3 \cdot 10^4$ segundos de arco!

Una particularidad importante de la radiación de las fuentes compactas es su variabilidad, singularmente fuerte en el caso de la emisión del H_2O. En el transcurso de varias semanas, e incluso días, el perfil de las rayas varía ostensiblemente. A veces suceden variaciones importantes en 5 minutos, lo que solamente es posible cuando las dimensiones de las fuentes no superan las distancias que la luz recorre en este intervalo de tiempo (de lo contrario las fluctuaciones, estadísticamente, serán compensadas). Así pues, las dimensiones de las regiones que irradian rayas H_2O pueden ser del orden ¡de 1 u.a.!

Como muestran las observaciones, en una misma región con dimensiones de algunas décimas partes de parsec puede haber una multitud de fuentes, una parte de las cuales irradia solamente rayas OH y la otra sólo rayas de H_2O.

El único mecanismo de radiación, conocido hasta ahora en la física y capaz de dar una enorme potencia en los límites de un intervalo excepcionalmente estrecho del espectro, es la radiación coherente (es decir, igual en fase y dirección) de generadores cuánticos, que en el diapasón óptico se ha adoptado denominar láseres y máseres en el diapasón de radio. Las fuentes compactas de emisión OH y H_2O son máseres cósmicos gigantes naturales.

Existen todas las razones para suponer que los máseres cósmicos están relacionados con las regiones donde, ante nuestros ojos, transcurre en realidad el proceso de formación de las estrellas. Los máseres cósmicos se encuentran con más frecuencia en las zonas H II, donde ya surgieron estrellas jóvenes macizas y muy calientes de las clases espectrales O y B. En muchos casos los máseres coinciden con las zonas especiales H II, muy compactas, ricas en polvo y, por esto, muy opacas, que solamente se revelan debido a su radioemisión calórica. Las dimensiones de estas zonas no son mayores de 0,1 pc, mientras que la densidad de la sustancia es en centenares de veces mayor que en las nubes normales interestelares. La causa de su ionización, por lo visto, es una estrella caliente que no se observa, rodeada de una nube densa opaca. A veces estos objetos se observan en forma de fuentes puntuales de radiación infrarroja. Estos objetos, sin duda alguna, deben ser formaciones exclusivamente jóvenes con edad del orden de decenas de miles de años. En un tiempo mayor el medio denso de gas y polvo, que rodea la estrella caliente que acaba de surgir, debe extenderse bajo la acción de la presión de la luz de la estrella caliente, que por esto mismo resulta ser visible. Semejantes estrellas, rodeadas de una envoltura densa en extensión, recibieron el nombre figurado de "estrellas-capullos". En estas condiciones muy específicas, pero sin embargo naturales, por lo visto, se realiza precisamente el efecto máser.

§ 169. *Rayos cósmicos, corona galáctica y campo magnético de la Galaxia*

El medio difuso, que estudiamos en los párrafos anteriores, se compone principalmente de gas, que forma un subsistema plano en la Galaxia. Surge la pregunta ¿cuál es la naturaleza del medio interestelar a grandes distancias del plano de la Galaxia? Respecto al hecho de que allí puede haber gas, aunque sea incluso muy enrarecido, se puede juzgar por la razón de que las nebulosas planetarias, que desprenden de sí las envolturas gaseosas, se encuentran a distancias considerables del plano galáctico.

Los resultados más importantes respecto a la naturaleza del medio interestelar en esta región de la Galaxia se obtienen sobre la base del estudio de los *rayos cósmicos*, que representan en sí partículas elementales muy enérgicas y núcleos atómicos que se mueven a velocidades enormes, cercanas a la de la luz. Las energías de estas partículas son verdaderamente colosales (¡centenares de miles de millones de electronvoltios!). Al pasar a través de la atmósfera terrestre los rayos cósmicos chocan con las moléculas del aire

y engendran muchas nuevas partículas enérgicas (rayos cósmicos secundarios).

Según su composición química, los rayos cósmicos primarios se diferencian de la sustancia de la mayoría de las estrellas por el contenido relativamente grande de ciertos elementos (tabla 13), particularmente de litio, berilio y boro, que prácticamente no existen en el cosmos, ya que se "queman" fácilmente en las estrellas debido a las reacciones nucleares. El contenido en los rayos cósmicos de elementos más pesados, tales como Ca, Fe, Ni, supera en varias decenas de veces su contenido medio en el cosmos.

Tabla 13

Contenido de elementos químicos en los rayos cósmicos y, por término medio, en el Universo (número relativo de átomos)

Elementos químicos	Rayos cósmicos	Contenido medio en el Universo
H		1000
He	68	152
Li, Be, B	1,5	$1{,}5 \cdot 10^{-6}$
C, N, Q, F	4,4	1,5
Los elementos restantes (fundamentalmente Ne, Fe, Mg, Si, S, Al, Ni, Ca)	1,9	0,15

El elevado contenido anómalo de litio, berilio y boro en los rayos cósmicos se explica por la desintegración de los núcleos más pesados a causa de las colisiones con los núcleos de los átomos del gas interestelar (fundamentalmente con los protones y partículas alfa). Estas colisiones aumentan la cantidad relativa de núcleos ligeros y disminuyen el contenido de elementos pesados (particularmente del hierro). Para que en el flujo de rayos cósmicos se forme la cantidad observada de Li, Be y B es necesario que dichos rayos atraviesen una capa de sustancia que contenga no menos de 3 g/cm^2. Puesto que los rayos cósmicos poseen isotropía, a diferencia de la distribución de las estrellas calientes y del medio interestelar, para la apreciación de la magnitud del camino recorrido por ellos es menester tomar la densidad del ambiente interestelar, promediada para todo el volumen esférico con diámetro igual al del disco de la Galaxia. Semejante valor medio de la densidad es de casi 10^{-26} g/cm^3, ó 0,01 de átomo de hidrógeno en 1 cm^3.

El cilindro con sección de 1 cm^2, lleno de gas de esta densidad y que contiene 3 g de sustancia, tiene una altura

$$l = \frac{3 \text{ g/cm}^2}{10^{-26} \text{ g/cm}^3} = 3 \cdot 10^{26} \text{ cm} = 3 \cdot 10^8 \text{ pc},$$

lo que supera en miles de veces las dimensiones de la Galaxia.

Como veremos en el párrafo siguiente, ciertas fuentes de rayos cósmicos pueden encontrarse muy lejos, fuera de los límites de la Galaxia. Sin embargo, la potencia de aquellas que se conocen es insuficiente para explicar la cantidad de rayos cósmicos observados.

Por consiguiente, es necesario admitir que los rayos cósmicos recorren un camino enorme en el interior de nuestra Galaxia, cambiando constantemente su dirección. La causa capaz de cambiar la dirección de la trayectoria de una partícula cargada que se mueve a velocidad que se aproxima a la velocidad de la luz, es el campo magnético que, como sabemos, permite a las partículas cargadas moverse a lo largo de las líneas de fuerza sin obstáculo alguno, no dejándolas pasar, sin embargo, en la dirección transversal.

En el caso general, el movimiento de la partícula cargada tiene lugar en espiral alrededor de las líneas de fuerza del campo magnético. Para la partícula típica de los rayos cósmicos, que se mueve en un campo magnético cuya intensidad es de 10^{-6} Oe, el radio de una vuelta de semejante espiral es de casi una cien milésima parte de parsec ($3 \cdot 10^{13}$ cm), o de dos unidades astronómicas, ínfimo en comparación con las dimensiones de la Galaxia.

Puesto que las líneas de fuerza del campo magnético de la Galaxia deben cerrarse en ésta, a los rayos cósmicos les es difícil salir de la Galaxia. Para la "retención" de los rayos cósmicos la intensidad del campo debe ser no menor de $10^{-6}-10^{-5}$ Oe.

Existe un testimonio más acerca de la existencia de un campo magnético en la Galaxia: la polarización de la luz de las estrellas lejanas. Las mediciones precisas mostraron que la radiación de muchas estrellas que se observan en regiones grandes del cielo está igualmente polarizada y, que además, el plano de polarización cambia suavemente su dirección en los límites de toda la región. El carácter y la magnitud de la polarización ($\sim$ $\sim 10\%$) testimonia el hecho de que la absorción interestelar, experimentada por la luz de las estrellas lejanas, está provocada por partículas alargadas (granos de polvo) igualmente orientadas en grandes regiones de la Galaxia. Es natural suponer que semejante fuerza orientadora sea el campo magnético.

La isotropía de los rayos cósmicos, es decir, el hecho de que no se puedan "ver" las fuentes que los irradian, testimonia acerca del "enredo" considerable de las líneas de fuerza del campo magnético interestelar y, como consecuencia, el movimiento de los rayos cósmicos en ellas es parecido al fenómeno de la difusión de los gases.

El tiempo medio en el que una partícula recorre su complicado camino desde la fuente hasta la Tierra se obtendrá si se divide el valor antes hallado del camino (10^{27} cm) por una velocidad próxima a la de la luz, es decir, por $3 \cdot 10^{10}$ cm/s. Entonces obtenemos que este tiempo es del orden de $3 \cdot 10^{16}$ s, es decir, de miles de millones de años.

Conociendo el tiempo en el transcurso del cual existen los rayos cósmicos que se observan, es fácil calcular la potencia requerida de sus fuentes.

Tomando la concentración de los rayos cósmicos igual a 10^{-11} cm^{-3}, y su energía media de 10^{10} eV $\approx 10^{-2}$ ergios, obtendremos que la densidad

de la energía de los rayos cósmicos es igual a 10^{-11} cm^{-3} 10^{-2} ergios = $= 10^{-13}$ ergios/cm^3. El volumen de la esfera con diámetro igual al diámetro de la Galaxia (30 kpc = 10^{23} cm) es $V = 5 \cdot 10^{68}$ cm^3. Por esto, la energía total de los rayos cósmicos en la Galaxia es del orden de 10^{-13} ergios/cm^3 $5 \cdot 10^{68}$ cm^3 = $5 \cdot 10^{55}$ ergios. Semejante cantidad de energía surge en el curso de $3 \cdot 10^{16}$ s si la potencia de las fuentes es igual a

$$\frac{5 \cdot 10^{55} \text{ ergios}}{3 \cdot 10^{16} \text{ s}} = 1{,}7 \cdot 10^{39} \text{ ergios/s}.$$

En la Galaxia existe una fuente de energía de potencia comparable. Esta fuente son las erupciones de las estrellas supernovas. Las explosiones de las supernovas deben conducir a la formación de electrones rápidos y de rayos cósmicos, que a medida que se dispersa la envoltura de la estrella supernova se incorporan al flujo común de los rayos cósmicos galácticos. Otra fuente de rayos cósmicos, que posiblemente funcione conjuntamente con la primera, son los pulsares, de los que se trató en el § 159.

Los rayos cósmicos calientan el gas enrarecido (incluso grandes distancias del plano de la Galaxia) hasta una temperatura de varios millones de grados, igual que las ondas que surgen en la zona convectiva del Sol calientan la cromosfera solar y la corona (véase el § 123). Este gas caliente enrarecido, que forma un halo extenso (véase la fig. 220), pertenece al subsistema esferoidal de la Galaxia, y se denomina *corona galáctica*.

La existencia de electrones relativistas con enormes velocidades y energías se confirma por las radioobservaciones. En las ondas métricas y más largas la intensidad de la radioemisión cósmica es la misma que sería si el gas se calentase hasta la temperatura de centenares de miles y millones de grados. Esta radiación está distribuida en el cielo de manera distinta a la de la radioemisión del hidrógeno ionizado, que, como vimos, tiene naturaleza térmica y aumenta considerablemente a medida que nos acercamos al plano galáctico. En las ondas métricas la radioemisión se debilita mucho más lentamente a medida que nos alejamos de la Vía Láctea, y aumenta un poco hacia el centro galáctico. Esto demuestra que en las ondas largas la radioemisión cósmica tiene otra naturaleza.

El espectro de esta radioemisión se parece mucho al espectro de ciertas fuentes discretas, en particular, de las nebulosas, que se formaron como resultado de las explosiones de las estrellas supernovas. La naturaleza de la radioemisión de estas últimas se examinó en el § 159 y se explicaba por la radiación de electrones relativistas en los campos magnéticos. Como acabamos de ver, las partículas de los rayos cósmicos realizan un movimiento alrededor de las líneas de fuerza del campo magnético de la Galaxia y forman en ésta un subsistema esférico. Es evidente que el gas enrarecido de esta corona, además de rayos cósmicos, contiene también electrones relativistas, un número pequeño de los cuales (cerca del 1%), fue descubierto en la composición de los rayos cósmicos primarios.

La radiación de estos electrones, que surge durante su frenado en los campos magnéticos galácticos, es registrada por los radiotelescopios

captadores de las ondas largas. A diferencia de la radiación térmica del gas interestelar, la radiación de la corona galáctica se denomina no térmica. A ella se le debe atribuir la radiación de los residuos de las explosiones de las estrellas supernovas, provocada por las mismas causas.

Radiación gamma de la Galaxia. Los rayos cósmicos, al pasar a través de las regiones relativamente densas del medio difuso en la Galaxia, interaccionan con la sustancia. El resultado de esta interacción es la intensa *radiación gamma* de la Galaxia, que se distingue por su concentración fuerte hacia el ecuador galáctico. En la fig. 231 se muestra el resultado del reconocimiento del cielo en el diapasón de las energías de los cuantos gamma desde 70 MeV hasta 5 GeV. La región de mayor brillo ocupa una banda de 5–10° de ancho a lo largo del ecuador galáctico, sobre la que se sobrepone aproximadamente el fondo difuso, dos veces más ancho, de la radiación gamma más débil. Además de esto, en el "cielo-gamma" se logra distinguir una serie de fuentes puntuales discretas, muchas de las cuales coinciden con los pulsares conocidos (§ 159).

§ 170. *Estructura general de la Galaxia*

Así pues, nuestra Galaxia representa en sí una formación plana enorme con un engrosamiento central, que tiene un diámetro de casi 30 mil parsecs y que se compone de estrellas, gas enrarecido, rayos cósmicos y polvo.

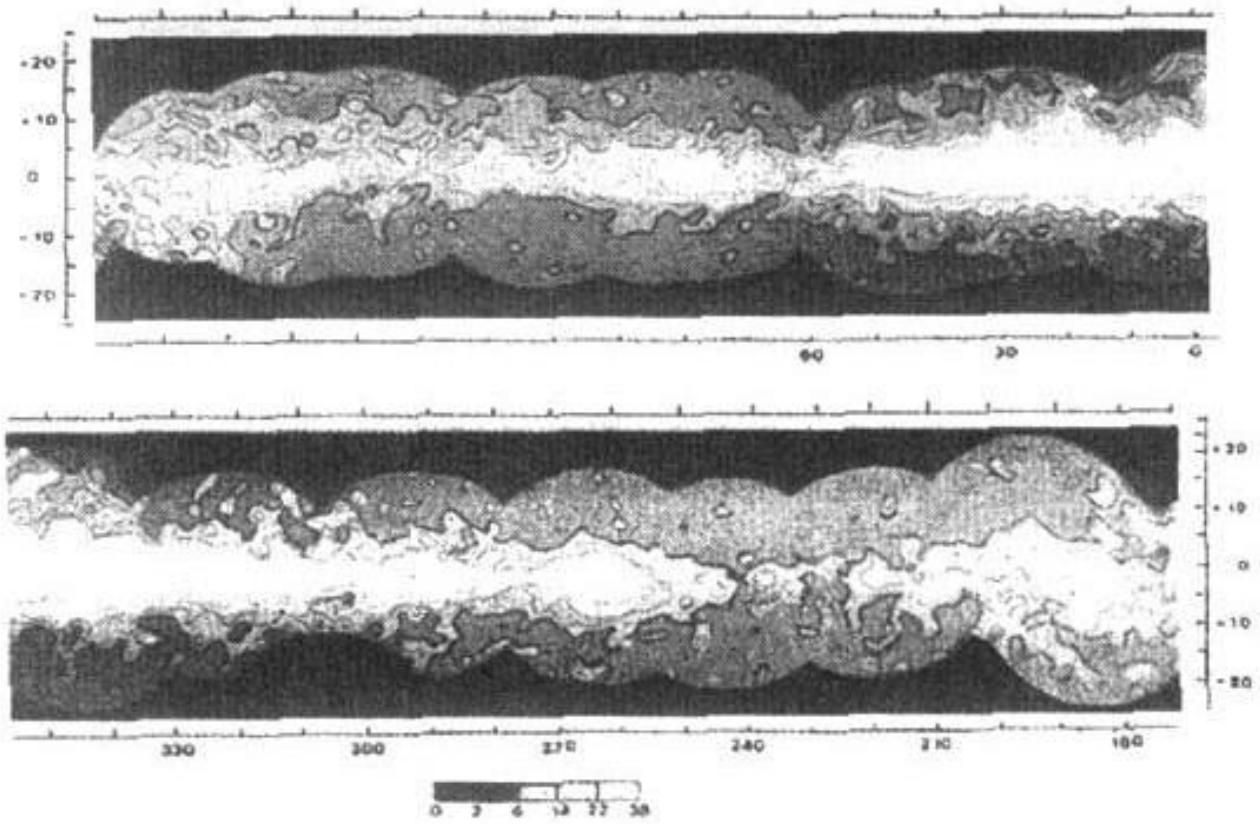


Fig. 231. Distribución de la radiación gamma en la Galaxia.

Nosotros nos encontramos casi en el plano de su simetria a una distancia del centro aproximadamente de $^2/_3$ del radio. Ahora haremos el resumen de las propiedades de la Galaxia, examinadas en los párrafos anteriores, con el fin de lograr una idea más general acerca de su estructura.

Antes ya mencionamos los elementos principales de la estructura de la Galaxia, los cuales son su *condensación central, los brazos espirales*, o *ramas*, y *el disco*.

Región central de la Galaxia. *La condensación central* ocupa la región interna de la Galaxia y su mayor parte está oculta de nosotros por una materia obscura opaca. La parte que mejor se ve es su mitad austral, en forma de una nube estelar brillante en la constelación de Sagitario. En los rayos infrarrojos, absorbidos mucho más débilmente por el polvo interestelar, se logra observar también su segunda mitad, la boreal. La potente franja de materia en polvo que las divide es opaca incluso para los rayos infrarrojos. La condensación central ocupa en el cielo una región con

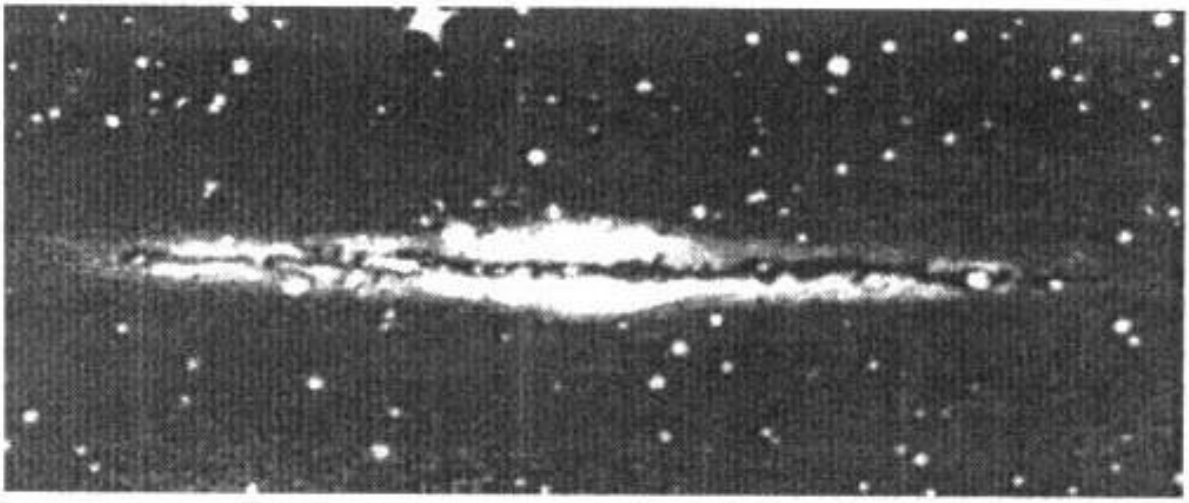


Fig. 232. Galaxia espiral NGC 891, vista de canto.

dimensiones angulares de 20° × 30°, lo que corresponde a las dimensiones lineales de 3 × 5 kpc.

Si lográsemos mirar a nuestra Galaxia desde su canto es posible que viéramos un sistema estelar espiral del tipo NGC 891, representado en la fig. 232. Teniendo en cuenta las dimensiones de la condensación central, nuestra Galaxia puede ser clasificada como espiral de tipo intermedio Sbc (véase cáp. XIII).

La región de la Galaxia a una distancia de 4–8 kpc del centro se distingue por una serie de particularidades. En ella está concentrado el mayor número de pulsares y de residuos gaseosos de las explosiones de las estrellas supernovas, la radioemisión no térmica es intensa, la parte del volumen perteneciente a la zona H II está aumentada, se encuentran más frecuentemente estrellas calientes jóvenes de las clases O y B. Además, las radioobservaciones descubrieron a una distancia de 4–8 kpc del centro un aumento de la radiación de la raya molecular CO con longitud de onda de 2,6 mm, lo que indica la existencia de un cinturón de nubes moleculares de

hidrógeno. Esta misma particularidad es revelada también por la radiación gamma con energía de los fotones de más de 100 MeV. Ello testimonia el aumento en varias veces de la concentración de los rayos cósmicos y de la materia difusa en esta región.

A una distancia de 3–4 kpc del centro de la Galaxia, con los métodos de la radioastronomía, se ha descubierto un brazo de hidrógeno neutro con

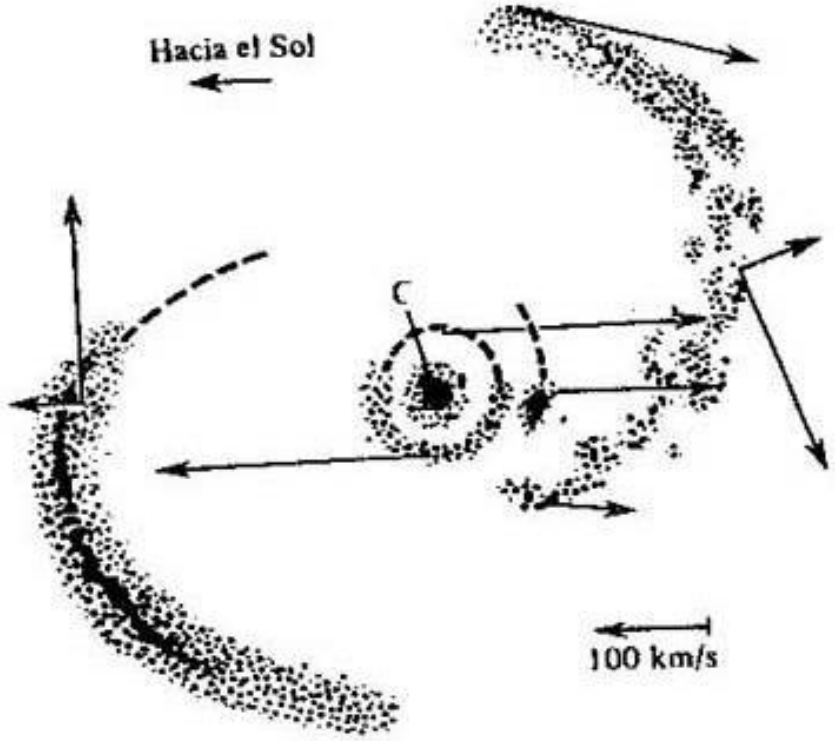


Fig. 233. Distribución del hidrógeno neutro en la región del centro de la Galaxia. C es el centro de la Galaxia. A la izquierda un brazo en extensión de tres kiloparsecs. Las longitudes de las flechas son proporcionales a la velocidad del gas en la dirección dada.

masa de casi 10^8 masas del Sol, que se extiende a la velocidad de unos 50 km/s. Al otro lado del centro de la Galaxia, a la distancia de casi 2 kpc, existe al parecer un brazo cuya masa es menor en unos 10 veces y que se aleja del centro a una velocidad de 135 km/s. El esquema de disposición de estos brazos se muestra en la fig. 233.

En la región del centro existen varias nubes de gas con masas de $(10^4 - 10^5)m_\odot$, que posiblemente fueron en su debido tiempo arrojadas del centro a velocidades que excedían a la parabólica (~ 700 km/s), y que actualmente se alejan a velocidades de 100–170 km/s.

La región central con radio menor de 1 kpc está ocupada por un anillo de gas neutro, que gira alrededor del centro a una velocidad de casi 200 km/s. En el interior de este anillo existe una zona extensa H II en forma de disco con diámetro de casi 300 pc. En la región del centro se observa un aumento de la radiación sincrotrónica no calórica (véase el § 106), lo que indica el incremento de la concentración de los rayos cósmicos y de la intensidad de los campos magnéticos.

Las nubes interestelares de gas y polvo forman la componente más plana de la Galaxia, pero ciertas nubes gaseosas en las regiones centrales de la Galaxia se observan a distancias grandes del plano galáctico. Se perciben nubes con masas de $10^4 - 10^5\ \mathfrak{M}_\odot$, que alcanzan distancias del plano de hasta 2 kpc y que se alejan del centro a velocidades que, posiblemente, superan la parabólica. A la par de estas nubes existen también nubes gaseosas aisladas, que se acercan rápidamente al plano galáctico desde grandes distancias.

El conjunto de fenómenos observados en las regiones centrales de la Galaxia indica la posibilidad de que hace más de 10 millones de años, desde el centro de la Galaxia, tuvo lugar una irrupción de nubes gaseosas con masa total del orden $10^7\ \mathfrak{M}_\odot$ y velocidad de 600 km/s. Semejante irrupción pudo formar el brazo con radio de 4 kpc, que actualmente se extiende.

En la constelación de Sagitario, cerca del centro de la Galaxia, existen varias fuentes potentes de radioemisión y radiación infrarroja. Una de ellas (la componente occidental de la fuente Sagitario-A) se encuentra en el mismo centro de la Galaxia. Dicha fuente está rodeada por una nube molecular de forma de anillo con radio de 200 pc, que se extiende a una velocidad de 140 km/s. A su lado se encuentra la fuente Sagitario-B2, que es una nube molecular densa con masa de $3 \cdot 10^6\ \mathfrak{M}_\odot$ y dimensión de 30 pc. Ella se distingue por ser de estructura muy compleja: en su interior existen zonas compactas H II y fuentes potentes de radiación infrarroja y radioemisión de OH y H_2O, que atestiguan acerca del proceso activo de formación de estrellas.

En la región de 0,8 pc, que rodea el centro de la Galaxia, se han descubierto no menos de cinco fuentes puntiformes de radiación infrarroja, debilitada por la absorción interestelar en ¡decenas de millones de veces!

En la condensación central de la nebulosa de Andrómeda (véase el § 161 y la fig. 219) se ha descubierto un núcleo parecido a un cúmulo estelar esférico que gira velozmente. Por lo visto, un objeto semejante existe también en la condensación central de nuestra Galaxia, donde los receptores de la radiación infrarroja han descubierto una formación elíptica con dimensiones de casi 10 pc. Es posible que, en su interior exista un cúmulo estelar denso con diámetro de 1 pc. No se excluye que aquí tengamos que ver con un objeto de naturaleza insólita (posiblemente relativista) o todavía desconocida.

Estructura espiral de la Galaxia. La naturaleza de la estructura espiral de la Galaxia actualmente se relaciona con las ondas espirales de densidad, que se propagan en el disco estelar. Estas ondas son parecidas a las ondas sonoras normales pero, debido a la rotación, adquieren el aspecto de espirales. Es importante el hecho de que el medio en el que se propagan estas ondas está compuesto no sólo de materia interestelar de gas y polvo, sino también de las propias estrellas. Las estrellas forman también un gas peculiar, que se diferencia del normal solamente por el hecho de que entre sus partículas, prácticamente, no ocurren colisiones.

La onda espiral de densidad, igual que la onda longitudinal habitual, representa en sí la alternación de compresiones y entrarecimientos sucesivos del medio. Es importante que, a diferencia del gas y de las estrellas, el dibujo espiral de las ondas gira, aunque hacia el mismo lado que toda la Galaxia, sensiblemente más despacio y con velocidad angular constante, como un cuerpo sólido.

Por esto la sustancia alcanza constantemente las ramas espirales por la parte interior y pasa a través de ellas. Sin embargo, en las estrellas y en el gas este paso a través de las ramas espirales transcurre de manera diferente. Las estrellas, al igual que el gas, se comprimen en la onda espiral, es decir, su concentración (su número en una unidad de volumen) aumenta en 10–20%. Conformemente, aumenta también el potencial de gravitación. Pero, puesto que entre las estrellas no ocurren colisiones, éstas conservan el momento, cambian un poco su ruta en los límites del brazo espiral y salen de él, prácticamente, en la misma dirección que habían entrado. Con el gas el asunto es diferente. Debido a las colisiones, al entrar en el brazo, el gas pierde el momento de la cantidad de movimiento, frena y comienza a acumularse en el límite interior del brazo. Las nuevas porciones de gas que irrumpen conducen a la formación en este límite de una onda de choque, con un salto grande de la densidad. Como resultado, en las ramas espirales se forman bordes de compactación del gas y surge la inestabilidad térmica, de la que se habló en el párrafo anterior. El gas rápidamente se hace opaco, se enfría y pasa a la fase densa, originando complejos de gas y polvo extraordinariamente favorables para la formación de estrellas. Como vemos, la estructura espiral de la Galaxia está estrechamente relacionada con el importante proceso de la formación de las estrellas. Las estrellas jóvenes y calientes provocan la luminiscencia del gas, por lo que surgen nebulosas brillantes que, conjuntamente con las estrellas calientes, describen la estructura espiral, repitiendo la onda espiral de densidad en el disco estelar.

13

ASTRONOMÍA EXTRAGALÁCTICA

§ 171. *Tipos de galaxias y su estructura*

En el capítulo anterior ya se habló sobre la existencia de sistemas estelares gigantes, semejantes a nuestra Galaxia, denominados nebulosas extragalácticas, o galaxias. En el cielo nocturno, a simple vista, solamente se ven tres objetos de este tipo como manchas difuminadas de brillo débil y pequeña dimensión: las Nubes Mayor y Menor de Magallanes (sólo visibles en el Hemisferio Sur, fig. 234) y la nebulosa en la constelación de Andrómeda (véase la fig. 219). Por todo el cielo se hallan dispersas centenas de millones de galaxias débiles y lejanas, que se pueden fotografiar con ayuda de telescopios grandes. Únicamente en la franja de la Vía Láctea, donde la absorción interestelar de la luz obstaculiza la visión de los objetos lejanos, hay pocas galaxias. Los catálogos existentes incluyen la mayor parte de las galaxias con brillo mayor de 15^m, cuyo número en el cielo es de varias decenas de miles. Para estas galaxias se han obtenido apreciaciones de la magnitud estelar y de la dimensión angular, han sido descritas las particularidades de su aspecto exterior (para las galaxias más débiles, debido a la pequeñez de sus dimensiones angulares, es muy difícil hacerlo. El número de galaxias para las que se han obtenido el espectro y determinado la distancia es considerablemente menor: de unos pocos miles. Varias centenas de galaxias han sido estudiadas relativamente bien. Para éstas se conocen el brillo y el color de regiones aisladas, se han medido la masa y el contenido de gas interestelar, la luminosidad óptica y la potencia de radioemisión.

Habitualmente las galaxias se designan con el nombre breve del catálogo y con el número bajo el cual están registradas en él. Por ejemplo, la nebulosa de Andrómeda en el catálogo de Messier se encuentra bajo el número 31, mientras que en el "Nuevo Catálogo General de Dreyer" figura bajo el número 224 (véase el § 93). Por esto ella se designa como M 31 o NGC 224.

Grandes diferencias entre las galaxias se ven incluso durante el estudio superficial de sus fotografías (véanse las figs. 232, 234–238).

Según su aspecto exterior y carácter de distribución del brillo la mayoría de las galaxias se dividen en *elípticas*, *espirales*, *lenticulares* e *irregulares*.

Las galaxias elípticas (E) tienen en las fotografías la forma de elipses (en el espacio, de elipsoides) sin límites bruscos. El brillo aumenta paulatinamente desde la periferia hacia el centro. Como regla, no existe una estructura interna (fig. 235).

Las galaxias espirales (S) son las más numerosas entre las observables. Nuestra Galaxia y la nebulosa de Andrómeda son representantes típicas. A diferencia de las galaxias elípticas en éstas se observa la estructura en forma de ramas espirales típicas (fig. 236). La sustancia de las galaxias espirales está presente no sólo en las ramas espirales, sino también entre ellas. Las ramas (fig. 237) se distinguen en el fondo menos brillante por ser contenedoras de las estrellas brillantes más calientes, pertenecientas a esta galaxia, de los cúmulos estelares jóvenes y de las nebulosas gaseosas brillantes (zonas *H II*).

Debido al aspecto de la estructura espiral, se distinguen las galaxias espirales de los subgrupos Sa, Sb, Sc. En las galaxias Sa las ramas están

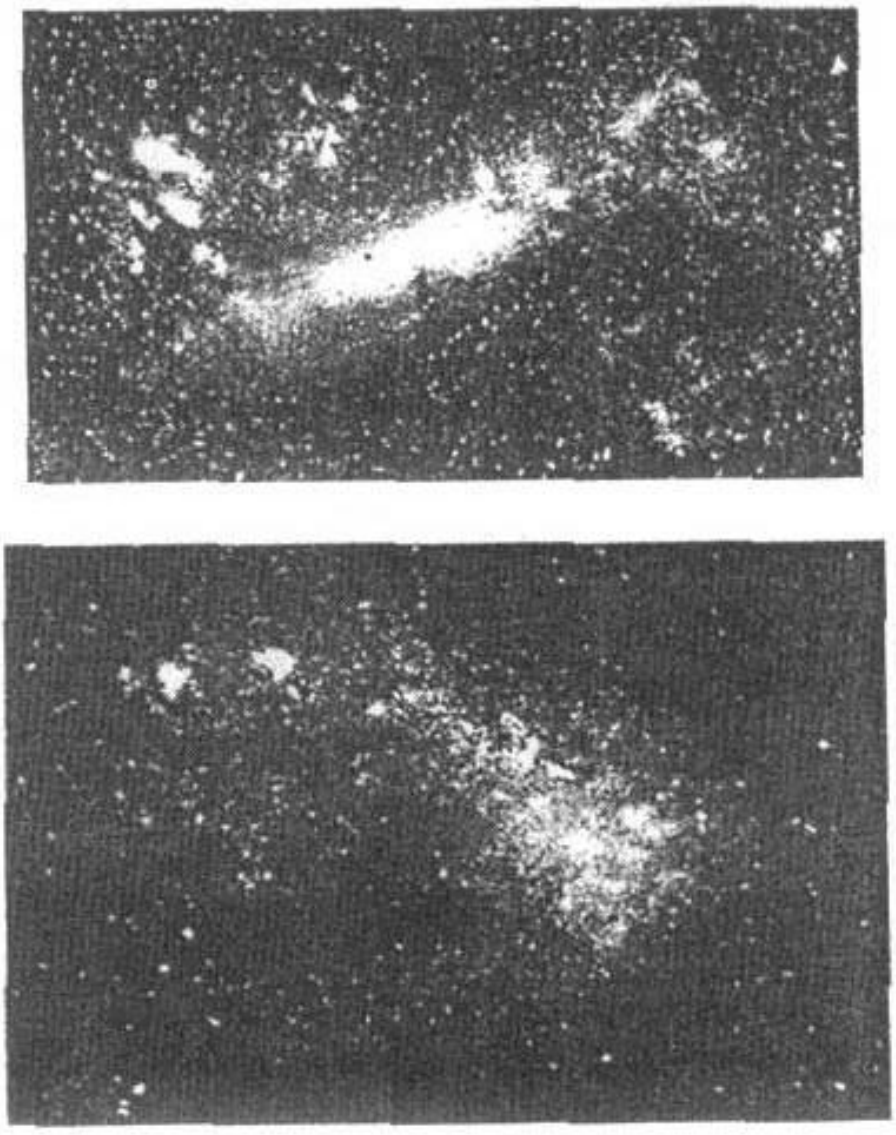


Fig. 234. Las Nubes de Magallanes: Mayor (arriba) y Menor (abajo).

Fig. 235. La galaxia eliptica NGG 205, que es satélite de la nebulosa de Andrómeda.

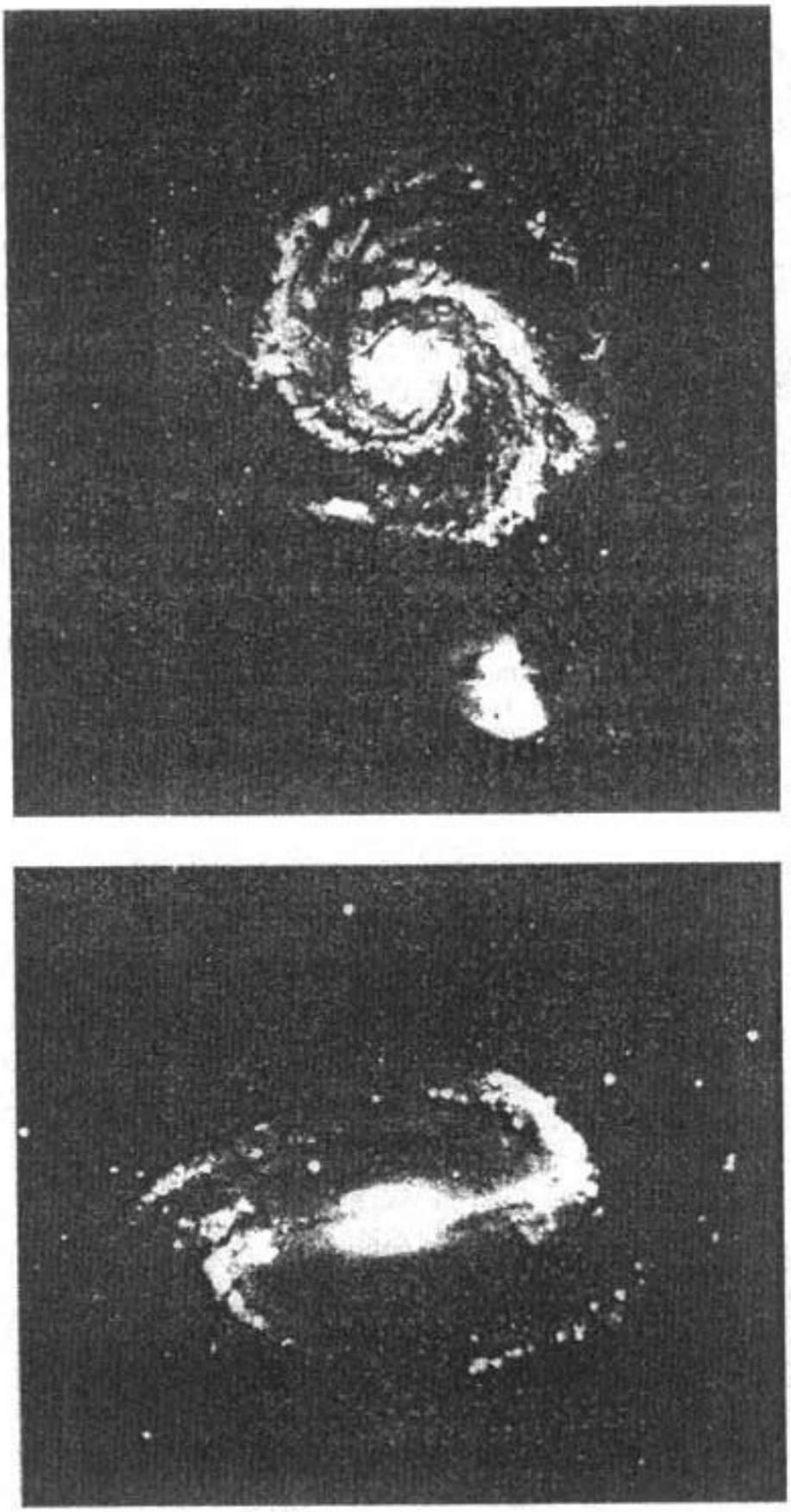


Fig. 236. Galaxia espiral M 51 (arriba) y la galaxia espiral intersecada NGG 1300.

retorcidas fuertemente y son relativamente lisas, y por sus características estas galaxias se aproximan más a las elípticas; en las galaxias Sc las ramas están "abiertas" ampliamente y tienen una forma de mecha, por eso a veces es difícil observarlas; las galaxias Sb tienen propiedades intermedias. La componente esferoidal generalmente está bien desarrollada en las galaxias Sa y es muy débil en las galaxias Sc.

A pesar de la diversidad del aspecto exterior las galaxias espirales tienen una estructura parecida. En ellas se pueden distinguir tres componentes: *el disco estelar*, cuyo espesor es en 5–10 veces menor que el diámetro de la galaxia, *la componente esferoidal*, que se parece a una galaxia elíptica pequeña, y *la componente plana*, que por su espesor es varias veces menor que el disco. A la componente plana pertenecen el gas interestelar, el polvo, las estrellas jóvenes, y también las ramas espirales.

Nuestra Galaxia tiene también una estructura semejante (véase la fig. 220). La existencia de las distintas componentes en otras galaxias se ve mucho mejor si se encuentran situadas de tal manera que el disco de la galaxia está vuelto de canto hacia nosotros (véase la fig. 232). Debido a la absorción de la luz en el medio interestelar, la región ocupada por la componente plana aparece en las fotografías de las galaxias como una franja obscura, que se extiende a lo largo de todo el disco.

Las galaxias lenticulares (S0) exteriormente se parecen mucho a las elípticas, pero, a diferencia de éstas, tienen un disco estelar. Por esto, según

Fig. 237. Zona de una galaxia espiral, resuelta en estrellas (nebulosa de Andrómeda).

su estructura, las galaxias lenticulares se parecen a las galaxias espirales, y se diferencian de estas últimas por la ausencia de la componente plana y, por consiguiente, de las ramas espirales. Cualquier galaxia espiral, si se priva de gas y estrellas jóvenes, se parecerá a la lenticular.

Las galaxias irregulares (Ir) tienen un aspecto asimétrico, las estrellas calientes y las regiones H II no forman en ellas ramas espirales, sino que se concentran en grupos aislados o están dispersas por todo el disco de las galaxias. Las galaxias irregulares tienen también una componente esferoidal, pero su brillo es muy pequeño. En ellas la masa fundamental de estrellas forma el disco y la componente plana. Estas galaxias, como regla, se distinguen por su elevado contenido de gas interestelar y de estrellas jóvenes.

Resulta ser que el color, contenido de gas y muchas otras propiedades físicas de las galaxias varían sistemáticamente a lo largo de la sucesión morfológica de los tipos

E – SO – Sa – Sb – Sc – Ir.

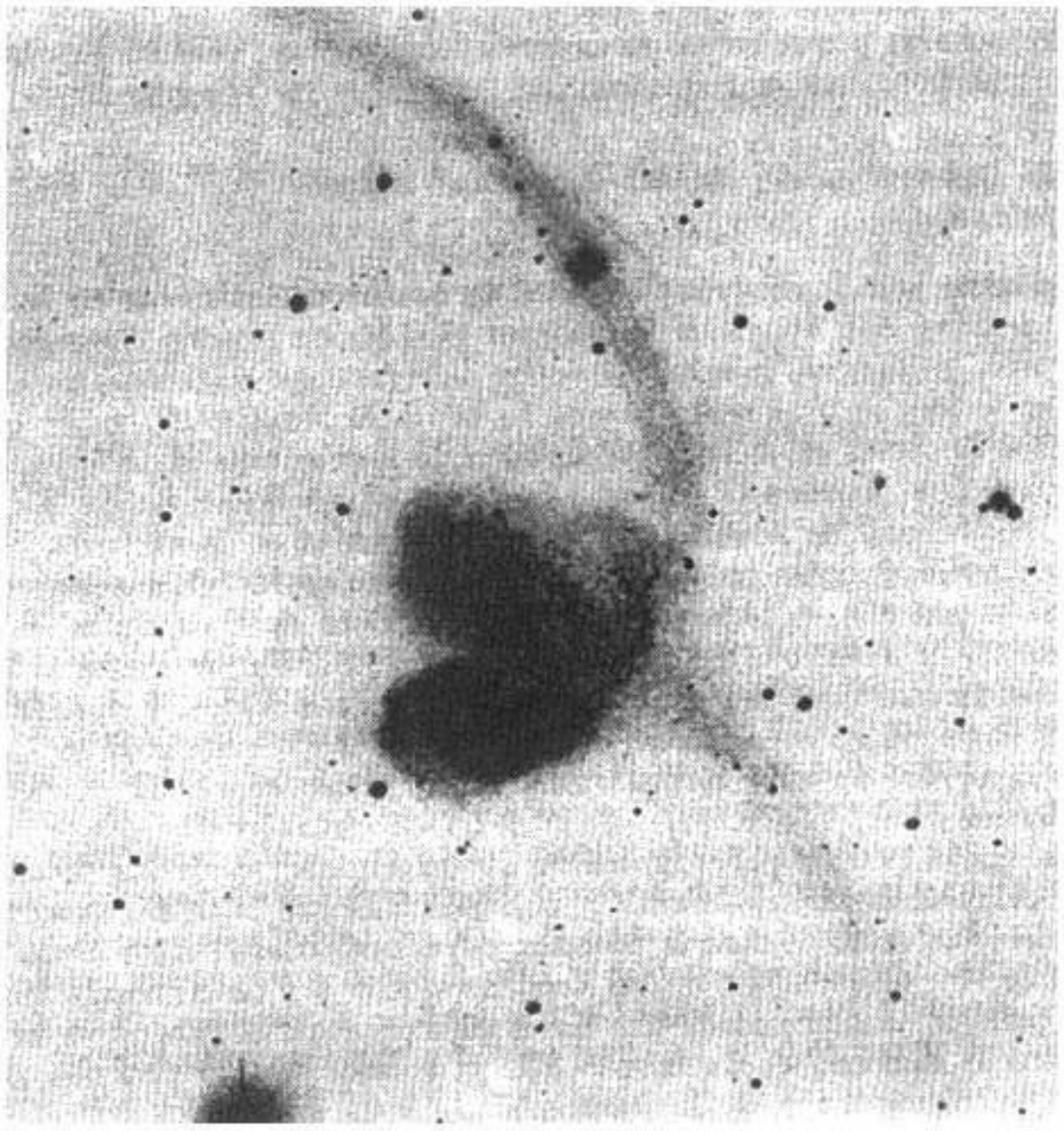


Fig. 238. Las galaxias de acción recíproca VV 21 (negativo).

Galaxias de interacción mutua. Varios por ciento de las galaxias observadas tienen una forma insólita o muy desfigurada, y no caben en la clasificación descrita de las galaxias según sus tipos. A veces se hallan desfiguradas por la presencia de una o varias galaxias a poca distancia de ella. En semejantes casos las galaxias se denominan de interacción mutua (fig. 238). Ellas con frecuencia están unidas por bandas gaseosas o estelares, o se encuentran sumergidas en una "niebla estelar" común. En la mayoría de los casos las particularidades de las formas de las galaxias de interacción mutua se explican por las fuerzas perturbadoras (de marea), que actúan sobre las estrellas de la galaxia desde el lado de otro sistema estelar, próximo a ésta.

Núcleos de las galaxias. En la mayoría de las galaxias se puede distinguir una parte central brillante, denominada, al igual que en nuestra Galaxia, condensación central o núcleo. Esta región se distingue por ser de densidad estelar máxima, que en el mismo centro alcanza 10^6-10^8 pc^{-3}. Es importante destacar que, incluso con densidades tan elevadas, casi no ocurren colisiones entre las estrellas.

En las galaxias pequeñas no se observan los núcleos, o están expresados muy débilmente, como, por ejemplo, en las Nubes de Magallanes.

§ 172. *Determinación de las distancias hasta las galaxias*

Las galaxias son objetos muy alejados de nosotros. Solamente en las más cercanas de ellas, con ayuda de telescopios grandes, se pueden distinguir las estrellas más brillantes, mientras que en las galaxias restantes todas las estrellas se funden en una masa común brillante. Solamente de vez en cuando se puede observar en ellas la fulguración de una estrella supernova, cuya luminosidad con frecuencia supera la luminosidad total de la galaxia.

La imposibilidad de observar las estrellas aisladas en la mayoría de las galaxias dificultó durante mucho tiempo la determinación de las distancias hasta ellas y, con ello, la aclaración de la naturaleza de las mismas. Recién en los años 20 de nuestro siglo, con ayuda de la fotografía, se lograron "ver" en las galaxias más cercanas estrellas de los tipos conocidos, y apreciar las distancias hasta ellas. Precisamente desde entonces se hizo posible hablar sobre la creación de una nueva rama de la astronomía: *la astronomía extragaláctica*.

Ahora existen varios procedimientos de determinación de las distancias hasta las galaxias. Esto se puede hacer con más facilidad si en las galaxias se observan objetos de tipos bien estudiados, cuya luminosidad conocemos. Así, por ejemplo, la luminosidad de las cefeidas puede ser determinada por la relación periodo–luminosidad. En las estrellas novas la magnitud estelar absoluta en el máximo es de casi $-8^m,5$ (su valor exacto depende de la velocidad de disminución de la luminosidad), y en los cúmulos globulares más brillantes alcanza -9^m. En estos casos, para la determinación de las distancias, es suficiente hallar la magnitud estelar visible de este objeto

y calcular el módulo de la distancia, no olvidando de tomar en cuenta la influencia de la absorción interestelar de la luz.

Respecto a las distancias hasta las galaxias alejadas, en las que los objetos enumerados no se ven, se juzga por sus dimensiones angulares visibles o por la magnitud estelar visible. Para ello es necesario conocer de antemano las dimensiones características o las luminosidades de las galaxias de diferentes tipos. Precisamente por esto las apreciaciones de las distancias hasta las galaxias, obtenidas con este método, se denominan *relativas*.

Otro método de obtención de las distancias relativas hasta las galaxias se basa en la determinación de la magnitud del desplazamiento hacia el rojo de las rayas en sus espectros. Se estableció que todas las rayas en los espectros de las galaxias lejanas están corridas sensiblemente hacia el lado del extremo rojo del espectro. Como veremos en el último capítulo este fenómeno está relacionado con el aumento de las distancias medias entre las galaxias, que denominamos *expansión del Universo*. El desplazamiento hacia el rojo se interpreta como un desplazamiento Doppler (véase el § 107), vinculado con el alejamiento de las galaxias respecto a nosotros.

De las observaciones se determinó que la velocidad de alejamiento V_r, que corresponde al desplazamiento hacia el rojo $z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$, aumenta linealmente por término medio con la distancia r hasta la galaxia:

$$V_r = c\,\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = H \cdot r.$$

Esta dependencia lleva el nombre de *ley de Hubble*, y el coeficiente de proporcionalidad H se denomina *constante de Hubble*. Si observamos objetos de igual magnitud estelar absoluta, entonces, con el aumento de la distancia r, su magnitud estelar visible m variará proporcionalmente a 5 log r (véase la fórmula (11.5)). Por esto, si se cumple la ley de Hubble, la dependencia entre el $\log\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)$ y m debe estar expresada por una línea recta con coeficiente de proporcionalidad entre estas magnitudes igual a 5. Semejante dependencia, efectivamente, se observa para las galaxias más brillantes, cuyas luminosidades resultaron ser aproximadamente iguales (fig. 239).

Conociendo el desplazamiento hacia el rojo de las galaxias es fácil determinar en cuántas veces una de ellas está más lejos que otra. Pero para apreciar las distancias hasta cada una de ellas es necesario conocer la magnitud de la constante de Hubble. Podía pensarse que hallar ésta no representa gran dificultad. Es suficiente apreciar la distancia r hasta cualquier galaxia sin ayuda del corrimiento hacia el rojo, y después dividir por esta magnitud la velocidad de su alejamiento de nosotros, hallada por el corrimiento hacia el rojo. Pero resultó ser que para las galaxias relativamente cercanas, la distancia hasta las cuales se mide con mayor o menor seguridad mediante distintos métodos, no siempre se cumple la ley de Hubble (una serie de galaxias incluso se aproxima a nosotros), y para las galaxias lejanas,

poseedoras de grandes velocidades V_r, no existen criterios suficientemente fieles de determinación de las distancias sin ayuda de los corrimientos hacia el rojo. Por esto, hasta ahora, las apreciaciones de H realizadas por distintos autores se diferencian bastante, aunque prácticamente todas ellas están comprendidas dentro de los límites de

$$50 \text{ km/(s} \cdot \text{Mpc)} < H < 100 \text{ km/(s} \cdot \text{Mpc)}.$$

En lo sucesivo, al indicar estimaciones que dependan de la elección de H, emplearemos el valor "medio" $H = 75$ km/(s · Mpc).

Los valores mayores de los corrimientos hacia el rojo, medidos en las galaxias más lejanas entre las observadas, son de $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx 1$. Con semejantes corrimientos hacia el rojo la magnitud V_r ya no es igual a $c \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ (esta igualdad es justa solamente para $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \ll 1$). Para estimar V_r y r de objetos tan lejanos se requiere el empleo de fórmulas más complejas. Las distancias hasta algunas de las galaxias más brillantes se muestran en la tabla 14 de la pág. 507.

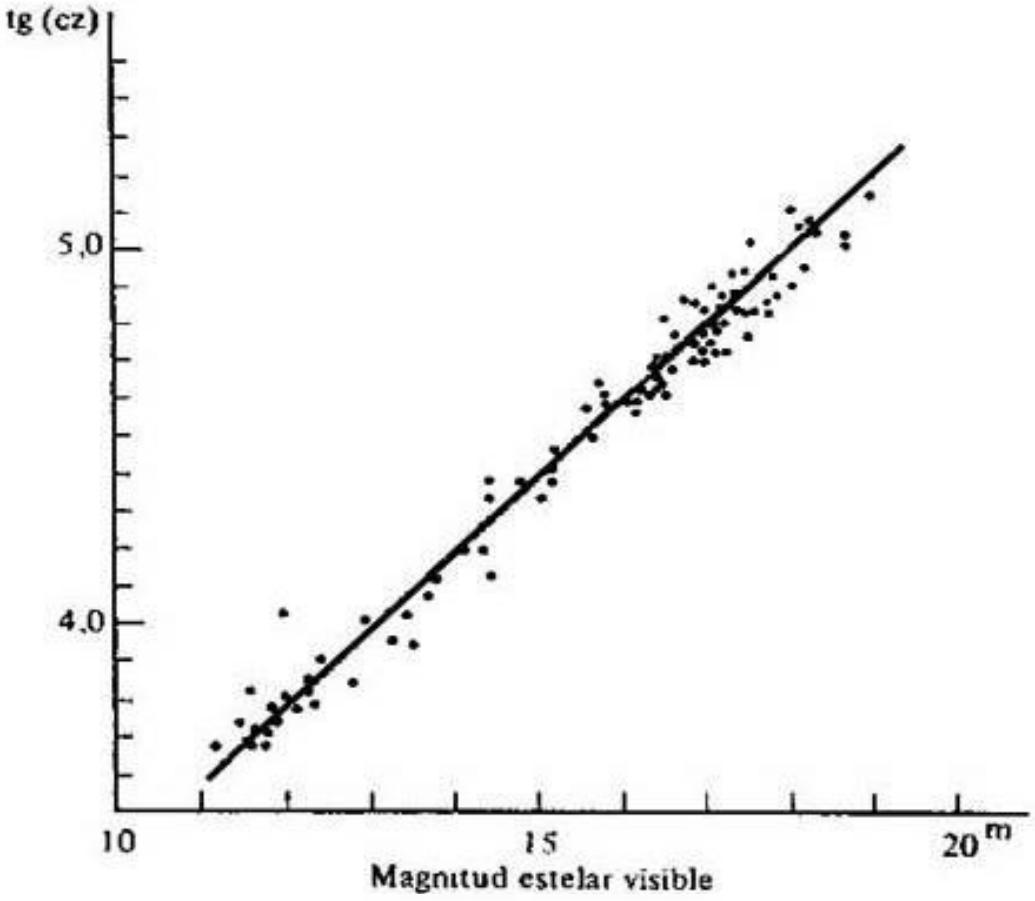


Fig. 239. Dependencia entre el logaritmo del corrimiento hacia el rojo y la magnitud estelar visible de las galaxias.

§ 173 *Composición y propiedades físicas de las galaxias*

Las galaxias son sistemas de estrellas y del medio interestelar que las vincula. En las galaxias, en la mayoría absoluta de los casos, a las estrellas les corresponde desde un 80 hasta el 100% de la masa total de la sustancia. El segundo puesto lo ocupa *el medio interestelar*, que es gas enrarecido con una pequeña mezcla de granos de polvo. Y, por último, en las galaxias observamos la presencia de campos magnéticos y rayos cósmicos. Examinemos más detalladamente estas componentes de las galaxias.

Las estrellas. La fuente principal de información respecto a la composición estelar de las galaxias son las mediciones de los índices de color o el análisis del espectro, mientras que las observaciones de las estrellas aisladas solamente desempeñan un papel importante para las galaxias más cercanas.

El espectro de las galaxias tiene un carácter complicado. En sus distintas zonas predomina la radiación de las estrellas de diversas clases espectrales. En las zonas del rojo e infrarrojo las gigantes de las clases K y M, por lo general brindan el aporte más importante de radiación. Éstas son estrellas relativamente frías y, por esto, de acuerdo con la ley de Planck (véase el § 106), irradian muy poca luz en las zonas violeta y ultravioleta del espectro; en cambio, en estas zonas pueden aportar mucha radiación las estrellas calientes de las clases O–B. Resultó ser que estas estrellas azules están presentes en las galaxias espirales e irregulares, mientras que en las galaxias elípticas casi no existen. Por esto el color de las galaxias elípticas, como regla, es más rojo.

De la teoría de la evolución estelar se deduce que las estrellas de las clases O - B viven menos de 10^8 años: poco en comparación con las estrellas de otros tipos. Por esto solamente las observamos en aquellas galaxias donde en la época actual tiene lugar la formación de estrellas. La ausencia de semejantes estrellas en las galaxias elípticas se explica por el hecho de que la formación de estrellas en ellas, con raras excepciones, prácticamente ha cesado. Estas galaxias están compuestas de estrellas viejas, mientras que las galaxias espirales e irregulares contienen tanto estrellas viejas como otras surgidas hace poco. En las galaxias espirales las estrellas jóvenes se observan preferentemente en las ramas espirales.

Las galaxias lenticulares, por su composición estelar, se aproximan a las elípticas. La intensidad de formación de estrellas, por término medio (¡solamente por término medio!), aumenta al pasar a cada tipo posterior, desde E hasta las Ir-galaxias.

Si la radiación de las galaxias queda determinada fundamentalmente por las estrellas de elevada luminosidad, la masa principal de la sustancia de las galaxias, por el contrario, pertenece a las estrellas enanas con masa y luminosidad inferiores a la del Sol. Esta deducción concierne a la mayoría de las galaxias de cualquier tipo.

Gas interestelar y polvo La cantidad de gas interestelar en las galaxias, por término medio, aumenta desde el tipo E hasta el tipo Ir. En la mayoría de las galaxias elípticas hay muy poco gas. En las galaxias espirales la parte que ocupa el gas, generalmente, es de unos cuantos por cientos de la masa de las estrellas, mientras que en las galaxias irregulares a la masa del gas le corresponde desde varios por cientos hasta el 50% de la masa total de la galaxia. No es de extrañar que haya más gas en aquellas galaxias donde se observan muchas estrellas de las clases O–B; según las nociones existentes las estrellas nacen del gas, por lo que allí donde hay mucho gas existe una gran cantidad de estrellas que surgieron hace poco, y en las galaxias privadas de gas no tiene lugar la formación de estrellas.

Por sus propiedades físicas, el gas interestelar en las galaxias se parece al gas interestelar en nuestra Galaxia (véase § 168) Al igual que en nuestra Galaxia, éste es una mezcla de hidrógeno y helio con una adición pequeña de elementos más pesados, y también se encuentra en tres estados: gas neutro (particularmente H I), gas ionizado (H II) y nubes moleculares frías, compuestas fundamentalmente de moléculas H_2 El gas neutro elemental se observa en las galaxias por su radioemisión en la onda de 21 cm, y el gas de las nubes moleculares se observa por la radioemisión en las rayas de distintas moléculas, en los diapasones centimétricos y milimétricos Las zonas H II irradian rayas de emisión, que se distinguen bien en los espectros de las galaxias, ricas en gas. Estas nubes de gas caliente se ven bien en las fotografías de las galaxias más cercanas como manchitas claras. En algunas galaxias su dimensión alcanza 1–2 kpc. Para comparar, recordaremos que la conocida nebulosa brillante en la constelación de Orión (fig. 229) tiene una dimensión de casi 6 pc. Al igual que en nuestra Galaxia, las nubes de gas ionizado surgen como resultado del calentamiento del gas por los cuantos ultravioletas de Lyman, emitidos por las estrellas calientes, principalmente de la clase O. Puesto que estas estrellas viven poco y, por lo tanto, se observan no lejos del lugar de su nacimiento, las zonas H II en las galaxias sirven de algo parecido a indicadores de aquellos lugares donde tiene lugar, o hace poco tuvo lugar, la formación de estrellas. Como ya sabemos, en las galaxias espirales estas zonas están concentradas, fundamentalmente, en las ramas espirales. En las fotografías de las galaxias, expuestas en las fig. 236 y 237, las zonas H II se distinguen bien en el interior de las ramas como manchitas aisladas claras.

El polvo interestelar existe en las galaxias como adición pequeña del gas interestelar. La masa del polvo es aproximadamente cien veces menor que la de gas. Al igual que en nuestra Galaxia, en otros sistemas estelares el polvo provoca un debilitamiento y enrojecimiento de la luz de las estrellas. Algunas zonas aisladas, casi opacas debido a la presencia de una gran cantidad de polvo, aparecen en el fondo claro de la galaxia como manchas obscuras, o nervios.

Más arriba ya se dijo que el gas y el polvo interestelares pertenecen a la componente plana de las galaxias. Ambos están concentrados, fundamentalmente, cerca del plano de simetría del disco estelar, en una capa de

100–300 pc de espesor. Para comprender la causa de esto, recordemos que el gas se encuentra en el campo de atracción de las estrellas de la galaxia y, ante todo, de las estrellas del disco. Al igual que el aire, que se concentra en una capa fina cerca de la superficie de la Tierra, el gas de la galaxia tiende a concentrarse allí donde su energía potencial sea mínima. Para cualquier distancia del centro de la galaxia la energía potencial es mínima en el plano del disco estelar, y por esto allí la densidad del gas es máxima. Cuanto mayor es la temperatura del gas tanto más gruesa debe ser la capa en la que está concentrado (aquí hay una analogía completa con el medio aéreo, como se ve de la fórmula (10.4), cuanto mayor es la temperatura del gas tanto mayor es la escala de altitudes de la atmósfera). Para que el gas pueda rellenar todo el disco estelar o, aún más, toda la galaxia, debe tener una temperatura de millones de grados. Un gas de semejante temperatura, que rellena un volumen grande de la galaxia, fue efectivamente descubierto hace poco en nuestra Galaxia y en algunas otras galaxias, pero su masa es en muchas veces inferior a la masa de un gas más frío, que generalmente se observa en el interior de los discos estelares.

Los campos magnéticos y los rayos cósmicos existen en el medio interestelar no sólo en nuestra Galaxia, sino también en otras. La interacción de ambos y con el gas interestelar, ya se describieron en el capítulo anterior.

La manifestación más convincente de la existencia de campos magnéticos y rayos cósmicos en las galaxias es la radioemisión sincrónica de las mismas, que fundamentalmente surge en los discos.

Propiedades físicas de las galaxias. Las galaxias, incluso de un mismo tipo, pueden diferenciarse considerablemente por sus dimensiones, luminosidades, masas y otras características.

Las dimensiones lineales de las galaxias, hasta las que se conoce la distancia, se determinan por su dimensión angular. Puesto que en la mayoría de las galaxias no existen límites bruscos y la densidad estelar disminuye paulatinamente con la distancia hasta el centro, el resultado de la determinación de sus dimensiones visibles depende de hasta qué brillo superficial límite se observan. Con frecuencia se aprecia el denominado *diámetro de las galaxias según Holmberg*, medible (como regla, por la imagen fotográfica de la galaxia) hasta el brillo límite de 26,5 magnitud estelar de un segundo cuadrado de arco. Este brillo es casi ¡cien veces menor que el del cielo nocturno despejado en una noche sin luna! Los diámetros de las galaxias más grandes son de 50 70 kpc, y en algunos casos de magnitud aún mayor. Se encuentran, no obstante, sistemas enanos, cuyas dimensiones son de un orden menor.

Luminosidad de las galaxias. El conocimiento de la distancia r permite hallar por la fórmula (11.5) la luminosidad de la galaxia, si se ha medido su magnitud estelar visible m. Las galaxias espirales y elípticas más grandes tienen una magnitud estelar absoluta $M \sim -21 \ldots -22^m$. La luminosidad de las galaxias irregulares es, generalmente, de un orden menor ($M \sim -18 \ldots -19$).

Movimiento de las estrellas en las galaxias; su rotación y masas. Las estrellas en la galaxia no pueden estar en reposo, si en cualquier momento todas ellas se parasen, entonces, bajo la acción de la atracción mutua, comenzarían a caer hacia el centro de la galaxia. La velocidad media de las estrellas que se establece es aquella con la que la galaxia no se comprime ni se expande, aunque cada estrella puede alternativamente aproximarse al centro y alejarse de éste. Tanto las estrellas de las componentes esferoidales como las del disco tienen, por término medio, velocidades aproximadamente iguales respecto al centro de la galaxia, que generalmente son iguales a 100–300 km/s. Pero, si en las galaxias elípticas y en las componentes esferoidales de las galaxias de otros tipos las estrellas se mueven alrededor del centro por órbitas alargadas, que se encuentran en planos absolutamente distintos, las estrellas y el gas en los discos de las galaxias giran alrededor del centro, por órbitas que no se diferencian en mucho de las circulares.

Midiendo el desplazamiento Doppler de las rayas en el espectro de las distintas partes del disco, se halla la velocidad y el período de rotación a la distancia dada del centro de la galaxia. Este período es de decenas y centenas de millones de años.

Si se conoce la velocidad V de rotación de la galaxia a la distancia r del centro, entonces se puede apreciar la masa $\mathfrak{M}(r)$ de la sustancia comprendida dentro de los límites del radio r. En una primera aproximación se puede considerar que la aceleración centrípeta de cualquier cuerpo, que describe alrededor del centro de la galaxia una circunferencia con radio r, queda determinada por la atracción de las estrellas que se encuentran en el interior de su órbita, y es igual a $G\mathfrak{M}(r)/r^2$. Igualando esta magnitud a la aceleración V^2/r obtenemos

$$\mathfrak{M}(r) = V^2 r/G.$$

Por el orden de la magnitud, esta fórmula da apreciaciones correctas de la masa, pero no es estricta, ya que la expresión utilizada para la aceleración, hablando con rigor, sólo es justa para el caso de la distribución esférico-simétrica de la sustancia en la galaxia. La dependencia de la $\mathfrak{M}(r)$, obtenida de las observaciones, permite en principio conocer la distribución de la masa en la galaxia.

Las masas de las galaxias elípticas no se pueden apreciar por su rotación, pues las velocidades de las estrellas en ellas tienen una componente a lo largo del radio y el momento total de rotación es pequeño. La determinación de sus masas se basa en la medición de la velocidad de las estrellas a lo ancho de las rayas espectrales. La velocidad relativamente grande de las estrellas, debido al efecto Doppler, provoca el ensanchamiento de las rayas en el espectro de la galaxia, pues el centro de la raya en el espectro de cada estrella se desplaza de acuerdo a su velocidad radial. Por el ancho de las rayas se mide la velocidad media de las estrellas. Cuanto mayor sea esta velocidad para la dimensión dada, de la galaxia, tanto mayor será su masa.

Las mediciones mostraron que las masas de la mayoría de las galaxias observables están comprendidas dentro de los límites de $10^9 - 10^{12}$ masas del

Sol, y además, cuanto mayor es la masa de las galaxias tanto más raramente éstas se encuentran. Si se excluyen las galaxias enanas, entonces el valor típico de la masa se puede considerar aproximadamente de 10^{11} masas del Sol, ó $2 \cdot 10^{41}$ kg.

En la tabla 14 se muestran las características físicas fundamentales para ciertas galaxias relativamente cercanas a nosotros.

Tabla 14

Datos de galaxias más brillantes que $m_{vis} = 8^m,0$ y de nuestra Galaxia

Galaxia	Tipo	Diametro (kpc)	Distancia (Mpc)	m_v	M_{pg}	$\log(\mathfrak{M}/\mathfrak{M}_\odot)$
Nuestra Galaxia	Sbc	30	—	—	− 20,9	11,3
Nube Mayor de Magallanes	Ir	10	0,05	0,1	− 18,4	10,0
Nube Menor de Magallanes	Ir	4,3	0,06	2,4	− 16,3	9,2
Sistema en Escultor	dE*)	0,6	0,08	7	− 11,2	8,5
Sistema en Horno	dE	1,8	0,2	7	− 12,9	9
NGC 55		38	2,4	7,1	− 20,4	10,5
NGC 224 (Nebulosa de Andrómeda)	Sb	40	0,7	3,5	− 21,8	11,3
NGC 253	Sc	20	2,4	7	− 20,3	11,1
NGC 598	Sc	17	7,7	5,8	− 18,7	10,7
NGC 3031	Sb	33	3,3	6,9	− 20,3	11,3
NGC 5128	E/S0	15	5,0	6	− 22	> 11,3

*) dE es una galaxia elíptica enana

Naturaleza de las ramas espirales. Las ramas espirales de las galaxias son regiones de elevada densidad de las estrellas y, en primer lugar, de las estrellas formadas hace poco. La cuestión respecto al hecho de por qué existen ramas espirales en los discos de las galaxias no está resuelta definitivamente. Si las ramas espirales de la galaxia incluyeran todo el tiempo una misma sustancia, entonces cambiarían rápidamente su forma, se "extenderían" y desaparecerían ya que el disco no gira como un cuerpo sólido: las estrellas a distintas distancias del centro tienen diferentes velocidades angulares. Por consiguiente, las ramas espirales o bien son formaciones de corta duración, que se desintegran continuamente y se forman de nuevo, o bien se mueven por el disco estelar a una velocidad angular constante propia de ellas, excitando consecutivamente la formación de estrellas en todas las regiones del disco donde haya gas. En el primer caso las ramas espirales deben examinarse como el conjunto de un gran número de segmentos aislados de forma espiral, que se forman durante el "alargamiento" (debido a la rotación del disco) de las regiones abarcadas por la formación de estrellas. Estas regiones dejan de distinguirse por su brillo

cuando se "apagan" en ellas las estrellas brillantes calientes, pero aparecen de nuevo en otros lugares de la galaxia donde hay condiciones para que el proceso iniciado de formación de estrellas se propague a una superficie suficientemente grande.

Pero la segunda hipótesis se desarrolló más y, de acuerdo a ella, las ramas espirales surgen como resultado de la propagación por el disco gaso-estelar de la galaxia de las ondas longitudinales de densidad, que comprimen la sustancia (véase el § 170). La propagación de semejantes ondas es posible, de hecho, como resultado de procesos colectivos de interacción gravitacional de las estrellas en el disco giratorio. Las "crestas" de las ondas pueden disponerse en la galaxia a lo largo de las espirales, que giran alrededor del centro de la galaxia a una velocidad angular constante, a pesar de que la velocidad angular de rotación de las estrellas del disco varía según la distancia hasta el centro. El papel de fuerza de elasticidad, sin la que es imposible la propagación de ningunas oscilaciones mecánicas, lo desempeña la fuerza de Coriolis, relacionada con la rotación del disco. Al pasar el frente de onda, la densidad de la población estelar del disco puede crecer solamente en algunos por cientos, pero no obstante el gas interestelar reaccionará ante semejante onda con el aumento de la densidad en varias veces. Ello está vinculado al hecho de que el gas representa en sí un medio continuo, en el que los átomos chocan entre sí (la longitud del recorrido libre de los átomos de gas en el medio interestelar generalmente no excede de varias centésimas partes de parsec). La compresión del gas en la onda de densidad facilita su condensación en estrellas, por lo que las ramas espirales se distinguen precisamente como regiones de concentración de estrellas jóvenes y de regiones de gas ionizado.

Ambas nociones respecto a las ramas espirales no se excluyen mutuamente: la forma general de las ramas espirales puede estar relacionada con las ondas de densidad, mientras que su estructura de pequeña escala, frecuentemente muy complicada, está vinculada con las particularidades de la propagación de la formación de estrellas en el disco giratorio.

§ 174. *La actividad de los núcleos de las galaxias y los quasares*

La actividad de los núcleos de las galaxias. Ultimamente se ha hecho evidente que las regiones centrales de las galaxias representan un interés especial. Como vimos en el § 170, incluso en el centro de una galaxia tan típica como es nuestro sistema estelar, se observa una infinidad de fenómenos interesantes y todavía insuficientemente estudiados. Los núcleos de otras galaxias con frecuencia poseen también una serie de propiedades especiales. En muchas galaxias los núcleos resultan ser fuentes de una energía enorme, que no puede ser el resultado de la radiación de estrellas normales. En algunos casos la potencia de estas fuentes es mayor que la potencia total de la radiación de todas las estrellas de la galaxia. Los núcleos de las galaxias, en los que tiene lugar una liberación intensa de energía, se

denominan *activos*. La actividad de los núcleos puede manifestarse en diferentes formas. En unos casos, ésta es una potente radiación electromagnética en las partes más diversas del espectro, cuya fuente es un objeto pequeño compacto en el centro de la galaxia con dimensiones angulares menores de 0",1 o 0",01. En otros casos, se observa una irrupción de sustancia de los núcleos en el espacio intergaláctico en forma de nubes de electrones relativistas, que irradian radioemisión sincrotrónica, o de nubes de gas normal, que vuelan a una velocidad a veces de decenas de miles de km/s. Examinemos algunos tipos de galaxias con núcleos activos.

Galaxias de Seifert. Las galaxias con núcleos activos componen algunos por cientos del número de galaxias normales. Particularmente se encuentran las denominadas *galaxias de Seifert*, en cuyo centro se observa una fuente brillante de dimensión angular muy pequeña. El espectro de su radiación es absolutamente distinto al de las estrellas. El espectro continuo, como regla, tiene carácter no térmico, es decir, no se explica por la radiación de las estrellas calientes. En el espectro figuran las rayas anchas de emisión de los gases normales. La gran anchura de ellas se relaciona con el efecto Doppler, y testimonia la elevada velocidad del movimiento del gas en el núcleo. Una particularidad importante de la radiación de los núcleos es la variabilidad de éstos; a veces la luminosidad del núcleo fluctúa sensiblemente en algunos meses, semanas e incluso días. Esto indica el hecho de que la fuente principal de radiación en el núcleo es muy pequeña en comparación con las dimensiones de la galaxia. Dicha fuente no puede ser mayor que aquella distancia que recorre la luz en varios días, pues de lo contrario, debido a la diferencia de tiempo en el que nos llega la luz de las distintas regiones de la fuente, las oscilaciones rápidas de la luminosidad resultarían achatadas y no se podrían observar. En una región no muy grande surge una radiación con potencia de ¡hasta 10^{37} W!

Radiogalaxias. Otra variedad de las galaxias con núcleos activos son las *radiogalaxias*. Estas, generalmente, pertenecen al número de galaxias elípticas macizas y se distinguen por su potente radioemisión, de decenas de miles de veces más intensa que la radioemisión de las galaxias "normales". El mecanismo de radioemisión es sincrotrónico y está relacionado con la irrupción de nubes de partículas relativistas de la galaxia, que se mueven en el campo magnético. En la fig. 240 se muestra una radiogalaxia de la constelación de Centauro: la radiofuente Centauro A. Esta insólita galaxia elíptica contiene (¡raro caso!) un disco de gas y polvo que nos oculta su núcleo. En total se conocen cerca de 500 radiogalaxias potentes.

Quasares. En 1963 ciertas fuentes de radioemisión de pequeñas dimensiones angulares fueron identificadas en las fotografías normales del cielo con los objetos de forma estelar. Se comenzó a llamarlos *fuentes cuasiestelares de radioemisión* (en forma abreviada *quasares*) u *objetos cuasiestelares*, ya que ulteriormente se aclaró que, no todos ellos son potentes fuentes de radioemisión. En la actualidad se conocen cerca de 1500 objetos semejantes.

Una serie de particularidades de los quasares indica su parecido con los núcleos activos de las galaxias que, a saber, son: 1) la variabilidad de la radiación, incluyendo intervalos de tiempo de varios días, e incluso más cortos; 2) la compacidad (dimensiones que no excedan de centenares de u.a., lo que se deduce de las escalas temporales de lo variabilidad de la radiación); 3) el carácter no térmico del espectro; 4) el fuerte ensanchamiento de las rayas de emisión, que se observan en los espectros de los quasares.

Al principio no se lograba de ninguna manera identificar las rayas espectrales de los quasares. No obstante, pronto se aclaró que en los espectros de los quasares tenemos que ver con rayas bien conocidas, que se observan en los espectros de las nebulosas normales de gas, pero con un corrimiento muy fuerte hacia el rojo. Así, para el quasar más brillante 3C 273 (el número es del Tercer catálogo de Cambridge), que en el diapasón óptico se observa como objeto de 13^m, el corrimiento hacia el rojo $\Delta\lambda/\lambda = 0{,}16$, mientras que para muchos objetos más débiles éste excede de 2, e incluso en dos casos alcanza el valor record de ¡3,5! Con semejantes corrimientos hacia el rojo las rayas, que normalmente se encuentran en la zona ultravioleta del espectro, pasan a la zona visible, y con ello el espectro cambia hasta resultar desconocido.

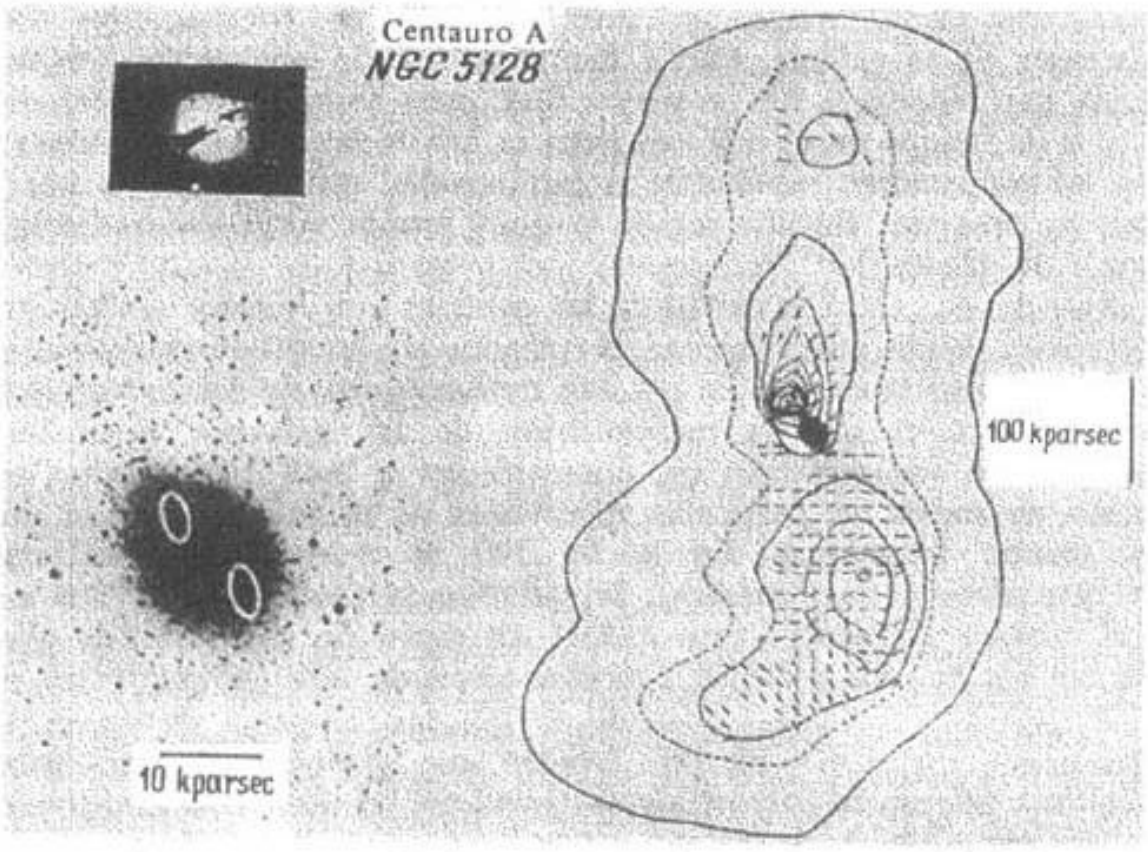


Fig. 240. Radiogalaxia Centauro A.

Arriba, a la izquierda, una fotografía; abajo, la posición de las componentes de la radiofuente; a la derecha, la distribución del radiobrillo de la fuente extensa que las rodea. Las rayitas indican las direcciones de polarización de las ondas de radio.

Para explicar el corrimiento hacia el rojo de las rayas en los espectros de los quasares fuera del efecto Doppler, fue enunciada una serie de hipótesis. Sin embargo, hasta ahora no se han hallado argumentos convincentes a su favor. Lo más probable es que el corrimiento hacia el rojo de los quasares esté relacionado con las enormes velocidades de su alejamiento, comparables con la velocidad de la luz y provocados por la expansión del Universo. Si esto es así, entonces, de acuerdo con la ley de Hubble, los quasares son los objetos más alejados de nosotros que permiten, debido a su insólitamente elevada luminosidad, estudiar las propiedades de las sustancias en una enorme distancia de miles de millones de años luz (es decir, de algunos miles de megaparsecs). Las galaxias normales, cuya luminosidad es en centenares de veces inferior a la de los quasares, desde semejantes distancias por ahora no son observables con los instrumentos más modernos. El quasar mencionado 3C 273, es uno de los objetos más cercanos, distante a unos 600 Mpc. Es curioso que, a distancias muy grandes, la cantidad de quasares, al parecer, disminuye, siendo así que la mayoría de los quasares, probablemente, está situada en los límites de cierto intervalo de distancias. Como veremos en el último capítulo, esto indica que la mayoría de los quasares, posiblemente, surgió en una etapa determinada de la evolución del Universo.

Por sus propiedades los quasares se parecen sobre todo a los núcleos de las galaxias de Seifert. No obstante, su distinción fundamental consiste en que la potencia de liberación de la energía de los quasares es centenares y miles de veces mayor que en los núcleos activos de las galaxias tipo Seifert. Si no todos, por lo menos muchos quasares efectivamente son núcleos de galaxias que se encuentran en una etapa excepcionalmente activa y, lo más probable, en una etapa breve de su evolución. Esto se confirma por el hecho de que alrededor de ciertos quasares más próximos se logró descubrir una luminiscencia en una región de dimensión de varias decenas de kiloparsecs. A juzgar por su brillo y espectro esta luminiscencia pertenece a las galaxias en cuyos núcleos se encuentran los quasares.

El mecanismo del desprendimiento de una gran cantidad de energía por los núcleos de las galaxias y por los quasares sigue siendo desconocido. Se supone que este mecanismo está relacionado con la liberación de la energía de la interacción gravitacional de los cuerpos, la que, como muestran los cálculos, puede ser considerablemente más efectiva que la liberación de la energía durante las reacciones nucleares. La energía gravitacional necesaria puede desprenderse al caer el gas en un hoyo potencial "profundo" (por ejemplo, en un hueco negro macizo) o durante la compresión de los cuerpos plasmáticos con masa de centenares de millones de masas del Sol, bajo la acción de la propia gravitación.

Así pues, la investigación de los núcleos activos condujo al descubrimiento de procesos cualitativamente nuevos en los sistemas estelares, cuya explicación representa un problema complicado para la física y la astrofísica.

§ 175. *Distribución espacial de las galaxias*

Las galaxias raramente están aisladas. Por lo general se encuentran en grupos pequeños de varios miembros, o entran en la composición de vastos cúmulos de centenares y miles de galaxias. Nuestra Galaxia entra en la composición del denominado *Grupo Local*, que incluye en sí tres galaxias espirales grandes (nuestra Galaxia, la nebulosa de Andrómeda y la galaxia en la constelación de Triángulo), como también más de 20 galaxias enanas elípticas e irregulares, las mayores de las cuales son las Nubes de Magallanes. Las dimensiones de los cúmulos de galaxias, por término medio, son de varios Mpc. Las velocidades relativas del movimiento de las galaxias en ellos exceden frecuentemente los 1000 km/s. Estos cúmulos se dividen en dispersos (irregulares) y esféricos. Los cúmulos dispersos no tienen forma regular, en ellos no existe una región central que se distinga considerablemente por su densidad. El cúmulo en la constelación de la Virgen, cuya disposición de las galaxias se muestran en la fig. 241, puede servir de ejemplo de un cúmulo disperso grande. Su dimensión es no menor de 12°. En este cúmulo hay varios miles de galaxias, una parte considerable de las cuales pertenece a las galaxias espirales. La distancia hasta el centro del cúmulo es de cerca de 13 Mpc.

Los cúmulos esféricos de galaxias son más compactos y simétricos. Sus miembros se concentran sensiblemente. Estos cúmulos constan, sobre todo de galaxias elípticas y lenticulares. De ejemplo sirve el cúmulo de galaxias en la constelación de la Cabellera de Berenice (fig. 241). Éste contiene cerca de 30 000 galaxias con brillo superior de la 19 magnitud estelar fotográfica. La distancia hasta el cúmulo es de unos 100 Mpc.

Potentes y extensas fuentes de radiación X están relacionadas con muchos cúmulos, contenedores de un gran número de galaxias. Las propias galaxias, salvo rara excepción, irradian muy débilmente en el diapasón X del espectro. La radiación que llega desde los cúmulos se explica por la existencia entre las galaxias de un gas caliente con temperatura de 10^7-10^8 K y densidad extraordinariamente pequeña, igual a $10^{-27}-10^{-28}$ g/cm^3. Semejante gas, incluso si no existen fuentes de calentamiento, puede conservar una temperatura elevada durante miles de millones de años.

En la distribución espacial de las galaxias existen también heterogeneidades grandes con dimensiones de decenas de Mpc. Las regiones de densidad elevada de galaxias se alternan con los "vacíos", donde la densidad media de las galaxias y de sus cúmulos es considerablemente menor. La región más próxima a nosotros, de elevada densidad de galaxias y de sus sistemas, se denomina *Supergalaxia*, o *Supercúmulo Local*. En su parte central se encuentra el cúmulo de galaxias de la Virgen. El cúmulo en los Cabellera de Berenice es el centro de otro supercúmulo vecino.

La diferencia fundamental entre dichas heterogeneidades de gran escala, o supercúmulos, y los cúmulos grandes de galaxias consiste en que los supercúmulos no son sistemas enlazados físicamente; en su interior rige la ley de Hubble, lo que atestigua en favor de la expansión de los supercú-

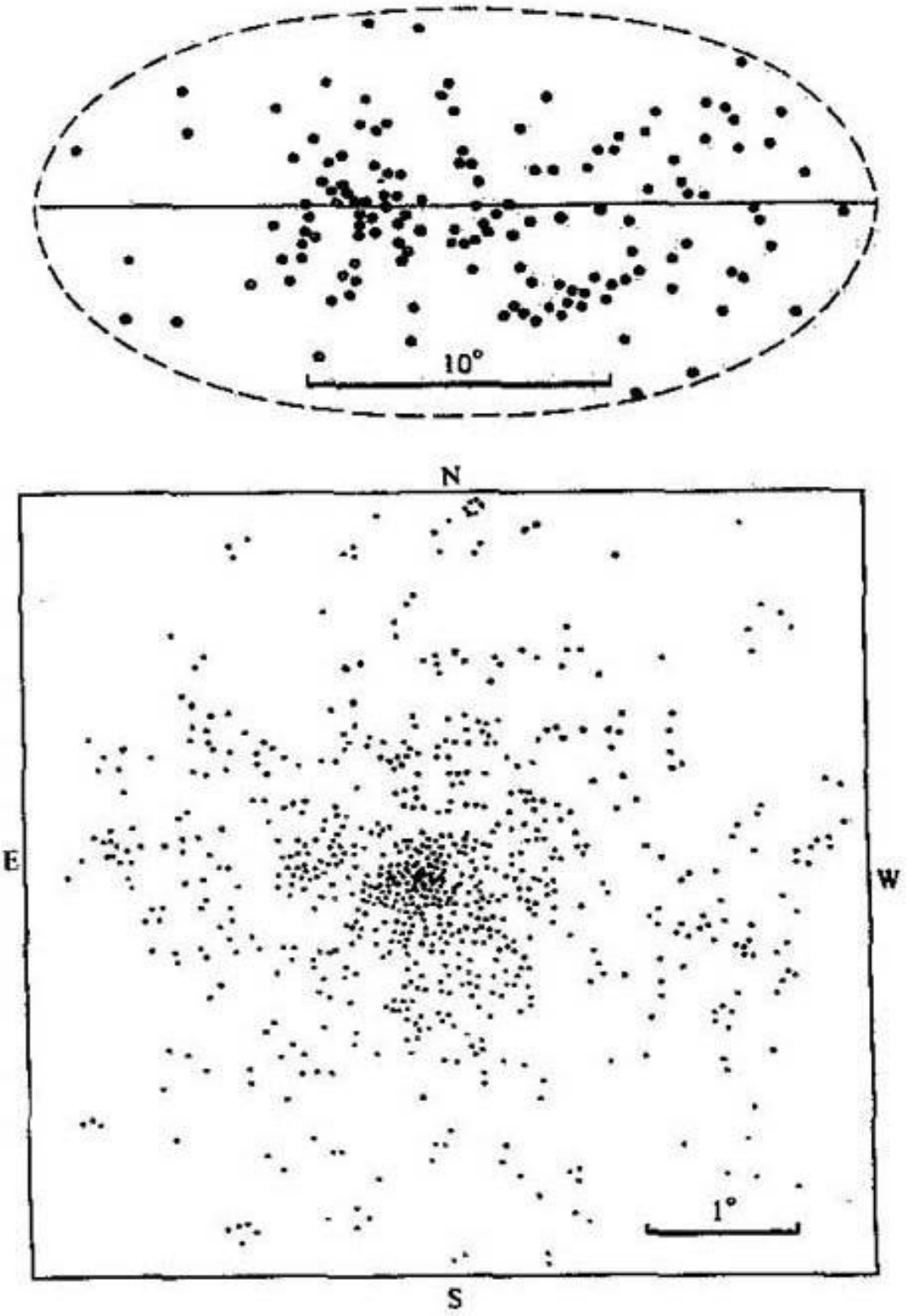


Fig. 241. Conglomerado de galaxias en la constelación Virgen (arriba) y conglomerado de galaxias en la constelación Cabellera de Berenice (abajo).

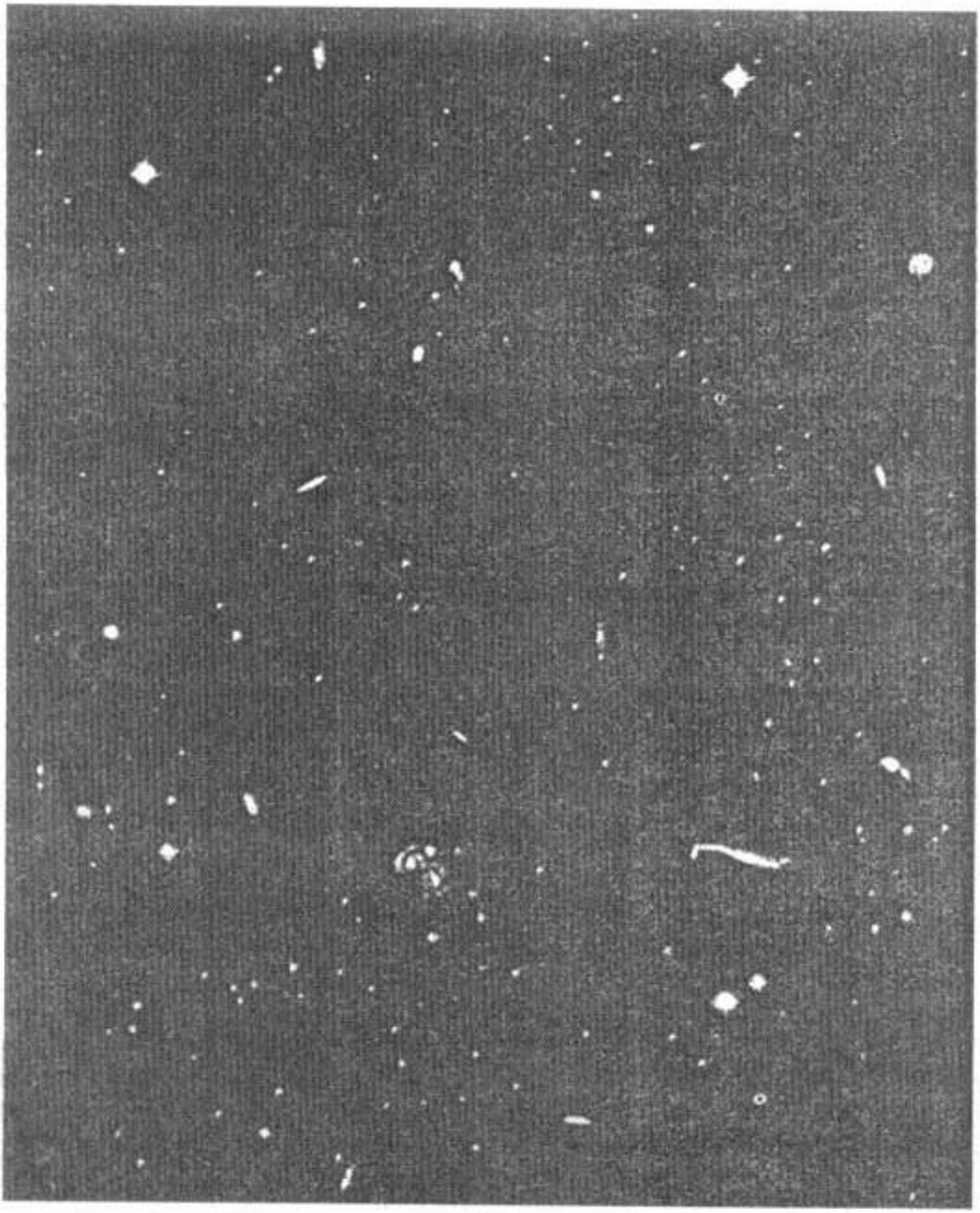


Fig. 242. Fotografia de un conglomerado de galaxias en la constelación de Hèrcules.

mulos, mientras que la mayoria de los grupos y cúmulos de galaxias, al parecer, no se extienden y están enlazados gravitacionalmente. La estructura de gran escala que se observa en la distribución de las galaxias y de sus cúmulos refleja la existencia de heterogeneidades en aquel medio (supuestamente gaseoso) del que, hace miles de millones de años, surgieron los sistemas de galaxias.

14

ORIGEN Y EVOLUCIÓN DE LOS CUERPOS CELESTES

§ 176. *Problemas cosmogónicos*

Las cuestiones del origen y evolución de los cuerpos celestes se estudian en una parte especial de la ciencia astronómica, denominada cosmogonia. Los problemas cosmogónicos tienen gran importancia para el desarrollo de la concepción científica del mundo en su conjunto y, como es natural, interesan no sólo a los astrónomos. Al mismo tiempo los problemas cosmogónicos pertenecen al número de problemas astronómicos más difíciles. En efecto, aquello que ahora observamos es una instantánea del Universo. Con ayuda de esta fotografía se puede determinar cómo ahora es éste, pero juzgar sobre su pasado y su futuro es mucho más difícil. No obstante, últimamente se ha logrado conocer mucho respecto al origen y desarrollo de los cuerpos celestes. Para la solución de los problemas cosmogónicos se utilizaron dos enfoques fundamentales. El primero de ellos es puramente teórico: partiendo de las leyes generales de la física se pueden determinar las condiciones que precisamente deberían existir en el pasado para que cierto cuerpo celeste adquiriera concretamente aquellas características que posee ahora, y el camino de desarrollo que tuvo que transitar. El segundo enfoque es contemplativo: comparando las características de los cuerpos celestes, que se encuentran en distintas fases de desarrollo, se puede establecer la sucesión en que estas fases se sustituyeron entre sí. El segundo enfoque se puede aplicar, claro está, solamente a los objetos múltiples, tales como las estrellas, cúmulos estelares, nebulosas de gas, galaxias. En el caso de un sistema planetario la situación es mucho más difícil: solamente conocemos un sistema así, el Sistema Solar. Por esto, en la cosmogonía planetaria solamente se puede hacer uso del primer enfoque, y sus resultados son menos seguros.

§ 177. *Origen y evolución de las estrellas*

Ahora se ha establecido con seguridad que las estrellas y los cúmulos estelares tienen distintas edades, desde la magnitud de unos 10^{10} años (cúmulos estelares globulares) hasta 10^6 años para los más jóvenes (cúmulos

estelares dispersos y asociaciones estelares). Más adelante hablaremos de esto detalladamente. Muchos investigadores suponen que las estrellas se forman del medio interestelar difuso. A favor de esto testimonia la posición de las estrellas jóvenes en el espacio: éstas se hallan concentradas en las ramas espirales de las galaxias, allí donde precisamente se encuentra la materia interestelar de gas y polvo. El medio difuso es retenido en las ramas espirales por el campo magnético galáctico. Las estrellas no pueden rétenerse en este campo débil. Por ello las estrellas más viejas están menos vinculadas con las espirales. Las estrellas jóvenes forman frecuentemente complejos, tales como el de Orión, en el que entran varios miles de estrellas jóvenes. En los complejos, a la par de estrellas, existe una gran cantidad de gas y polvo. El gas en estos complejos se extiende rápidamente, lo que significa que antes era una masa más densa.

El propio proceso de la formación de estrellas a partir de un medio difuso no está totalmente claro hasta ahora. Si en cierto volumen, lleno de gas y polvo, la masa de la materia difusa supera por causas algunas una magnitud crítica, entonces la materia en este volumen comenzará a comprimirse bajo la acción de las fuerzas de la gravitación. Este fenómeno se denomina *colapso gravitacional*. La magnitud de la masa crítica depende de la densidad, temperatura y masa molecular relativa media. Las regiones más densas de la materia difusa son, posiblemente, los glóbulos y las "trompas de elefante": formaciones compactas oscuras, opacas, que se observan en el fondo de las nebulosas brillantes. Los glóbulos tienen el aspecto de manchitas redondas mientras que las "trompas de elefante" poseen la forma de bandas estrechas que penetran en cuña en la materia clara (fig. 243). Los glóbulos y las "trompas de elefante" son los antepasados más probables de las estrellas, aunque no disponemos de pruebas directas de ello. En calidad de confirmación indirecta se pueden considerar *las nebulosas de forma de cometa*. Estas nebulosas tienen un aspecto semejante al cono de la cola del cometa. En la cabeza de tal nebulosa, generalmente, se encuentra una estrella del tipo T de Tauro: estrella joven que se comprime. Surge la idea de que la estrella se formó en el interior de la nebulosa. Al mismo tiempo la propia nebulosa, por su forma y disposición, se parece a las "trompas de elefante".

Para la compresión gravitacional (colapso) del medio interestelar es necesario tener al comienzo de este proceso una densidad inicial suficientemente elevada. Uno de los posibles mecanismos de la compresión inicial es el influjo de la onda de choque, que surge durante la explosión de una supernova. Un testimonio observante a favor de la realidad de semejante mecanismo llegó de una fuente absolutamente inesperada: resultó ser que las condritas carbónicas que, como se supone, son muestras de la sustancia presolar (véase el § 144), contienen un exceso del isótopo ^{26}Mg, que es el resultado de la desintegración del isótopo de breve vida ^{26}Al. El único objeto cósmico imaginable donde pudiera formarse semejante isótopo es la atmósfera de una estrella supernova. Por consiguiente, en el período de formación de los condritos carbónicos, no muy lejos (a la distancia de 1–10 pc),

tuvo lugar una explosión de una supernova. La onda de choque de la explosión "comprimió" la nube de gas y polvo que estaba cerca, su densidad en algunas regiones superó la magnitud crítica y dicha nube comenzó a comprimirse, a colapsar. Uno de los fragmentos formó el Sol y el Sistema Solar (véase el § 180). El desarrollo ulterior de la idea es la suposición respecto a la "reacción en cadena" de las supernovas. De esta manera pudieron formarse no sólo el Sol, sino también las estrellas más macizas con tiempo breve de vida (véase la tabla 15 en la pág. 519), que concluyen su evolución estallando como las supernovas. Por consiguiente, es suficiente una fulguración "cebadora" en el complejo grande de gas y polvo para que éste se convierta totalmente en el transcurso de algunas decenas de millones de años en un cúmulo estelar numeroso como resultado de la "reacción en cadena" de las explosiones de las supernovas.

En principio pueden actuar también otros mecanismos físicos que causan el aumento de la densidad hasta la crítica pero, en el caso de nuestro

Fig. 243. Una parte de la nebulosa NGC 6611 con una "trompa de elefante" y glóbulos.

Sistema Solar, las anomalías isotópicas en los condritos carbónicos demuestran en forma unívoca que no lejos de la región donde se originó la densidad crítica (y concomitantemente) explotó una estrella supernova.

En el proceso de la formación de estrellas muchas cosas permanecen no claras. No todos los investigadores reconocen, por ejemplo, que las estrellas se forman de la materia interestelar difusa. El astrónomo soviético, académico V. A. Ambartsumyan, considera que las estrellas se forman como resultado de la expansión de cuerpos densos de naturaleza desconocida, que directamente son inobservables. Nosotros, en lo sucesivo, nos atendremos a la hipótesis más aceptada de la formación de las estrellas del medio interestelar difuso.

De esta forma, si por cualesquiera causas, la nube de materia interestelar alcanzó la masa crítica y comenzó el proceso de condensación gravitacional. Las partículas de polvo y las moléculas de gas caen hacia el centro de la nube, la energía potencial de la gravitación se transforma en cinética, y la energía cinética, como resultado de las colisiones, se reduce a calor. La nube se calienta y, como resultado del aumento de la temperatura, crece su radiación. Esta nube se convierte en *protoestrella* (estrella en la fase inicial de evolución, que todavía no salió a la secuencia principal). Al juzgar por el hecho de que las estrellas jóvenes se observan en grupos, se puede pensar que al comienzo del proceso de la condensación gravitacional la nube de materia interestelar se divide en varias partes, y simultáneamente se forman varias protoestrellas.

La luminosidad de la protoestrella puede exceder en varias decenas de veces la luminosidad de una estrella de la misma masa, su radio es mucho mayor, y la temperatura efectiva es menor. En el diagrama espectro–luminosidad las protoestrellas deben situarse a la derecha de la secuencia principal. A medida que se comprime la protoestrella su temperatura aumenta, y la protoestrella se desplaza por el diagrama Hertzsprung–Russell al principio hacia abajo, y después a la izquierda, casi paralelamente al eje de las abscisas. Cuando la temperatura en las entrañas de la estrella alcanza varios millones de grados, comienzan las reacciones termonucleares. Al principio "arde" el deuterio, después el litio, el berilio y el boro. La compresión, como resultado de la liberación de energía complementaria, disminuye, pero no cesa del todo, ya que estos elementos pronto resultan consumidos. Cuando la temperatura aumenta aún más comienzan a actuar las reacciones protón-protón (para las estrellas con masa menor de $1{,}5\,\mathfrak{M}_\odot$), o el ciclo de carbono-nitrógeno (para las estrellas de mayor masa). Estas reacciones pueden mantenerse largo tiempo, la compresión cesa y la protoestrella se convierte en una estrella normal de la secuencia principal. La presión en el interior de la estrella equilibra la atracción, y la estrella resulta estar en estado de equilibrio.

El tiempo de la compresión gravitacional es relativamente pequeño y depende de la masa de la protoestrella. Cuanto mayor es la masa tanto más rápido transcurre el proceso de compresión gravitacional. Las protoestrellas, que tienen la misma masa que el Sol, se comprimen en $5 \cdot 10^7$

Tabla 15

Tiempo de compresión gravitacional de las estrellas y de su estancia en la secuencia principal

Clase espectral	Masa	Radio	Luminosidad	Tiempo, en años	
				de compresión gravitacional	de estancia en la secuencia principal
B0	17,8	7,4	20000	$1{,}1 \cdot 10^5$	$1{,}1 \cdot 10^7$
B5	6,4	3,8	800	$6{,}8 \cdot 10^5$	$1{,}0 \cdot 10^8$
A0	3,2	2,5	80	$2{,}6 \cdot 10^6$	$5{,}1 \cdot 10^8$
A5	1,9	1,7	20	$5{,}3 \cdot 10^6$	$1{,}2 \cdot 10^9$
F0	1,7	1,35	6,3	$1{,}7 \cdot 10^7$	$3{,}5 \cdot 10^9$
F5	1,3	1,20	2,5	$2{,}8 \cdot 10^7$	$6{,}7 \cdot 10^9$
G0	1,10	1,05	1,2	$4{,}8 \cdot 10^7$	$1{,}2 \cdot 10^{10}$
(Sol)	1,00	1,00	1,0	$5{,}0 \cdot 10^7$	$1{,}3 \cdot 10^{10}$
G5	0,93	0,93	0,79	$5{,}5 \cdot 10^7$	$1{,}5 \cdot 10^{10}$
K0	0,78	0,85	0,40	$8{,}9 \cdot 10^7$	$2{,}5 \cdot 10^{10}$
K5	0,69	0,74	0,06	$1{,}0 \cdot 10^9$	$1{,}5 \cdot 10^{11}$

Nota. la masa, el radio y la luminosidad se dan en unidades solares

años. El tiempo de compresión gravitacional para las estrellas de diferentes clases se muestra en la tabla 15. El proceso de formación de estrellas, que tienen una masa del orden de la solar, se describe más detalladamente en el § 180.

Puesto que la compresión sucede con rapidez es difícil en esta primera etapa más temprana de la evolución observar las estrellas. Se supone que en esta fase se encuentran ciertas fuentes infrarrojas ("estrellas-capullos"; véase el § 168), y asimismo las estrellas variables irregulares del tipo T de Tauro (véase el § 159). Se conocen varios cúmulos estelares dispersos compuestos de estrellas de las clases O y B y de variables tipo T de Tauro. En la fig. 244 se expone el diagrama "índice de color–magnitud estelar"[1] para el cúmulo estelar NGC 6530. La línea que pasa aproximadamente por la diagonal indica la posición de la secuencia principal. Las estrellas que tienen un índice de color $(B-V) > 0$ son, principalmente, variables del tipo T de Tauro. Estas se encuentran situadas a la derecha de la secuencia principal, precisamente allí donde deben estar las estrellas que se comprimen. Por lo visto, las estrellas del cúmulo NGC 6530 se formaron aproximadamente hace 10^7 años. Los miembros más macizos del cúmulo (estrellas O y B) ya tuvieron tiempo para pasar a la secuencia principal, mientras que los menos macizos todavía se encuentran en la fase de condensación gravitacional. Las estrellas

[1] El diagrama se muestra en el sistema de magnitudes estelares B, V; V es la magnitud estelar en rayos amarillos, B, en rayos azules, y $B-V$ es el índice de color

del tipo T de Tauro aún no llegaron al estado de equilibrio, y por esto, probablemente, explica el carácter irregular de la variación del brillo, típico de ellas. Estas estrellas están relacionadas con las nebulosas de polvo, que son residuos de los cúmulos iniciales de materia difusa.

Al encontrarse en la secuencia principal las estrellas, gracias a las reacciones termonucleares, irradian energía durante largo tiempo sin sufrir casi ningún cambio exterior: el radio, la luminosidad y la masa permanecen casi constantes. La posición de la estrella en la secuencia principal queda determinada por su masa. En el diagrama espectro–luminosidad, por debajo de la secuencia principal, pasa la secuencia de las subenanas. Éstas se diferencian de las estrellas de la secuencia principal por la composición química: el contenido de elementos pesados en las subenanas es menor en varias decenas de veces. La causa de esta diferencia, relacionada con el hecho de que las subenanas son estrellas de componente esférica, se explicará más abajo.

Como resultado de las reacciones termonucleares, que transcurren en las entrañas de la estrella, tiene lugar una transformación gradual del hidrógeno en helio, o, como se dice, el hidrógeno "se quema". El tiempo de estancia en la secuencia principal depende de la velocidad de las reacciones termonucleares, y la velocidad de la reacción depende de la temperatura. Cuanto mayor es la masa de la estrella tanto más elevada debe ser la temperatura en sus entrañas para que la presión del gas puede equilibrar el peso de las capas suprayacentes. Por esto las reacciones nucleares en las

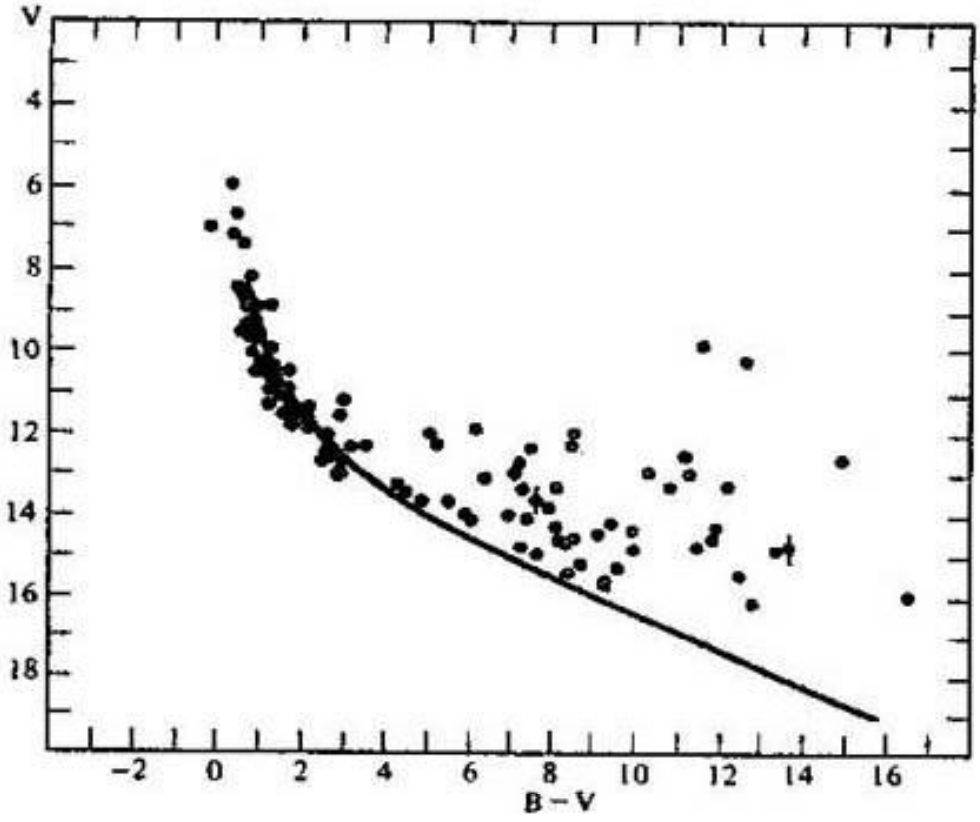


Fig. 244. Diagrama color–magnitud estelar del cumulo disperso muy joven NGC 6530.

estrellas más macizas transcurren con mayor rapidez, y para ellas el tiempo de estancia en la secuencia principal es menor, pues la energía se gasta más de prisa. En la tabla 15 se da el tiempo de estancia en la secuencia principal, calculado para las estrellas de diferentes clases espectrales. De la tabla se ve que las estrellas BO permanecen en la secuencia principal menos de 10^7 años, mientras que para el Sol y para las estrellas de las clases espectrales más tardías el periodo de estancia en la secuencia principal supera 10^{10} años.

Las reacciones nucleares transcurren solamente en la parte central de la estrella. En esta región (núcleo convectivo de la estrella) la sustancia se mezcla constantemente. Al quemarse el hidrógeno, el radio y la masa del núcleo convectivo disminuyen. Los cálculos muestran que con esto la estrella se desplaza por el diagrama espectro–luminosidad hacia la derecha. Las estrellas más macizas se desplazan más de prisa y, como resultado, el extremo superior de la secuencia principal se desvía gradualmente hacia la derecha. En la fig. 245 se muestra cómo varía el aspecto de la secuencia principal con el transcurso del tiempo para cierto grupo de estrellas que se formaron simultáneamente.

Cuando todo el hidrógeno en el nucleo de la estrella se transforma en helio, la segunda fase de la evolución (fase de la secuencia principal) concluye. Las reacciones de transformación del hidrógeno en helio prosiguen solamente en el límite exterior del núcleo. Los cálculos muestran que con esto el núcleo se comprime, la densidad y la temperatura en la parte central de la estrella crecen, aumentan la luminosidad y el radio de la estrella. La

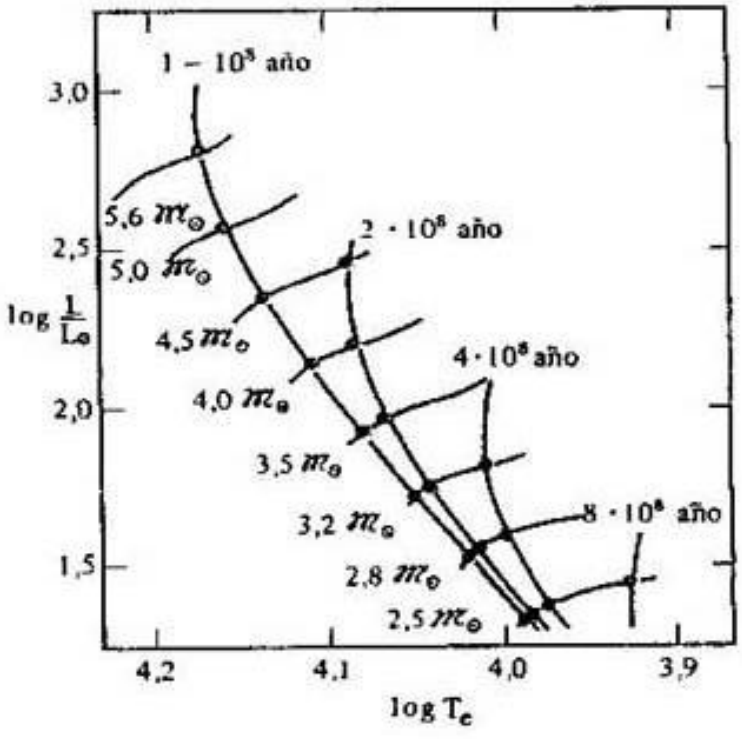


Fig. 245. Desplazamiento de las estrellas de diferente masa respecto a la secuencia principal con el transcurso del tiempo.

estrella abandona la secuencia principal y se convierte en gigante roja, entrando en la tercera fase de la evolución.

Todo lo tratado arriba, son resultados de los trabajos teóricos sobre la estructura interna de las estrellas. Estos resultados se pueden comprobar, comparándolos con los diagramas espectro–luminosidad para los cúmulos estelares. Se puede suponer que las estrellas de un mismo cúmulo se formaron conjuntamente y tienen una misma edad, ya que de lo contrario sería difícil explicar la propia existencia de los cúmulos. En la fig. 246 se muestran los diagramas color–luminosidad para 11 cúmulos estelares. Dos de ellos, el M3 y el M92, son globulares. Como vemos, las secuencias principales se desvían hacia la derecha y hacia arriba de diferente manera en los distintos cúmulos. Es comprensible que cuanto mayor es la desviación tanto más antiguo debe ser el cúmulo. Con ayuda de estos diagramas es fácil aclarar cúal cúmulo se formó antes y cuál más tarde, y determinar aproximadamente sus edades. Para ello se puede hacer uso, por ejemplo, de la tabla 15, hallando por los diagramas color–luminosidad el tipo de

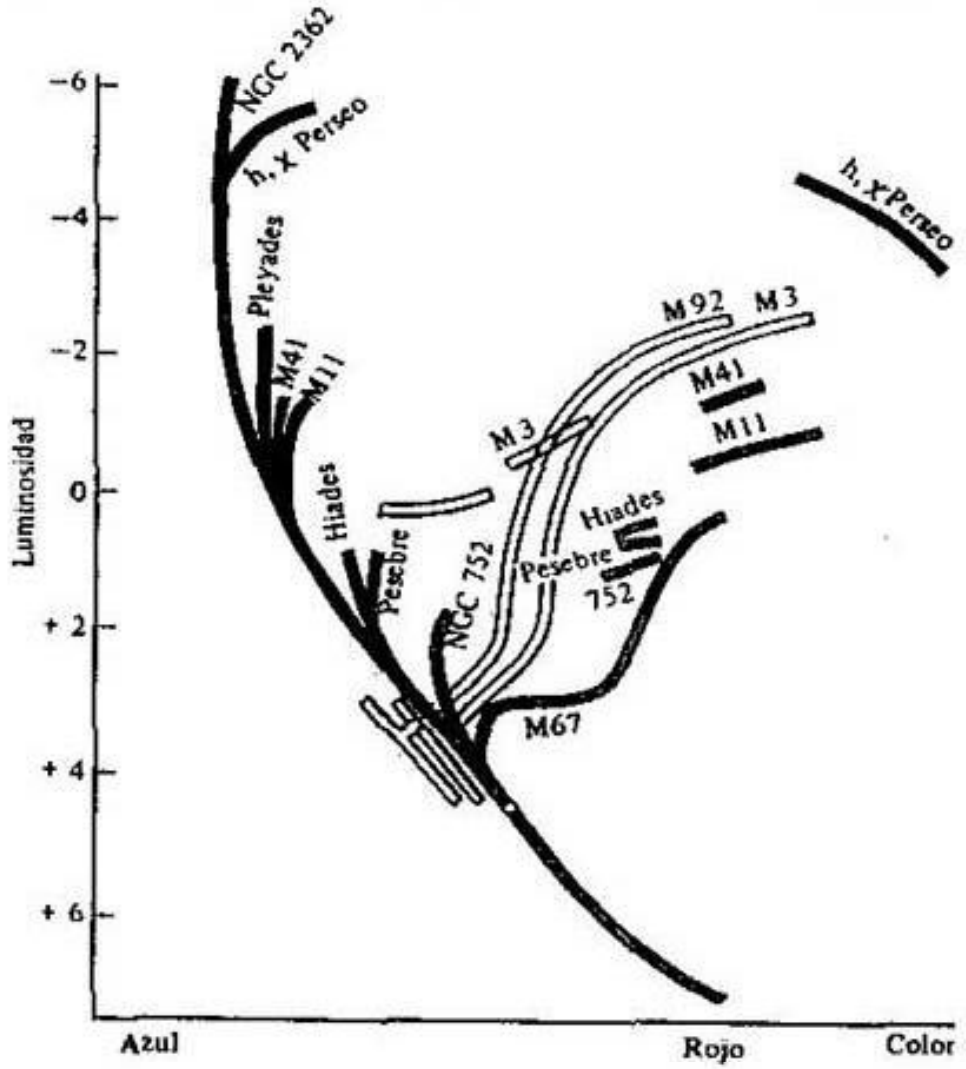


Fig. 246. Diagrama conjunto de color–luminosidad para 11 conglomerados galácticos. Los diagramas de los conglomerados dispersos se indican con líneas negras, y los de los conglomerados globulares con líneas claras

estrellas que abandonaron la secuencia principal. El cúmulo NGC 2362 es el más joven de todos, su edad es de algunas decenas de millones de años. En los cúmulos globulares la secuencia principal apenas se nota. La parte superior está ausente debido a que las estrellas correspondientes ya pasaron su segunda fase de evolución, y la parte inferior tampoco figura debido a la imposibilidad de observar las estrellas débiles (en realidad la secuencia principal, al parecer, prosigue hacia abajo). En cambio, en los cúmulos globulares y los dispersos viejos está representada la rama de las gigantes rojas. Esto significa que la mayoría de las estrellas observadas de dichos cúmulos se encuentran en la tercera fase de evolución.

La rama de las gigantes rojas para las estrellas de los cúmulos dispersos pasa más abajo que la de las estrellas de los cúmulos globulares, y la secuencia principal, por el contrario, pasa más arriba. Teóricamente esto se puede explicar por el contenido más reducido de elementos pesados en las estrellas de los cúmulos globulares. En efecto, las observaciones demuestran que en las estrellas del subsistema esférico, al que pertenecen los cúmulos globulares, la abundancia relativa de elementos pesados es menor que en las estrellas del subsistema plano. Así pues, las observaciones concuerdan satisfactoriamente con las nociones teóricas respecto a la evolución de las estrellas y las confirman. De este modo, obtiene también una comprobación contemplativa la teoría de la estructura interna de las estrellas, en la que se basan estas nociones.

Se supone que en la fase de la gigante roja (o de la supergigante) en el núcleo denso de la estrella puede transcurrir durante cierto tiempo la reacción de transformación del helio en carbono. Para ello, la temperatura en las partes centrales de la estrella debe alcanzar $1{,}5 \cdot 10^8$ K. Los cálculos demuestran que semejantes estrellas deben situarse en el diagrama color–luminosidad a la izquierda de la rama principal de las gigantes rojas. En el diagrama del cúmulo M 3 (véase la fig. 246), de la secuencia normal de gigantes rojas parte hacia la izquierda una rama complementaria que, por lo visto, es formada por estas estrellas. Cuando la reacción del helio en el interior del núcleo y las reacciones del hidrógeno en el límite de éste se agotan a sí mismas, la tercera fase de evolución (fase de la gigante roja) finaliza. La envoltura extensa de la gigante con esto se dilata, sus capas exteriores no pueden ser retenidas por la fuerza de la atracción y comienzan a desprenderse. La estrella pierde sustancia y su masa disminuye. Las observaciones demuestran que, en efecto, en las gigantes rojas y supergigantes a veces tiene lugar un derramamiento de la sustancia de la atmósfera. En este caso el proceso transcurre lentamente. Sin embargo, en ciertas condiciones no muy bien aclaradas hasta ahora, la estrella puede arrojar rápidamente una parte considerable de su masa, y el proceso tendrá un carácter explosivo, de catástrofe. Semejante género de explosiones se observan durante las fulguraciones de las estrellas supernovas.

Al derramarse lentamente la sustancia de las gigantes rojas, al parecer se forman nebulosas planetarias. Cuando la envoltura extensa de la gigante se desvanece, queda solamente su núcleo central, totalmente privado de hi-

drógeno. En el caso de estrellas con masa que no supera la de 2–3 soles, la sustancia del núcleo se encuentra en estado degenerado, al igual que la sustancia de las enanas blancas. Por esto parece muy probable que las enanas blancas sean precisamente la cuarta y última fase de la evolución de semejantes estrellas, que sigue a la fase de la gigante roja. En efecto, en los cúmulos estelares viejos existe cierta cantidad de enanas blancas, mientras que en los jóvenes no las hay. En las enanas blancas, como sabemos, no hay reacciones nucleares. Las enanas blancas iluminan a cuenta de la reserva de energía térmica acumulada en el pasado, y gradualmente se enfrían, convirtiéndose en enanas "negras" no observables. Las enanas blancas son estrellas en estado de enfriamiento, que perecen. Las estrellas que por su masa superan a la del Sol en varias veces, ya no pueden pasar a la fase de la enana blanca, pues sus núcleos de helio no se encuentran en estado de degeneración. Se supone que en este caso la tercera fase de la evolución concluye con la formación de una estrella neutrónica y con la explosión de la supernova.

De esta forma, ahora tenemos la posibilidad de estudiar en rasgos generales la evolución de las estrellas, desde la nube densa de gas y polvo hasta la protoestrella en compresión, después, a través de una estrella normal de la secuencia principal, hasta la gigante roja y, por último, hasta la enana blanca. En este cuadro aún no todo es claro, todavía hay mucho que precisar; pero no obstante, en lo principal, todo parece estar suficientemente argumentado.

Más arriba examinamos cómo en el proceso de evolución de las estrellas varía su masa, radio, luminosidad, temperatura, y no dijimos nada respecto a una característica tan importante como es la rotación. Es sabido que las estrellas de las clases espectrales O, B, A revolucionan muy de prisa: la velocidad ecuatorial de rotación en ellas, como regla, excede de 100 km/s. Las velocidades de rotación de las estrellas de la clase F, por término medio, son menores de 100 km/s, y las estrellas más frías que F giran tan lentamente que el ensanchamiento Doppler de las rayas es demasiado pequeño, siendo imposible medir sus velocidades de rotación. El límite superior de la velocidad de rotación de las estrellas de las clases G, K, M, pertenecientes a la secuencia principal, es de varias decenas de km/s, pero en realidad la rotación puede ser mucho más lenta. Por ejemplo, en el Sol, que es una estrella típica de la clase G, la velocidad de rotación de los puntos del ecuador es de sólo unos 2 km/s.

De las observaciones de las nebulosas difusas se deduce que algunos enjambres de sustancia se mueven en ellas, unos respecto a otros, a velocidades del orden de 1 km/s. Por esto, la nebulosa primaria, de la que se forma la estrella, siempre debe tener cierto momento inicial de la cantidad de movimiento. El cálculo demuestra que se se conservara este momento de la cantidad de movimiento, las estrellas no podrían formarse, ya que la nebulosa, al comprimirse, aumentaría su velocidad de rotación y explotaría mucho antes. Es obvio que el momento de la cantidad de movimiento debe de algún modo alejarse de la nebulosa. La nebulosa en condensación está

vinculada con el medio circundante menos denso por el campo magnético, y puesto que la materia interestelar está "pegada" a las líneas magnéticas de fuerza[1], la rotación de la nebulosa en condensación se transmite al medio circundante y la nebulosa pierde el momento de la cantidad de movimiento. El examen detallado de este proceso demuestra que la transmisión del momento de la cantidad de movimiento cesa cuando la densidad de la protoestrella se hace suficientemente elevada, y la estrella condensada definitivamente debe tener una velocidad ecuatorial de varias centenas de kilómetros por segundo, independientemente de su masa. Para las estrellas calientes las observaciones dan semejante velocidad de rotación. En las estrellas frías, por el contrario, la velocidad de rotación es mucho menor.

Así, en el Sistema Solar, el 98% del momento de la cantidad de movimiento pertenece a los planetas, y solamente el 2% al Sol. El Sol giraría a la velocidad ecuatorial de casi 100 km/s si le perteneciera todo el momento de la cantidad de movimiento del Sistema Solar. Es natural que haya surgido la idea de que la rotación lenta de las estrellas frías puede explicarse por la existencia en ellas de sistemas planetarios, análogos al Sistema Solar. Si esto es así, entonces el número de sistemas planetarios en la Galaxia es muy grande.

§ 178. *Respecto a la evolución de las galaxias*

La correlación de la cantidad total de sustancia estelar e interestelar en la Galaxia varía con el tiempo, pues de la materia interestelar difusa se forman las estrellas, y éstas devuelven al final de su camino evolucionista al espacio interestelar solamente una parte de la sustancia; cierta parte de ésta queda en las enanas blancas y en las estrellas neutrónicas. Así pues, la cantidad de sustancia interestelar en nuestra Galaxia debe disminuir con el tiempo. Lo mismo debe suceder también en otras galaxias. Transformándose en las entrañas estelares, la sustancia de la Galaxia varía gradualmente su composición química, enriqueciéndose de helio y de elementos pesados. Se supone que la Galaxia se formó de una nube de gas, compuesta fundamentalmente de hidrógeno. Es posible, incluso, que aparte del hidrógeno no contuviese ningunos otros elementos. El helio y los elementos pesados, en este caso, se formaron como resultado de las reacciones termonucleares en el interior de las estrellas. La formación de elementos pesados comienza por la reacción triple de helio

$$3^4\mathrm{He} \rightarrow {}^{12}\mathrm{C},$$

después el C^{12} se une con las partículas α, protones y neutrones, los

[1] El gas interestelar, al estar ionizado parcialmente, no puede moverse en sentido transversal respecto a las líneas magnéticas de fuerza, y por esto, durante su movimiento, arrastra al campo magnético y al mismo tiempo es frenado por éste. Como resultado, la materia interestelar resulta estar algo así como "pegada" a las líneas de fuerza.

productos de estas reacciones se someten a transformaciones ulteriores, y así aparecen núcleos cada vez más complejos. Sin embargo, la formación de los núcleos más pesados, tales como el uranio y el torio, no se puede axplicar como un desarrollo gradual. Si fuera así tendríamos que pasar inevitablemente por la fase de los isótopos radioactivos inestables, que se desintegran con más rapidez que el tiempo necesario para capturar al nucleón siguiente. Por esto se supone que los elementos más pesados, que están al final de la tabla de Mendeleiev (tabla periódica de los elementos), se forman durante las fulguraciones de las supernovas. La fulguración de una supernova representa en sí el resultado de la compresión rápida de la estrella. Con esto, la temperatura aumenta catastróficamente, en la atmósfera en compresión transcurren reacciones termonucleares en cadena y surgen flujos potentes de neutrones. La intensidad de éstos puede ser tan grande que los núcleos intermedios inestables no tienen tiempo para destruirse. Antes que esto ocurra dichos núcleos capturan nuevos neutrones, y se convierten en núcleos estables.

Como ya se señaló, el contenido de elementos pesados en las estrellas de la componente esférica es mucho menor que en las estrellas del subsistema plano. Ello se explica, al parecer, por el hecho de que las estrellas de la componente esférica se formaron en la fase más inicial de la evolución de la Galaxia, cuando el gas interestelar era todavía pobre en elementos pesados. En aquel entonces el gas interestelar representaba en sí una nube casi esférica, cuya concentración aumentaba hacia el centro. Esta misma distribución la conservaron también las estrellas de la componente esférica, que se formó en esta época.

Como resultado de las colisiones de las nubes de gas interestelar, la velocidad de ellas disminuía gradualmente, la energía cinética pasaba a ser térmica y cambiaba la forma general y las dimensiones de la nube de gas. Los cálculos demuestran que en el caso de una rotación rápida semejante nube debía adquirir la forma de disco achatado, lo que precisamente observamos en nuestra Galaxia. Las estrellas, que se formaron en tiempos más tardíos, componen por esto un subsistema plano. Para entonces, cuando el gas interestelar se formó en disco plano, ya pasó una elaboración en las entrañas estelares, el contenido de elementos pesados aumentó considerablemente y las estrellas de la componente plana, por esto, son también ricas en elementos pesados. Con frecuencia, a las estrellas de la componente plana se las denomina estrellas de la segunda generación, y a las de la componente esférica, estrellas de la primera generación, para subrayar el hecho de que las estrellas de la componente plana se formaron de una sustancia que ya había estado en las entrañas estelares.

Es probable que de manera análoga transcurre la evolución en otras galaxias espirales. La forma de los brazos espirales, en los que está concentrado el gas interestelar, por lo visto queda determinada por la dirección de las líneas de fuerza del campo magnético galáctico total. La elasticidad del campo magnético, al que está "pegado" el gas interestelar, limita el achatamiento del disco gaseoso. Si sobre el gas interestelar actuara

solamente la fuerza de la gravedad entonces su compresión duraría ilimitadamente. Al mismo tiempo, debido a su gran densidad, se condensaría con rapidez en estrellas y, prácticamente, desaparecería. Existen razones para suponer que la velocidad de formación de las estrellas es casi proporcional al cuadrado de la densidad del gas interestelar.

Si la galaxia gira lentamente entonces el gas interestelar, bajo la acción de la fuerza de la gravedad, se concentra en el centro. Por lo visto, en semejantes galaxias el campo magnético es más débil y se opone menos a la compresión del gas interestelar que en las galaxias que giran velozmente. La concentración grande del gas interestelar en la región central conduce a un consumo rápido de éste, que se convierte en estrellas. Como resultado, las galaxias que giran con lentitud deben tener aproximadamente una forma esférica con un aumento brusco de la densidad estelar en el centro. Como sabemos, las galaxias elípticas tienen tales características. Al parecer, la causa de la diferencia de éstas y de las espirales consiste en la rotación más lenta. De lo dicho más arriba se comprende también por qué en las galaxias elípticas hay pocas estrellas de las clases tempranas y poco gas interestelar.

Así pues, la evolución de las galaxias se puede observar comenzando desde la fase de la nube de gas de forma casi esférica. La nube se compone de hidrógeno y es heterogénea. Algunas concentraciones de gas, al moverse, chocan entre sí, y la pérdida de energía cinética conduce a la compresión de la nube. Si ésta gira con rapidez se obtiene una galaxia espiral, y si gira lentamente la galaxia es elíptica. Surgen las preguntas: ¿Por qué en el Universo la sustancia se dividió en nubes gaseosas aisladas, que después se convirtieron en galaxias? ¿Por qué observamos la disipación de estas galaxias? ¿En qué forma se encontraba la materia en el Universo antes de que se formaran las galaxias? Estos problemas, interesantes y fundamentales, se examinan en el capítulo XV.

§ 179. *Origen de los planetas. Hipótesis de Kant, Laplace y Jeans*

En el siglo XVIII, como resultado de los éxitos de la mecánica newtoniana, se estableció la idea del Universo como sistema inalterable de cuerpos cósmicos, dirigido por las leyes exactas de la naturaleza. En este sistema no había sitio para la arbitrariedad divina, excepto para el momento inicial del "hecho de la creación". Se consideraba que el mecanismo complejo del Universo se puso en marcha una vez ("impulso inicial"), y que después "iba" por sí mismo sin variaciones algunas. Aún antes Descartes (1644) formuló por primera vez el supuesto de que el Sistema Solar se había formado a partir de una nube de gas y polvo. Una hipótesis análoga desarrollaron más tarde Buffon (1749) y Kant (1755). Estos suponían que en el centro de la nube surgió el Sol, y en las partes periféricas los planetas. Dicho cuadro, al parecer, era correcto en rasgos generales, pero al mismo tiempo no podía someterse a un estudio detallado, pues todavía no existía la teoría atómica, la termodinámica, la teoría cinética de los gases, ni los

conocimientos respecto a la abundancia cósmica de elementos y otros muchos datos necesarios.

En 1796 Laplace formuló el supuesto de que en el proceso de formación de los planetas podía desempeñar un papel importante la rotación de la nebulosa. Efectivamente, sea que el elemento de masa m de la nebulosa esférica que se comprime gira a velocidad angular por la órbita, cuyo radio es r. Si el momento de la cantidad de movimiento de este elemento

$$I = m\omega r^2$$

permanece constante, entonces ω aumentará durante la compresión de la nebulosa. Sea $\mathfrak{M}$ la masa total de la nebulosa. Entonces sobre el elemento m actúan la fuerza de la gravedad

$$F_1 = G\frac{\mathfrak{M} \cdot m}{r^2}$$

y la fuerza centrífuga

$$F_2 = m\omega^2 r = \frac{I^2}{mr^3}.$$

La fuerza centrífuga crece durante la compresión más rápidamente que la fuerza de la gravedad, y cuando ellas se igualan surge la denominada *inestabilidad rotacional*, durante la cual la nebulosa se achata, adoptando la forma de una lenteja, y de su ecuador se separa la sustancia. Alrededor de la nebulosa, de la sustancia arrojada, se forman anillos planos, parecidos a los anillos de Saturno. Laplace suponía que el gas, arrojado de la nebulosa, se condensa posteriormente en planetas. En las nociones cosmogónicas actuales se conservaron determinados elementos de las hipótesis de Kant y Laplace (la idea de la formación conjunta del Sol y de los planetas de una nebulosa única primaria, y del papel de la inestabilidad rotacional), y así es que éstos se mencionan aquí no sólo por interés histórico.

Como ya se dijo, en el Sistema Solar el 98% del momento de la cantidad de movimiento pertenece a los planetas, y solamente el 2% al Sol. Y si el momento de la cantidad de movimiento se relaciona con la unidad de masa (esta magnitud se denomina *momento angular específico*) entonces la diferencia obtenida ya no es de 50, sino que de 50 000 veces. Las hipótesis de Kant y de Laplace, en su forma clásica, ya no pueden explicar esto. En efecto, en la nebulosa primaria, antes del comienzo de la compresión, todos los elementos son equitativos y tienen velocidades angulares iguales. El sabio inglés Jeans, a comienzos de este siglo, propuso otra hipótesis cosmogónica, que parecía que salvaba esta dificultad. En la hipótesis de Jeans se supone que el Sol, al igual que otras estrellas, se formó sin el sistema planetario, y que el sistema planetario surgió solamente como resultado de una catástrofe: otra estrella pasó tan cerca del Sol que arrancó de sus entrañas una parte de la sustancia. Como resultado de la condensación de esta sustancia surgieron los planetas.

Se puede mostrar que la probabilidad del paso suficientemente cercano de dos estrellas es muy pequeña y que durante el tiempo de la existencia de la Galaxia en ella se pudo formar solamente una cantidad muy insignificante de sistemas planetarios, pudiendo ser que incluso se formara uno solo: nuestro Sistema Solar. Esta deducción, ya de por sí, obligaba a dudar de la justeza de la hipótesis de Jeans, aunque, hablando con rigor, no se puede considerar que esta deducción es una objeción decisiva. Un examen más minucioso de la hipótesis de Jeans permitió revelar otros argumentos, que demuestran de modo irrefutable que es infundada. El momento angular específico de la sustancia arrojada del Sol no puede ser mayor que el momento angular de la estrella que pasa a su lado. El cálculo demuestra que para la formación del Sistema Solar fue necesario que el Sol y otra estrella se encontrasen a una velocidad de casi 5000 km/s, lo que es mucho mayor que la velocidad parabólica en la Galaxia (300 km/s). En la Galaxia hay muy pocas estrellas con velocidades mayores que la parabólica.

El análisis espectral demuestra que el contenido de litio y deuterio en el Sol es mucho menor que en la Tierra. El litio y el deuterio "arden" como resultado de las reacciones nucleares, y si en los planetas hay más litio y deuterio ello significa que la sustancia planetaria se separó de la solar aún antes de que en esta última comenzaran las reacciones nucleares. Por último, se examinó la cuestión respecto a la condensación de la fibra gaseosa, arrancada de las entrañas del Sol. La temperatura del gas en semejante fibra debe ser muy elevada, de varias centenas de miles de grados. En el interior del Sol la presión gaseosa queda equilibrada por el peso de las capas suprayacentes, y si el gas con semejante temperatura es arrojado al exterior se dispersará rápidamente, si no es que se enfríe aún con mayor rapidez. Se calculó que para la difusión rápida del gas arrojado son suficientes algunas horas, mientras que para su enfriamiento se requieren varios meses.

§ 180. *Nociones modernas respecto al origen y evolución temprana del Sistema Solar*

Las nociones respecto al origen y evolución temprana del Sistema Solar hasta ahora no han adquirido un carácter de teoría perfecta. No obstante, los rasgos generales del "guión", según el cual se desarrollaron los acontecimientos durante el engendramiento del Sol y de los planetas, ya en mucho se han determinado. Se pueden señalar varias etapas (fig. 247).

1. La compresión de la nube de sustancia interestelar, compuesta de moléculas (H_2, H_2O, OH y otras) y polvo. Es posible que esta compresión haya comenzado como resultado de la explosión de una estrella supernova bajo la acción de la onda de choque, propagada desde la estrella en todas las direcciones. Los productos de esta explosión penetraron en el polvo interestelar, que posteriormente entró en la composición de los condritos carbónicos (véanse los §§ 144 y 177).

2. Las zonas más densas de la nube, con masa del orden de las estelares, comienzan a comprimirse. La nube se divide en fragmentos, uno de los

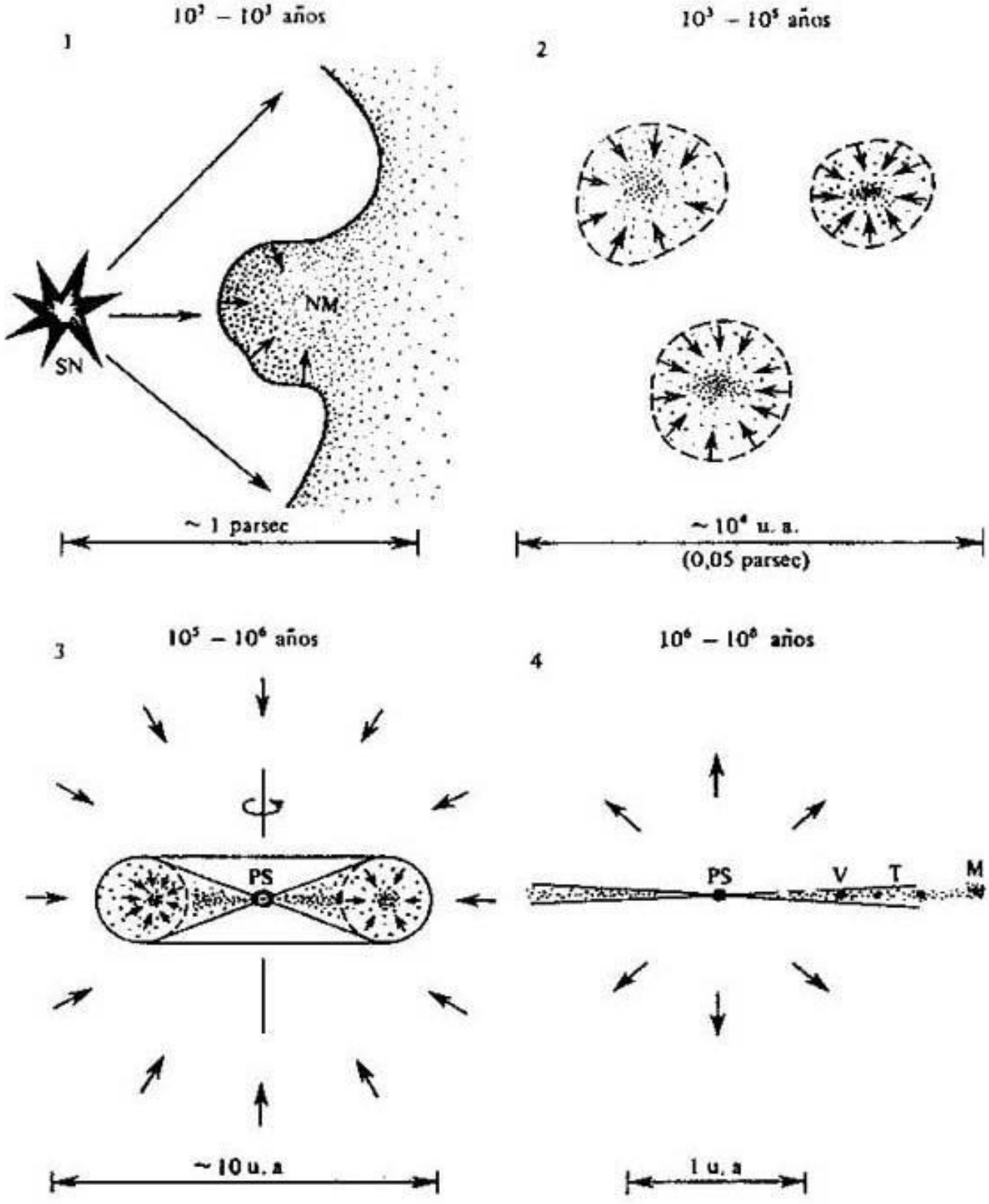


Fig. 247. Presuntas etapas de la formación del Sistema Solar:

1. La explosión de una supernova conduce a la compresión heterogénea de la nube densa molecular (NM), situada en la vecindad (1–10 pc). *2.* Los fragmentos, en los que se dividió la nube, se encuentran en la fase de colapso gravitacional. *3.* Última fase del colapso. Se forma el Protosol (PS) y el disco de estructura anular. En las partes periféricas del disco comienza la formación de los planetas gigantes. *4.* El Sol en la fase de T de Tauro. El gas es barrido por el viento estelar. Las partículas pulverulentas se precipitan hacia el plano medio del disco. Se forman los planetesimales. Tiene lugar el proceso de acreción de los planetas del grupo terrestre (V, Venus; T, la Tierra; M, Marte).

cuales, posteriormente, engendra el Sol y el Sistema Solar. En el centro del fragmento en compresión se forma una condensación de gas y polvo, el núcleo de la *acreción*. El proceso de acreción consiste en la captura del medio circundante enrarecido, cuyo flujo aumenta gradualmente la masa del núcleo.

3. Cuando la masa de la condensación central alcanza aproximadamente 0,1 $\mathfrak{M}_\odot$ la sustancia se convierte en opaca, la temperatura aumenta y el polvo se evapora. Esto ocurre unos 10^4–10^5 años después del comienzo de la compresión del fragmento. Al poco tiempo de la evaporación del polvo, tiene lugar la disociación del hidrógeno molecular. Con esto la condensación central se comprime, formando una protoestrella gaseosa (*Protosol*). La formación de la protoestrella transcurre muy rápidamente, durante un tiempo del orden de 10–100 años.

La acreción de la sustancia interestelar por el Protosol prosigue, su masa y radio aumentan. Transcurridos, aproximadamente, 10^5 años más, la masa alcanza el nivel actual, y el radio se hace ~ 100 veces mayor que el actual. El flujo de sustancia interestelar se interrumpe. Comienza la etapa de la compresión gravitacional del Protosol. En el transcurso de este período ya existe *la nebulosa protoplanetaria* (NPP) de gas y polvo con forma de disco, cuyo centro es el Protosol. Es probable que ésta se forme simultáneamente con el propio Protosol, gracias a la inestabilidad rotacional, pero sigue creciendo en el proceso de la acreción ulterior. Las apreciaciones de la masa máxima de la NPP son distintas en los diferentes modelos teóricos, y se encuentran en los límites desde $\sim 0{,}01$ hasta $2\ \mathfrak{M}_\odot$.

No está excluido que el disco de la NPP adquiera una estructura anular. En su parte exterior comienza la formación de los planetas gigantes. Esta formación, en lo general, va por la misma vía que la formación del Protosol, incluyendo la formación de los discos, de los que posteriormente surgen los sistemas de satélites.

En la fase inicial de este período una parte de la sustancia de polvo, que se evaporó antes de la formación de la protoestrella pero que después cayó en el disco, vuelve de nuevo a la fase sólida. Este es el proceso de *condensación*, en el que surgieron las partículas de los condritos normales, incluyendo los propios condros (véase el § 144).

Para superar la dificultad clásica en la distribución del momento de la cantidad de movimiento (véase el § 179) en los modelos modernos generalmente se supone que el gas en la NPP está parcialmente ionizado, y que el Protosol tiene un campo magnético considerable. Como resultado de la interacción del plasma y del campo surgen flujos gaseosos, que transmiten el momento a la NPP.

4. El período siguiente ocupa cerca de 10^8 años. Continúa la compresión gravitacional del Protosol. A comienzos de este período el Protosol se encuentra en la fase de la estrella T de Tauro. Sus dimensiones disminuyen, aproximándose a las actuales. Sopla un potente viento estelar, que barre el gas de la parte interior de la NPP. En la parte exterior de ésta sigue la formación de los planetas gigantes.

La sustancia pulverulenta de la NPP se concentra cada vez más hacia

cierto plano medio. Los granos de polvo, como resultado de la concentración, chocan, aparecen partículas cada vez más grandes, tiene lugar el proceso de *acumulación* (crecimiento) de los cuerpos sólidos. Sobre todo crecen los cuerpos grandes a cuenta de los pequeños. Los cuerpos mayores, parecidos a los asteroides, son los planetesimales, embriones de los planetas.

Por último se forman varios cuerpos particularmente grandes. Estos se convierten en núcleos de la acreción, alrededor de los cuales tiene lugar la formación de los planetas del grupo terrestre. La cantidad de planetesimales en este período es muy grande; durante las colisiones los planetesimales no sólo se unen, sino que con frecuencia también se destruyen. Semejantes destrucciones engendraron los meteoritos diferenciados (véase el § 144).

El crecimiento de la Tierra hasta las dimensiones actuales continuó, al parecer, cerca de 10^8 años, aunque también existen apreciaciones de escala temporal más corta ($\sim 10^5$ años). Venus creció, posiblemente, más deprisa que la Tierra (véase el § 136). El período de acreción en la historia de los planetas del grupo terrestre fue, probablemente, el tiempo más agitado. Sobre la superficie de los planetas se desplomaban enormes bloques de planetesimales, se formaban cráteres gigantes, una parte de la sustancia se arrojaba al espacio, el material de las superficies se elaboraba continuamente. La última onda del "bombardeo" pasó después de quinientos millones de años después de la formación de la NPP, pero la onda fue más intensa en los primeros 10^8 años. De acuerdo con ciertos modelos, el proceso de acreción fue heterogéneo, en el sentido de que al principio tuvo lugar la acumulación de los elementos pesados y poco fusibles (hierro), mientras que las capas silícicas se formaron más tarde (véase el § 137). En el cuadro de formación de los planetas existen también muchas cosas que no son de acepción unánime. No todos están de acuerdo, por ejemplo, con la descripción ofrecida más arriba del proceso de formación de los planetas del grupo terrestre. Una hipótesis alternativa supone que sus progenitores fueron los protoplanetas grandes (parecidos a Júpiter o Saturno), que perdieron su envoltura gaseosa debido a la interacción de la marea con el Sol. Es muy difícil restablecer el cuadro de acontecimientos que sucedieron hace 4,5 mil millones de años. Pero este problema no es desesperado. Cada vez nos aproximamos más a su solución, uniendo los datos obtenidos de las observaciones del medio interestelar y de las estrellas muy jóvenes, del análisis de la composición y estructura de los meteoritos, de la composición de las atmósferas planetarias, etc.

La astronomía contemporánea proporciona argumentos serios a favor de la existencia de sistemas planetarios en muchas estrellas, a favor de su tipismo, y no de su exclusivismo. ¿Están habitados estos sistemas planetarios, y si lo están, se encuentra frecuentemente en el Universo la vida racional? Es difícil inventar una cuestión más emocionante, pero hasta hace poco de ésta se ocupaban exclusivamente los escritores de novelas de ciencia ficción. En los últimos años este problema se comenzó a investigar sobre una seria base científica, comenzaron las búsquedas de posibilidades para establecer contacto con las civilizaciones extraterrestres.

15

FUNDAMENTOS DE LA COSMOLOGÍA

En los capitulos anteriores estudiamos las partes más importantes de la astronomía moderna. Todas ellas están estrechamente ligadas entre sí, por lo que los resultados obtenidos, por ejemplo, en la astrometria de la mecánica celeste o en la astrofisica se utilizan ampliamente en otras partes. Los astrónomos se esfuerzan por estudiar en lo posible todos los objetos del Universo accesibles a las observaciones, tener conocimiento de su surgimiento, estructura y desarrollo. El enfoque evolucionista para el estudio del mundo es la particularidad más importante de la astronomía actual. Sin embargo, las investigaciones de cada objeto todavia no son suficientes para aclarar las propiedades del Universo en su conjunto. La estructura y evolución de nuestro mundo es un tema de una parte especial de la astronomía, de la cosmologia, con el examen de la cual concluye nuestro curso.

§ 181. *Principio cosmológico*

La cosmología estudia la naturaleza fisica, estructura y evolución del Universo como un todo. En particular, estudia las propiedades más generales de toda la región del espacio abarcada por las observaciones, a la que se denomina *Metagalaxia*.

Al igual que las otras partes de la astronomía, la cosmología, en primer lugar, se apoya en las observaciones. No obstante, la dificultad de principio constiste en que las propiedades de todo el Universo pueden diferenciarse considerablemente de las propiedades de la parte de éste, abarcada por las observaciones. Por esto, aquello que se conoce respecto a la Metagalaxia se tiene que extender (extrapolar) a todo el Universo, y asimismo suponer que a éste son aplicables las leyes fundamentales de la naturaleza, conocidas de la física.

Para la cosmología resultó ser exclusivamente fructífera la idea respecto a la igualdad de la densidad media de la sustancia para volúmenes suficientemente grandes del espacio en el Universo. Las dimensiones de las

regiones en cuyos límites la densidad media de la sustancia puede considerarse igual son mucho menores que la Metagalaxia, pero son muy grandes en comparación con las escalas de las heterogeneidades locales, relacionadas con la existencia de estrellas, galaxias y conglomerados de galaxias.

La uniformidad por término medio de la distribución de la sustancia en el Universo se puede argumentar calculando el número de galaxias hasta la magnitud estelar visible dada, como se hizo en el § 163 para las estrellas al determinar las dimensiones de la Galaxia. De acuérdo con las observaciones, para las galaxias débiles la relación $N(m+1)/N(m)$, que entra en la fórmula (12.2), se aproxima a 4, siendo así que en las distintas direcciones las desviaciones de este valor son aleatorias. Esto demuestra que en todas las direcciones, por término medio, las galaxias están distribuidas uniformemente.

La igualdad de la densidad media de la sustancia en escalas muy grandes, en la cosmología se considera como el resultado de una propiedad más general del Universo: *la homogeneidad* y *la isotropía*. La homogeneidad significa igualdad de todas las propiedades de la materia por doquier en el espacio, y la isotropía equivale a la igualdad de éstas en cualquier dirección. En otras palabras, la homogeneidad indica la falta de regiones escogidas (distinguidas) del espacio, mientras que la isotropía significa una falta análoga de dirección escogida (distinguida). La isotropía es confirmada también por las observaciones, por ejemplo, por la igualdad de la ley de la "dispersión" de las galaxias en todas las direcciones.

Se debe recordar, no obstante, que estas propiedades se realizan comenzando desde determinadas escalas, que en nuestra época alcanzan 50–100 Mpc. La hipótesis respecto a la homogeneidad e isotropía del Universo frecuentemente se denomina *principio cosmológico*.

Las primeras nociones cosmológicas, a la par de la homogeneidad, partían del principio de la invariabilidad o estatismo de nuestro mundo, lo que ya en los primeros intentos de extrapolar estas propiedades al espacio infinito euclidiano condujo a dificultades, conocidas en forma de dos *paradojas: fotométrica* y *gravitacional*.

La paradoja fotométrica fue formulada en 1744 por J. Shezó en Suiza, y después, en 1826, por H. Olbers en Alemania. Su esencia consiste en que, si el espacio está lleno infinita y uniformemente de estrellas, entonces, tarde o temprano, el rayo visual cortará en cualquier dirección alguna estrella. Puesto que el brillo observado del objeto no depende de la distancia hasta él (véase el § 103), nos debe parecer que todo el cielo brilla uniformemente, digamos, como el disco del Sol. La absorción interestelar de la luz, en principio, no elimina esta paradoja, ya que la radiación absorbida, tarde o temprano, debe reirradiarse. No habrá paradoja fotométrica si se tiene en cuenta que la energía de la luz de los objetos alejados disminuye debido al corrimiento hacia el rojo. Además, el volumen del espacio que de hecho es accesible a las observaciones, al parecer, es finito, y está limitado por el denominado *horizonte de visibilidad en el Universo*, por el que se comprende

una esfera, cuyos puntos están alejados del observador a la distancia recorrida por la luz durante todo el tiempo de la existencia del Universo en expansión.

La paradoja gravitacional fue formulada en 1895 por H. Seeliger en Alemania. Ésta consiste en que en el Universo infinito, lleno uniformemente de sustancia, haciendo uso de la ley de Newton, no se puede unívocamente calcular la fuerza de la gravitación en un punto dado. Así, por ejemplo, si calculamos esta fuerza sumando las fuerzas que actúan sobre la masa de prueba en este punto, creadas por las capas concéntricas con centro en él, evidentemente, se obtendrá un resultado nulo (véase el § 44). Si, por el contrario, el cálculo se realiza para las capas concéntricas con centro en cualquier otro punto, alejado a la distancia r del punto examinado, es fácil comprender que la fuerza de atracción resulta ser igual a la fuerza con que la esfera de radio r atrae a un punto situado en su superficie.

La paradoja gravitacional está relacionada con la inaplicabilidad al Universo infinito de la teoría de la gravitación de Newton, que supone una propagación instantánea de las fuerzas de gravitación en el espacio euclidiano. Por esto, en la cosmología, al estudiar las enormes escalas de la Metagalaxia, es necesario hacer uso de *la teoría general de la relatividad* (TGR), cuyas bases fueron establecidas en 1916 por A. Einstein.

Las leyes de la mecánica en la TGR se escriben en una forma más general, y las leyes de Newton se obtienen de éstas en el caso límite de un campo gravitacional débil. En la TGR no existe la paradoja gravitacional. Con su aparición dio comienzo la etapa moderna del desarrollo de la cosmología. Las ecuaciones cosmológicas fundamentales fueron deducidas por el mismo Einstein y resueltas por él para el caso particular del Universo estático. Después, para el caso más general, las soluciones fueron halladas por el eminente matemático soviético A. A. Fridman en 1922. Posteriormente, no obstante, se aclaró que una serie de resultados cosmológicos importantes puede ser obtenida también sobre la base de las ecuaciones de Newton. Esta posibilidad tiene un gran valor metodológico, ya que permite acercarse a los complejos problemas cosmológicos antes de asimilar el aparato matemático de la TGR, sin el cual es imposible la comprensión completa de los resultados de la cosmología moderna.

§ 182. *Modelo del Universo homogéneo isótropo, basado en las leyes de Newton*

La modelación (simulación) es un método importante de investigación de los objetos complejos de la naturaleza. De hecho ya utilizamos más de una vez la simulación en los capítulos anteriores, sustituyendo el objeto real por un esquema matemático simplificado. En este esquema ciertos elementos se consideran conocidos de antemano (preponderantemente sobre la base de las observaciones). Los restantes elementos se hallan mediante la aplicación de métodos de la matemática y de la física teórica. La etapa conclusiva más importante es el traslado de las propiedades halladas teóricamente en el

modelo al objeto real, teniendo en cuenta los supuestos hechos y las limitaciones de la teoría utilizada.

Examinemos el modelo del Universo homogéneo isotropo, haciendo uso de las leyes de Newton para la descripción de la interacción gravitacional de los cuerpos cuyas fuerzas no pueden ser compensadas totalmente por ningunas otras fuerzas, y que en las escalas del Universo resultan ser las más importantes al determinar el carácter del movimiento de la materia.

Puesto que las leyes de Newton, a ciencia cierta, solamente son aplicables a las masas finitas, consideraremos que nuestro modelo pertenece a una parte muy grande, pero finita, del Universo que contiene una masa también finita. Es obvio que semejante masa o bien debe comprimirse bajo el influjo de las interacciones gravitacionales entre sus partes, o bien, si posee una suficiente reserva de energía cinética, debe expandirse. Bajo la acción de estas mismas fuerzas gravitacionales dicha expansión debe frenarse con el tiempo.

Se puede mostrar que en un Universo homogéneo isotropo es justa la ley de Hubble. Para mayor certeza examinemos el modelo del Universo en expansión. Sean A y B dos puntos cualesquiera del espacio, que en un momento inicial de tiempo se encuentran a una distancia r entre sí y que se alejan a una velocidad relativa $V=\Delta r/\Delta t$. Dividamos la distancia AB en r intervalos unitarios. De acuerdo con la propiedad de la homogeneidad, cada uno de estos intervalos crecerá durante el tiempo Δt en una misma magnitud, igual a $\Delta r/r$. Por esto, la velocidad del crecimiento del intervalo unitario, evidentemente, será $1/r\,(\Delta r/\Delta t)$. Puesto que esta magnitud debe ser igual en todas partes y en todas las direcciones, y depende solamente del tiempo, la designaremos por $H(t)$. De aquí obtenemos la ley de Hubble

$$V=\frac{\Delta r}{\Delta t}=r\left(\frac{1}{r}\cdot\frac{\Delta r}{\Delta t}\right)=rH, \tag{15.1}$$

donde H es el valor actual de $H(t)$. Cuando $H=0$ no existe expansión (modelo estático). Sin embargo, está claro que semejante estado es inestable: la masa de la sustancia en el campo de la gravitación propia, si no existen otras fuerzas, o bien debe extenderse o bien comprimirse, en dependencia de la correlación entre sus energías cinética y potencial.

Sea ahora r el radio arbitrario de cierta esfera con centro en un punto dado del espacio. En virtud de la isotropía y homogeneidad, todos los puntos de esta esfera se alejarán del centro a una misma velocidad, y así es que el radio aumentará con el tiempo proporcionalmente a cierta función del tiempo $R(t)$, además

$$r(t)=rR(t). \tag{15.2}$$

La función $R(t)$ se denomina factor de escala. Esta función permite obtener la ley de la variación con el tiempo de la distancia entre dos puntos cualesquiera, independientemente de la magnitud r.

En el interior de la esfera con radio r está comprendida la masa $\mathfrak{M}$, que se puede expresar mediante la densidad ρ (igual en todas las partes):

$$\mathfrak{M} = \frac{4}{3}\pi\rho r^3. \tag{15.3}$$

La masa unitaria, situada en el límite de la región que se examina, posee una energía cinética de $V^2/2$, y una energía potencial de $-G\mathfrak{M}/r$. En virtud de la ley de la conservación de la energía su suma es constante:

$$\frac{1}{2}V^2 + \left(-G\frac{\mathfrak{M}}{r}\right) = E_{\text{total}}. \tag{15.4}$$

Si la energía total es mayor de cero, $E > 0$, entonces la velocidad no puede disminuir hasta cero para r alguna. La expansión tiene lugar infinitamente, aunque con moderación constante. El factor de escala $R(t)$ aumenta siempre. Por el contrario, cuando $E < 0$, la velocidad de expansión disminuye con el tiempo hasta cero, después de lo cual la expansión se sustituye por la compresión. En el momento cuando $V = 0$ el factor de escala alcanza una magnitud máxima, después de lo cual se convierte en una función decreciente. Entre estos dos casos extremos existe un importante caso intermedio de $E = 0$, cuando la expansión transcurre ilimitadamente, pero a una velocidad que tiende a cero. De la fórmula (15.4) se ve que la velocidad de expansión corresponde a la parabólica (véase la fórmula 2.28):

$$V_p = \sqrt{2\mathfrak{M}G/r}. \tag{15.5}$$

Sustituyendo en esta fórmula la velocidad V de la ley de Hubble y la masa de la relación (15.3), obtenemos el valor correspondiente de la densidad:

$$\rho_0 = \frac{3H^2}{8\pi g}. \tag{15.6}$$

El valor de ρ_0 no depende de r. Ello significa que el resultado obtenido es justo para cualesquiera escalas, por muy grandes que sean. El valor de la densidad, que corresponde a la energía total nula, se denomina *crítico*, ya que evidentemente, cuando la densidad media en el Universo es mayor o menor que la crítica, tienen lugar los casos examinados más arriba del Universo cerrado y en expansión ilimitada correspondientemente.

Tomando $H = 75$ km/(s · Mpc), obtenemos que en la actualidad el valor crítico de la densidad en el Universo es de casi 10^{-29} g/cm^3. El recuento de todas las masas conocidas en la Metagalaxia conduce a la apreciación de la densidad media real en un orden de 10^{-30} g/cm^3, es decir, menor que la crítica. No obstante, este valor es, a ciencia cierta, el límite inferior, pues todavía se conoce mal la densidad del medio intergaláctico. Si dicha densidad es grande, entonces esto puede significar que la expansión del Universo, comenzando desde cierto momento, se trocará por la compresión.

Es posible que al determinar la densidad media de la sustancia en el Universo se deba tener también en cuenta una masa de reposo del neutrino,

distinta de cero. Según los resultados de los experimentos de 1980, que no obstante todavía requieren ser precisados, la masa de reposo del neutrino puede alcanzar $6 \cdot 10^{-32}$ g, o sea unas 20000 veces menor que la del electrón. En el Universo debe haber una cantidad enorme de neutrinos, principalmente relícticos, es decir, que quedaron de las fases tempranas de expansión del Universo. De acuerdo a los cálculos teóricos, por término medio, a cada protón le corresponde cerca de mil millones de neutrinos. Por esto, si se confirma la apreciación formulada más arriba, la masa total de los neutrinos superaría la masa de la sustancia normal aproximadamente en unas 30 veces. Así pues, no se excluye que precisamente los neutrinos determinen las propiedades físicas más importantes de nuestro espacio.

Examinemos ahora el sentido físico de la constante de Hubble. Esta tiene la dimensionalidad de la frecuencia, así es que la magnitud inversa corresponde al tiempo $t = 4 \cdot 10^7 \, s = 13 \cdot 10^9$ años, si se toma $H = 75$ km/(s·Mpc). Este tiempo es el necesario para que se extienda la Metagalaxia hasta el estado actual, con la condición de que la velocidad de expansión no cambió en el pasado. En los límites de los errores de las observaciones, este plazo coincide con la edad de la mayoría de las galaxias y de las estrellas más viejas de nuestra Galaxia, determinada sobre la base del estudio de sus espectros y de la composición estelar, utilizando la teoría de la evolución estelar. De aquí se deduce que la mayoría de las galaxias se formaron en fases bastante tempranas de la expansión del Universo, al parecer en los primeros mil millones de años, cuando la densidad media de la sustancia era considerablemente mayor que la actual.

Así, dentro de los límites de la física clásica, logramos obtener una serie de importantes propiedades del Universo: inestabilidad, posible carácter de expansión o compresión, valor de la densidad crítica, apreciación del tiempo de expansión ("edad" del Universo). Está claro que las propiedades concretas del Universo real deben basarse en las observaciones, de las que, en particular, se deduce la expansión del Universo en la actualidad. Hasta ahora no se conoce que carácter de inestabilidad se realizará en el futuro. No se excluye que en lo sucesivo la expansión se cambie por compresión. A ciencia cierta se puede decir que en el pasado la sustancia se encontraba en un estado más compacto. Es importante tener en cuenta, sin embargo, que estas deducciones se basan en la mecánica clásica y, por consiguiente, son justas para aquellas escalas en las que las velocidades de expansión son considerablemente menores que la velocidad de la luz. Para el estudio de condiciones que no satisfacen estas limitaciones es menester hacer uso de las leyes más exactas de la física y, ante todo, de la teoría general de la relatividad (TGR).

§ 183. *Cosmología relativista*

Como se sabe, la teoría de la relatividad conduce a la conclusión de que la presencia de masas grandes influye sobre la propiedad del espacio: el tiempo. Las propiedades del espacio euclidiano, habitual para nosotros (por

ejemplo, la suma de los ángulos del triángulo, las propiedades de las líneas paralelas), cambian cerca de las masas grandes, o como se dice, el espacio se encorva.

Así, por ejemplo, debido al encorvamiento del espacio, el rayo de luz cerca del Sol debe cambiar su dirección en un ángulo de casi 2″, que se logra medir al observar las posiciones de las estrellas cerca del Sol durante los eclipses totales de éste.

La acción total de las masas que gravitan (es decir, que poseen atracción) de todos los conglomerados de galaxias puede provocar una curvatura determinada del espacio en su conjunto, lo que de manera importante influirá sobre las propiedades de éste y, por consiguiente, sobre la evolución de todo el Universo. En el caso general, el problema de determinación de las propiedades del espacio y tiempo sobre la base de las leyes de la teoría de la relatividad, cuando la distribución de las masas es arbitraria, es extraordinariamente difícil.

La cosmología relativista moderna comenzó con los trabajos de A.A. Fridman, que calculó el movimiento de la sustancia en el Universo homogéneo e isotropo y demostró que ésta no puede encontrarse en reposo, y que el Universo no debe ser estacionario, es decir, debe sufrir o bien expansión o bien compresión. Respectivamente, la densidad media también debe cambiar con el tiempo. El carácter de la inestabilidad del Universo en la cosmología relativista es el mismo que en el caso "clásico" (expansión ilimitada o expansión luego reemplazada por la compresión), examinado en el párrafo anterior. El valor de la densidad crítica, obtenido en la cosmología relativista, coincide en general con la expresión que hallamos (15.6).

Una precisión importante de la teoría relativista es la posibilidad de determinar la curvatura del espacio. Cuando la densidad es media, igual a la crítica, la velocidad de expansión tiende infinitamente a cero (deceleración), la curvatura del espacio es igual a cero y éste posee geometría euclidiana. En todos los demás casos la geometría del espacio es no euclidiana. Cuando la densidad es menor que la crítica la curvatura es negativa, y si la densidad es mayor que la crítica la curvatura es positiva. Correspondientemente, en el primer caso el Universo siempre está en expansión, y en el segundo caso la expansión en cierta época es reemplazada por la compresión. En este último caso, en virtud de la geometría no euclidiana, el espacio debe ser finito, es decir, en cualquier momento de tiempo debe tener un volumen finito determinado, una masa finita y un número finito de conglomerados de galaxias, etc. No obstante, en el Universo, como es natural, no hay "fronteras".

Un modelo bidimensional de semejante espacio tridimensional es la superficie de la esfera inflada. En semejante modelo las galaxias se representan con figuras planas dibujadas en él. Al estirar la superficie de la esfera su área y las distancias entre todas las figuras aumentan. Aunque, en principio, semejante esfera puede crecer ilimitadamente, el área de su superficie es finita en cada momento de tiempo, y además, en este espacio bidimensional de (superficie) no hay confines.

La conducta del factor de escala $R(t)$ en los modelos cosmológicos relativistas coincide cualitativamente con la función $R(t)$, que se puede obtener de la ecuación de la energía (15.4) y de las expresiones (15.3) para $\mathfrak{M}$ y (15.2) para $r(t)$. En la fig. 248 se muestra la dependencia $R(t)$ para los tres casos principales del carácter inestable del Universo.

§ 184. *Modelo del Universo "caliente"*

En 1965 se hizo un descubrimiento muy importante para la cosmología, que confirmó la hipótesis respecto a la isotropía y homogeneidad del Universo. Casualmente, al realizar el ajuste final de los aparatos de radio para las observaciones de los SAT, se descubrió una débil radioemisión ambiente con intensidad igual en todas las direcciones. Según las

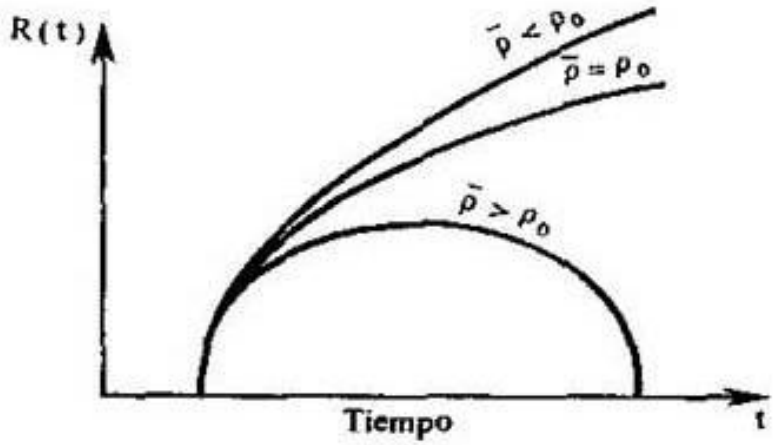


Fig. 248. Dependencia entre el factor de escala y el tiempo de las diferentes leyes de expansión del Universo.

observaciones modernas esta radiación es isótropa (es decir, su temperatura no depende de la dirección) con precisión de hasta algunas décimas partes de por ciento. De acuerdo con la distribución de la energía en el espectro dicha radiación resultó ser calórica y corresponder a la temperatura de ~ 3 K. A esta temperatura el máximo de radiación corresponde al intervalo del espectro de casi 1 mm. Actualmente no se conocen en el Universo objetos que pudieran dar una radiación en el diapasón milimétrico del espectro poseedora de un grado tan elevado de isotropía y de un espectro de Planck. Por esta razón, la radiación con temperatura de 3 K fue identificada con la radiación del Universo, que se conserva desde aquellos tiempos cuando la densidad de la sustancia era muy grande y el medio muy opaco. Con el tiempo, como resultado de la expansión, la sustancia se enfrió, pasó de la fase ionizada a la neutral, se hizo transparente. No estando más absorbida por el medio, la radiación parece ser que se "desprendió" de la sustancia y que se conservó hasta nuestro tiempo.

El cálculo muestra que la transparencia de la sustancia debería comenzar con una densidad del orden 10^{-20} g/cm^3 (la concentración media de los

átomos es del orden 10^4 cm^{-3}), es decir, cuando la densidad superaba la densidad actual en un millón de veces. Puesto que la densidad cambia de manera inversamente proporcional al cubo de la distancia, entonces, suponiendo una expansión del Universo igual que la actual, obtendremos que en la época de la opacidad todas las distancias en el Universo eran aproximadamente 1000 veces menores. En este mismo número de veces era también menor la longitud de onda. Por esto los cuantos que ahora tienen una longitud de onda de 1 mm antes tenían una longitud de 1 μm, lo que corresponde al máximo de radiación según la ley de Planck a la temperatura de 3000–4000 K.

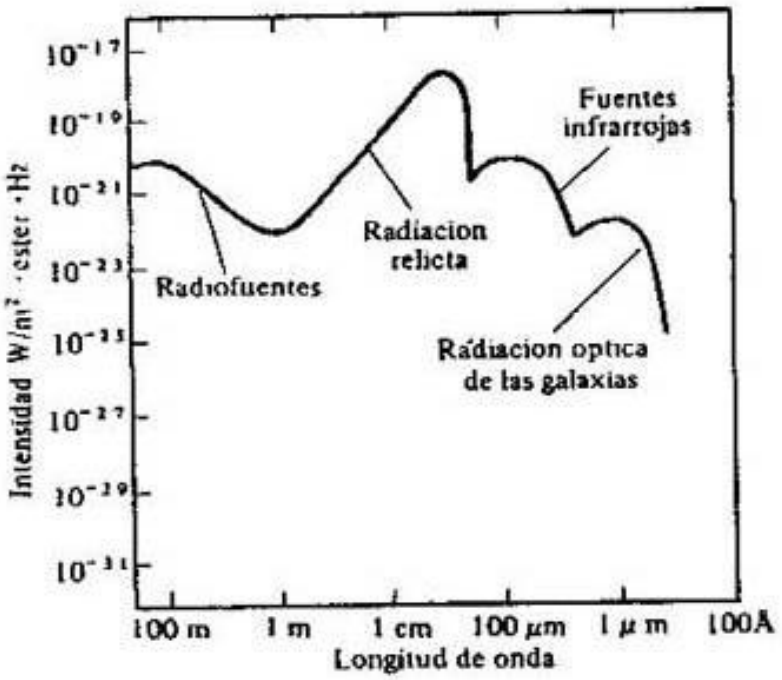


Fig. 249. Espectro de la radiación de fondo.

Así pues, la existencia de la radiación relíctica indica no sólo una gran densidad del Universo en el pasado, sino también su elevada temperatura (modelo del Universo "caliente").

Respecto a si el Universo estuvo en estados más densos, acompañados de temperaturas considerablemente mayores, en un principio, se podría juzgar basándose en el estudio análogo de los neutrinos relícticos. Para éstos, la opacidad del Universo tuvo que tener lugar cuando la densidad $\rho \gtrsim 10^7$ g/cm^3, lo que solamente pudo ocurrir en fases muy tempranas de la expansión del Universo. Cuando la densidad alcanzó un valor menor que éste, con el neutrino sucedió lo mismo que más tarde con la radiación relíctica: cesaron de interaccionar con la sustancia restante, como si se "desprendieran" de ella y, en lo sucesivo, sufrieron sólo un desplazamiento cosmológico hacia el rojo, determinado por la expansión. Desgraciadamente, es poco probable que pronto se pueda realizar el registro de semejantes neutrinos, que actualmente deben poseer una energía de sólo algunas diezmilésimas partes de electronvoltio.

De esta forma, hace más de 10 mil millones de años el Universo se encontraba en estado muy denso y caliente. En principio, extrapolando la ley del cambio de la densidad y temperatura hacia atrás en el tiempo, se puede indicar el momento cuando el Universo comenzó a extenderse desde cierto estado especial superdenso, denominado *singularidad*. El comienzo de esta expansión, convencionalmente, se denomina *la Gran Explosión*. Formalmente la presión y la densidad en este momento tienden a infinito. Ello significa que el estado de la sustancia cerca de la singularidad debe describirse por ciertas leyes todavía desconocidas en la física. Incluso la teoría relativista einsteniana de la gravitación, para valores de la densidad que superan 10^{93} g/cm^3, resulta ser inaplicable, ya que no tiene en cuenta los efectos de los cuantos. Al parecer, en esta época, denominada *época de Planck*, deben surgir los cuantos del campo de gravitación: *los gravitones*.

Sin embargo, después de transcurridos aproximadamente 10^{-44} segundos después del "comienzo" de la expansión, la TGR se hace aplicable. Examinemos suscintamente aquellas deducciones, muy preliminares y todavía no comprobadas en su totalidad, que resultan del modelo de Universo caliente en expansión, homogéneo e isotropo, y que se refieren a las etapas más tempranas de la evolución de nuestro mundo (tabla 16).

Aunque el estado superdenso del Universo debió durar relativamente poco tiempo, al parecer, desempeñó un importantísimo papel en el desarrollo ulterior de éste. Lo principal es que, con enormes valores de la temperatura y de la densidad de la sustancia, comenzaron procesos intensos de conversión mutua de las partículas y de los cuantos de radiación. Al principio se engendraban en cantidades iguales las partículas y las antipartículas correspondientes. Este proceso es análogo a la bien conocida creación del par electrón-positrón durante la colisión de dos potentes cuantos gamma:

$$\gamma + \gamma \rightleftarrows e^+ + e^-.$$

En esta reacción la flecha dirigida hacia la izquierda representa el proceso inverso de aniquilación del positrón y del electrón, acompañado del surgimiento de dos cuantos γ. En las condiciones de equiponderación los procesos directos e inversos transcurren siempre en cantidades iguales.

Para el surgimiento de partículas con masa en reposo m se requiere una energía de los cuantos no menor de mc^2, y así es que para el par electrón-positrón se necesita por lo menos una energía de 1000 keV, o una temperatura $T > 10^{10}$ K. Cuanto mayor es la temperatura y, en consecuencia, la energía de los cuantos, tanto mayor es la masa de las partículas que pueden surgir como resultado de las interacciones. En las etapas muy tempranas de la evolución del Universo pudieron surgir partículas hipotéticas de vida muy corta y muy macizas. Con la caída de la temperatura y de la densidad comenzaron a surgir partículas menos macizas, mientras que las partículas más macizas parecían "extinguirse" a cuenta de la aniquilación o desintegración.

Tabla 16

Principales etapas de la evolución del Universo

Eras	Tiempo desde el "comienzo" en segundos	Etapas de la evolución	Temperatura, K	Densidad, g/cm³
De Planck		Nacimiento de los gravitones relictos	?	?
De los adriones	10^{-43}	Límite de la aplicación de la teoría relativista de la gravitación	10^{32}	10^{94}
	10^{-35}	Surgimiento de la asimetría de la carga	10^{28}	10^{78}
	10^{-5}	Aniquilación de los nucleones y de los antinucleones	$3 \cdot 10^{12}$	10^{16}
De los leptones	10^{-4}	Límite de aplicación de las leyes de física comprobadas experimentalmente	10^{12}	10^{14}
	10^{-3}	Aniquilación de los mesones	$3 \cdot 10^{11}$	10^{12}
	0,2	Formación de los neutrinos relícticos	$2 \cdot 10^{10}$	10^{7}
De la radiación	10	Aniquilación de los electrones y de los positrones	10^{10}	10^{4}
	10^{2}	Formación del helio primario	10^{9}	10^{2}
De la sustancia	10^{6} años	Separación de la radiación relíctica	$4 \cdot 10^{3}$	10^{-21}
	10^{9} años	Comienzo del surgimiento de las estrellas y de las galaxias	30	10^{-27}
	$(1 \div 2) \times \times 10^{10}$ años	Epoca contemporánea	2,7	10^{-29}–-10^{-30}

Es importante que la "extinción" de las partículas y de las antipartículas correspondientes no fue del todo igual, siendo así que, prácticamente, las antipartículas desaparecieron por completo, mientras que una parte insignificante excesiva de protones y neutrones (es decir, de nucleones) se conservó. Como resultado, el mundo que observamos resultó estar compuesto de materia, y no de antimateria, aunque en principio no se excluye que en alguna parte del Universo puedan haber regiones de antimateria. En cualquier caso, el mundo no resultaría estar privado en absoluto de materia si no existiera una asimetría casi imperceptible de las propiedades de las partículas y de las antipartículas.

Con la formación de los nucleones acaba la denominada *era de los adriones* de la evolución del Universo (los adriones son partículas sometidas a fuertes interacciones: protones, neutrones, mesones y otros). Después de la

era de los adriones comienza *la era de los leptones*, cuando el medio está compuesto fundamentalmente de muones, neutrinos y antineutrinos, positrones y electrones. Los nucleones son relativamente raros. A medida de la expansión ulterior del Universo tiene lugar la aniquilación de los muones, y asimismo de los electrones y positrones. Después se interrumpe la interacción del neutrino con la sustancia, y en el instante equivalente a 0,2 segundos después de la singularidad, como ya se señaló, tiene lugar la "separación del neutrino. Actualmente las energías térmicas de estos neutrinos relícticos disminuyeron y comenzaron a corresponder a la temperatura de unos 2 K.

Aproximadamente al cabo de 10 segundos después de la singularidad la temperatura alcanza el valor de 10^{10} K y comienza la *era de la radiación*. En esta etapa, por su cantidad, predominan los fotones, que todavía interaccionan fuertemente con la sustancia, y asimismo los neutrinos, que ya se "desprendieron" de ella. Transcurridos 100 segundos después de la Gran Explosión comienzan los primeros procesos de la nucleosíntesis. Es particularmente importante que cierta parte de los protones consiguen unirse con los neutrones y formar los núcleos de helio. A éstos pasaron cerca del 10% del número total de protones. La era de la radiación concluye con el paso del plasma del estado ionizado al estado neutro, con la disminución de la opacidad de la sustancia y con el "desprendimiento" de la radiación. Transcurridos un millón de años después del comienzo de la expansión comienza *la era de la sustancia*, (de la materia) cuando del plasma caliente de hidrógeno-helio con mezcla insignificante de otros núcleos comienza a desarrollarse toda la diversidad de nuestro mundo.

Al examinar estas etapas de la expansión del Universo surge una pregunta importante respecto a las causas del origen de las heterogeneidades, de las que ulteriormente surgieron todas las formaciones estructurales del Universo (galaxias, conglomerados de galaxias, etc.). Se supone que estas heterogeneidades se engendraron en forma de fluctuaciones insignificantes, y que después se acrecentaron en la época cuando el gas ionizado comenzó a transformarse en el Universo en gas neutro, es decir, cuando la radiación se "desprendió" de la sustancia y se hizo relíctica. Semejante acrecentamiento puede conducir al surgimiento de fluctuaciones considerables, de las que posteriormente comenzaron a formarse las galaxias.

Al formarse las estructuras más grandes del Universo los neutrinos pudieron desempeñar un papel importante, si es que en realidad su masa de reposo es distinta de cero. Mientras que éstos se movían a una velocidad casi igual a la de la luz todas sus fluctuaciones se desvanecían rápidamente. Sin embargo, transcurridas algunas centenas de años después del comienzo de la expansión, la velocidad de los neutrinos, poseedores de masa, pasa a ser bastante menor que la de la luz. Por esto, a partir de cierto momento, las condensaciones grandes de neutrinos ya no se desvanecen y dan comienzo a formaciones estructurales del Universo como son los conglomerados y superconglomerados de galaxias. Con esto, las propias galaxias se forman de sustancia normal, y los neutrinos, en caso de que posean una masa

considerable, pasa a desempeñar el papel de centros de atracción para las condensaciones gigantes de masas, siendo de este modo una fuente de la masa latente de los conglomerados de galaxias.

Ahora los problemas de la cosmología se estudian intensamente, a pesar de las enormes dificultades relacionadas con la solución de cuestiones, al parecer, incluso muy simples. Por esto, hasta ahora poco se sabe. Sin embargo, aquello que ya se conoce, ilustra con evidencia que, en un principio, la cosmología permite obtener una noción respecto a las regularidades más generales de la estructura y desarrollo del Universo. Es fácil comprender el enorme valor que tiene esta parte de la astronomía para la formación de una correcta concepción materialista del mundo. Al estudiar las leyes del Universo, en general, conocemos más profundamente las propiedades de la material, del espacio y del tiempo. Algunas de ellas, por ejemplo las propiedades del espacio físico real y del tiempo en escalas grandes, se pueden estudiar solamente en los límites de la cosmología. Por esto, sus resultados son de primordial importancia no sólo para la astronomía y la física, que obtienen la posibilidad de precisar sus leyes, sino que también para la filosofía, que reúne así un amplio material para la generalización de las regularidades del mundo material.

ANEXOS

1. *Elementos de las órbitas planetarias*

Planeta	Semieje mayor de la órbita		Período sidereo de rotación		Período sinódico de rotación, en días
	u.a.	10^6 km	en años trópicos	en días	
Mercurio	0,387099	57,91	0,24085	87,969	115,88
Venus	0,723332	108,21	0,61521	224,700	583,92
Tierra	1,000000	149,60	1,00004	365,256	
Marte	1,52369	227,94	1,88089	686,980	779,94
Júpiter	5,2028	778,34	11,86223	4332,587	398,88
Saturno	9,539	1427,2	29,45772	10759,21	378,09
Urano	19,18	2869,3	84,013	30685	369,66
Neptuno	30,06	4498,5	164,79	60188	367,49
Plutón	39,5	5900	248,4	90700	366,74

Planeta	Movimiento diario medio	Excentricidad de la órbita[1]	Inclinación respecto a la eclíptica[1]	Longitud[1]	
				del nodo ascendente	del perihelio
Mercurio	14 732",4197	0,206625	7° 0' 13",8	47° 44' 16"	76° 40' 32"
Venus	5 767,6698	0,006793	3 23 39,3	76 14 11	130 51 20
Tierra	3 548,1928	0,016729			102 04 41
Marte	1 886,5183	0,093357	1 51 00,0	49 10 25	335 58 19
Júpiter	299,1283	0,048417	1 18 21,2	99 56 55	13 31 33
Saturno	120,4547	0,055720	2 29 26,1	113 13 37	92 04 39
Urano	42,231	0,0471	0 46 22,0	73 43 36	169 51
Neptuno	21,534	0,0087	1 46 28,1	131 13 51	44 10
Plutón	14,29	0,249	17 08 24	109 38 02	223 30

[1] En la época de 1950,0

2. *Características físicas de los planetas*

laneta	Radio ecuatorial, en		Compresión en los polos	Masa, en		Densidad, g/cm³	Aceleración gravitacional en el ecuador, cm/s²	Velocidad parabólica, km/s	Periodo de rotación sidérico ecuatorial	Inclinación del ecuador respecto al plano de la órbita	Albedo esférico visual	Magnitud estelar visual***
	km	radios de la Tierra		masas de la Tierra	10^{27} g							
Mercurio	2439	0,382	0,0	0,055	0,330	5,5	372	4,3	58^d65	7°	0,06	$-0^m,2$
Venus	6051	0,950	0,0	0,816	4,87	5,2	887	10,4	243^{d}**	2°,6	0,75	− 4,1
Tierra	6378	1,000	0,0034	1,000	5,98	5,5	981	11,2	$23^h56^m4^s,1$	23°26′	0,36	
Marte	3394	0,531	0,0052	0,107	0,64	3,9	376	5,0	$24^h37^m22^s,6$	24°56′	0,16	− 1,9
Júpiter	71400	11,2	0,062	318	1900	1,3	2500	61	$9^h50^m,5$	3°07′	0,73	− 2,4
Saturno	60240	9,5	0,103	95,1	568	0,7	1100	36	10^h14^m	26°45′	0,76	+ 0,8
Urano	24300	3,9	0,06	14,6	87	1,6	950	22	10^h49^m**	82°	0,93	+ 5,8
Neptuno	25050	4,0	0,02	17,2	103	1,7	1150	24	$15^h,8 \pm 1^h$	29°	0,84	+ 7,6
Plutón	1500*	0,45	—	0,002*	0,012*	—	—	—	$6^d,4$	—	> 0,14	+ 14,7

* Datos inseguros
** Rotación inversa
*** Mercurio y Venus están en la cuadratura, los planetas restantes en oposición media

3. *Satélites de los planetas*

Planeta	Satélite	Distancia media desde el centro del planeta, 10^3 km	Periodo sidéreo de rotación, en días	Inclinación de la órbita	Excentricidad de la órbita	Radio del satélite, km	Masa (masa del planeta); (masa del satélite)	Masa 10^{24} g	Magnitud estelar visual en la oposición media
Tierra	Luna	384,4	27,321661	5°,1E	0,0549	1 738	81,3	73,4	$-12^m,7$
Marte	1. Fobos	9,4	0,318910	1,8P	0,019	14			+ 11,5
	2. Deimos	43,5	1,262441	1,4P	0,003	8			12,5
Júpiter	1. Io	422	1,769138	0P	Pequeña	1 820	24 000	79	5,5
	2. Europa	671	3,551181	0P	y	1 565	39 800	47,8	5,7
	3. Ganimedes	1 070	7,154553	0P	variable	2 635	12 400	153	5,1
	4. Calisto	1 880	18,689018	0P		2 420	21 000	90	6,3
	5. Amaltea	181	0,498179	0P	0,003	80			13,7
	6. Himalia	11 470	251	28,5B	0,155	60			13,7
	7. Elara	11 740	260	28,0B	0,207	20			16,2
	8. Pasife	23 300	735	R33B	0,38	20			16,2
	9. Sinope	23 700	758	R24B	0,25	11			17,7
	10. Lisitea	11 710	260	28,3B	0,140	10			17,7
	11. Carmé	22 500	696	R16,6B	0,207	12			17,5
	12. Ananke	21 000	625	R	0,13	10			18,1
	13. Leda	11 110	240		?	?			20
	14. Adrastea	134	0,3						
	15. 1979J2	222	0,67						
Saturno	1. Mimas	185,7	0,942422	1,5P	0,0196	196	12 620 000	0,045	12,1
	2. Encélado	238,2	1,370218	0,0P	0,045	250	6 760 000	0,084	11,7
	3. Tetis	294,8	1,887802	1,1P	0,0000	530	750 000	0,76	+ 10,6
	4. Dione	377,7	2,736916	0,0P	0,0021	560	541 000	1,05	+ 10,7
	5. Rea	527,5	4,517503	0,3P	0,0009	765	227 000	2,5	10.0

	6. Titán	1 223	15,94552	0,3P	0,0289	2570	4 200	135	8,3
	7. Hiperión	1 484	21,276665	0,06P	0,110	150			
	8. Yapeto	3 563	79,33082	14,7P	0,029	730	300 000	1,9	11
	9. Febe	12 950	550,45	R30P	0,166	110			14,5
	10. 1980S1	151,45	0,6949			100			
	11. 1980S3	151,4	0,6946			60			
	12. 1980S6	377,4	2,734			35			
	13. 1980S13	294	1,89	0P		15			
	14. 1980S25	294	1,89	0P		12			
	15. 1980S26	142,7	0,6356			45			
	16. 1980S27	139,4	0,6137			50			
	17. 1980S28	138,2	0,6058			15			
Urano	1. Ariel	191,8	2,52038	0P	0,007	300			
	2. Umbriel	267,3	4,14418	0P	0,008	200			
	3. Titania	438,7	8,70588	0P	0,023	500			
	4. Oberón	586,4	13,46326	0P	0,010	400			
	5. Miranda	130,1	1,414						17
Neptuno	1. Tritón	353,6	5,87683	R20P	0,000	2000	700	150	13,6
	2. Nereida	6000?	500		0,7	150	3 000 000	0,05	+ 19,5
Plutón	1. Jarón	17	6,4	55					+ 17

E – hacia el plano de la ecliptica, P – hacia el plano del ecuador del planeta,
B – hacia el plano de la órbita del planeta, R – rotación inversa respecto al plano ecuatorial del planeta (los satélites de Urano tienen movimiento retrógrado respecto al plano de la ecliptica).

4. *Conversión de las unidades CGS en SI*

En la literatura astronómica se permite aplicar el sistema CGS, en el que las unidades fundamentales son: el centímetro, el gramo y el segundo. Por esto, a continuación, se expone la tabla para la conversión de las unidades CGS que se encuentran en este libro en unidades del sistema SI, admitido universalmente, y en el que las unidades fundamentales son: el kilogramo, el metro, el segundo, el amperio, el Kelvin y la candela.

1 cm = 10^{-2} m

1 g = 10^{-3} kg

1 din/cm^2 = 0,1 newton/m^2

1 ergio = 10^{-7} W

1 caloría = 4,1868 J

1 Gs = 10^{-4} T

1 Oe = 10^3 A/m

1 grado = 1 K

BIBLIOGRAFÍA

Libros de problemas generales.

Струве О., Линдс Б., Пилланс Э. Элементарная астрономия.–М.: Наука, 1964.
(Struve O., Linds B., Pillans E. Astronomía elemental.)

Дагаев М. М. Лабораторный практикум по курсу общей астрономии.–М.: Высшая школа, 1972.
(Dagaev M. M. Trabajos prácticos de laboratorio para el curso de astronomía general.)

Воронцов–Вельяминов Б. А. Сборник задач и практических упражнений по астрономии.–7-е изд.–М.: Наука, 1974.
(Vorontsov–Veliaminov B. A. Compendio de problemas y ejercicios prácticos de astronomía.)

Климишин И. А. Астрономия наших дней.–2-е изд.–М.: Наука, 1980.
(Climishin I. A. La astronomía de nuestros días.)

Миннарт М. Практическая астрономия.–М.: Мир, 1971
(Minnaert M. Astronomía práctica.)

Астрономический календарь. Постоянная часть.–7-е изд.–М.: Наука, 1981.
(Calendario astronómico. Parte perpetua.)

Астрономический календарь: Переменная часть.–М.: Наука.–издается ежегодно.
(Calendario astronómico. Parte variable.)

Para los capítulos I y III.

Климишин И. А. Календарь и хронология.–М.: Наука, 1981.
(Climishin I. A. El calendario y la cronología.)

Куликов К. А. Курс сферической астрономии.–3-е изд.–М.: Наука, 1974.
(Kulikov K. A. Curso de astronomía esférica.)

Para el capítulo II.

Рябов Ю. А. Движения небесных тел.–3-е изд.–М.: Наука, 1977.
(Riabov Y. A. Movimientos de los cuerpos celestes.)

Para el capítulo III.

Каплан С. А. Элементарная радиоастрономия.–М.: Наука, 1966.
(Kaplán S. A. Radioastronomía elemental.)

Мельников О. А., Слюсарев Г. Г., Марков А. В., Купревич Н. Ф. Современный телескоп.–М.: Наука, 1968.
(Melnikov O. A., Sliusarev G. G., Markov A. V., Kuprievich N. F. El telescopio moderno.)

Михельсон Н. Н. Оптические телескопы: Теория и конструкция.–М.: Наука, 1976.
(Mijelsón N. N. Telescopios ópticos. Teoría y estructura.)

Щеглов П. В. Проблемы оптической астрономии.–М.: Наука, 1980.
(Scheglóv P. V. Problemas de la astronomía óptica.)

Para el capítulo IX.

Пикельнер С. Б. Солнце.–М.: Физматгиз, 1961.
(Pikelner S. B. El Sol.)

Para el capítulo X.

Гуди Р. и Уокер Дж. Атмосферы.–М.: Мир, 1975.
(Hoodi R. y Woker J. Las atmósferas.)
Кузьмин А.Д. Планета Венера.–М.: Наука, 1981.
(Kuzmin A.D. El planeta Venus.)–Moscú. Editorial "Nauka", 1981.
Маров М.Я. Планеты Солнечной системы.–М.: Наука, 1981.
(Marov M.Y. Los planetas del Sistema Solar.)
Мартынов Д.Я. Планеты: Решенные и нерешенные проблемы.–М.: Наука, 1970.
(Martinov D.Y. Los planetas: Problemas resueltos y a resolver.)
Вуд Дж. Метеориты и происхождение Солнечной системы.–М.: Мир, 1971.
(Wood J. Los meteoritos y el origen del Sistema Solar.)
Куликов К.А., Сидоренков Н.С. Планета Земля.–М.: Наука, 1972.
(Kulikov K.A., Sidorenkov N.S. El planeta Tierra.)
Жарков В.Н. Внутреннее строение Земли, Луны и планет.–М.: Знание, 1973.
(Zharkóv V.N. Estructura interna de la Tierra, Luna y planetas.)
Куликов К.А., Гуревич В.Б. Новый облик старой Луны.–М.: Наука, 1974.
(Kulikov K.A., Gurievich V.B. El nuevo semblante de la vieja Luna.)

Para los capítulos XI, XII, XIII y XIV.

Агекян Т.А. Звезды, галактики, Металгалактика.–3-е изд.–М.: Наука, 1981.
(Aguekian T.A. Estrellas, galaxias, Metagalaxia.)
Каплан С.А. Физика звезд.–3-е изд.–М.: Наука, 1977.
(Kaplán S.A. Física de las estrellas.)
Каплан С.А., Пикельнер С.Б. Физика межзвездной среды.–М.: Наука, 1979.
(Kaplán S.A., Pikelner S.B. Física del medio interestelar.)
Шкловский И.С. Вселенная, жизнь, разум.–5-е изд.–М.: Наука, 1980.
(Shklovsky I.S. El Universo, la vida y la razón.)
Шкловский И.С. Звезды: их рождение, жизнь и смерть.–2-е изд.–М.: Наука, 1977.
(Shklovsky I.S. Las estrellas: su nacimiento, vida y muerte.)
Шкловский И.С. Проблемы современной астрофизики.–М.: Наука, 1982.
(Shklovsky I.S. Los problemas de la astrofísica moderna.)
Ефремов Ю.Н. В глубины Вселенной.–2-е изд.–М.: Наука, 1977.
(Efrémov Y.N. En las profundidades del Universo.)
Гинзбург В.Л. Как устроена Вселенная и как она развивается во времени.–М.: Знание, 1968.
(Guinsburg V.L. Como está organizado el Universo y como éste se desarrolla con el tiempo.)
Звезды и звездные системы./Под редакцией Д.Я. Мартынова.–М.: Наука, 1981.
(Estrellas y sistemas estelares. (Bajo la redacción de D.Y. Martinov).)
Холопов П.Н. Звездные скопления.–М.: Наука, 1981.
(Jolopov P.N. Cúmulos estelares.)
Шаров А.С. Туманность Андромеды.–М.: Наука, 1982.
(Sharóv A.S. La nebulosa de Andrómeda.)
Уикс Т.К. Астрофизика высоких энергий.–М.: Мир, 1972.
(Wieks T.K. Astrofísica de altas energías.)
Аллер Л. Атомы, звезды и туманности.–М.: Мир, 1976.
(Aller L. Atomos, estrellas y nebulosas).

INDICE ALFABÉTICO

Abertura relativa, 239
Aberración, 129, 131
– anual, 131
– diurna, 131
– extraaxial, 238
Absorción interestelar de la luz, 474
Acimut, 29
– astronómico, 29
– de un objeto terrestre, determinación, 164
– geodésico, 29
– de los puntos de salida y puesta de un astro, 35
Acreción, 355, 531
Acuario, 22
Acumulación, 532
Achatamiento del esferoide, 119
Adams, 106
Adaptación del ojo, 253, 254
Afelio, 82
Albatenio, 13
Albedo esférico, 335
Algol, 428
Almicantarat, 27
Altura del astro, 28
Ambartsumyán, V.A. 466
Amplitud de variabilidad
Anchura Doppler (semianchura) de la raya espectral, 228
Angulo de fase, 146
– de inclinación, 428
– de posición, 426
– de refracción, 65
Angulo horario, 30, 44, 63
– paraláctico, 62
Anomalía excéntrica, 85
– media, 85
– verdadera, 84
Antiápex, 466
Anticlaridad, 302
Año bisiesto, 54, 57
– civil, 54, 56
– común, 54
– dracónico, 156
– galáctico, 470
– luz, 19, 122
– nuevo, 56
– sidéreo o sideral, 79
– trópico, 43
Aparatos cósmicos, movimiento, 113
Apex, 466
– del movimiento del observador, 131
Apoastro, 426
Apogeo, 110
Ascensión recta, 30, 39, 41, 44
– cálculo, 62, 63
– métodos de determinación, 167, 168
Asociaciones de estrellas, 462
Astenosfera, 352
Asteroides, 19
Astros errantes, 23
– inocciduos, 33
– inortivos, 33
– ortivos, 33
– occiduos, 33
Astroblemas, 326
Astroespectroscopia, 198
Astrofísica, 11, 197
Astrofotografía, 198
Astrofotometría, 198

Astrógrafo, 172
Astrolabio prismático, 183–185
Astrometría, 11
– fotográfica, 171, 172
– fundamental, problemas, 165
– métodos nuevos, 192
Astronomía coheteril, 269
– de aeróstatos (o balones), 198
– esférica, 23–37
– estelar, 12
– extraatmosférica, 198
– extragaláctica, 500
– general, 12
– importancia ideológica, 14, 15
– importancia práctica, 14, 15
– teórica 37, 38
Auroras polares, 341
Autoabsorción, 218

Balanza, 20, 22
Banda pasante (del receptor), 202
Base, 118, 119
Bessel E., 129
Biósfera, 321
Biruni, 13
Bólidos, 15, 390
Bolómetro, 262
Bóveda celeste. (Véase Esfera celeste), 20, 26
Bradley E., 129
Brahe, Tycho, 81
Brillo, 203, 204
Buffon, 527
Bruno, Giordano, 80

Calendario, 54
– gregoriano, 55
– juliano, 54
– lunar, 54
– lunisolar, 54
– solar, 54
Calisto, 325
Cambio de estaciones, 12
Cantidad de movimiento (de un cuerpo), 86
Característica espectral, 253
Cassini J., 149
Catálogos de *Messier* y *NGC*, 173
– de posiciones (de estrellas), 172
– Tercero de Cambridge, 510
Cavidad interna de Rosse, 434
Cefeidas, 435
Cenit, 26
Ceres, 384
Ciclo del carbono, 286
– de *Metón*, 57
Cielo estrellado, 21
Cinturones de radiación, 340
Circos (en los planetas), 326
Círculo de altitud (vertical del astro), 27
– de latitud, 38
– de iguales latitudes (círculo de posición), 162
– horario (de declinación del astro), 28
– meridiano, 23
– polar, 23, 41
– vertical (de instrumento), 176
Clases espectrales y subclases, 397
Clasificación espectral, 396, 397
Comienzo del invierno, 40
– del otoño, 40
– de la primavera, 39
– del verano, 40
Cometas, 15
– cabeza, 388
– cola, 388
– coma, 388
– de corto periodo, 386
– estudio por fotografías, 256
– «familia de Júpiter», 386
– masa, 388
– movimiento, 128
– núcleo, 388
– periódicos, 386
– periodos de traslación, 386
Cometa Biela, 388, 391
– Halley, 386
Colimadores tubulares, 252
Colorimetría, 399
Complejos de gas y polvo, 476
Condritos, 394
Configuraciones de los planetas, 74
Conglomerados de galaxias, 17
Conjunción inferior, 72
– superior, 72
Constante de aberración, 131
– de *Boltzmann*, 207
– de *Gauss*, 87
– de *Hubble*, 501
– de *Planck*, 200
– de *Stefan-Boltzmann*, 216

- gravitacional (de la gravitación universal), 87
- solar, 279
- universal de los gases, 207
Constelaciones, 20–22
Contadores de *Geiger* y de centelleo, 263
Continuo de *Balmer*, 220
Convertidor electrónico óptico, 261
Coordenadas celestes, 28–31
- determinación con fotografías, 172
- paso de un sistema a otro, 63, 64
- segundo sistema ecuatorial, 30
- sistema horizontal, 28–31
- variación durante el movimiento diurno de la Tierra, 35
Coordenadas eclípticas, sistema, 37
Coordenadas ecuatoriales, 38, 39
- aparentes, medias y verdaderas, 172
- métodos de determinación, 166–168
Coordenadas geocéntricas, 66
- geográficas, 23
- topocéntricas, 66
Copérnico, N, 76
Coronógrafo obturador, 245
Corrección bolométrica, 404
- de reloj, determinación, 160
Corrientes meteóricas, 390
Corrimiento *Doppler*, 224–226
Cosmología, 11
- relativista, 538
Cráteres meteoríticos, 325
Cráter meteorítico de Arizona, 393
Crepúsculos astronómico y civil, su duración, 69, 70
Cronómetro, 187–190
Cuadratura, occidental y oriental, 74
Cuerpo negro, 215–217
Cuerpos celestes, 26
-- determinación de las distancias, 26, 27, 120, 121
--- de la composición química, 232, 233
- movimientos, 26
- origen y evolución, 516–520
- posición en el cielo, 26
Cuerpos meteoríticos, 392
Cuerpos meteóricos, movimiento, 129
Culminaciones inferior y seperior, 35–37
Cúmulos estelares dispersos, 462
-- globulares, 462
Curva del brillo, 428
- de las velocidades radiales, 432
- de visión, 253

Declinación, 30–32, 39–41
- cálculo, 65
- métodos de determinación, 166
Defecto de la masa, 287
Deferentes, 74
Deimos, 371
Densidad estelar, 458
- óptica, 212
- valor crítico, 538
Dependencia periodo–luminosidad, 438
Descartes, R. 527
Desigualdad lunar, 108
Desigualdades de los elementos, 97
Desplazamiento aberracional, 140
- *Doppler*, 506
- hacia el rojo, 501
Desviación de la plomada, 26
Días julianos (período juliano), 57
Día polar, duración, 41
Diagrama color-magnitud estelar aparente, 465
- espectro luminosidad (de Hertzsprung–Russell), 405
Diámetro angular, 126
Difracción, 245
Dione, 325, 380
Dionisio, 56
Disipación de las ondas, 296
Dispersión atómica, 278
Distancia angular, 84
- cenital, 28–31, 65–67
- en la astronomía, unidades, 122
- focal, 239
- polar, 30
División de *Cassini*, 380
Dreyer, 173

Eclipses, cantidad durante los saros, 156
- de Luna, 152, 153
-- cantidad en el año, 154
-- condiciones del comienzo, 153
- de Sol, 150–152
-- cantidad en el año, 153, 154
-- condiciones del comienzo, 151
-- fase del eclipse total, 151
-- zona de sombra, 152
Eclíptica, 37, 38

Ecuación del (de) centro (de la excentricidad), 48
-- balance térmico, 336
-- estado de un gas, 207
-- inclinación de la eclíptica, 48
-- tiempo, 47
Ecuador celeste, 27
- del Sol, 274
- galáctico, 460
- terrestre, 23
«Echelettes», 265
Efecto de *Cherenkov*, 263
-- invernáculo, 337
-- *Robertson-Poynting*
- *Doppler*, 224, 506
- fotoeléctrico (fotoefecto), 258
- *Zeeman*, 224
Efemérides, 11
- cálculo, 85
Einstein, 535
Eje de la eclíptica, 38
Eje del mundo (celeste), 27
- óptico, 174
Electrofotómetro, 260
Electrón-voltio, 198
Electrones relativistas, 448
Elementos químicos, difusión en el cosmos, 234
Elipse (órbita), 81
- paraláctica, 129
Elipsoide terrestre, 120
Elongación máxima, oriental y occidental, 72
Emisión electrónica secundaria, 259
Emulsión fotográfica, 254
-- curva característica, 256
Encorvamiento del espacio, 540
Energía de ionización, 217
-- las moléculas y partículas, 208
Engels F., 106
Ennegrecimiento del negativo, 256
Enrojecimiento interestelar de la luz, 473
Eones, 355, 356
Epiciclos, 74
Epoca de las observaciones, 172
Equilibrio isostático, 352
Equinoccio del catálogo, 172
- de primavera, día, 39
- punto, 39
Era, 56
Eras de la radiación, 544
--- sustancia, 549
-- los adriones, 549
-- los leptones, 549
-- Planck, 543
Eros (Erot), 125
Eratóstenes, 117
Erupción, 442
Escala de altitud, 284
-- la imagen, 239, 240
Escaligero, 57
Esfera celeste (Bóveda celeste), 26
Esferoide, 25
Espectro de absorción, continuo y lineal, 218
-- radiación electromagnética, 198
-- una estrella nova, 445
- fase nebular, 446
Espectros difusos de chispa, de orión, premáximo, principal, 446
- peculiares, 400
Espectrobolómetro, 279
Espectrógrafo, 263
Espectroheliógrafo, 267
Espectroheliograma, 267
Espectrómetro, 263
Espesor óptico, 211
Espículas, 298
Estaciones automáticas interplanetarias, 270–272
Estandartización (del negativo), 257
Estereocomparador, 256
Estilo antiguo, 54
Estilo nuevo, 55
Estratopausa o mesopico, 331
Estrellas, 17
- ángulos horarios de salida y puesta, 68
- atmósferas, 413, 420
- binarias o dobles (ópticas y físicas), 424
- calientes, 221
Estrellas «capullos», 485
- cefeidas, 435
- clases de luminosidad, 407
- clasificación de Harvard, 397
- colapso, 417
- condiciones físicas en las entrañas, 414, 415
- de la parte superior de la secuencia principal, 415

– de la secuencia principal, 406
– de referencia, 166
– de roentgen, 451
– densidad de la atmósfera, 420
– dependencia masa–luminosidad, 413
– dependencia radio–luminosidad, 413
– desplazamiento aberracional, 130
– determinación de las dimensiones, 410
–––– distancias, 457
– diagrama masa–luminosidad, 413
– distribución, 461
– dobles, elementos de la órbita, 426
–– espectrales, 424
–– visuales, 424
– enanas blancas, 408, 417
– enanas «negras», 524
– envolturas convectivas exteriores (zonas), 416
– escala de temperaturas efectivas, 409
– formación, 516–518
– gigantes rojas, 407, 416
– imágenes fotográficas, 254
– luminosidad 405, 406
– más cercana al Sol, 122
– masa, 411–413
Estrellas modelos, 415
– movimientos propios, 169–171
– movimientos respecto al Sol, 466–468
– neutrónicas, 418
– novas recurrentes, 444
– origen y evolución, 515–520
– paralajes, 457
– principales u horarias, 168
– radios, 414
– radio de *Alfven*, 452
– radio gravitacional de *Schwarzschild*, 418, 419
– rojas semirregulares variables, 440
– salida y puesta 21, 68
– subenanas, 416
– subgigantes, 408
– supergigantes, 399, 407
– supernovas, 434
– temperatura en las entrañas, 414
– tipo Be, 443
– variables a eclipse, 424, 428, 429
–––– período de variabilidad, 429
–– de largo período, 441
–– eruptivas, 434
–– físicas, 434
–– irregulares, 441
–– pulsátiles, 435
– velocidades espaciales, 466–468
– velocidades radiales y tangenciales 466, 467
– «volante» de Barnard, 170
– Polar, 22
Estrellas tipo Mira de Ballena, 441
–– *RR* de Lira, 441
–– *RV* de Tauro, 440
–– *RW* de Cochero, 442
–– *T* de Tauro, 442
–– *UV* de Ballena, 443
–– *W* de la Virgen, 436, 441
–– Wolf–Rayet, 434, 443
–– β de Cefeo (β del Can Mayor)
–– μ de Cefeo, 440
Estructura del Sistema Solar, 127
Europa, 325, 380
Excentricidad de la elipse, 82
– de la órbita, 84
Exceso de color, 473
Exceso esférico, 59
Expansión del Universo 501

Fases de la Luna, 146
Filtros de luz, 266
Flujo de radiación (flujo luminoso), 202, 203
Flujos corpusculares, 310
Fobos, 325, 371
Foucault, 135
Foco de *Cassegrain*, 240, 268
– de la órbita, 81
– de *Newton*, 240
Fórmula (ley) de *Planck*, 215
– de *Rayleigh–Jeans*, 216
– de *Wien*, 216
Fotocátodo, 258
Fotocélula, 258
Fotoexcitación (fotoionización), 218
Fotometría absoluta y relativa, 257
Fotomultiplicador, 259
Fotorresistencia, 262
Fridman A.A., 536
Fuentes de radiación, 450, 451
Fuerza de la gravedad y fuerza de atracción, 89, 90
– dependencia de la masa y de la forma, 88
– en la superficie de la Tierra, 89

Fuerza perturbadora, 98–101
Función de luminosidad, 460

Galaxia («nuestra Galaxia»), 17, 448, 455
– brazos (ramas espirales), 490
– campo magnético, 455
– centro, 460
– condensación central (núcleo), 461
– corona, 488
– cúmulos, 455
– diámetro, 461
– disco, 461, 490
– estructura, 460–463
–– general, 489–493
– radiación, 487, 488
–– gamma, 489
– región del centro, 490
– rotación, 468, 469
–– diferencial, 469, 470
– subsistemas (componentes), 462
Galaxias, 17
– actividad de los núcleos, 508, 509
– campos magnéticos, 505
Galaxias componentes esferoidal y plana, 498
– conglomerados, 17
– de acción recíproca, 499
– de Seifert, 509
– determinación de las distancias, 500
– diámetro según Holmberg, 505
– dimensiones lineales, 505
– distancias relativas, 501
– distribución espacial, 510
– edad, 539
– elípticas, 494
– espirales, 494
– evolución, 525
– irregulares, 499
– lenticulares, 494
– luminosidad, 505
– masas, 506, 507
– núcleos, 500
– rotación, 506
Galileo Galilei, 80, 86
Galle, 106
Gamma – astronomía, 14
Ganimedes, 325
Gas degenerado, 209
– interestelar, 477, 478
Gauss, 87
Geoide, 119, 120
Glóbulos de materia difusa, 476, 517
Gran Explosión, 543
Granulación y gránulos, 293
Gravitación, su naturaleza, 91
Gravitones, 542
Gregorio XIII, 55
Grupo Local, 512
Guía, 242

Hall, A.,
Halley, E.,
Helióstato, 244
Hemisferios de la esfera celeste, 28
––– Tierra, 24
Henderson, T., 129
Herschel, W., 106
Hertzsprung, 405
Heterosfera, 328
Hidalgo, 128
Hidrógeno, difusión, en la naturaleza, 234
– neutro, 482
–– distribución en la Galaxia, 482
Hidrosfera, 321
Hiparco de Nicea, 13
Hipótesis cosmogónicas (de *Kant*, *Laplace* y *Jeans*), 528
Hora aplicada, 104
– exacta, determinación, 158
Horizonte de visibilidad en el Universo, 534
– matemático (verdadero), 27, 28
– visible, 27
Huecos negros, 91, 419
Huso horario, 52
Huygens, 86, 380

Icaro, 127
Iluminación, 201–206
Inclinación del plano de la órbita, 83
Indice de color, 401
Inestabilidad rotacional, 528
Instrumento de pasaje, 181

Intensidad, 203
Interacción de los cuerpos, 91, 92
Interferómetro estelar, 410
Io, 325, 378

Ionización, 217
Isotov, A. 119

Japeto, 380
Jarón, 378
Jeans, 529
Jolli, 107
Julio César, 54
Juno, 384
Júpiter, 23, 371–376
– aceleración gravitacional, 372
– achatamiento, 372
– anillos, 383
– atmósfera, 332
– campo magnético y magnetosfera, 342
– capa de nubes, 334
– ciclones en la atmósfera, 373
– cinturones de radiación, 375
– composición química, 323
– densidad media, 372
– diámetro angular, 372
– fajas (bandas), 372
Júpiter, flujo de calor interno, 374
– forma, 127
– magnitud estelar, 206
– Mancha Roja Grande, 333
– movimientos convectivos, 373
– movimiento retrógrado, 74
– período de rotación, 375
– radiación 336, 375
–– de frenado magnético, 375
–– esporádica 375, 376
–– sincrotrónica, 375
– radioemisión, 375
– radiolocalización, 121
– radios ecuatorial y polar, 371, 372
– satélites, 376
– temperatura efectiva, 373
– zonas, 372

Kant, 529
Kepler, J. 13, 81, 86
– leyes, 106
Krasovski, F., 119

Lagrange, 105, 434
Lagunas (huecos) coronarios, 314
Latitud astronómica, 25
– eclíptica, 38
– geocéntrica, 25
– geodésica, 26
– geográfica, 25
–– determinación 64, 160
–– oscilación, 141
Latitud heliográfica, 274
– norte y sur, 24
Ley de *Cassini*, 149
–de *Coulomb*, 92
– de *Einstein*, 258
– de *Hubble*, 501
– de *Kirchoff*, 216
– de *Maxwell*, de la distribución, 209
– de *Newton*, 92
––– del movimiento de los cuerpos, 77
– de *Spoerer*, 316
– de *Stefan–Boltzmann*, 216
– de *Wien* (de desplazamiento), 216
Leyes de *Kepler*, 81, 94–97, 110
Le Verrier, 106
Libraciones, 149
– (balanceos) de la Luna, 149
Lilio, A., 55
Limbo, 175
Límite rojo del efecto fotoeléctrico, 258
Línea de aplomo (vertical), 24, 27
–– ápsides, 82
–– fecha, 58
– meridiana, 28
– visual (o de mira), 174
Líneas de posición (o de *Sumner*), 164
Localización láser de los SAT y de la Luna, 195
Lomonosov, M. V., 345
Longitud eclíptica, 38
– geográfica, 24
–– determinación, 158–163
Longitud del nodo ascendente, 84
– del periastro, 426
– del perihelio, 84
Lugar geográfico, 162
Luminiscencia del cielo nocturno, 354
Luminosidad de una fuente, 202
Luna, 16, 23, 74, 77, 99
– aceleración de la fuerza de la gravedad en la superficie, 357
– ángulos horarios de los puntos de salida y puesta, 68
– «artificial», 245

- campo magnético, 340
- composición química, 321
- condiciones de visibilidad, 145
- conductibilidad térmica, 363
- continentes, 360
- cráteres, 360
- densidad media, 357
- desplazamiento por las constelaciones, 21, 22
- distancia cenital en los momentos de salida y puesta, 65
-- de la Tierra en el apogeo y perigeo, 144
-- media de la Tierra, 357
- eslipses. Vèan eclipses de Luna, 152
- fases, 145
-- del eclipse total, 153
- forma, 144
- fuerza que perturba su movimiento, 99
- inclinación del eje de rotación, 149
- libración, 149
- longitud de la sombra, 152
- llena, 146
- mares, 357
Luna
- masa, 107, 357
- montañas, 360
- movimiento alrededor de la Tierra, 144, 147
-- aparente, 145
-- de los nodos de la órbita, 145
- nodos de la órbita, 144, 145
- núcleo, 364
- nueva, 146, 147
- órbita, inclinación respecto al plano de la eclíptica, 144
-- semieje mayor, 144
- perigeo de revolución, 147
-- alrededor de la Tierra, 89
- radio, 357
-- angular, 68
- refracción de los bordes del disco, 65, 66
- regiones montañosas, 360
- rotación, 145, 357
- salida y puesta, 36, 67
- suelo, 364
- superficie, 363
- temperatura de la superficie
- thalassoeides, 360
- velocidad parabólica en la superficie, 357
Lunojod, 363
«Lunomotos», 364
Luz zodiacal, 301
Lyot, 245
Lluvia de estrellas, 391

Magallanes, 58
Magnitud estelar
- absoluta, 403
- bolométrica, 206
- fotográfica, 400
- fotovisual, 400
- mediciones, 260
- visual, 400
Marcha de reloj, 159
Mareas de flujo y reflujo, 101
Marte, 14, 19, 23, 74, 108
- aceleración de la gravedad en la
- superficie, 365
- atmósfera, 368
- cambios estacionales, 365, 366
- campo magnético y magnetosfera, 341
- carácter de la superficie, 366, 367
- casquetes polares, 365
- composición química, 323
- continentes, 365
- criósfera, 321
- diámetro angular, 365
- dunas, 369
- duración del año, 365
- efecto de invernáculo, 337
- estaciones del año, 367, 368
- Grandes Oposiciones, 124
- inclinación del ecuador respecto al plano de la órbita, 365
- magnitud estelar, 206
- mares, 365
- masa, 365
- período de rotación, 365
- presión atmosférica, 370
- radio ecuatorial, 365
- radiolocalización, 121
- regiones obscuras, 365
- satélites, 371
- suelo, 367
- temperatura de la superficie, 367
- tempestades de polvo, 333
- vientos y tormentas, 371
- volcanes, 366

Masa de aire, 279
Masas de los cuerpos celestes, determinación, 106
Máseres cósmicos, 484
Maxwell, 91
Mecánica celeste, 11
– leyes fundamentales, 86
Medianoche media, 46
– verdadera, 45
Medida de emisión, 478
Mediodia, 47
Medio interestelar, 503
Mendeleev, D.I. 220
Mercurio, 19, 23, 74, 108
– aceleración de la fuerza de la gravedad en la superficie, 342
– atmósfera, 344
– campo magnético y magnetosfera, 339, 341, 344, 345
– densidad media, 342
– determinación de la masa, 108
– distancia del Sol, 122
– magnitud estelar, 206
– movimiento retrógrado, 72, 73
– periodo de traslación alrededor del Sol, 343
– radio, 342
– radiolocalización, 121
– rotación, 343
– superficie, 343
– temperatura, 343
Meridiano básico (fundamental), 53
– celeste, 27
– de origen (primero, de Greenwich), 24
– geográfico, 24
Mes anomalístico, 148
– dracónico, 148
– sidéreo o estelar, 147, 148
– sinódico, 147
– trópico, 148
Messier, 173
Metagalaxia, 16, 534
Meteoritos, 15, 391
– diferenciados, 394
Meteoros, 15, 389, 390
Métodos fotográficos de observación, 171
Microfotómetro, 257
Microscopio de parpadeo, 256
Mimas, 325, 380
Módulo de distancia, 403
Moléculas interestelares, 483
Momento angular específico, 528
– de paso del satélite de una estrella por el periastro, 426
––– por el perihelio, 84
Montura del telescopio, 236–240
Movimiento de precesión, 137
– diario de la bóveda celeste, 21, 22
– directo, 23
– irregular, 82
– no perturbado, 97, 98
– perturbado, 97, 98
– retrógrado, 23
Movimientos propios, estudio por fotografías, 336

Nadir, 26
Nebulosa «Cabeza de Caballo», 470
– de Andrómeda (característica) 444, 457, 495
– del Cangrejo, 448
– «Saco de Carbón», 470
Nebulosas brillantes, 455
– de forma de cometa, 516
– de gases, 445
– difusa de gas y polvo, 455
– extragalácticas, 457
– gaseosas, 20
– luminosas reflexivas, 476
– oscuras de polvo, 455
– planetarias, 422
– protoplanetarias, 531
Neptuno, 14, 19, 23, 74, 106
– composición química, 323
– densidad media, 378
– descubrimiento, 106
– diámetro angular, 377
– masa, 377
– movimiento retrógrado, 74
Neptuno periodo de rotación, 377
– periodo de rotación, 377
––– traslación, 377
– semieje mayor de la órbita, 377
– radio lineal, 377
– satélites, 377
Neutrinos, 287
Neutrino – astronomia, 14, 198
Newton, I., 13, 81, 87–89
Nivel crítico, 330
Niveles energéticos (del átomo), 217
Noche blanca, 69

- duración, 41, 42
- polar, duración, 41
Nodos boreal o ascendente y austral o descendente, 83
Nonio, 176
Nubes de Magallanes (Mayor y Menor), 437, 494, 512
- moleculares, 483
- negras, 483
Núcleos de los planetas, 321
Nuestra Galaxia, 512
Números relativos de *Wolf*, 315
Nutación del eje terrestre, 137

Objetivo, 174, 237
- acromático, 237
Objetos relativistas, 419
Observación del cielo, 175–185
Ocular, 174, 236
Ocultación de los astros por la Luna, 153
Oficina Internacional del Tiempo, 143
Olbers, H., 534
Ondas electromagnéticas, 200
- radioeléctricas, 200
Oposición, 73
Orbitas de los planetas, 76, 77

Palas, 384
Paradojas, fotométrica y gravitacional, 534
Paralaje anual, 120–124
- de grupo, 458
- diurna, 66, 122, 123
- espectral, 408
- horizontal, 66, 123, 124
-- ecuatorial, 67
- media, 458
- relativa, 172
- trigonométrica, 124
Paralelo celeste o diurno del astro, 27
Paralelos geográficos, 24
Parpadeo atmosférico, 245
Parsec, 19, 122
Péndulo de *Foucault*, 134
Perfil de la raya espectral, 227
- *Doppler* de una raya espectral, 227
Periastro, 426
Perigeo, 110
Perihelio, 82
Periodo de *Chandler*, 141
- juliano (días julianos), 57
- sidéreo de rotación, 79
- sinódico de rotación, 79
Perturbaciones (desigualdades de los elementos), 97
- periódicas, 97
- seculares, 97
Piazzi, 383
Pirheliómetro, 279
Planetas, 16, 23, 317
- ángulos horarios de la salida y puesta, 67
- atmósferas, 328
- campos magnéticos, 321
- características físicas, 548, 548
- clima, 334
- configuraciones, 72–75, 78
- del grupo terrestre, formación, 531
- determinación de las órbitas, 84
- distancias del Sol, 87, 385
- envolturas, 321
- espectro de radiación, 335
- excentricidad de la órbita, 82
- flujos térmicos de las entrañas, 318, 319
- formas del relieve, 324
- fuentes de energía en las entrañas, 323
- gigantes, 319
- grandes (gigantes, rotación y movimiento alrededor del Sol, 127)
- inferiores (o interiores), 72
- movimiento directo, 23
-- retrógrado, 23, 73
-- verdadero, 77
-- visible, 21
- origen, 528, 529
- pequeños (véan Asteroides), 19
- procesos en las entrañas, 322
--- la superficie, 324
-- volcánicos, 323
- regímenes de circulación, 332, 333
Planetas relación de los fenómenos con los del Sol, 338
- satélites, 324
- superiores (o exteriores), 72
- tipo Tierra, 317
- velocidad del movimiento, 82
Planetesimales, 326
Pleriones, 450
Plutón, 19, 23, 74, 108, 317

- atmósfera, 378
- densidad media, 378
- distancia media hasta el Sol, 122
- excentricidad de la órbita, 82, 378
- inclinación de la órbita, 378
- magnitud estelar, 378
- masa, 378
-- determinación, 108
- movimiento retrógrado, 74
- radio, 378
- satélite, 378
Poder absorbente (coeficiente de absorción), 216
- separador espectral, 265
Polarización de la radiación, 222, 223
Polo celeste, 131
-- altura sobre el horizonte, 31
-- norte (boreal), 22
-- posición entre las estrellas, 131
-- sur (austral), 27
Polos celestes, movimientos, 136–138
- de la eclíptica, 38
Polo de la Tierra, geográfico norte, 23
----- sur, 23
Polos de la Tierra, movimientos, 140, 141
Polo de la Tierra, norte, 140
Polvo interestelar, 470
Posición de los astros, aparente, 10
- geocéntrica, 66
- real, 10
Precesión lunisolar, 137
- planetaria, 138
- total anual de la eclíptica, 138
-- en el ecuador, 138
Principio cosmológico, 534
Prisma de objetivo, 266
Problemas de dos cuerpos, 92–94
-- los n cuerpos 104, 105
--- tres cuerpos 105
Protoestrella, 518
Protoplanetas, 532
Protosol, 531
Protuberancias, 310
Próxima Centauro, 127
Ptolomeo, C., 13, 74
Pulsares, 449
Punto del cero del círculo (lugar del cenit), 177
-- norte, 28
--- declinación, 31
-- sur, 28
Puntos de libración (puntos de *Lagrange*), 105

Quasares, 508, 509

Radiación del cuerpo negro, 215
- de los cuerpos reales, 218
-- Roentgen, observaciones, 252
Radiación de una capa ópticamente fina, 218, 219
----- gruesa, 219, 230
- electromagnética, 198
- equilibrada, 214
- monocromática, 202, 203
- no térmica, 310
- relíctica, 541
- térmica, 214
- X, observaciones, 252
Radiante, 390
Radioastrometría, 192–196
Radioastronomía, 14, 268
Radiogalaxias 202
Radiointerferómetro, 250, 252
- de base superlarga, 251
Radiolocalización de los cuerpos celestes, 121, 122, 262
Radiotelescopio, 246
Radio vector del planeta, 82
Rayas de Fraunhofer, 275
- espectrales, 219, 220
-- en el campo magnético, 224
-- expansión, 227
- interestelares de absorción, 482
- prohibidas, 221
Rayos cósmicos, 310
- gamma, 200
Rea, 325, 380
Reacción protón–protón, 285
Receptores térmicos (de la radiación), 262
Recombinación, 211
Red cromosférica, 298
Refracción astronómica, 64, 65
Refractor y reflector (telescopios), 237
Regiones de formación de estrellas, 484
Regolito, 327, 344
Rejilla de difracción, 264
Relojes, 187–192
Revista de Bonn, 173

- fotográfica de Capsa, 173
Rotación sincrónica, 357
Röentgen- astronomía, 14
Russell, B., 405

Salida y puesta de los astros, 33–36
------ cálculo de los momentos de tiempo, 64–69
Saros, 155, 156
Satélites artificiales, 16, 268
Saturno, 23, 74, 77
- aceleración de la gravedad en el ecuador, 377
- achatamiento, 377
- anillos, 377, 380
- atmósfera, 334
- campo magnético y magnetosfera, 341
- composición química, 323
- cinturones de radiación, 377
- fajas, 377
- forma, 127
- magnitud estelar, 377
- masa, 376
- movimiento retrógrado, 73, 74
- período de rotación en el ecuador, 377
--- traslación, 377
Saturno
- radio ecuatorial, 377
- satélites, 377
- temperatura, 377
- zonas, 377
Sección eficaz, 211
Seeliger H. 57
Segundo efemeridico, 143
Semieje mayor de la órbita de Saturno, 377
Sensibilidad espectral, 202
Serie de *Brackett*, 220
-- *Lyman*, 220
-- *Pashen*, 220
Servicios del tiempo, 14
Servicio Internacional de Latitud, 141
- Solar, 245
Sextante, 178
Shellius (*Shell van Royen*), 119
Shezó J
Sicigias, 147
Sirio, 21, 428
Sistema de cómputo del tiempo, 52
-- coordenadas ecliptícas, 37
-- televisión, 261
- geocéntrico del mundo (de Ptolomeo), 74–76
- heliocéntrico del mundo (de Copérnico), 76, 77
Sistema Solar (o planetario), 14, 16, 17, 77, 105, 114
-- estabilidad, 91
-- estudio con el método de radiolocalización
-- movimiento
Sol, 15, 20, 72, 77, 100
- aceleración de la fuerza de gravedad, 274
- altura al mediodía, máxima y mínima 12, 41
-- en su culminación inferior, 70
- ángulo horario de salida y puesta, 68
- aparatos de investigación, 263–266
- atmósfera, 288
- campo magnético, 306
- capas exteriores de la atmósfera, 278, 295
- centro y ciclo de la actividad solar, 312
- clase espectral, 397–398
- composición química, 278
- condensaciones coronarias, 312
- construcción del modelo de la fotosfera, 289–293
- corona, 288, 298–303
-- exterior e interior, 300
- cromosfera, 288
- culminación hacia el norte o sur del cenit, 38–42
- declinación, 38
- densidad de la substancia, 285
- diámetro angular, 240
- distancia del centro de la Galaxia
- eclipse, 150, 152
- eclíptico medio, 46, 47
- ecuatorial medio, 46, 47
- eje de rotación, 274
- en el cenit, 42
-- las entrañas, 282–288
- energía irradiada por 1 cm^2 de la superficie, 231
- erupciones cromosféricas, 309
- espectro, 274
espectro de fulguración, 297

Sol estructura interna, 282
– fáculas, 306
– flóculos, 308
– formaciónes activas en la atmósfera, 304
– fotosfera, 289
– fulguraciones, 342
– granulación, 293
– grupos de manchas, 307
– «homogéneo», 284
– inclinación del plano del ecuador respecto al plano de la ecliptica, 274
– magnitud estelar, 205
––– absoluta, 403
–––– bolométrica, 404
–– bolométrica, 404
–– visual, 403
– manchas, 307
– masa, 108
– medio, 43
– meridiano de origen, 274
– modelo de la estructura interna, 285
– movimiento anual, 77
–– aparente, para un observador en el polo y en el ecuador, 40–42
–– diurno en las distintas latitudes, 40, 41
–– en el espacio, 466, 467
–– entre las estrellas, aparente, 35–42
– oscilaciones en la zona convectiva, 294
– oscurecimiento del disco hacia el borde, 289
– paralaje horizontal, 66, 124
– períodos sidéreo y sinódico de rotación, 275
– poro, 366
– posición en la Galaxia, 461
– potencia de la radiación solar, 279
– presión en las entrañas, 284
– protuberancias, 310, 311
– pulsaciones, 437
– radiación de la corona, 279
– radiación X, 277, 312
– radio angular, 68
–– lineal, 273
– radioemisión, 277, 303
– rayas intensas en el espectro, 275
– refracción de los bordes del disco, 65
– regiones activas en la corona, 304
– rotación, 274
– salida y puesta, 22
– supercorona, 304
– temperatura, 228–232
–– efectiva, de brillo y de color, 231
– variación de la coordenadas ecuatoriales, 38–40
– velocidad de rotación de los puntos del ecuador, 526
–– en el espacio, 467
– verdadero, 43
– volumen, 273
– zona convectiva, 288, 293
–– de equilibrio de la radiación, 288
Sosigenes, 54
Struve, V., 129
Substancia de polvo en el espacio interplanetario 389
Sundman, 105
Supercúmulo Local de galaxias 512
Superficie de nivel (de equilibrio), 120
Superficies equipotenciales, 433
Supergalaxia, 512

Tectónica de placas, 324
Telescopio, 236
– calidad de la imagen de los astros, 245
– cenital, 183
– de "balón", 268
– en el SAT, 269
– horizontal, 244
– incidencia oblicua, 252
– poder separador angular, 245
– solar, 269
– vertical (o de torre), 244
Temperatura cinética, 228
– de brillo, 231
– de color, 231
– efectiva, 231
Tempestades (perturbaciones) magnéticas, 341
Teodolito, 176
Teoría general de la relatividad, 91
Terminador, 146
Termopares, 262
Tetis, 325, 380
Ticio–Bode (regla), 127
Tiempo astronómico y "civil", 47

Tiempo atómico internacional, 143
– de Greenwich, 159
– del huso horario, 53
– de Newton o de efemérides, 142
– (hora) de verano, 53
– (hora) local, 51
– medio, 52
– sidéreo, 43
–– determinación, 63
– sistemas de cómputo, 51–54
– solar medio, 46
– verdadero, 45
– unidades de medida, 44, 45
– uniforme y no uniforme, 142
– universal (medio de Greenwich), 51–53
Tierra 13, 17, 72, 76, 77
– aceleración de la fuerza de la gravedad, 89
– achatamiento, 119
– atmósfera, 340
– campo magnético, 340, 341
– cinturones de radiación, 340
– clima, 236, 237
– concentración de las cargas eléctricas en la ionosfera, 353
– corteza, 322
– curvatura de la superficie, 119
– demostración de la rotación, 134
– densidad, 107
– determinación del radio, 117
– diámetro de la sombra a la distancia de la Luna, 153
– distancia media hasta el Sol, 122
– eje de rotación, 23, 136
– engendramiento de la vida, 355
– estratomesosfera, 353
– estructura interna, 321, 322
– evolución, 355
– excentricidad de la órbita, 73, 74
– hidrosfera, 321
– inclinación del eje de rotación, 132
– irregularidad de rotación, 140, 141
– magnetopausa y magnetosfera, 341
– manto, 322
– masa, 107
– mesopausa, 353
– mesosfera, 353
– movimiento alrededor del Sol (movimiento por la órbita), 39
– de nutación, 136, 137
– de precisión, 136, 137
– núcleo, 322
– período de rotación, 141
– polos geomagnéticos, 354
– radio, 25
– rotación, 31
– temperatura en el centro, 322
– termosfera, 330, 354
– troposfera, 353
– variación de la velocidad de rotación, 142
velocidad circular, 82
Titán, 338, 378
Titius–Bode (regla), 385
Tombaugh, C., 317
Transductor óptico–acústico, 262
Trayectoria de sobrevuelo, 319, 320
Triangulación, 117
Triángulo paraláctico, 62
Triángulos esféricos, 58
Trigonometría esférica, 59
Tritón, 360
"Trompas de elefante", 517
Trópicos (de Capricornio y de Cáncer), 23
Tubo (astronómico) 236

Ulug–Beg, 13
Umbral de sensibilidad, 253
Unidad astronómica, 122
Universo, 14–19, 74–75, 90
– "caliente", 540
– "edad", 538
– etapas de evolución, 543
– homogeneidad e isotropía, 534
– inestabilidad, 539
– modelo, 535
– radiación, 540
Urano, 23, 74, 106
– anillos, 380
– composición química, 323
– densidad media, 378
– diámetro angular, 377
– forma, 127
– inclinación del ecuador respecto al plano de la órbita, 377
– masa, 377
– movimiento retrógrado, 74
– período de rotación, 377
–– traslación, 377

– radio, 377
– satélites, 377
Urano
– semieje mayor de la órbita, 377

Vega, 21
Velocidad circular, 94
– cósmica, primera, 109
–– segunda, 114
–– tercera, 116
– de la luz, 131
–– propagación de la ondas radioeléctricas, 121
– heliocéntrica, 115
– hiperbólica, 94
– más probable, 208
– media cuadrática, 208
– parabólica, 94
–– en la Galaxia
– radial de la estrella, 224–228
– respecto a la Luna, parabólica, 357
–––– Tierra, parabólica, 114
–––– Tierra, segunda cósmica, 114
– tangencial de la estrella
Venus, 14, 17, 19, 72, 77, 108
– albedo esférico, 350
– atmósfera, 345
– campo magnético, 340
– déficit de agua, 321
– diámetro angular, 345
– duración del día solar, 346
– excentricidad de la órbita, 82
– giro invertido, 346
– inclinación del ecuador respecto a la eclíptica, 346
– ionosfera, 351
– masa, 345
– núcleo, 322
– períodos de rotación y traslación, 346
– presión en la superficie, 347
– radio, 345
– radioemisión, 349
– radiolocalización, 121
– rotación, 346
– superficie, 346
– temperatura de la atmósfera, 352
–––– superficie, 349, 350
Vernier (nonio), 176
Vertical primaria (círculo vertical), 27
Vesta, 384
Vía Láctea, 455, 472
Viento estelar, 532
– solar, 304, 338
Volcanes en los cuerpos celestes, 325

Zonas glaciares (ártica y antártica), 23
– HI y HII, 479
– térmicas, 23