

Курс
Астро-
физики
и
звездной
Астро-
номии

КУРС АСТРОФИЗИКИ И ЗВЕЗДНОЙ АСТРОНОМИИ

III

III

В. П. ВЯЗАНИЦЫН, М. Н. ГНЕВЫШЕВ, О. В. ДОБРОВОЛЬСКИЙ,
В. А. КРАТ, А. В. МАРКОВ, А. П. МОЛЧАНОВ, В. М. СОБОЛЕВ,
В. В. ШАРОНОВ

КУРС АСТРОФИЗИКИ И ЗВЕЗДНОЙ АСТРОНОМИИ

ТОМ ТРЕТИЙ

Ответственный редактор А. А. МИХАЙЛОВ

Редакционная коллегия:

А. Н. ДЕЙЧ, В. А. КРАТ, О. А. МЕЛЬНИКОВ,
В. В. СОБОЛЕВ

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
МОСКВА 1964

523.2

В 99

УДК 523.2/7

Курс астрофизики и звездной астрономии, т. III.

М., 1964 г., 376 стр. с илл.

Редактор Г. С. Куликов.

Техн. редактор К. Ф. Брудно.

Корректор Т. С. Плетнева.

Сдано в набор 4/XI 1963 г. Подписано к печати 18/II 1964 г. Бумага 70×108/16.
Физ. печ. л. 23,5. Условн. печ. л. 32,2. Уч.-изд. л. 32,61. Тираж 2150 экз. Т-00967.
Цена книги 1 р. 83 к. Заказ 1130.

Издательство «Наука».

Редакция астрономии.

Москва, В-71, Ленинский проспект, 15

Московская типография № 16 «Главполиграфпрома» Государственного комитета Совета
Министров СССР по печати.
Москва, Трехпрудный пер., 9

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	7
Ч А С Т Ь I	
СОЛНЦЕ	
Г л а в а I. Введение (В. П. Вязаницын)	9
§ 1. Общие данные	9
§ 2. Полное излучение Солнца	11
§ 3. Колебания солнечного излучения	12
§ 4. Распределение энергии в солнечном спектре	15
§ 5. Потемнение к краю солнечного диска	18
§ 6. Вращение Солнца	21
Г л а в а II. Линейчатый спектр Солнца (В. П. Вязаницын)	24
§ 7. Нормальный солнечный спектр. Атласы спектра и каталоги линий	24
§ 8. Отождествление фраунгоферовых линий	27
§ 9. Эквивалентные ширины фраунгоферовых линий и кривые роста	30
§ 10. Количественный состав солнечной атмосферы	36
Г л а в а III. Структура фотосферы: грануляция, пятна, факелы (В. А. Крат)	41
§ 11. Общий вид поверхности Солнца. Грануляция	41
§ 12. Солнечные пятна	47
§ 13. Вращение Солнца, определяемое по пятнам и факелам	50
§ 14. Особенности линейчатого спектра пятен и факелов	52
§ 15. Магнитное поле пятен. Общее магнитное поле Солнца	56
§ 16. Движение газов в пятнах. Эффект Эвершеда	60
§ 17. Природа пятен	61
§ 18. Цикличность фотосферных явлений	63
§ 19. Природа цикличности пятнообразования	67
Г л а в а IV. Хромосфера (В. П. Вязаницын, В. М. Соболев)	69
§ 20. Спектр вспышки. Общие свойства хромосферы	69
§ 21. Спектрофотометрические измерения и профили хромосферных линий	73
§ 22. Химический состав хромосферы	78
§ 23. Распределение плотностей элементов по высоте в хромосфере	79
§ 24. Самопоглощение в хромосфере	84
§ 25. Температура и электронная концентрация. Модели хромосферы	88
§ 26. Хромосферные спикюлы	96
§ 27. Ультрафиолетовое излучение хромосферы	99
§ 28. Теории нагревания хромосферы	101
§ 29. Светлые флоккулы	104
Г л а в а V. Протуберанцы (В. П. Вязаницын, В. М. Соболев)	108
§ 30. Исторические замечания	108
§ 31. Статистические данные	109

§ 32. Волокна	111
§ 33. Классификация протуберанцев	112
§ 34. Динамика протуберанцев	119
§ 35. Спектр протуберанцев. Спектрофотометрические измерения	121
§ 36. Возбуждение и ионизация	126
Глава VI. Хромосферные вспышки (В. А. Крат)	130
§ 37. Классификация. Частота вспышек	130
§ 38. Образование выбросов (surges)	132
§ 39. Спектр хромосферных вспышек и его интерпретация	133
§ 40. Ядра эмиссии	137
§ 41. Геоактивность и природа вспышек	139
Глава VII. Солнечная корона (В. А. Крат)	144
§ 42. Сплошной спектр короны	144
§ 43. Линейчатый спектр короны	147
§ 44. Яркость и поляризация короны	148
§ 45. Структурные особенности короны в «белом» свете	150
§ 46. Ионизация и возбуждение атомов в короне	152
§ 47. Профили спектральных линий короны. Структура короны в монохроматическом излучении линий	154
§ 48. Движения в короне. Развитие корональных конденсаций	157
§ 49. Корона и хромосфера	158
Глава VIII. Служба Солнца (М. Н. Гневышев)	164
§ 50. Определение понятия «Службы Солнца»	164
§ 51. Фотосферные индексы солнечной активности	166
§ 52. Хромосферные индексы солнечной активности	170
§ 53. Корональные индексы солнечной активности	173
§ 54. Индексы радиоизлучения Солнца	174
Глава IX. Радиоизлучение Солнца (А. П. Молчанов)	176
§ 55. Методы наблюдений	176
§ 56. Общая характеристика радиоизлучения Солнца	178
§ 57. Невозмущенная составляющая радиоизлучения Солнца	180
§ 58. Возмущенная медленно изменяющаяся составляющая радиоизлучения Солнца	199
§ 59. Возмущенная быстро изменяющаяся составляющая — всплески	218

ЧАСТЬ II

ПЛАНЕТНАЯ СИСТЕМА

Глава X. Луна (А. В. Марков)	226
§ 60. Луна как небесное тело	226
§ 61. Фотометрические и поляризационные свойства лунной поверхности	228
§ 62. Исследование температуры лунной коры с помощью тепловых приемников и радиометодами	232
§ 63. Эндогенная и экзогенная гипотезы образования лунного рельефа	241
§ 64. Карты обратной стороны Луны	245
Глава XI. Физика планет (В. В. Шаронов)	250
§ 65. Введение	250
§ 66. Диск планеты	251
§ 67. Техника наблюдений деталей диска	252
§ 68. Техника измерений дисков	253
§ 69. Фазы	254

§ 70. Планетографические координаты точек поверхности	256
§ 71. Элементы вращения и их определение из наблюдений	257
§ 72. Исследование вращения спектроскопическим путем	259
§ 73. Диск планеты, обладающей заметным сжатием	262
§ 74. Характеристики планеты, связанные с массой	264
§ 75. Блеск, величина и цвет планеты	265
§ 76. Отражательная способность	268
§ 77. Альbedo	269
§ 78. Применение поверхностной фотометрии к дискам планет и спутников	272
§ 79. Строение планетной атмосферы	273
§ 80. Оптические явления в планетных атмосферах	276
§ 81. Температурные условия	278
§ 82. Исследование планет радиоастрономическими методами	280
Г л а в а XII. Описание природы отдельных планет (В. В. Шаронов)	282
§ 83. Меркурий	282
§ 84. Венера	283
§ 85. Земля	289
§ 86. Марс	291
§ 87. Юпитер	296
§ 88. Сатурн и его кольца	300
§ 89. Уран, Нептун, Плутон	302
§ 90. Спутники планет	305
Г л а в а XIII. Физические свойства малых планет (А. В. Марков)	309
§ 91. Орбиты малых планет	309
§ 92. Физические свойства малых планет	310
§ 93. О происхождении малых планет	313
Г л а в а XIV. Кометы, метеоры и зодиакальный свет (О. В. Добровольский)	316
§ 94. Общие сведения о кометах	316
§ 95. Кометные ядра	322
§ 96. Спектры комет	327
§ 97. Видимый блеск комет. Массы и плотности кометных атмосфер	337
§ 98. Дифференциация вещества в атмосфере кометы под влиянием теплового излучения Солнца	340
§ 99. Хвосты I типа	342
§ 100. Происхождение комет	347
§ 101. Некоторые нерешенные вопросы физики комет	348
§ 102. Общие сведения о метеорах	348
§ 103. Элементы физической теории метеоров	351
§ 104. Результаты фотографических наблюдений метеоров	353
§ 105. Спектры метеоров	356
§ 106. Радиолокационные наблюдения метеоров	359
§ 107. Новейшие методы исследования метеоров	363
§ 108. Общие сведения о зодиакальном свете	364
§ 109. Природа зодиакального света	366
Именной указатель	369
Предметный указатель	373

ПРЕДИСЛОВИЕ

Третий том «Курса астрофизики и звездной астрономии» посвящен результатам наблюдений и их интерпретации. При этом целью книги не было ни освещение всех существующих астрофизических теорий и гипотез, ни систематическое изложение общих вопросов современной космогонии и космологии, так как всем этим вопросам обычно посвящаются специальные курсы и монографии, подобные курсу «Теоретическая астрофизика» В. А. Амбарцумяна, Э. Р. Мустеля, А. Б. Северного, В. В. Соболева (Гостехиздат, 1952). В то же время в астрономической научной литературе не существует книг, в которых систематически излагались бы данные наблюдений и методы их интерпретации. Это обстоятельство и определило характер нашей книги. Факты стали ее основным содержанием. Наиболее важные теоретические исследования, относящиеся к интерпретации наблюдений, даются лишь в кратком изложении, а в ряде случаев лишь упоминаются в ссылках. При этом мы старались по возможности избегать спорных вопросов теории, в отношении которых в настоящее время еще нельзя сказать ничего определенного, так как наша книга является не обзором по астрофизике и звездной астрономии типа книг о Солнце и солнечной системе, выходящих под редакцией Койпера, а курсом, предназначенным для молодых специалистов-астрономов, студентов университетов и аспирантов. Естественно также, что ввиду этого мы не могли включить в книгу систематическое изложение обширных и сложных проблем космологии и космогонии, которым должны быть посвящены специальные монографии.

При преподавании астрофизики в университетах наша книга должна использоваться параллельно с курсом теоретической астрофизики. Поэтому изложение материала у нас предполагает, что читатель уже знаком с элементами теории.

Третий том состоит из двух частей: 1) Солнце и 2) Планетная система (планеты, кометы, метеоры).

В первой части мы уделили особое внимание так называемой солнечной активности — процессам, происходящим на поверхности Солнца. Эти процессы неизбежно взаимосвязаны, так как они представляют собой различные этапы разворачивающихся на поверхности Солнца движений крупного масштаба, создающих так называемые активные области, которые могут быть в известном смысле уподоблены циклонам и антициклонам на поверхности Земли.

Изучение солнечной активности имеет непосредственное отношение ко многим геофизическим проблемам: к проблеме изменения магнитного поля и ионосферы Земли, к проблеме влияния солнечных явлений на погоду и климат и к другим ассоциированным с ними вопросам. Все эти проблемы, еще недавно в значительной степени являвшиеся предметом различного рода статистических спекуляций, теперь получают надежное физическое основание ввиду того, что за последние два десятилетия гелиофизика, благодаря применению новых методов исследования, стала значительно более, чем

когда-либо раньше, оправдывать свое название. В настоящее время на основе спектрофотометрических и спектрогелиографических исследований и данных радиоастрономии мы можем приступить к детальному изучению физических условий на солнечной поверхности и определять для отдельных объектов на Солнце концентрации атомов различных элементов в разных стадиях ионизации и возбуждения, концентрации свободных электронов, температуру, напряженность магнитного поля и ряд других физических величин. Благодаря этому возникает возможность количественного описания процессов на поверхности Солнца и объяснения влияния этих процессов на земные явления, так как при этом выявляются основные особенности потока ультрафиолетового излучения и корпускулярных потоков, выбрасываемых из активных областей.

К сожалению, проблемы связи солнечной активности с явлениями в земной атмосфере и в магнитном поле Земли, проблему влияния цикличности солнечной активности на климат и др. мы были вынуждены почти полностью исключить из содержания курса, так как в противном случае потребовалось бы, по сути дела, писать новую монографию с участием специалистов-геофизиков.

Весьма значительны перемены, происшедшие и в области изучения тел планетной системы. Особенно много новых данных получено о кометах, которые ввиду их строения с полным правом могут теперь считаться исключительными объектами солнечной системы. По своему химическому составу кометы оказываются похожими на большие планеты и совсем не напоминают собой астероиды, которые еще недавно считались телами, родственными кометам. Получены новые данные и об атмосферах планет земного типа и особенностях строения их поверхности. Радикально изменились и наши представления о больших планетах, оказавшихся по своему внутреннему строению телами в известной степени промежуточными между звездами и планетами земного типа. Поэтому часть, посвященную телам солнечной системы, нам пришлось значительно расширить по сравнению с изданием 1936 г.

Несмотря на то, что авторы делали все от них зависящее, чтобы максимально использовать в своей работе все достижения астрофизики, современная астрофизика развивается столь стремительно, что у нас нет никакой уверенности в том, что через 10—15 лет значительная часть материала книги не устареет и в следующем издании курса не понадобятся серьезные изменения.

Редколлегия

ГЛАВА I ВВЕДЕНИЕ

Солнце является рядовым членом звездной вселенной, типичной звездой на определенной ступени звездной эволюции. В то же время оно представляет собой центральное тело планетной системы, в состав которой входит наша Земля.

Физическое изучение Солнца (гелиофизика) составляет один из наиболее важных и крупных разделов астрофизики. В известном смысле «случайное» обстоятельство — близкое расстояние от Земли до Солнца — служит в конечном счете единственной причиной того исключительного значения, которое придается изучению этой звезды.

Большая интенсивность солнечного излучения, получаемого наблюдателем, позволяет использовать при спектральном изучении Солнца приборы с максимальной разрешающей силой и дисперсией, неприменимые в звездной спектроскопии. Кроме того, Солнце есть единственная звезда, имеющая заметные угловые размеры. Все это обеспечивает возможность особенно детального и глубокого исследования структуры и физического состояния верхних слоев Солнца. Но результаты, полученные для Солнца, при соблюдении известной осторожности применимы также к другим звездам и поэтому служат основой для развития астрофизики в целом.

Известно, что астрофизические исследования имеют большую ценность с точки зрения общей физики, поскольку предметом этих исследований являются свойства материи, часто находящейся в условиях, пока не воспроизводимых в земной лаборатории. Обильный и разнообразный материал в этом отношении доставляет гелиофизика, которая в прошлом немало способствовала разработке отдельных областей физики. Достаточно напомнить, например, о той роли, которую сыграли солнечные исследования в развитии спектрального анализа. Понимание физических условий, в которых находится материя на Солнце, остается во многих случаях еще недостаточно глубоким, о чем свидетельствуют трудности интерпретации ряда наблюдаемых явлений, испытываемые гелиофизикой в настоящее время.

Наконец, изучение Солнца имеет большое значение для геофизики, поскольку условия на поверхности Земли и в ее атмосфере определяются потоком энергии, приходящим от Солнца. Явления солнечной активности (пятна, флоккулы, хромосферные вспышки) служат причиной таких феноменов, как магнитные бури, полярные сияния. Они влияют также на условия радиоприема. Изучение зависимости земных явлений от солнечных составляет особенно актуальную проблему современной гелиофизики.

§ 1. Общие данные. Как известно, основным мерилom расстояний в пределах солнечной системы служит *астрономическая единица* — среднее расстояние от Земли до Солнца a . Принимая для солнечного параллакса значение $p = 8",7984$ (Рабе, 1950 г.), которое является, по-видимому, наиболее точным, и для экваториального радиуса Земли значение $R_{\oplus} = 6378,2 \text{ км}$

(В. И. Красовский), находим величину a из соотношения

$$a = \frac{206\,265''}{p} R_{\odot} = 1,4953 \cdot 10^{13} \text{ см} \approx 150 \text{ млн. км.}$$

Вследствие эллиптичности земной орбиты это расстояние изменяется в течение года в ту и другую сторону на 1,6%, т. е. на 2,5 млн. км. Это расстояние свет проходит за время 498 сек. Для сравнения напомним, что годичный параллакс звезды, ближайшей к солнечной системе (α Центавра), составляет всего 0",75, что соответствует расстоянию в 4,3 светового года, или около 270 000 астрономических единиц.

Угловой диаметр Солнца изменяется от 32'31" в перигелии до 31'27" в афелии, имея значение 31'59",26 на среднем расстоянии от Земли. Последнее значение, полученное Ауэрсом (1891 г.) из многих рядов гелиометрических измерений, принято во всех астрономических ежегодниках. Зная расстояние и соответствующий угловой размер Солнца, находим его линейный радиус:

$$R_{\odot} = 695\,700 \text{ км,}$$

который, таким образом, в 109,1 раза превосходит радиус Земли. Сравнение линейного и углового размеров Солнца показывает, что на солнечной поверхности 1" соответствует примерно 725 км.

Диаметр Солнца в 107,4 раза меньше среднего расстояния от Земли до Солнца. Отсюда следует, между прочим, полезное практическое правило, что диаметр солнечного изображения в фокусе телескопа, выраженный в сантиметрах, приблизительно равен фокусному расстоянию телескопа, выраженному в метрах.

На основании длительных рядов измерений многие исследователи, начиная с Секки и Роза в прошлом столетии и вплоть до последнего времени (Чимино, 1944 г.; Мейерман, 1950 г.; Джануччи, 1955 г.), приходили к выводу, что солнечный диаметр испытывает небольшие периодические изменения в соответствии с фазой 11-летнего (или 22-летнего) цикла солнечной активности. У разных авторов получались различные значения амплитуды колебания диаметра — от нескольких дугowych секунд до одной-двух десятых долей секунды при наличии иногда также одного или нескольких побочных периодов. Однако реальность этого явления пока остается под вопросом в связи с наличием значительных систематических ошибок в измерениях такого рода. Во всяком случае, амплитуда колебаний солнечного диаметра, если таковые вообще существуют, должна быть существенно меньше 1". Также неуверенным представляется вывод некоторых наблюдателей о различии экваториального и полярного диаметров Солнца. Хотя точность в данном случае должна быть выше, поскольку измеряется разность диаметров, а не сами диаметры, возможные ошибки в измерениях сравнимы или даже превосходят получившиеся значения разности (десятые или сотые доли дуговой секунды). Вальдмейер находит, что разность диаметров, которая характеризует сжатие Солнца, если вообще существует, то не может превышать 0",01, что соответствует ~ 7 км.

Масса Солнца, согласно небесной механике, составляет 332 488 масс Земли (Рабе, 1950 г.). Если считать массу Земли равной $5,975 \cdot 10^{27}$ г (Бирге, 1942 г.), то масса Солнца равна $1,9866 \cdot 10^{33}$ г. Отсюда, принимая во внимание размеры обоих тел, находим, что средняя плотность Солнца составляет 0,256 плотности Земли и равна $1,41 \text{ г см}^{-3}$.

На основании тех же исходных данных получается, что ускорение силы тяжести на поверхности Солнца равно $273,8 \text{ м/сек}^2$, т. е. в 28 раз превышает ускорение силы тяжести на земной поверхности.

Сравнение яркости Солнца и звезд производили многие исследователи. На основании рассмотрения различных измерений Рессел (1916 г.) вывел, что визуальная величина Солнца равна — $26^m,72$ и фотографическая величина — $25^m,93$. В нескольких более поздних исследованиях (Койпер, 1938 г.; Вулли и Гаскойн, 1948 г.; Вокулер, 1949 г.) определялась фотовизуальная величина Солнца, которая была найдена равной (в среднем) — $26^m,88$. Из приведенных чисел Рессела следует, что абсолютная визуальная величина Солнца равна $+4^m,85$, а показатель цвета имеет значение $+0^m,79$, т. е. Солнце является желтой звездой и лежит на основной ветви диаграммы спектр — светимость. Точнее, по своему спектру Солнце относится к звездам класса dG2, имеющим температуру $\sim 6000^\circ$.

§ 2. Полное излучение Солнца. В основе изучения физической природы Солнца и звезд лежит анализ их излучения, достигающего Земли.

Все свойства излучения источника, который находится в состоянии термодинамического равновесия (абсолютно черное тело), выражаются известными законами излучения (Стефана — Больцмана, Планка и др.) и определяются единственным параметром — температурой. Однако излучение Солнца уклоняется от излучения абсолютно черного тела, о чем свидетельствует, например, уже тот простой факт, что солнечный диск не является равномерно ярким, а обнаруживает потемнение от центра к краям (неизотропность излучения). Поэтому различным свойствам солнечного излучения будут соответствовать различные температуры, и, следовательно, единственно правильный путь в данном случае заключается в получении различных характеристик излучения непосредственно из наблюдений.

Для того чтобы иметь полное представление о солнечном излучении, достаточно изучить абсолютное распределение энергии в спектре солнечного диска (всего или определенной точки) и падение яркости диска от центра к краю в различных длинах волн. На практике решение первой задачи связано с определением *солнечной постоянной* (см. т. I, гл. XXXI), характеризующей полное излучение Солнца и имеющей особенно важное значение для метеорологии.

Обычно применяемая в настоящее время методика определения солнечной постоянной была описана нами ранее (см. там же) и заключается в том, что измерения на различных зенитных расстояниях полной солнечной энергии посредством пиргелиометра комбинируются с измерениями относительного распределения энергии в солнечном спектре посредством спектроболометра. Экстраполяция спектроболограмм по отдельным точкам на основании формулы Бугера за пределы земной атмосферы дает истинное относительное распределение энергии в спектре, а сравнение площадей спектроболограмм с соответствующими показаниями пиргелиометра позволяет выразить интенсивности в абсолютной мере. Площадь окончательной кривой при выполнении надлежащих редукций (приведение к среднему расстоянию Земля — Солнце, поправки за полосы поглощения водяного пара в инфракрасной области и за обрезаемые атмосферой концы спектра) представляет собой солнечную постоянную.

Измерениями солнечной постоянной занимались многие исследователи, но особенно важное значение — как в отношении усовершенствования приборов и методики измерений, так и в отношении получения наблюдательного материала — имели работы Смитсоновского института (Аббот с сотрудниками), которые были начаты в 1903 г. и проводились на протяжении нескольких десятилетий. Стандартным значением солнечной постоянной, которое следует из наблюдений Аббота, можно считать величину

$$1,94 \text{ кал/см}^2 \text{ мин.}$$

Однако абсолютная шкала, в которой выражены измерения Аббота («пере-

смотренная смитсонианская шкала» 1913 г.), является, по-видимому, завышенной, как показали его позднейшие наблюдения. В результате введения соответствующей поправки, впервые вычисленной Унзольдом (1938 г.), солнечная постоянная принимает значение

$$1,90 \text{ кал/см}^2 \text{ мин.}$$

Тем не менее величина солнечной постоянной до настоящего времени остается неуверенной в пределах нескольких процентов, что связано с недостаточной точностью абсолютных измерений интенсивности в инфракрасной и ультрафиолетовой областях спектра. Дискуссия этих поправок в некоторых недавних исследованиях показывает, что приведенные значения солнечной постоянной по Абботу являются, возможно, несколько заниженными. Так, согласно Аллену (1950 г.) солнечная постоянная должна быть увеличена до 1,970, а Николе (1951 г.) получает значение 1,98. Имеются сообщения о том, что при ракетных измерениях солнечной постоянной, которые производились посредством болометров со следящей системой, непрерывно направляющей их на Солнце, уже на высоте около 65 км была получена величина около $2,00 \text{ кал/см}^2 \text{ мин.}$ Определение солнечной постоянной обычным способом интегрирования спектральной кривой, но при использовании ракетных данных о коротковолновой области солнечного спектра также привело к величине $2,00 \pm 0,04 \text{ кал/см}^2 \text{ мин.}$

Как легко вычислить, солнечной постоянной $1,90 \text{ кал/см}^2 \text{ мин}$ соответствует полный поток излучения с солнечной поверхности (излучение с 1 см^2 за 1 сек по всем направлениям) $6,121 \cdot 10^{10} \text{ эрг/см}^2 \text{ сек.}$ Отсюда, применяя закон Стефана — Больцмана *), находим эффективную температуру Солнца:

$$T = 5732 \text{ }^\circ\text{K.}$$

Солнечной постоянной $2,00 \text{ кал/см}^2 \text{ мин}$ соответствует эффективная температура $5806 \text{ }^\circ\text{K.}$

§ 3. Колебания солнечного излучения. Вопрос о том, остается ли постоянным или изменяется в функции времени количество энергии, излучаемой Солнцем, представляет интерес как для самой гелиофизики, так и для метеорологии.

Для изучения возможных колебаний солнечного излучения применялись два метода: актинометрический, или непосредственные измерения солнечной постоянной, и астрофизический, основанный на сравнении со звездами видимой яркости планет, освещенных Солнцем. Преимущество второго метода перед актинометрическим заключается в его независимости от изменений прозрачности земной атмосферы, но зато в астрофизическом методе не учитываются временные помутнения и другие изменения планетных атмосфер, что вносит аналогичные систематические ошибки в результат. Ряды фотоэлектрических измерений блеска планет, полученные Гутником и Прагером в 1917 и 1921 гг. в Бабельсбергской обсерватории (планеты Юпитер и Сатурн), измерения Стеббинса (спутники Юпитера), а также Стеббинса и Джекобсена в 1927 г. в Ликской обсерватории (Уран) позволяют сделать весьма уверенный вывод, что короткопериодические колебания яркости Солнца, если вообще существуют, то, во всяком случае, менее 1%. Что касается наблюдавшихся долгопериодических колебаний яркостей планет, то причина их пока представляется недостаточно ясной, поскольку определенной связи между ними и солнечной активностью или между колебаниями яркостей различных планет не было установлено.

*) Наиболее современное значение постоянной Стефана—Больцмана $\sigma = 5,6716 \cdot 10^{-5} \text{ эрг см}^{-2} \text{ град}^{-4} \text{ сек}^{-1}.$

Хотя точность относительных измерений солнечной постоянной по крайней мере на порядок превышает точность ее абсолютного значения, непосредственное воздействие переменной прозрачности атмосферы на результаты измерений сильно усложняет задачу выявления реальных колебаний солнечной постоянной. Для исключения этого эффекта прибегают к статистическому сравнению значений солнечной постоянной, полученных одновременно на различных станциях, далеко отстоящих друг от друга. Такие сопоставления проводились рядом исследователей и всегда показывали положительную корреляцию между различными рядами измерений. Так, Крон нашел коэффициент корреляции между измерениями на Маунт Вилсон и в Алжире в 1911—1912 гг. равным $+0,51$. Бернхеймер (станции Смитсоновского

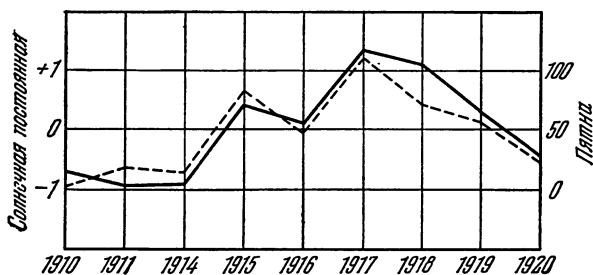


Рис. 1.

института, 1920 и 1921—1922 гг.) $+0,29$ и $+0,34$, Кимбалл (там же, 1922—1924 гг.) $+0,18$ и пр. Эти результаты говорят, по-видимому, в пользу реальности колебаний солнечной постоянной. Однако следует также иметь в виду, что иногда наблюдаются помутнения земной атмосферы, которые распространяются на огромные территории. Так, после извержения вулкана Катмай на Аляске в 1912 г. пониженная прозрачность атмосферы вследствие присутствия вулканической пыли наблюдалась на станциях Америки, Европы и Африки в течение более года. Следовательно, даже сравнительно высокие значения коэффициента корреляции еще не могут служить доказательством реальности колебаний солнечной постоянной, которые в значительной мере могут быть обязаны изменениям в состоянии земной атмосферы. Это непосредственно подтверждается исследованиями Бернхеймера и Мэрвина, которые обнаружили связь между значениями солнечной постоянной и коэффициентом прозрачности атмосферы.

Для изучения вопроса о реальности долгопериодических колебаний солнечной постоянной Аббот в 1926 г. предложил метод «избранной пиргелиометрии», который заключается в сопоставлении измерений, произведенных в различные годы при максимально близких условиях (в том же месяце; дни с одинаковой прозрачностью и влажностью; на одинаковом зенитном расстоянии и пр.). Полученная таким способом кривая хода солнечной постоянной за 1910—1920 гг. по наблюдениям на Маунт Вилсон показывает весьма близкое соответствие с кривой изменения солнечной активности (рис. 1).

Ангстрем нашел для среднегодовых значений солнечной постоянной по указанным наблюдениям (Маунт Вилсон, 1910—1920 гг.) коэффициент корреляции с солнечной деятельностью (числа Вольфа), равный $+0,63$, т. е. получил довольно хорошее соответствие. Однако результаты аналогичных сопоставлений, которые проводились многими авторами, весьма разноречивы. Так, согласно Вальдмейеру, поведение солнечной постоянной (сплошная линия) в интервале 1920—1939 гг. не обнаруживает никакой определенной связи с солнечной деятельностью (рис. 2; изменение количества относительных чисел пятен показано пунктиром). Напротив, Эдрич и Гувер

на основании материала станций Смитсонианского института за 1923—1952 гг. приходят к выводу, что солнечная постоянная изменяется в соответствии с числом солнечных пятен.

В целом следует сказать, что вопрос о колебаниях солнечной постоянной в настоящее время еще недостаточно выяснен и требуются дальнейшие исследования. Несомненно, что наблюдаемые колебания в некоторой мере обусловливаются изменениями в земной атмосфере, причем возможно, что этой

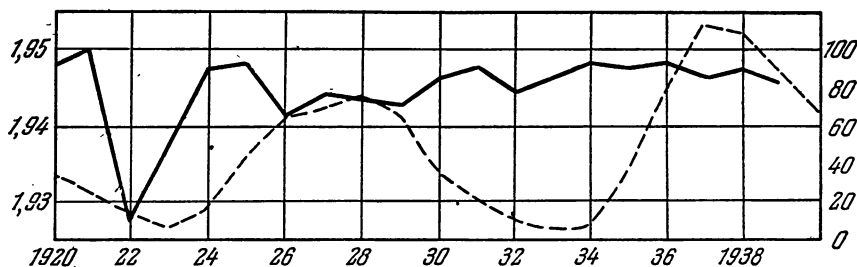


Рис. 2.

причине полностью обязаны короткопериодические колебания. Что касается долгопериодических колебаний, то существование их представляется вполне правдоподобным, хотя еще не может считаться достоверно доказанным.

В видимом противоречии с малыми изменениями солнечной постоянной находится большая амплитуда колебаний интенсивности ультрафиолетового

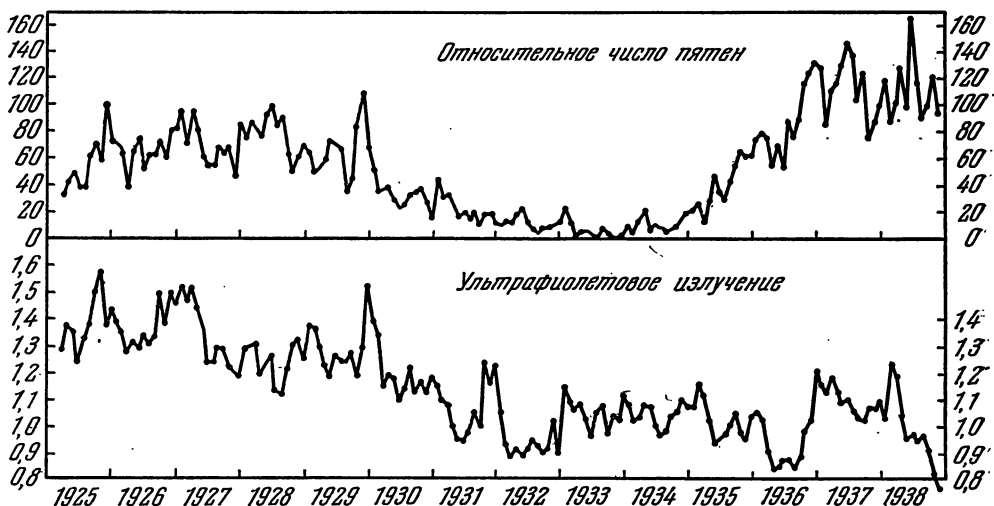


Рис. 3.

излучения Солнца. Однако еще в 1923—1925 гг. было найдено, что интенсивность коротковолнового излучения испытывает значительно большие изменения, чем длинноволнового, а более новые исследования в Смитсонианском институте (Аббот и др.) показали, что вообще вариации сильно убывают с длиной волны.

Систематические измерения ультрафиолетового излучения проводились Петтитом на Маунт Вилсон в 1925—1938 гг. Он измерял отношение интенсивности ультрафиолетового излучения в небольшом участке спектра около $\lambda = 3200 \text{ \AA}$, лежащем вне полос поглощения озона, к интенсивности зеленого излучения около $\lambda = 5000 \text{ \AA}$, причем это отношение для июня 1924 г.

было условно принято за единицу. Наблюдения Петтита показали, что ультрафиолетовое излучение Солнца испытывает колебания до 20% и более, т. е. на порядок превышает колебания солнечной постоянной. Однако в значительной своей части эти колебания, как это было показано Бернхеймером, обуславливаются земной атмосферой. Кроме годичного хода в интенсивности ультрафиолетового излучения, обязанного изменению прозрачности атмосферы, явственно обнаруживается изменение от года к году, т. е. долгопериодические колебания. Сопоставление кривой хода интенсивности ультрафиолетового излучения за 1925—1938 гг. с кривой изменения чисел Вольфа для солнечных пятен (рис. 3) показывает, что между ними наблюдается близкое соответствие до 1931 г., но затем кривая излучения остается на приблизительно постоянном уровне, несмотря на возрастание солнечной деятельности. Как указывает Вальдмейер, возможной причиной наблюдаемого несоответствия обеих кривых является понижение чувствительности аппаратуры за 1925—1938 гг. на 0,55 единицы.

§ 4. Распределение энергии в солнечном спектре. Главная трудность, которая возникает при определении распределения энергии в непрерывном спектре Солнца, заключается в учете искажений, которым оно подвергается вследствие частичного поглощения солнечной энергии в земной и солнечной атмосферах. Непрерывное поглощение в земной атмосфере (экстинкция) выражается в общем ослаблении солнечного спектра, причем степень ослабления увеличивается от красного конца спектра к фиолетовому. Кроме того, существуют многочисленные линии и молекулярные полосы, теллурические (кислород, водяной пар, углекислота в красной и инфракрасной областях спектра и озон в ультрафиолетовой) или солнечного происхождения. Плотность расположения линий возрастает к фиолетовому концу спектра, так что в ультрафиолетовой области вообще трудно найти участки непрерывного фона, свободные от линий.

Имея в виду учет экстинкции земной атмосферы, измерения интенсивности солнечного спектра всегда производят, как указывалось выше (§ 2), при различных зенитных расстояниях Солнца и затем, пользуясь формулой Бугера, экстраполируют измеренные интенсивности за пределы атмосферы. При сравнении результатов измерений разных наблюдателей следует учитывать, относятся ли измерения: 1) к неискаженному непрерывному спектру между линиями или к спектру с замкнутыми линиями, как в приборах с малой разрешающей силой; 2) к спектру интегрального солнечного излучения, т. е. излучения от всего солнечного диска, или к спектру определенного участка (обычно центра) диска. В соответствующих случаях вводятся редукции за ослабление спектра линиями поглощения или за потемнение диска от центра к краю.

Начиная с первых измерений Ламанского в 1871 г., изучением распределения энергии в спектре Солнца занимались многие ученые.

В табл. 1 даются значения интенсивности интегрального солнечного излучения ($\text{эрг см}^{-2} \text{сек}^{-1}$, на 1 Å спектра, в телесном угле = 1) по измерениям Аббота в 1920—1922 гг., приведенные к абсолютным единицам Миннартом (с солнечной постоянной 1, 946 кал/см² мин); в области $\lambda\lambda$ 15 000—22 000 Å введена поправка согласно Пейтуро. Эти интенсивности, не исправленные за ослабление спектра фразунгоферовыми линиями, характеризуют излучение Солнца, воздействующее на планеты.

Для исправления кривой распределения энергии в солнечном спектре за фразунгоферовы линии следует определить полное поглощение в линиях для последовательных небольших участков спектра, используя, например, калибровку роуландовских оценок интенсивностей линий (см. гл. II) или Утрехтский фотометрический атлас солнечного спектра. Такое исследование было выполнено в 1934 г. Мульдерсом, который нашел, что в целом в линиях

Таблица 1

3415 Å	14,4·10 ⁵	5980 Å	26,8·10 ⁵	13020 Å	6,0·10 ⁵
3504	15,5	6238	25,2	13770	5,2
3600	16,4	6530	23,8	14520	4,6
3709	17,5	6858	22,6	15280	4,0
3853	16,6	7222	20,2	16030	3,5
3974	18,8	7644	17,8	16700	3,1
4127	26,5	8120	15,6	17380	2,6
4307	26,4	8634	13,5	18700	2,0
4516	30,2	9220	11,6	20000	1,5
4753	31,2	9861	10,4	21230	1,2
5026	30,1	10620	9,3	22420	0,9
5348	27,9	11460	7,9	23480	1,1
5742	27,0	12250	7,0		

поглощается 8,3% солнечного излучения, хотя поправка далеко не одинакова для различных областей спектра (возрастая в общем от $\sim 1\%$ у $\lambda = 8000 \text{ Å}$ до $\sim 24\%$ у $\lambda = 3500 \text{ Å}$).

В табл. 2 приводится распределение энергии в спектре центра солнечного диска, полученное Миннартом в результате соединения измерений Аббота, исправленных Мульдерсом (и, конечно, редуцированных к центру диска), и измерений Пейтюре.

Таблица 2

3200 Å	24,3·10 ⁵	5600 Å	36,3·10 ⁵	11000 Å	10,9·10 ⁵
3400	28,2	5800	34,7	12000	7,8
3600	31,8	6000	33,1	13000	6,6
3700	33,5	6200	31,6	14000	5,4
3700 ⁺	45,2	6400	30,0	15000	4,5
3800	45,6	6600	28,5	16000	3,7
4000	46,0	6800	27,1	17000	3,0
4200	45,9	7000	25,6	18000	2,5
4400	45,3	7500	22,4	19000	2,0
4600	44,3	8000	19,5	20000	1,7
4800	43,2	8500	17,2	21000	1,4
5000	41,6	9000	15,2	22000	1,2
5200	39,8	9500	13,6	23000	1,0
5400	38,0	10000	12,1		

Следует указать, что между результатами разных авторов еще существуют значительные расхождения, особенно для ультрафиолетовой и инфракрасной областей спектра, что свидетельствует о необходимости проведения дальнейших исследований.

На рис. 4 показаны спектральные кривые распределения энергии для всего солнечного диска (а) и в центре диска (б) согласно табл. 1 и 2. Обращает на себя внимание факт быстрого падения интенсивности спектра в коротковолновой области, а также наличие «бальмеровского скачка» ($\lambda = 3647 \text{ Å}$). Для сравнения приведена также планковская кривая (в) для температуры 6000°K .

Распределение энергии в непрерывном спектре Солнца не может быть точно представлено формулой Планка и, следовательно, не может быть характеризовано одной *цветовой температурой* во всей наблюдаемой области. Соответственно цветовые температуры, вычисленные для отдельных ограниченных участков спектра имеют различные значения. Так, для интегрального солнечного излучения Бриллюс нашел цветовые температуры 5835°

(3100—5070 Å), 6075° (4200—7000 Å) и 5775° (инфракрасная область), а Вулли 6500° (3800—6700 Å).

При перемещении от центра солнечного диска к краю спектр несколько изменяется. Согласно Миннарту, интегральный спектр Солнца такой же, как спектр диска на расстоянии 0,749—0,775 радиуса от центра диска.

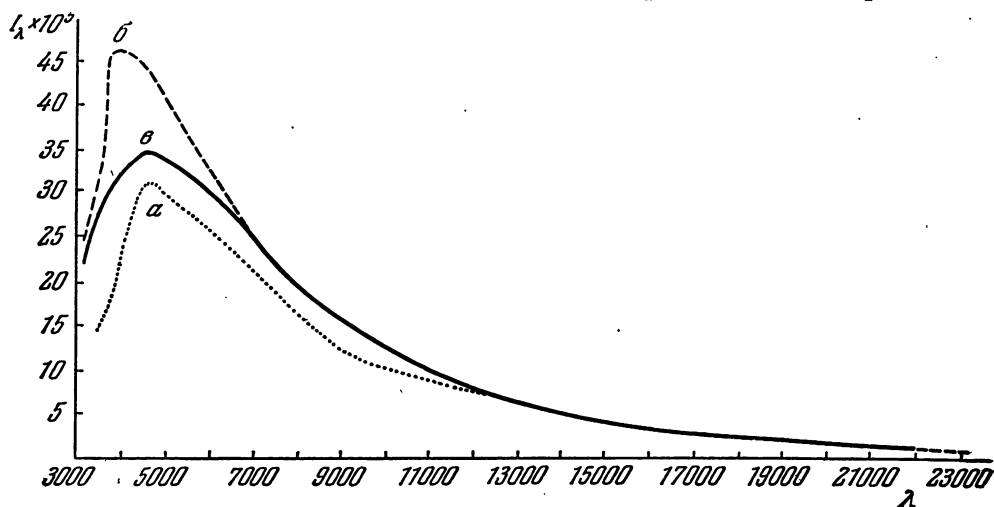


Рис. 4.

Соответственно для центральных частей диска значения температуры получаются значительно выше. По Бриллю планковская температура центра диска равна 6190°, 6435° и 6075° для фотографической, визуальной и инфракрасной областей соответственно, по Канаваджа и Шалонжу 6500° (3300—3600 Å) и 7500° (3700—5000 Å).

Температура Солнца может быть вычислена по спектру также на основании закона Вина: $\lambda_{\max} T = 0,2880 \text{ см град}$. Значения $\lambda_{\max}$ для спектров на различных расстояниях от центра диска по измерениям Аббота приведены в табл. 3. Поскольку положение максимума энергии в солнечном спектре определяется весьма неточно, то таким значениям T нельзя придавать большого веса.

Актуальной задачей современной науки является расширение области солнечного спектра, доступной исследованию, и в этом отношении уже имеются важные достижения.

Полосы озона, эквивалентный слой которого в атмосфере составляет 2—3 мм, наблюдаются в спектре Солнца в ультрафиолете у $\lambda = 2900 \text{ Å}$. Попытки ряда исследователей проникнуть за эту границу путем проведения наблюдений на высоких горах или при помощи шаров-зондов имели в целом незначительный успех, и только в послевоенные годы в связи с развитием ракетной техники и запуском ракет с измерительной аппаратурой на большие высоты было сделано быстрое продвижение в коротковолновую область солнечного спектра. Начиная с 1946 г. американскими исследователями было запущено большое число ракет типа «Фау-2» (170 км), «Аэробы» (110 км) и «Викинг» (220 км). Конструировались светосильные

Таблица 3

Расстояние	$\lambda_{\max}$, Å	Расстояние	$\lambda_{\max}$, Å
0,00	4580	0,75	4780
0,20	4630	0,825	4830
0,40	4670	0,875	4890
0,55	4710	0,92	4960
0,65	4740	0,95	5050

спектрографы и другие приборы с широким полем зрения, были приняты специальные меры для стабилизации ракеты «Викинг», разработаны особые стабилизирующие устройства, держащие прибор направленным на Солнце посредством сервосистемы. Область спектра 3000—1900 Å изучалась посредством спектрографов с вогнутой решеткой (600 штрихов/мм, радиус кривизны 40—60 см), щелевых и бесщелевых, в первом порядке. Для изучения крайнего ультрафиолета за $\lambda = 1900$ Å применялись, ввиду трудности реализовать длительные экспозиции с ракет, не спектроскопические методы: термолюминесцирующие фосфоры и счетчики фотонов в соединении с различными фильтрами; результаты передавались телеметрически. В 1948 г.

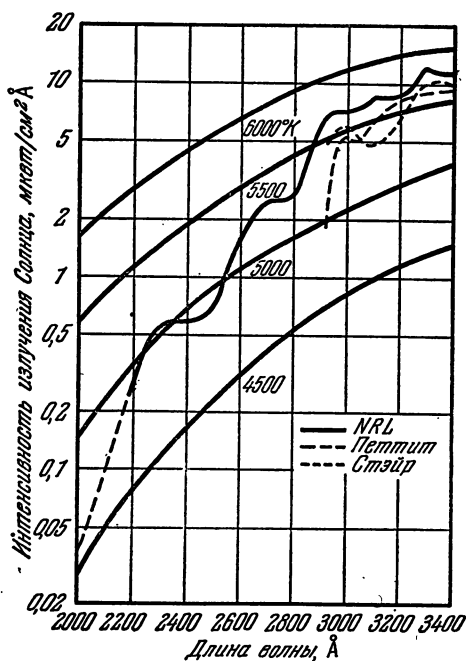


Рис. 5.

при запуске ракеты «Фау-2» были фотографически зафиксированы через бериллиевые окна X-лучи, которые затем многократно фотографировались на пленки, покрытые бериллием ($<7-8$ Å) или алюминием ($8-15$ Å). Применялся также метод термолюминесцирующего фосфора и счетчики фотонов с бериллиевым или алюминиевым окном. Эти исследования продолжаются.

Рис. 5 дает распределение интенсивности в солнечном спектре от $\lambda = 3400$ Å до $\lambda = 2000$ Å, полученное в 1953 г. работниками Морской исследовательской лаборатории США в результате измерений снимков с ракет. Относительные интенсивности до $\lambda = 2200$ Å основываются на измерениях спектра угольной дуги, далее — до 2000 Å — кривая экстраполирована. Абсолютная шкала получена в результате исследования распределения энергии во всем солнечном спектре и реверсии солнечной постоянной, выполненных заново. Приведенная кривая иллюстрирует убывание

интенсивности солнечного спектра [от $\lambda = 3400$ Å к $\lambda = 2000$ Å по сравнению с планковской кривой для $T = 6000^\circ$. Около $\lambda = 2200$ Å излучение Солнца соответствует температуре 4900° .

Применение фотографии к изучению инфракрасной области солнечного спектра ограничивается пределом $\lambda = 13\,000$ Å = 1,3 мк. Сернисто-свинцовые элементы, которые преимущественно употреблялись для исследований в последние годы, отодвигают указанный предел до 3,5 мк. Однако наиболее далеко в инфракрасную область позволяет проникнуть болометр. Тем не менее наличие солнечного излучения уверенно доказано пока только до ~ 24 мк.

Расширение диапазона измеряемого спектра Солнца было достигнуто после открытия радиоизлучения Солнца. Это излучение, достигающее земного наблюдателя в интервале длин волн от нескольких миллиметров до 12 м (нижняя граница экранирования земной атмосферой), имеет своим источником верхние слои солнечной атмосферы (хромосфера, корона).

§ 5. Потемнение к краю солнечного диска. Солнечный диск, как это видно на любой фотографии Солнца, не является равномерно ярким, а имеет место ослабление его яркости к краям (потемнение к краю).

Пусть на рис. 6 s — элемент солнечной поверхности в центре диска и s' — аналогичный элемент на расстоянии r (или $\sin \vartheta = r/R$) от центра диска, sO — направление на наблюдателя. Интенсивность излучения элемента s' в направлении O' вследствие сферической симметрии Солнца, очевидно, равна интенсивности излучения элемента s в направлении F , составляющем угол ϑ с нормалью. Отсюда следует, что изменение яркости вдоль радиуса солнечного диска характеризует угловое распределение интенсивности излучения элемента солнечной поверхности.

Объяснение потемнения к краю заключается в том, что с удалением от центра солнечного диска луч зрения пересекает верхние слои Солнца все более наклонно и поэтому относительное количество излучения от более глубоких, горячих слоев убывает вследствие возрастающего поглощения в наружных, более холодных слоях. Количественное изучение потемнения к краю служит основанием для вывода температурного градиента фотосферы и построения фотосферных моделей.

Распределение интенсивности вдоль радиуса солнечного диска в интегральном (полихроматическом) свете изучалось многими учеными еще в прошлом столетии. Сравнение различных рядов измерений показывает наличие в результатах случайных и систематических ошибок, достигающих значительной величины. Существенное значение имеет систематическая ошибка, обязанная рассеянию света в атмосфере и инструменте. Юлиус указал на возможность проведения измерений потемнения к краю во время полных или кольцеобразных затмений с целью максимального снижения указанной ошибки. Проведенные им измерения во время затмений 1905 и 1912 гг. действительно дали более круглое падение яркости солнечного диска к краю. Правда, метод Юлиуса также не свободен от систематических ошибок: прохождение лунной тени сопровождается понижением температуры и, следовательно, изменением коэффициента поглощения атмосферы, ввиду чего кривая излучения затемняемого Солнца получается несимметричной относительно середины затмения.

Следует указать, что при измерениях потемнения к краю непосредственно в интегральном свете (например, при помощи термоэлемента) различные спектральные области входят в результат с неправильными «весовыми множителями» вследствие зависимости поглощения атмосферы от длины волны. Поэтому более строгим является вывод потемнения к краю в полном свете на основании измерений потемнения в отдельных длинах волн и при учете кривой распределения энергии в солнечном спектре. Результаты Милна (1922 г.), полученные таким способом из измерений Аббота, приводятся в табл. 4 [$I(\vartheta)$ есть интенсивность излучения на расстоянии $\sin \vartheta$ от центра диска].

Таблица 4

$\sin \vartheta$	0,05	0,40	0,55	0,65	0,75	0,825	0,875	0,92	0,95
$I(\vartheta)/I(0)$	1,000	0,955	0,912	0,871	0,822	0,769	0,722	0,665	0,612

Изучение распределения яркости по диску Солнца в различных длинах волн было начато около 70 лет тому назад, и с тех пор были проведены много-

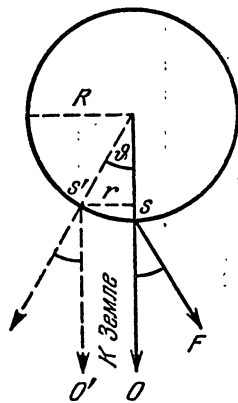


Рис. 6.

Таблица 5

$\lambda, \text{Å}$	$\sin \phi$									
	0,000	0,200	0,400	0,550	0,650	0,750	0,825	0,875	0,920	0,950
3220	1	0,960	0,897	0,835	0,775	0,690	0,600	0,530	0,452	0,382
3700	1	0,984	0,934	0,871	0,811	0,730	0,652	0,580	0,499	0,432
4000	1	0,982	0,929	0,863	0,802	0,720	0,645	0,566	0,495	0,430
4500	1	0,984	0,939	0,883	0,827	0,755	0,682	0,610	0,538	0,474
5000	1	0,987	0,947	0,896	0,846	0,783	0,713	0,650	0,580	0,519
5500	1	0,989	0,953	0,907	0,861	0,803	0,740	0,684	0,618	0,560
6000	1	0,990	0,958	0,914	0,873	0,819	0,762	0,712	0,649	0,593
7000	1	0,992	0,966	0,929	0,894	0,847	0,797	0,754	0,698	0,647
8000	1	0,993	0,970	0,938	0,907	0,866	0,821	0,782	0,733	0,687
9000	1	0,994	0,974	0,946	0,920	0,884	0,846	0,811	0,766	0,724
10000	1	—	0,976	—	0,926	0,894	0,857	0,820	0,775	0,736
15000	1	—	0,984	—	0,952	0,927	0,902	0,875	0,840	0,807
20000	1	—	0,988	—	0,968	0,945	0,922	0,900	0,875	0,846
30000	1	—	0,990	—	0,973	0,958	0,944	0,930	0,911	0,889
60000	1	—	0,994	—	0,982	0,972	0,963	0,955	0,940	0,924
100000	1	—	0,997	—	0,992	0,986	0,979	0,974	0,963	0,953

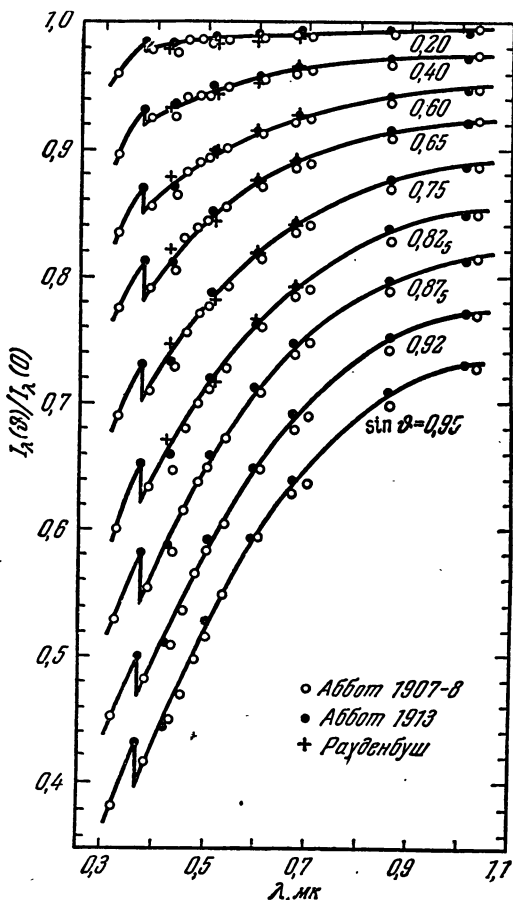


Рис. 7.

численные измерения в широкой области спектра при использовании весьма разнообразной методики. Эти исследования показали, что закон падения яркости солнечного диска к краю зависит от длины волны, причем ослабление яркости увеличивается с убыванием длины волны. Наиболее полные результаты были получены Абботом (с сотрудниками), проводившим систематические измерения в течение ряда лет. Применявшаяся им методика состояла в смещении изображения Солнца поперек щели спектроболометра или монохроматора в комбинации с термостолбиком или фотоэлементом. Некоторые наблюдатели применяли для измерений в монохроматическом свете вышеупомянутый метод Юлиуса (впервые это сделал Шварцшильд в 1905 г.).

На рис. 7 кривые дают потемнение к краю $I_\lambda(\phi)/I_\lambda(0)$ в функции длины волны λ в различных точках солнечного диска, определяемых расстоянием $\sin \phi$, по Минарту. Соответствующие числовые данные приводятся в табл. 5.

Табл. 5 и рис. 7 наглядно и с хорошей точностью представляют характер потемнения к краю

солнечного диска в большой области спектра. Обращает на себя внимание

наличие бальмерова скачка около $\lambda = 3700 \text{ \AA}$, величина которого находится в согласии с теоретически ожидаемой.

Большой теоретический интерес представляет вопрос об изменении яркости диска у самого края, но соответствующие измерения чрезвычайно трудны в связи с колебаниями края и другими эффектами. Проведение таких измерений возможно во время полных солнечных затмений, перед началом или сразу по окончании полной фазы. На основании наблюдений во время затмений выяснилось, что на самом краю диска имеет место чрезвычайно быстрое падение яркости. Так, по измерениям Линдблада и Кристенсона в 1945 г., яркость края убывает на протяжении $1''$ в 100 раз. Этот факт служит объяснением наблюдаемой резкости края солнечного диска. Для выяснения точного закона падения яркости на краю в различных участках спектра наблюдений пока недостаточно.

В табл. 6 приводятся результаты определения Миннартом (1924 г.) отношения интенсивности в центре диска I_0 к средней интенсивности диска F в различных длинах волн, а также расстояния от центра диска r , на котором интенсивность равна средней интенсивности в данной длине волны.

Таблица 6

$\lambda, \text{ \AA}$	I_0/F	r	$\lambda, \text{ \AA}$	I_0/F	r	$\lambda, \text{ \AA}$	I_0/F	r
3230	1,487	0,758	5010	1,287	0,750	10310	1,130	—
3700	1,361	—	5340	1,265	0,751	12250	1,118	0,762
3860	1,407	0,749	6040	1,226	0,750	16550	1,088	0,774
4330	1,371	0,750	6700	1,201	0,758	20970	1,077	0,775
4560	1,326	0,752	6990	1,190	0,751			
4810	1,302	0,753	8660	1,158	0,763			

Как видно из этой таблицы, расстояния r во всем спектре заключаются в весьма узкой зоне: от 0,749 до 0,775 радиуса диска.

§ 6. Вращение Солнца. Одним из основных факторов солнечной физики является вращение Солнца вокруг своей оси.

Вращение Солнца обнаруживается непосредственно по смещению различных деталей на солнечном диске (пятна, факелы, флоккулы, волокна) ото дня ко дню. Измерения точных координат этих деталей в последовательные моменты времени позволяют вывести *элементы* вращения Солнца, т. е. постоянные, определяющие вращение. Поскольку все солнечные образования обладают также собственными движениями по солнечной поверхности, то выделить вращение из наблюдаемых движений возможно только при определенных предположениях о характере собственных движений. Так, предполагая собственные движения случайными, можно определить вращение Солнца по измерениям достаточно большого числа отдельных образований, для которых собственные движения в целом можно считать равными нулю.

Благодаря вращению Солнца все линии в спектре восточного края смещены к фиолетовому концу относительно положения тех же линий в центре диска, а линии в спектре западного края смещены к красному концу. Если измеренное в некоторой точке Солнца, лежащей на расстоянии ϑ от центрального меридиана, доплеровское смещение в длине волны λ равно $\Delta\lambda$, то, как легко видеть, линейная скорость вращения равна

$$v = \frac{\Delta\lambda \cdot c}{\lambda \sin \vartheta \cos \varphi_0},$$

где ϕ_0 есть гелиографическая широта центра диска, c — скорость света. Измерение доплеровского смещения линий в спектре края солнечного диска составляет другое средство изучения вращения Солнца. Достоинством спектроскопического метода является его независимость от временных и изменчивых образований (как, например, пятна и пр.), а также его применимость для широт вне зоны солнечных пятен. Измерения целесообразно производить дифференциально, фотографируя рядом и одновременно спектры двух диаметрально противоположных точек края диска, поскольку тогда получается двойное смещение линий и, кроме того, снижается влияние различных систематических ошибок.

Направление оси вращения Солнца в пространстве определяется двумя элементами: углом наклона плоскости солнечного экватора к плоскости эклиптики i и долготой восходящего узла экватора Ω . Третьим элементом является продолжительность сидерического оборота вокруг оси τ (на экваторе; см. ниже) или соответствующая угловая скорость $\omega = 360^\circ/\tau$ (обычно в градусах за средние солнечные сутки).

На основании измерения положений солнечных пятен элементы солнечного вращения определялись многими исследователями *). В 1928 г. по международному соглашению приняты в качестве стандартных уже упоминавшиеся нами ранее (см. т. I, § 201) элементы Кэррингтона, выведенные из визуальных наблюдений пятен:

$$i = 7^\circ,25, \quad \Omega = 73^\circ,6667 + (T - 1850) \cdot 0^\circ,01396, \\ \tau = 25^d,380, \quad \omega = 14^\circ,1844.$$

Второй член в выражении для Ω учитывает прецессию для даты T (выраженной в годах). В современных исследованиях, посвященных изучению вращения Солнца, из трех элементов вращения обычно определяется только τ , который единственно и представляет астрофизический интерес, тогда как элементы i и Ω всегда принимаются по Кэррингтону.

Как очевидно, продолжительность синодического вращения Солнца (интервал времени между последовательными прохождением солнечного образования через центральный меридиан) $\sigma > \tau$, а суточный синодический угол вращения $360^\circ/\sigma$ равен ω , уменьшенному на суточное орбитальное движение Земли $360^\circ/365,26 = 0^\circ,9856$. Принимая для ω значение Кэррингтона, находим: $\sigma = 27^d,27$.

Однако Солнце вращается не как твердое тело, а обнаруживает зависимость угловой скорости вращения от гелиографической широты, что было замечено еще первыми наблюдателями солнечных пятен, но систематически исследовано впервые Кэррингтоном. Спектроскопические измерения Дунера (1887—1889 гг. и 1899—1901 гг.) не только подтвердили закон вращения Солнца, найденный по пятнам в зоне $\pm 45^\circ$, но и показали его пригодность вне этой зоны (до $\pm 75^\circ$). В последующие десятилетия изучению вращения Солнца уделялось большое внимание. Закон вращения определялся многими исследователями по различным солнечным образованиям или спектроскопически при использовании различных спектральных линий.

В качестве эмпирической формулы, представляющей скорость вращения Солнца в функции гелиографической широты, использовались различные формулы, но наиболее часто формула Фая:

$$v = a - b \sin^2 \phi,$$

где a есть скорость на экваторе, b — коэффициент, называемый экваториальным ускорением. (Аналогичная формула получается для угловой скорости.) В настоящее время принято выражать этой формулой любые результаты

*) Вывод соответствующих уравнений см., например, в [1].

определения вращения Солнца. Среднее значение экваториальной скорости обращающего слоя из спектроскопических определений многих наблюдателей близко к $2,00 \text{ км/сек}$, или $14^\circ,38$ в сутки, что на 1% менее значения, выведенного по пятнам. Однако дисперсия измерений разных наблюдателей достигает 10%.

Из сопоставления результатов определений закона вращения Солнца по различным солнечным образованиям было найдено, что угловая скорость вращения не является одинаковой для всех слоев, а увеличивается с возрастанием высоты уровня (пятна $\rightarrow$ флоккулы $\rightarrow$ протуберанцы). Этот результат подтверждается, по-видимому, также спектроскопическими измерениями, которые показывают увеличение скорости вращения с повышением уровней возникновения линий, употребляемых в измерениях (металлические линии $\rightarrow$ Ca 4247, H $_{\alpha}$, D-линии Na и другие $\rightarrow$ эмиссионная H $_{\alpha}$ и K $_{\beta}$). Однако вывод о возрастании скорости вращения с высотой пока еще нельзя признать доказанным: несмотря на высокую внутреннюю точность, измерения включают большие систематические ошибки, о чем свидетельствует значительное расхождение результатов разных исследователей. Также нерешенным и по той же причине остается вопрос об изменении скорости вращения со временем (в частности, с фазой 11-летнего цикла солнечной активности).

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ I

1. Waldmeier M., Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung. 2. Auflage, Leipzig, 1955.
 2. Койпер Дж. (ред.), Солнечная система, т. I. Солнце. Перев. с англ. под ред. В. А. Крата, 1957; гл. III, гл. I, § 9.
-

ГЛАВА II

ЛИНЕЙЧАТЫЙ СПЕКТР СОЛНЦА

§ 7. Нормальный солнечный спектр. Атласы спектра и каталоги линий. Нормальный спектр Солнца, т. е. спектр невозмущенного участка солнечного диска или спектр рассеянного солнечного света, есть спектр поглощения: на фоне яркого непрерывного спектра выделяется большое число тонких темных линий, называемых фразунгоферовыми линиями, которые возникают в нижнем слое солнечной атмосферы благодаря поглощению излучения атомами различных элементов в присущих им частотах. Фразунгоферовы линии в некоторых областях спектра (особенно в ультрафиолетовой области) располагаются настолько тесно, что только с трудом можно обнаружить между ними небольшие участки невозмущенного фона. Встречаются также широкие полосы, состоящие из групп тончайших линий, которые обязаны поглощению излучения молекулами химических соединений. Многие линии и молекулярные полосы в фразунгоферовом спектре имеют не солнечное происхождение, а обуславливаются земной атмосферой (теллурические линии и полосы).

Изучение непрерывного спектра дает возможность, как было показано выше (гл. I), определить температуру Солнца. Из измерений распределения интенсивности по солнечному диску в частотах непрерывного спектра получаются на основе теории лучевого равновесия выводы о структуре фотосферных слоев. Еще более мощным средством познания структуры и физического состояния солнечной атмосферы служит фразунгоферов спектр. Наблюдаемое положение, интенсивность и профиль фразунгоферовой линии отражают на себе в той или другой степени воздействие многих факторов, характеризующих состояние атмосферы (температура, давление, разнообразные макроскопические движения, магнитное и электрическое поля и пр.), а также зависят от механизма переизлучения разных частей линии в атмосфере (поглощение, когерентное или некогерентное рассеяние и пр.). Поэтому детальное изучение указанных характеристик фразунгоферовых линий доставляет глубокую информацию о физических условиях в солнечной атмосфере. Одной из главных задач, которые решаются на основании исследования фразунгоферова спектра, является анализ химического состава Солнца.

Линии поглощения в солнечном спектре были открыты Волластоном в 1802 г., а затем независимо Фразунгофером в 1814 г., который впервые подверг солнечный спектр детальному исследованию, в результате которого он смог зарегистрировать 674 линии, а сделанные им зарисовки явились, по существу, первым атласом солнечного спектра. Введенное Фразунгофером буквенное обозначение сильнейших солнечных линий частично сохранилось в употреблении до настоящего времени.

Однако все значение указанного открытия было осознано только в 1859 г., когда Кирхгоф на основе лабораторных опытов дал качественное объяснение возникновения спектров различного характера (сплошной, линейчатый эмиссионный или абсорбционный). Им также был составлен атлас солнечного

спектра, причем некоторые из фраунгоферовых линий были отождествлены с линиями земных источников света.

Атлас также видимой области солнечного спектра был выпущен в 1863 г. Ангстремом. Этот исследователь использовал для наблюдений вместо призмы дифракционную решетку, дающую спектр с постоянной дисперсией, так что линии в атласе Ангстрема расположены уже в шкале длин волн. Многие фраунгоферовы линии были им отождествлены. Дополнением к атласу Ангстрема явились результаты Корню, который исследовал в 1874 и 1882 гг. ультрафиолетовую область солнечного спектра.

В 1895—1897 гг. Роуланд опубликовал замечательный атлас, а также первый каталог линий солнечного спектра, которые оставались непревзойденными в течение нескольких десятилетий и сыграли большую роль не только в развитии солнечной физики, но и вообще в астрофизике. Наблюдения производились им посредством вогнутой дифракционной решетки собственного изготовления. Атлас Роуланда, представляющий собой фотографически увеличенную копию спектрограмм в области $\lambda\lambda$ 2967—6953, включает около 20 000 линий и имеет суммарную длину 13 м. Посредством сравнения солнечных спектрограмм и полученных с тем же спектрографом лабораторных спектрограмм химических элементов Роуланд смог отождествить около $1/3$ всех линий каталога.

На съезде членов Международной комиссии по исследованию Солнца в 1905 г. было решено переизмерить длины волн линий солнечного спектра, положив в основу не длину волны линии D_1 натрия (λ 5896,156), как это было у Роуланда, а красной линии кадмия (λ 6438,4696), измеренную интерферометрически точнее, чем до 0,001 Å. Выбор этой линии в качестве первичного стандарта системы длин волн объясняется тем, что, в отличие от большинства линий, она даже сильнейшими приборами не разрешается на компоненты, причем через длину волны этой линии выражен стандартный метр (1 553 164,13 длины волны по Майкельсону). В качестве вторичных стандартов (главные линии 2-го порядка) были приняты линии железа (вольтова дуга), отстоящие на 50 Å одна от другой, которые интерференционным способом были связаны с линией кадмия. В 1922 г. в качестве вторичных стандартов был дан список линий неона, а также предложены третичные и вспомогательные стандарты, главным образом линии нейтрального железа. Линии 2-го порядка были связаны посредством дифракционных спектрографов с линиями железа 3-го порядка (числом 383) через 5—10 Å с окончательной ошибкой не более 0,006 Å. Совокупность всех этих стандартов составляет международную систему длин волн. В результате измерения большого числа солнечных линий относительно указанных стандартов, что было проведено в Аллегенской обсерватории совместно с Бюро стандартов (Бёрнс, Меггерс и Кис) и в обсерватории Маунт Вилсон (Сент-Джон и Бэбкок), роуландовские длины волн были приведены к международной системе (поправки от $-0,100$ Å близ $\lambda = 3000$ Å до $-0,225$ Å около $\lambda = 6600$ Å).

Между длинами волн солнечных линий, уже редуцированных к международной системе, и лабораторными в спектре вакуумной дуги все же существуют некоторые расхождения, вызванные различными причинами. Так, наблюдается доплеровское смещение линий в спектре края солнечного диска относительно центра, обязанное вращению Солнца вокруг своей оси. Этот эффект используется, между прочим, для различения собственно солнечных линий и многочисленных теллурических, особенно в инфракрасной области. В 1917 г. Меггерс нашел, что и после учета вращения Солнца остается небольшое смещение «центр — край», которое (по измерениям Хантера спектров с большой дисперсией) достигает величины $+0,005$ Å. Предсказываемое теорией относительности смещение линий в солнечном спектре к красному

концу (эйнштейновское смещение) равно $+0,008 \text{ \AA}$ у $\lambda = 3800 \text{ \AA}$ и возрастает до $+0,014 \text{ \AA}$ около $\lambda = 6600 \text{ \AA}$, что в общем было подтверждено Сент-Джоном, сравнившим длины волн солнечных линий и линий в спектре вакуумного источника. Малые уклонения от предсказанных значений он приписал различию уровней возникновения соответствующих линий, причем эти остаточные смещения алгебраически возрастают с высотой уровня. Из измерения линий в спектре края в области $\lambda\lambda 3600\text{—}6750$ он нашел, что остаточное смещение превышает эйнштейновское смещение в среднем на величину $0,0015 \text{ \AA}$, что составляет «эффект края». По линиям железа Эвершед вывел для остаточного эффекта края значения: $+0,0060 \text{ \AA}$ вблизи $\lambda = 3932 \text{ \AA}$, $+0,0050 \text{ \AA}$ около $\lambda = 4433 \text{ \AA}$ и $+0,0119 \text{ \AA}$ у $\lambda = 6200 \text{ \AA}$, откуда следует вывод об изменении эффекта края с длиной волны, полученный также Адамсом. Малые смещения (вообще к красному концу), обнаруживаемые для линий в спектре солнечного диска после учета эйнштейновского смещения, так же как и эффект края, пока не получили удовлетворительного объяснения, и требуется дальнейшее изучение этого вопроса на основе измерения спектров с высокой дисперсией и тщательного учета всех усложняющих эффектов (турбулентция в солнечной атмосфере, асимметрия или размытость линий и пр.).

В результате десятилетней работы по пересмотру таблиц Роуланда, проведенной на обсерватории Маунт Вилсон (Сент-Джон, Мур, Уивер, Адамс и Бэбкок), в 1928 г. был опубликован новый каталог под названием «Пересмотр роуландовской предварительной таблицы длин волн солнечного спектра с расширением до современного предела инфракрасных лучей» (Revised Rowland).

Этот каталог включает 21 835 линий в области от $\lambda 2975,483$ до $\lambda 10218,6$, для которых даются длины волн и оценки интенсивностей в роуландовской шкале. Длины волн редуцированы к международной системе, которая зависит от стандартов, принятых в 1922 г. В 1928 г. Международный астрономический союз принял список улучшенных стандартов (линии железа), в связи с чем к длинам волн «Пересмотренной таблицы Роуланда» следует придать малую поправку (от $-0,0006 \text{ \AA}$ до $-0,008 \text{ \AA}$ в различных участках спектра) для приведения в соответствие с новыми стандартами. В каталоге отождествлены 12 502 линии, т. е. 57% всех линий каталога. Дополнительно приводятся интенсивности линий в спектре солнечных пятен относительно этих линий в нормальном солнечном спектре, температурная классификация линий и классификация их по профилям в зависимости от давления, а также потенциалы возбуждения.

В 1947 г. Бэбкок и Мур опубликовали каталог, включающий около 7400 линий в интервале $\lambda\lambda 6600\text{—}13\,495$. Те же авторы расширили таблицу Роуланда в ультрафиолетовой области: измерения длин волн и оценки интенсивностей были сделаны ими для 665 линий в участке $\lambda\lambda 2935\text{—}3060$.

Всего в настоящее время зарегистрировано около 26 000 солнечных линий в области $\lambda\lambda 2935\text{—}13\,495$. Помимо длин волн имеются визуальные оценки их интенсивностей в роуландовской шкале, которая простирается от слабейших (0000 по Роуланду или —3 в «Пересмотренной таблице Роуланда») до известных сильных линий, обозначенных буквами (H_{α} , H_{β} , ... водорода, H и K кальция, D_1 и D_2 натрия и другие).

Хотя способ оценок интенсивностей фраунгоферовых линий в роуландовской шкале очень простой и удобный и является общепринятым, но этот способ уже не удовлетворяет требованиям современных спектральных исследований Солнца и требуется замена оценок интенсивностей более точными характеристиками линий. На основании спектрофотометрических измерений Аллен нашел центральные интенсивности и эквивалентные шири-

ны фраунгоферовых линий в области $\lambda\lambda$ 3924—11 830. Особую ценность в этом отношении представляет Утрехтский фотометрический атлас солнечного спектра, опубликованный в 1940 г. Этот атлас представляет собой запись солнечного спектра непосредственно в интенсивностях и охватывает область $\lambda\lambda$ 3332—8771. Масштаб атласа 2 см/Å. В 1951 г. в обсерваторий Мак-Мас—Халберт получен атлас инфракрасного солнечного спектра для области $\lambda\lambda$ 8465—25 242.

На основе накопленного спектроскопического материала, солнечного и лабораторного, в настоящее время проводится работа по расширению и дополнению «Пересмотренной таблицы Роуланда», охватывающей интервал солнечного спектра $\lambda\lambda$ 2935—13 495. Длины волн линий в этом каталоге будут редуцированы к международной шкале 1928 г., а оценки интенсивностей в произвольной шкале будут заменены эквивалентными ширинами, измеренными по Утрехтскому фотометрическому атласу. Пересматриваются также отождествление атомных и молекулярных линий и потенциалы возбуждения.

§ 8. Отождествление фраунгоферовых линий. Первый вопрос физики Солнца, решаемый на основании изучения нормального солнечного спектра, есть вопрос о его качественном химическом составе, который сводится, очевидно, к отождествлению солнечных линий с линиями химических элементов. Отождествление линий в спектрах Солнца и звезд составляет одну из труднейших задач астрофизики, поскольку спектр определяется рядом физических условий, которые даже для Солнца еще недостаточно выяснены и трудно воспроизводимы в лаборатории.

Наиболее простой способ отождествления состоит в непосредственном сопоставлении фотографии солнечного спектра с фотографией спектра того или иного химического элемента. При этом принимается в расчет не только совпадение длин волн солнечных и лабораторных линий, но также относительные интенсивности тех и других. Если имеется согласие в длинах волн для слабых линий, а сильные линии данного элемента отсутствуют в солнечном спектре, то указанное согласие является случайным. Допустимое расхождение в длинах волн зависит от характера линий: их интенсивности, ширины, размытости, асимметрии и пр. Сравнение следует производить с лабораторными спектрами, полученными при различных физических условиях. Усложнение вносит блендирование линий, которые могут принадлежать тому же самому или разным элементам.

Существенное значение имеет тот факт, что на Солнце, как и в лаборатории, можно изучать спектры, соответствующие различным физическим условиям: спектры диска и края, спектры пятен и хромосферы. В спектрах пятен, диска и хромосферы многие линии заметно различаются по интенсивности, хотя длины волн этих линий (после надлежащих редукиций) находятся в хорошем согласии. Эти различия аналогичны различиям, которые имеют место для лабораторных спектров электрической печи, дуги и искры соответственно. Пятно холоднее диска на $\sim 1000^\circ$, и этим объясняется тот факт, что при переходе от спектра диска к спектру пятна наблюдается усиление линий атомов, имеющих низкие потенциалы ионизации (Ca, Sc, Ti, V и др.), и, напротив, ослабление дуговых линий с высокими потенциалами возбуждения и искровых линий. Этот факт был открыт еще в начале текущего столетия и послужил стимулом к выполнению Кингом в обсерватории Маунт Вилсон большой программы по температурной классификации лабораторных линий, появляющихся в электрической печи и дуге при различных температурах (классы от I до VI). Сотни линий молекулярного происхождения, присутствующих в спектре пятен и отсутствующих в спектре диска, отличаются от атомных линий благодаря наличию магнитного поля в пятнах (эффект Зеемана), что дает дальнейшую проверку многих отождествлений.

Большинство линий редких земель, ввиду их относительно низких потенциалов ионизации, видно лишь в состоянии первой ионизации как на диске, так и в пятнах. Мензел и Теккерей указали, что в спектрах, наблюдаемых в моменты наступления и окончания полных солнечных затмений, искровые линии редких земель, в отличие от других линий, не обращаются внезапно при переходе от эмиссионного спектра хромосферы за краем солнечного диска к абсорбционному спектру диска, а видны в эмиссии далеко на диске. Эта особенность поведения линий редкоземельных элементов весьма полезна при их отождествлении.

Развитие теории ионизации и квантовой теории, объяснивших механизм возникновения спектров, значительно расширило возможности отождествления солнечных линий по сравнению с методом «совпадения». Имея измеренные длины волн, оцененные интенсивности и температурную классификацию линий в лабораторном спектре и сопоставляя с предсказываемыми на основе теории атомной структуры энергетическими уровнями, которые следуют из конфигураций наружных электронов и выражаются спектроскопическими термами, отождествляют линии данного спектра элемента в определенном состоянии ионизации *).

Особенно важное значение в отождествлении солнечных линий имеют мультиплеты, поскольку относительные интенсивности и положения компонентов мультиплета должны быть одинаковы в солнечном и лабораторном спектрах. Так, используя теоретические интенсивности в мультиплетах, можно по полной интенсивности блендированной линии вывести интенсивности составляющих ее линий. Для решения вопроса о наличии на Солнце данного элемента разыскиваются в первую очередь мультиплеты, которые включают сильнейшие линии с наиболее низкими потенциалами возбуждения нижнего уровня. Если эти линии лежат в доступной области спектра, но в солнечном спектре отсутствуют, то следует сделать вывод об отсутствии данного элемента в солнечной атмосфере. Для многих элементов эти линии лежат в области $\lambda < 2950 \text{ \AA}$, для которой имеются пока лишь ракетные солнечные спектры с низкой дисперсией.

Часто линии можно обнаружить в солнечном спектре, зная их точные положения, предвычисленные из энергетических уровней. Так было найдено на Солнце и частично затем подтверждено лабораторными измерениями более 1250 линий FeI. Условия на Солнце (низкая плотность и большая глубина фотосферы) более благоприятны для появления этих слабых линий, чем лабораторная дуга. При достаточном обилии элемента на Солнце должны присутствовать также и линии с более высокими потенциалами возбуждения, причем в этом случае также разыскиваются в первую очередь сильнейшие линии соответствующих мультиплетов в доступной области.

Таблица 1

Линия, $\text{\AA}$	Интенсивность по Роуланду	Элемент	Линия, $\text{\AA}$	Интенсивность по Роуланду	Элемент
3934	1000	} Ca^+	5167	15	} Mg
3969	700		5173	20	
4102	40		5184	30	
4227	40	H	5889	30	} Na
4341	20	Ca	5896	20	
4862	30	H	6563	40	

*) В Бюро стандартов США составлена сводка всех известных энергетических уровней, выведенных из анализа оптических спектров.

Как было указано выше, из 21 836 линий «Пересмотренной таблицы Роуланда» удалось отождествить 57% линий; число отождествленных элементов равно 57. Почти все неотожествленные линии являются очень слабыми: лишь несколько из них имеет роуландовскую оценку интенсивности выше 3, а 98% неотожествленных линий каталога заключается в интервале интенсивностей от 1 до —3. Принадлежность наиболее сильных фраунгоферовых линий солнечного происхождения в видимой области спектра тому или другому элементу указана в табл. 1.

В настоящее время из 26 000 линий, зарегистрированных в фотографируемой области спектра, отождествлено около 70% линий, причем установлено присутствие на Солнце уже 68 элементов (табл. 2), хотя и с различной

Таблица 2

1 H	11 Na	21 Sc	30 Zn	42 Mo	51 Sb	64 Cd	73 Ta
2 He	12 Mg	22 Ti	31 Ga	44 Ru	56 Ba	65 Tb	74 W
3 Li	13 Al	23 V	32 Ge	45 Rh	57 La	66 Dy	76 Os
4 Be	14 Si	24 Cr	33 As	46 Pd	58 Ce	68 Er	77 Ir
5 B	15 P	25 Mn	37 Rb	47 Ag	59 Pr	69 Tu	78 Pt
6 C	16 S	26 Fe	38 Sr	48 Cd	60 Nd	70 Yb	79 Au
7 N	18 Ar	27 Co	39 Y	49 In	62 Sm	71 Lu	82 Pb
8 O	19 K	28 Ni	40 Zr	50 Sn	63 Eu	72 Hf	90 Th
9 F	20 Ca	29 Cu	41 Nb				

степенью уверенности для различных элементов. Так, только по одной линии отождествлены Ag (запрещенная линия λ 5536 в спектре короны, принадлежащая, по Эдлену, Ar X), Cd, Au и Th; под вопросом остается присутствие Tb, Er, Ta и др.

Солнечный спектр содержит большое число металлических дугowych линий, средний потенциал возбуждения нижнего уровня которых составляет только ~ 1 эв. С другой стороны, встречаются неметаллические линии с высокими потенциалами возбуждения: He 20,9 эв; H 11,1 эв; N 10,0 эв; O 9,3 эв; C 7,5 эв; S 6,5 эв. Однако эти линии малочисленны и, за исключением водорода, слабые.

Некоторые элементы представлены в солнечном спектре, наряду с дугowymi линиями, также искровыми, а некоторые только искровыми линиями. Среди этих элементов по числу линий выделяются Ti^+ , V^+ , Cr^+ , Fe^+ , Zr^+ , La^+ , Ce^+ , Nd^+ , Sc^+ , Y^+ , Sm^+ .

Таблица 3

Элемент . . .	Fe	Ti	Cr	Co	Ni	V	Mn	Zr	Ce	Sc	Ca	Y	Nd
Число линий	3288	1085	1028	785	628	618	458	371	249	150	127	120	107

В табл. 3 указаны элементы, которые имеют более 100 линий в солнечном спектре (в нейтральном и ионизованном состояниях совместно), согласно «Пересмотренной таблице Роуланда».

Дальнейшая работа по отождествлению линий солнечного спектра, наряду с изучением лабораторных спектров элементов, позволит, по-видимому, обнаружить еще ряд элементов в солнечной атмосфере. Слабость (или даже отсутствие в солнечном спектре) линий этих элементов может быть

обязана как малому обилию элементов (Ho, Re, Tl, Bi, Po, At, Rn, Ra, Ac, Pa, U), так и высокому потенциалу возбуждения линий (Ne, A, Kr, X, Cl, Br, J, Se, Te, Cs, Hg).

Кроме атомных линий в солнечном спектре и особенно в спектрах солнечных пятен, существуют также молекулярные полосы, из которых отождествлены CN, C₂, CH, NH, OH, CaH, MgH, AlH, SiH, H₂, SiF, BO, AlO, TiO, FeO, ZrO. Менее уверенно отождествлены SiN, CP, NaN, PH.

Многие линии и полосы в солнечном спектре теллурические, особенно в красной и инфракрасной области, где они преобладают над солнечными. Теллурические линии впервые были описаны Брюстером в 1860 г. и с тех пор служили предметом исследования многих ученых. Они отличаются от линий солнечного происхождения тем, что число их и интенсивность заметно меняются в зависимости от высоты Солнца над горизонтом и от состояния земной атмосферы. Этот факт, а также отсутствие доплеровского смещения теллурических линий в спектре края солнечного диска вследствие вращения Солнца позволяют без большого труда различать линии земного и солнечного происхождения в солнечном спектре.

Наиболее выдающиеся теллурические линии наблюдаются группами, показывающими известную закономерность структуры. Из наиболее изученных групп линий, обозначаемых буквами, можно указать следующие:

группа α в участке $\lambda\lambda$ 6272—6335, включает 38 линий кислорода; группа В между λ 6868 и λ 6961—27 пар линий кислорода; группа А между λ 7594 и λ 7699—27 пар линий кислорода; группа в участке $\lambda\lambda$ 6929—7028, включает 45 линий H₂O; группа между λ 5862 и λ 6030 из 243 линий H₂O. В ультрафиолетовой области спектра между $\lambda\lambda$ 2900—3150 присутствуют линии озона.

В целом теллурические линии принадлежат главным образом O₂, N₂, O₃, CO₂, H₂O. Доказано также присутствие CO, N₂O, CH, OH и некоторых изотопических соединений C¹², O¹⁶, O¹⁸, C¹³, O².

В последние годы были достигнуты большие успехи в изучении инфракрасной области солнечного спектра. Однако предстоит еще громадная работа по отождествлению зарегистрированных линий.

§ 9. Эквивалентные ширины фраунгоферовых линий и кривые роста. Изучение *профилей* (см. т. I, § 179) фраунгоферовых линий позволяет получить наиболее полные и глубокие сведения о физическом состоянии и структуре солнечной атмосферы (фотосферы). Однако эта возможность ограничивается тем обстоятельством, что измерение истинного распределения интенсивности в линиях предъявляет очень высокие требования к спектрографам, в первую очередь в отношении разрешающей силы. Поэтому в спектральных исследованиях Солнца, а тем более в исследованиях звезд по преимуществу используются *полные поглощения* или *эквивалентные ширины* линий (см. там же), которые не зависят от разрешающей силы спектрографа и потому определяются из наблюдений с большой точностью. Следует отметить, что глазом мерные оценки интенсивностей линий в произвольной (например, роуландовской) шкале в настоящее время играют только второстепенную роль. Эквивалентные ширины являются эффективным средством для получения ряда важных физических параметров.

Данные об эквивалентных ширинах фраунгоферовых линий содержатся, например, в работах Аллена [3] или легко могут быть получены на основании Утрехтского фотометрического атласа солнечного спектра.

Эквивалентная ширина фраунгоферовой линии зависит от числа атомов, участвующих в образовании этой линии. Основная задача теории фраунгоферовых линий заключается в установлении указанной зависимости, которая лежит в основе изучения физических характеристик звездных атмосфер и, в частности, служит для решения одной из важнейших проблем астрофизики — количественного химического анализа звезд и Солнца.

Рассматривая простейший случай, когда линия возникает при прохождении непрерывного излучения через однородный поглощающий слой, в котором отсутствует переизлучение, мы можем написать для профиля линии следующее выражение:

$$I_{\lambda} = I_{\lambda}^0 e^{-k(\lambda) R l}, \quad (1)$$

и, согласно определению, для эквивалентной ширины линии:

$$W = \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{I_{\lambda}}{I_{\lambda}^0}\right) d\lambda = \int_0^{\infty} (1 - e^{-k(\lambda) R l}) d\lambda, \quad (2)$$

где I_{λ}^0 и I_{λ} есть интенсивность входящего и выходящего излучения соответственно (в данной длине волны λ), l — толщина слоя в сантиметрах, R — число классических осцилляторов на 1 см^3 , k — коэффициент поглощения на один осциллятор. Согласно квантовой теории $R = n f$, где n есть число поглощающих атомов на 1 см^3 и f — сила осциллятора, соответствующая данному атомному переходу *). Как легко видеть на основании (2), для очень слабых линий (оптическая толщина слоя $k R l \ll 1$) эквивалентную ширину можно считать пропорциональной числу поглощающих атомов, но для умеренных и больших эквивалентных ширин эта зависимость становится более сложной и определяется тем, как зависит коэффициент поглощения от длины волны, т. е. определяется факторами расширения в рассматриваемом случае.

Существует ряд причин расширения линий в спектрах Солнца и звезд: доплер-эффект, обязанный тепловым движениям атомов и движениям газа; затухание излучения; затухание из-за столкновений с другими атомами, ионами и электронами; микроскопический штарк-эффект (для водородных и гелиевых линий); зееман-эффект (например, в солнечных пятнах); сверхтонкая структура и наличие изотопов (для некоторых линий в солнечном спектре).

Обычными в лабораторной практике и теоретически наиболее изученными факторами расширения линий являются термический доплер-эффект и затухание излучения. В первом томе (§ 8) были приведены формулы для коэффициента поглощения при наличии каждого из этих факторов в отдельности и при их совместном действии. В последнем случае коэффициент поглощения имеет сложную интегральную форму:

$$k(\nu) = k_0 \frac{a}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y}}{\left(\frac{a}{2}\right)^2 + (\nu - y)^2} dy, \quad (3)$$

где

$$k_0 = \frac{\sqrt{\pi} e^2}{m c^2} \frac{\lambda_0^3}{\Delta \lambda_D} \quad (4)$$

есть коэффициент поглощения в центре линии λ_0 , а

$$a = \frac{\Delta \lambda_N}{\Delta \lambda_D} = \frac{\gamma_0}{\Delta \omega_{\infty}}, \quad \nu = \frac{\lambda_0 - \lambda}{\Delta \lambda_D} \quad (5)$$

суть безразмерные вспомогательные величины, введенные для упрощения, $\Delta \lambda_D$ (или $\Delta \omega_D$ в круговых частотах) — доплерова ширина, $\Delta \lambda_N = 1,18 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}$ — естественная ширина линии, $\gamma_0 = 0,220 / \lambda_0^2$ — постоянная

*) Значения f для линий, представляющих астрофизический интерес, а также ссылки на соответствующую литературу можно найти, например, в [4].

затухания излучения *). При одновременном действии различных причин доплер-эффекта (например, тепловые движения атомов и турбулентия) и различных родов затухания (например, затухание излучения и затухание из-за столкновений) коэффициент поглощения выражается той же формулой [3], причем доплеровские постоянные объединяются суммированием квадратов их значений и постоянные затухания — непосредственным их суммированием. При этом следует отметить, что по Миннарту и Мульдерсу доплеровское расширение и затухание достаточны для описания практически всех перечисленных выше эффектов, за исключением штарковского расширения. Разными авторами составлены таблицы интеграла [3], а также получены удобные разложения в ряды, которые позволяют получить значения коэффициента поглощения для различных значений a и v [5].

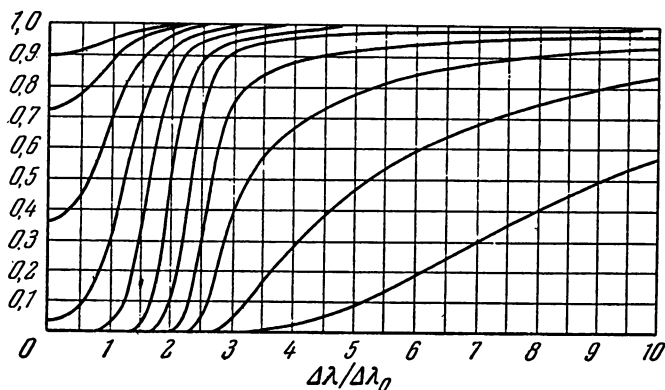


Рис. 8.

Расширение фраунгоферовых линий обусловливается, как правило, совместным действием доплер-эффекта и различных типов затухания. Но в условиях звездной атмосферы доплеровская ширина $\Delta\omega_D$ значительно превышает ширину γ , соответствующую затуханию, т. е. $a \ll 1$. Коэффициент поглощения [3] в этом частном случае, единственно представляющем интерес для астрофизики, принимает следующий вид:

$$k(v) = k_0 \left[e^{-v^2} - \frac{a}{\sqrt{\pi}} \left(1 - 2ve^{-v^2} \int_0^v e^{z^2} dz \right) \right]. \quad (6)$$

Это выражение показывает (см. т. I, § 8), что вблизи центра линии (малые v) коэффициент поглощения определяется только доплер-эффектом ($k \sim e^{-v^2}$), а во внешних частях линии (большие v) только затуханием ($k \sim \frac{1}{v^2}$).

На рис. 8 можно видеть изменение профиля линии с возрастанием числа поглощающих атомов: вначале профиль линии является доплеровским, глубина линии быстро возрастает с ростом Rl , но полуширина изменяется медленно, особенно после того, как середина линии становится совершенно темной; затем появляются протяженные крылья, обязанные затуханию, крылья усиливаются, и, наконец, профиль принимает форму, которая при дальнейшем возрастании Rl не изменяется. В соответствии с изменением профиля возрастает полное поглощение линии W : для $Rl \leq 10^{10} \text{ см}^{-2}$ полное поглощение возрастает пропорционально Rl , затем возрастание W замедляется, и только при $Rl \approx 10^{15} - 10^{16}$, когда появляются крылья, W снова

*) Принятые здесь обозначения не совпадают с обозначениями в т. I, § 8.

начинает возрастать быстрее; для $Rl > 10^{16}$ полное поглощение (также полу-ширина) линии растет пропорционально $\sqrt{Rl\gamma}$.

Выражение (2) в общем виде неинтегрируемо, но для частных случаев его можно проинтегрировать и получить удобные формулы для вычисления эквивалентной ширины. Так, при чисто доплеровском расширении ($a = 0$) получается разложение в ряд:

$$\frac{W}{2\Delta\lambda_D} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} X_0 \left(1 - \frac{X_0}{2! \sqrt{2}} + \frac{X_0^2}{3! \sqrt{3}} - \frac{X_0^3}{4! \sqrt{4}} + \dots \right), \quad (7)$$

применимое при $X_0 < 3$, где $X_0 = k_0 N f$ есть оптическая толщина слоя в центре линии, $N = n\lambda$. Эта формула пригодна и при наличии затухания для достаточно малых Nf (по крайней мере до $W < \Delta\lambda_D$). Для $a \ll 1$ отсюда следует:

$$W = \sqrt{\pi} X_0 \Delta\lambda_D = \frac{2\pi^2 l^2}{mc} N f. \quad (8)$$

С другой стороны, при очень больших значениях Nf , когда расширение определяется только затуханием, эквивалентная ширина выражается следующей формулой:

$$W = \sqrt{\frac{4\pi^2 e^2}{mc}} N f \gamma. \quad (9)$$

В том случае, когда существенную роль играют оба фактора расширения и, следовательно, коэффициент поглощения употребляется в его общей форме (6), для вычисления W приходится прибегать к численному интегрированию.

Кривая, связывающая эквивалентные ширины W с числом поглощающих атомов $N \times f$ (обычно обе переменные наносятся в логарифмической шкале), называется *кривой роста*. На рис. 9 показаны кривые роста для различных значений параметра a по Хельду. По оси ординат здесь нанесены величины $\lg \frac{W\lambda}{2\Delta\lambda_D}$, а по оси абсцисс $\lg \frac{Rl}{\Delta\omega_D} = \lg \left(\frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \frac{Nf}{\Delta\lambda_D} \right)$. Для кривых, которые получаются из астрофизических наблюдений ($a \ll 1$), особенно отчетливо различаются три области: линейная область, область «насыщения» и область крыльев, в которых эквивалентная ширина зависит только от Rl и определяется главным образом доплер-эффектом или затуханием *).

Применение кривых роста к исследованию Солнца и звезд предполагает возможность вывода соответствующих кривых также непосредственно из наблюдений. Такую возможность доставляют мультиплеты с известными относительными значениями сил осцилляторов f_{ik} компонентов мультиплета. Выбирая мультиплет, компоненты которого имеют общий нижний уровень и, следовательно, практически одинаковое число поглощающих атомов N_i , откладываем против абсцисс $\lg f_{ik}$ соответствующие ординаты $\lg W$, что дает отрезок кривой роста. Ряд участков кривой, полученных таким способом по различным мультиплетам, объединяется в одну сплошную кривую посредством смещения их вдоль оси абсцисс. Поскольку кривая роста зависит от длины волны, как это показывают формулы (7), (8), (9), для устранения этой зависимости при совмещении мультиплетов из разных спектральных областей для построения кривой роста вместо $\lg W$ употребляют $\lg \frac{W}{\lambda}$ или $\lg \frac{W}{\lambda} \frac{c}{\xi_0} = \lg \frac{W}{\Delta\lambda_D}$ (где ξ_0 есть наиболее вероятная скорость **). Хотя при строгой трактовке следует использовать только те линии, которые имеют

*) Изложение полной теории кривых роста см. в [6, 7].

**) В этом случае λ также входит в (9), но под знаком корня.

одинаковый исходный энергетический уровень, поскольку только в этом случае имеется уверенность в образовании линий в том же самом солнечном слое, на практике часто рассматривают солнечную атмосферу в целом и строят среднюю кривую роста, объединяя мультиплеты, возникающие в разных слоях.

Перемещая по графику на рис. 9 начерченную на кальке в том же масштабе «наблюдаемую» кривую роста $\lg \frac{W}{\lambda}$ в функции $\lg f$, мы находим теоретическую кривую роста, наиболее близко соответствующую наблюдаемой кривой. Это фиксирует значение параметра a . Затем из сравнения

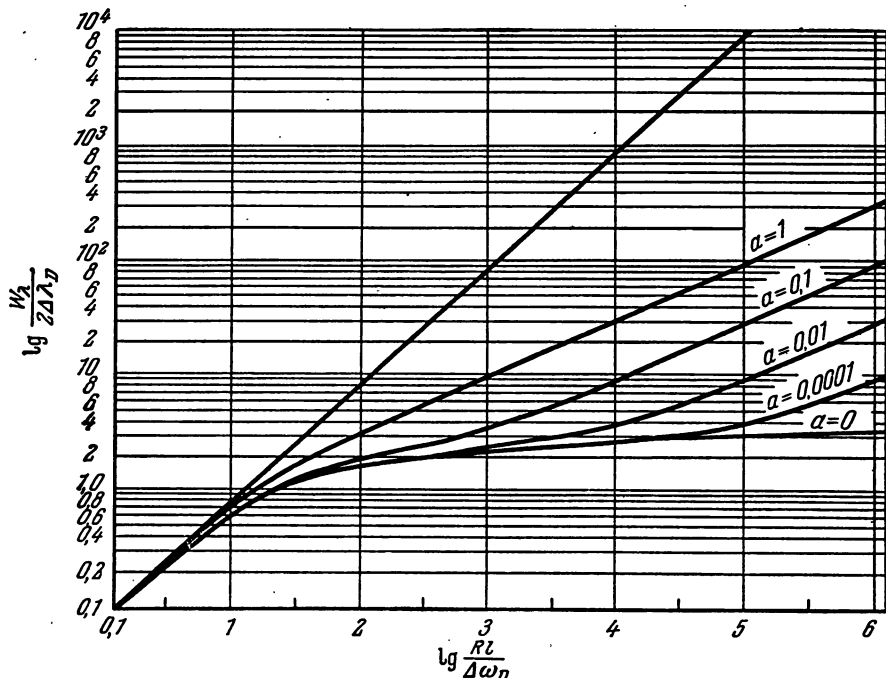


Рис. 9.

ординат обеих кривых определяется величина скорости ξ_0 . Зная a и $\Delta\lambda_D$, выводим значение постоянной затухания γ . При совмещении наблюдаемой и теоретической кривых роста можем для любой линии по наблюдаемому значению $\lg \frac{W}{\lambda}$ найти соответствующее значение $\lg Nf$ и отсюда, если известно абсолютное значение f , вычислить количество атомов N .

Определив по кривой роста относительные населенности различных уровней атомов, можно проверить оправдываемость бальмановского распределения и вычислить соответствующую температуру возбуждения. Но для этой цели может быть применена также несколько другая методика построения кривой роста [6]. Абсциссой при построении кривой роста в этом способе служит величина

$$\lg X_f = \lg gf\lambda_0 - \frac{5040}{T} E, \quad (10)$$

где gf есть наблюдаемая лабораторная интенсивность линии (g — статистический вес), E — потенциал возбуждения нижнего уровня мультиплета и T — температура возбуждения рассматриваемых атомов, причем температура

и все другие физические величины получаются из кривой роста путем последовательных приближений.

Определением кривых роста для Солнца занимались многие исследователи. До недавнего времени строились только средние кривые роста, тем более что исходные данные (числа f , эквивалентные ширины) для отдельных элементов были немногочисленными и неточными. Значительным вкладом в построение кривых роста были лабораторные определения А. Кинга и Р. Кинга относительных значений чисел f для многих линий Fe, Ti, V и других элементов, работы ряда физиков школы Рождественского и многих других ученых.

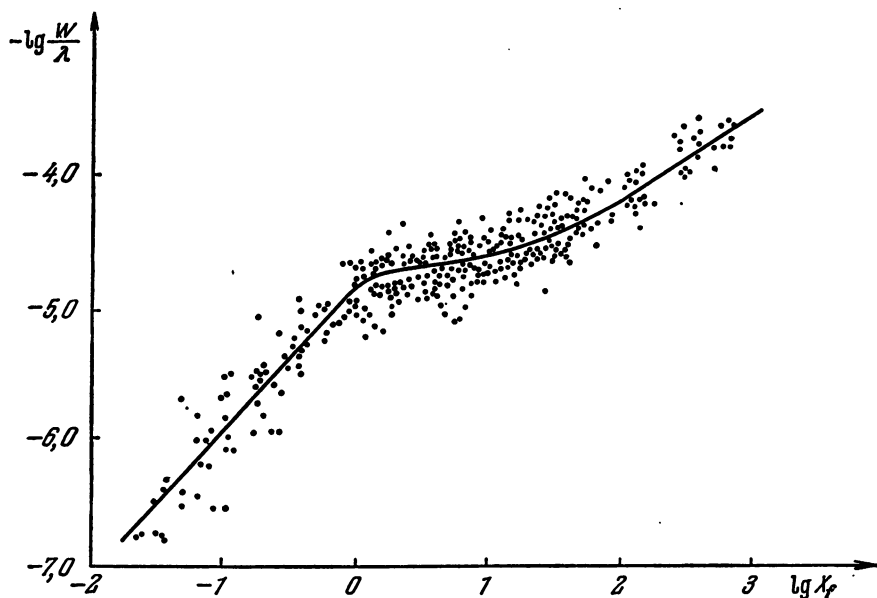


Рис. 10.

Рис. 10 дает наиболее полную и точную кривую роста для Fe I, построенную Л. А. Митрофановой (Пулково) в 1952 г. Для построения было использовано 178 мультиплетов, включающих 650 спектральных линий. Лабораторные интенсивности gf для линий, покрывающих среднюю и верхнюю части кривой роста, были заново измерены В. П. Вязаницыным, а для трудно возбудимых линий, соответствующих нижней части кривой, использовались теоретические интенсивности. Для эквивалентных ширин линий были приняты значения, полученные в результате усреднения трех независимых величин: выведенных из собственных наблюдений, найденных по Утрехтскому фотометрическому атласу солнечного спектра и взятых из таблиц Аллена.

Как отмечалось выше, одной из важных физических характеристик, которые могут быть получены на основании кривой роста, является температура возбуждения обрабатываемого слоя Солнца. Значения температуры возбуждения, найденные по линиям различных элементов, изменяются в широком интервале. Так, по линиям Sr I Сандедж и Хилл (1951 г.) нашли $T = 3790^\circ$. С другой стороны, по линиям VI были получены значения 5400° (Кинг и Райт, 1947 г.) и 5110° (Сандедж, 1950 г.). Результаты ряда определений температуры возбуждения по линиям Fe I и Ti I приведены в табл. 4. Наблюдаемые различия значений T для различных элементов являются, по-видимому, реальными. Тот факт, что эти значения T обычно оказываются заниженными по сравнению с эффективной температурой Солнца 5710° , хотя иногда и близкими к ней, пока не имеет уверенного объяснения.

Таблица 4

Автор	FeI	TiI
Мензэл, Бэкер	$4150^\circ \pm 50^\circ$	$4350^\circ \pm 200^\circ$
Гольдберг		4400
Райт	4750 ± 150	4575 ± 125
Гольдберг и Пирс	4770	4640 ± 290
Готтшалк	4800 ± 200	
Мельников	4580 ± 100	
Митрофанова	4535 ± 100	

С какой степенью точности оправдывается предположение о больцмановском распределении атомов по состояниям, которое лежит в основе определения температуры возбуждения, может быть проверено посредством сопоставления найденных значений $\lg N$ (число атомов в данном состоянии на 1 см^2 по лучу зрения) и E (потенциал возбуждения). Соответствующий график для атомов Fe I, полученный Л. А. Митрофановой (рис. 11), показывает линейную зависимость между указанными величинами и, следовательно, подтверждает применимость формулы Больцмана к обрабатываемому слою в интервале $E = 0-5 \text{ эв}$.

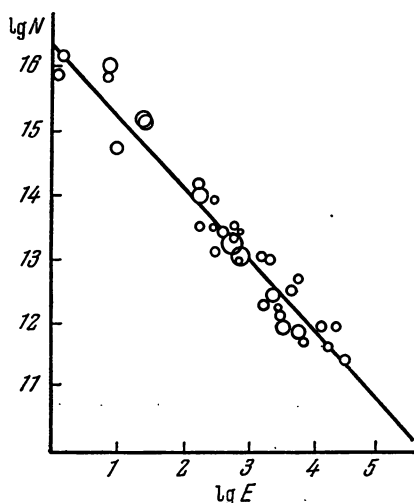


Рис. 11.

Полуширины слабых фраунгоферовых линий, как это было найдено в нескольких исследованиях, заметно превышают доплеровскую полуширину, обусловленную тепловыми движениями атомов, откуда был сделан вывод о наличии турбулентных движений в обрабатываемом слое. Разными исследователями (Редман, Аллен, тен-Бруггенкате, ван де Холст) были найдены скорости $1,0-1,8 \text{ км/сек}$ (радиальная составляющая). На основании эмпи-

рических кривых роста в нескольких работах были получены скорости того же порядка величины: $0,9$ (Райт), $0,6$ (Рубинштейн), $1,2$ (Клаас), $0,0$ (Митрофанова), $1,5 \text{ км/сек}$ (Юбене). Таким образом, турбулентные скорости в обрабатываемом слое имеют величину $\sim 1,0-1,5 \text{ км/сек}$.

Постоянная затухания определялась на основании кривых роста многими авторами. Оказывается, что наблюдаемая постоянная затухания γ для Солнца в большинстве случаев значительно превышает постоянную затухания излучения γ_0 . Так, Миннарт и Мульдерс, а также Аллен нашли $\gamma/\gamma_0 = 10$, Райт 15 , Фойгт 100 , Белл $14-300$ и др. Эти результаты свидетельствуют о том, что помимо затухания излучения еще большую роль в обрабатываемом слое Солнца играет затухание вследствие столкновений.

§ 10. Количественный состав солнечной атмосферы. Важный вопрос о количественном химическом составе солнечной атмосферы был впервые исследован Ресселом в 1929 г. на основании только что оконченной к тому времени «Пересмотренной таблицы Роуланда». Сущность примененного им метода заключается в калибровке роуландовских оценок интенсивностей солнечных линий по мультиплетам в относительных «числах атомов *),

*) За единицу Рессел принимал число атомов, производящих линию с роуландовской интенсивностью 0.

откуда, предполагая среднюю температуру и среднее электронное давление в солнечной атмосфере известными (у Рессела: $T = 5040^\circ$, $p_e = 3,1$ бар), по формулам Больцмана и Саха определяется число всех атомов рассматриваемого элемента. Табл. 5 содержит результаты исследования числа атомов

Т а б л и ц а 5

Элемент	$\lg N$	Элемент	$\lg N$	Элемент	$\lg N$	Элемент	$\lg N$
H	11,5:	Ti	5,2	Y	2,6	Ce	2,4
Li	2,0:	V	5,0	Zr	2,5	Pr	0,6:
Be	1,8	Cr	5,7	Nb	1,0:	Nd	2,0
C	7,4:	Mn	5,9	Mo	1,4	Sm	1,5
N	7,6?	Fe	7,2	Ru	1,7	Eu	1,4:
O	9,0:	Co	5,6	Rh	0,5	Gd	1,1:
Na	7,2	Ni	6,0	Pd	1,1	Dy	1,6:
Mg	7,8	Cu	5,0	Ag	1,0	Er	0,1:
Al	6,4	Zn	4,9	Cd	2,2:	Hf	0,4
Si	7,3	Ga	2,0	In	0,0:	W	0,2
S	5,7:	Ge	3,0	Sn	1,2	Ir	0,2?
K	6,8:	As	0,6?	Sb	0,8	Pt	1,6
Ca	6,7	Rb	1,7:	Ba	3,3	Te	1,4?
Sc	3,6	Sr	3,3	La	1,8	Pb	1,2

различных элементов на 1 см^2 поверхности Солнца в единицах Рессела. Переход к а б с о л ю т н ы м значениям N совершается посредством нормирующего множителя $N_0 = Nf$ для линии с роуландовской интенсивностью 0, который был выведен Ресселом посредством сравнения своих чисел со значениями Nf , полученными Унзольдом по наблюдаемым профилям линий в предположении чистого затухания излучения: $\lg N_0 = 12,67$ *). Несмотря на очевидную упрощенность и недостатки метода (например, использование одной калибровочной кривой для всех линий независимо от интенсивности и пр.), результаты Рессела вообще не были существенно изменены позднейшими исследованиями. Для ряда более тяжелых элементов работа Рессела до настоящего времени является единственным источником информации.

В дальнейшем, на основе развития теории фраунгоферовых линий и распространения точных измерений интенсивностей линий вместо визуальных оценок в произвольной шкале, методы химического анализа Солнца и звезд получили большое продвижение. В настоящее время можно указать два основных пути решения этой задачи. Первый метод заключается в применении общей теории кривых роста, как это было показано в предыдущем параграфе. Определяя по эквивалентной ширине и кривой роста населенность некоторого атомного уровня и вычисляя относительные населенности всех других уровней возбуждения и ионизации по формулам Больцмана и Саха, для чего требуется знать среднюю температуру и среднее электронное давление, можно получить содержание всех атомов данного элемента в солнечной атмосфере. Ввиду несовершенства современной теории кривых роста этот метод не всегда обеспечивает достаточную точность и надежность результатов, но вследствие своей относительной простоты и по ряду других причин он получил наибольшее применение. Основным его недостатком является использование чрезмерно упрощенной модели солнечной атмосферы как

*) Согласно подсчетам Унзольда следует принять $\lg N_0 = 11,8$ [7]. Возможную ошибку ресселовских логарифмов содержания элементов Унзольд оценивает как ± 1 .

рассеивающего обращаемого слоя над фотосферой, причем оптическая толщина слоя во всех линиях принимается одинаковой.

Более точным является второй метод определения химического состава, основанный на изучении профилей линий и связанный с моделью, учитывающей и рассеяние и истинное поглощение. Сущность метода заключается в том, что принимается некоторый исходный химический состав и вычисляются на различных глубинах в фотосфере параметры, определяющие поглощение, откуда интегрированием уравнения переноса для ряда значений относительного обилия элемента находят профиль линии, наиболее близко совпадающий с наблюдаемым, и, следовательно, обилие элемента. Определив обилия для всех элементов, можно уточнить строение фотосферы и т. д. Ряд преимуществ представляет использование в этом случае только слабых и очень слабых линий (они не зависят от неточных и меняющихся с глубиной постоянных ударного затухания и пр.). Применение метода не исключает также построения кривых роста, но при более строгом теоретическом обосновании.

С помощью указанных методов в различных их вариантах было проведено большое число исследований химического состава солнечной атмосферы. В табл. 6 приведены результаты некоторых новейших исследований [8]:

Таблица 6

Элемент	Мензел с сотрудни- ками	Унвольд	Клаас	Хюнартс	Элемент	Мензел с сотрудни- ками	Унвольд	Клаас	Хюнартс
H	24,40	24,40	24,40	24,40	V	16,49	16,46	—	—
He	23,70	23,70	—	—	Cr	17,27	17,98	—	—
Li	—	—	13,48	—	Mn	17,49	17,86	—	—
C	19,96	20,69	—	21,46	Fe	19,39	20,12	20,02	—
N	20,49	21,01	—	21,42	Co	17,09	17,43	—	—
O	20,96	21,13	21,05	21,63	Ni	18,79	18,36	—	—
Na	18,96	18,68	18,73	—	Cu	16,79	16,63	17,20	—
Mg	20,79	19,91	19,97	—	Zn	17,97	17,18	16,92	—
Al	18,79	18,73	18,57	—	Sr	—	15,75	15,28	—
Si	20,27	19,69	19,52	—	Y	—	15,61	—	—
S	19,97	19,32	—	—	Zr	—	14,77	—	—
K	17,49	17,60	17,41	—	Mo	—	14,18	—	—
Ca	18,97	18,63	18,86	—	Ba	—	15,35	14,78	—
Sc	—	15,73	—	—	Pb	—	15,0	—	—
Ti	16,97	17,36	—	—	Hg	—	—	15,38	—

значения $\lg N$, где N есть число атомов данного элемента на 1 см^2 солнечной поверхности, причем для водорода во всех случаях принято $\lg N = 24,40$. Наиболее обширный анализ выполнен Унвольдом, который употребил метод кривой роста. Клаас в основном использовал метод слабых линий. Хюнартс обилия элементов получил из рассмотрения молекулярных спектров. Взаимное согласие обилий, полученных различными методами, свидетельствует о их реальности. Однако ошибка в относительных обилиях ($\lg N$) может еще достигать 0,5—0,7 и даже более. Для содержания водорода разные авторы дают значения от 10^{24} до $5 \cdot 10^{24}$ атомов/ см^2 .

Неточность определяемых обилий элементов в ряде случаев (линии H, He, C, N, O, Si и др., особенно ионизованные элементы) возникает в связи с неуверенностью Больцмановской поправки для переходов с высоких энергетических уровней ($> 5 \text{ эв}$). С другой стороны, линии He (за исключением $\lambda 10830$) в солнечном спектре вообще отсутствуют. Все такие случаи требуют

особого рассмотрения и контроля. Так, из молекулярных полос CH , OH , CN , NH и C_2 в солнечном спектре Хюнартс (1950 г.) получил обилия H , C , N и O . Обилие кислорода O определялось также по слабым запрещенным линиям, которые поглощаются низкими уровнями атома и были недавно обнаружены в солнечном спектре (Боуэн, 1948 г.; Кабанн и Дюфэ, 1948 г.). Согласно Гози, отождествившему две слабые инфракрасные линии NI , его обилие почти равно обилию OI . Содержание гелия на Солнце отождествляется с его содержанием в хромосфере и протуберанцах, хотя оценка не может быть уверенной, пока механизм возбуждения свечения гелия в них недостаточно ясен.

Для наглядности состав солнечной атмосферы удобно представить по группам элементов, как это дает табл. 7 [8]. Эта табличка иллюстрирует ряд интересных особенностей химического состава солнечной атмосферы. Наиболее замечательным фактом является преобладающее обилие обоих легчайших элементов: H и He . Водородные атомы составляют 83,2% всех атомов и в 5 раз обильнее атомов гелия, которые составляют 16,6% всех атомов. Число атомов водорода и гелия вместе равно 99,87% всех солнечных атомов. Вслед за H и He наиболее обильными элементами являются C , N , O , так что солнечная атмосфера может рассматриваться как состоящая из перечисленных пяти элементов; элементы с атомным номером, превышающим 10, встречаются как «загрязнения». Среди металлов выделяются по обилию обычные на Земле Mg и Fe : общее число атомов этих элементов составляет 86% всех атомов металлов в солнечной атмосфере. Водородные атомы обильнее атомов всех металлов примерно в 8—9 тысяч раз. Вообще отношение обилий водорода и металлов представляет важную астрофизическую константу, которая определялась многими авторами. По-видимому, наилучшими являются определения Б. Стремгрена и Клааса, которые нашли значения $\lg \frac{N_{\text{H}}}{N_{\text{M}}} = 3,9$ и 3,95 соответственно.

Наиболее обильными химическими соединениями в солнечной атмосфере являются OH , CH , NH , CN и C_2 . Числа молекул этих соединений согласно определению Хюнартса (1948 г.) приведены в табл. 8. Как легко

Таблица 7

Элементы	Число атомов (в %)
H	83,224
He	16,645
$\text{C}, \text{N}, \text{O}$	0,121
$\text{Mg}, \text{Si}, \text{Fe}$	0,0083
Прочие металлы	0,0013

Таблица 8

Соединение	OH	CH	NH	CN	C_2
$\lg N$	17,52	17,31	16,98	16,32	14,96

видеть, суммарное содержание молекулярных соединений в солнечной атмосфере много меньше даже содержания металлов.

Наконец, следует указать на результаты определений содержания дейтерия (D или H^2) в солнечной атмосфере, которые проводились в последнее время. Линия дейтерия широкая и обнаруживается в виде депрессии ~ 1 —2% на крыле бальмеровской линии. Новое определение обилия дейтерия сделал де Ягер, который нашел $\text{D}/\text{H} = 1,45 \cdot 10^{-4}$, т. е. значение, близкое к земному. И. С. Шкловский по спектру вспышки вывел $\text{D}/\text{H} \leq 10^{-6}$. А. Б. Северный из фотоэлектрического измерения профилей линий H_α и H_β нашел обилие дейтерия на Солнце в несколько раз больше земного.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ II

1. Minnaert M., Mulders G. F. W., Houtgast J., Photometric Atlas of the solar Spectrum, Amsterdam, 1940.
 2. Койпер Дж. (ред.), Солнечная система, т. I. Солнце. Перев. с англ. под ред. В. А. Крата, 1957. Гл. IV (Мур Ш. Э., Отождествление линий в солнечном спектре).
 3. Allen G. W., Astrophysical Quantities, Univ. of London, 1955.
 4. Амбарцумян В. А. и др., Теоретическая астрофизика, Гостехиздат, 1952.
 5. Унзольд А., Физика звездных атмосфер. Перев. с нем. под ред. Э. Р. Мустеля, ИЛ, 1949.
 6. Митрофанова Л. А., Изв. ГАО, № 149, 81, 1952.
 7. Transactions of the International Astronomical Union, v. VII, 1950.
 8. Mitchell S. A., Eclipses of the Sun, 1953.
-

ГЛАВА III

СТРУКТУРА ФОТОСФЕРЫ: ГРАНУЛЯЦИЯ, ПЯТНА, ФАКЕЛЫ

§ 11. Общий вид поверхности Солнца. Грануляция. Поверхность Солнца (при рассматривании на экране или на фотографии) состоит из отдельных светлых пятнышек, проектирующихся на более темный фон. Так как иногда эти пятнышки напоминают собой рисовые зерна (*granulae*), неоднородность в распределении яркости между светлыми пятнышками — зернами и фоном называется грануляцией, причем сами зерна носят название гранул.

На солнечном диске возникают, развиваются и затем исчезают пятна, достигающие иногда громадных размеров, которые видны даже невооруженным глазом. Пятно состоит из двух основных частей: центральной, наиболее темной части — *ядра* и окружающей его более светлой каемки, называемой *полутенью*. Полутенья наблюдается только у крупных пятен. Пятна обычно образуют группы, объединяющие иногда несколько десятков пятен разных размеров. Вокруг группы пятен и в некоторых случаях изолированно от них наблюдаются цепочки весьма ярких гранул, называемые факелами. Факелы, так же как и пятна, являются временными образованиями на солнечной поверхности. Все эти образования расположены в слое Солнца, называемом фотосферой.

Фотосфера является непосредственным источником почти всей солнечной радиации в видимой области спектра. В ней происходит излучение и поглощение света в непрерывных частотах. Так как газ фотосферы частично прозрачен, то излучение идет с разных уровней фотосферы. Однако с глубины, большей 400 км, мы уже не получаем непосредственно светового потока. Поэтому иногда говорят, что толщина фотосферы составляет 400 км. Такой вывод несколько условен, поскольку эта величина находится не путем измерений, а определяется путем теоретических расчетов. В фотосфере же имеет место интенсивное излучение и поглощение света (главным образом путем рассеяния) в основной массе фраунгоферовых линий. Поэтому современное понятие фотосферы совпадает с понятием обращющего слоя, под которым ранее подразумевали слой газа, дающего только линейчатый спектр и располагающегося над фотосферой — источником свечения в непрерывном спектре.

На глубине около 400 км от верхней границы фотосферы, практически еще в самых нижних ее слоях, начинается конвективная зона. Вследствие быстрого увеличения непрозрачности газа по мере роста его плотности с глубиной градиент температуры газа при лучистом равновесии должен на достаточной глубине становиться больше адиабатического. При этом условии конвекция наступает автоматически. Перенос энергии начинает осуществляться главным образом конвекцией. Существенную роль при этом играет увеличение степени ионизации водорода, уменьшающее отношение удельных теплоемкостей газа при постоянном давлении и объеме (показатель адиабаты), а следовательно, и адиабатический градиент температуры. В центре диска конвективная зона начинается при оптической глубине $\tau = 2$. Поэтому

примерно 13% радиации в этом случае идет к нам непосредственно от конвективной зоны. Она как бы просвечивает сквозь фотосферу.

На рис. 12 представлен снимок Солнца, полученный в Пулкове на горизонтальном солнечном телескопе. На снимке видны отдельные пятна и факелы.

Как известно, временные солнечные образования, в том числе пятна и факелы, наблюдаются чаще в одно время, чем в другое, причем среднее

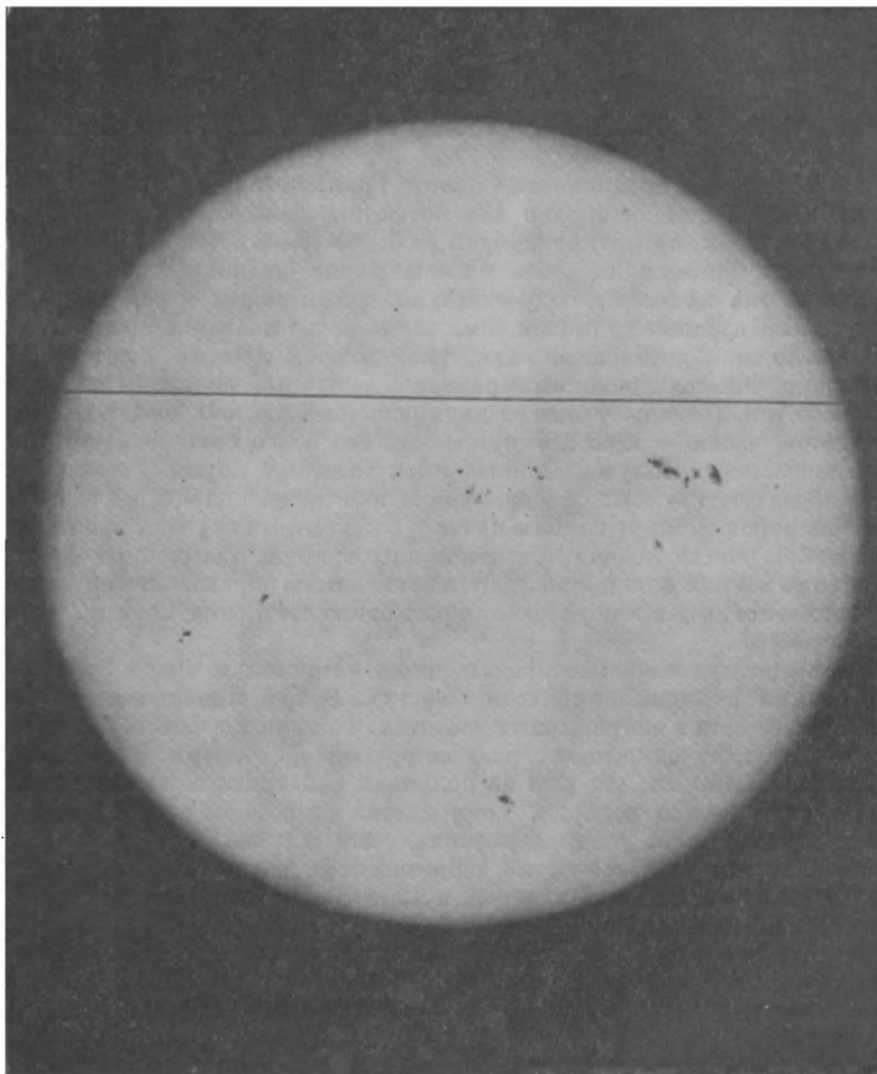


Рис. 12.

годовое число наблюдаемых пятен и факелов изменяется с периодом около 11 лет. В эпохи максимума пятна и факелы наблюдаются в изобилии, в эпохи же минимума солнечный диск часто оказывается почти совсем лишенным этих образований.

Изучение грануляции представляет большие трудности в связи с тем, что размеры отдельных гранул в угловой мере очень малы. Наблюдения можно производить лишь с инструментами хороших оптических качеств

и только при исключительно спокойных и четких изображениях Солнца, что случается весьма редко. Непокойствие воздуха, вызывающее колебание изображений и их размытость, сильно затрудняет наблюдения. Струйки нагретого воздуха, главным образом в приземном слое, вблизи инструмента, а иногда и в трубе инструмента, делают снимок размытым во многих его частях. Отдельные части снимка могут оказаться слегка смещенными относительно других частей. Иногда на снимках резкие и размытые части чередуются, образуя более или менее правильную сетку, ранее ошибочно принимавшуюся за реальное солнечное явление (Жансен).

Детальное исследование грануляции с помощью фотографии было начато работами Жансена (1877—1894 гг.) в Медоне [1], А. П. Ганским [2] (1905—1907 гг.) в Пулкове и Шевалье (1906—1912 гг.) на обсерватории Зо-зе в Китае.

Наиболее полные и надежные сведения о солнечной грануляции были получены в последние годы на горизонтальном солнечном телескопе в Пулкове и при помощи специальной фотокамеры, поднятой на стратостате на высоту до 32 км М. Шварцшильдом в США.

Самые мелкие гранулы имеют диаметр, не превышающий 100—150 км. Ввиду тенденции мелких гранул объединяться в группы, иногда заключающие в себе более сотни гранул, почти сливающихся друг с другом, можно считать, что так называемые средние гранулы (поперечник 400 км = 0",7) представляют собой группы из 3—4 мелких гранул. Продолжительность существования таких гранул неодинакова для различных мест солнечной поверхности и в разные годы; в среднем она колеблется от 1 мин до 2 мин.

Большая часть гранул, как это следует из пулковских наблюдений, так и главным образом из превосходных снимков, полученных М. Шварцшильдом и его сотрудниками, имеет поперечник порядка 1",5 (1000 км). Это так называемые «секундные» гранулы — образования, которые нетрудно наблюдать и в наземных условиях. Эти гранулы уже имеют среднюю продолжительность жизни порядка 5—6 мин (по данным М. Шварцшильда). Наблюдения М. Керимбекова, сделанные в Пулкове при помощи кинокамеры несколько ранее, привели почти к тому же результату. Есть основания думать, что, чем крупнее гранула или группа гранул, тем больше в среднем их время жизни.

Грануляция лучше всего видна в центральных частях диска Солнца (рис. 13; снимок получен на пулковском горизонтальном солнечном телескопе). На краю гранулы испытывают перспективное сокращение, делаются узкими и сливаются друг с другом. Шевалье на основании своих наблюдений сделал вывод, что грануляция имеет один и тот же вид как при максимуме солнечной деятельности, так и при минимуме. Однако пулковские наблюдения с 1951 по 1957 г. [3] показывают, что вывод Шевалье является преждевременным, так как неоднородность в распределении гранул по солнечному диску меняется от года к году. Контрасты между гранулами и более темным фоном между ними невелики. По пулковским наблюдениям в фотографическом участке спектра они в среднем составляют 5—6%.

Фотоэлектрические наблюдения в Пулкове показали интересную особенность грануляции. Гранулы наблюдаются как флуктуации, налагающиеся на крупномасштабные флуктуации фона. Создается впечатление, что какие-то крупные волны в фотосфере диссипируют, распадаясь на более мелкие, с меньшей амплитудой и длиной волны. Общая амплитуда флуктуаций яркости может достигать до 10—13%.

Малая продолжительность существования гранул и отсутствие на поверхности Солнца устойчивых мелких образований, от которых можно было бы отсчитывать координаты гранул, делают невозможным непосредственное определение горизонтальных движений гранул или в картинной плоскости по поверхности Солнца. Скорости движения гранул, определенные ранее

Ганским, как показал Макрис, обработавший для этой цели ряд снимков грануляции, полученных Лио в Медоне, иллюзорны. Этот вывод подтверждается и новыми пулковскими работами. Порядок скоростей движений гранул в фотосфере можно определить только путем измерения лучевых скоростей. По наблюдениям Ричардсона и М. Шварцшильда, получивших хорошую



Рис. 13.

спектрограмму грануляционного поля, и по многим спектрограммам грануляции, полученным Пласкетом, удалось установить, что над гранулами в обрабатываемом слое наблюдаются хаотические движения со скоростями порядка нескольких десятых долей километра в секунду. Этот вывод, однако, относится не к отдельным гранулам, а к группам гранул с размерами от 2000 до 4500 км.

Получение спектрограмм гранул сопряжено с очень большими трудностями, так как для фотографирования спектра Солнца при достаточно боль-

шой разрешающей силе и высокой дисперсии на мелкозернистых эмульсиях нужны сравнительно большие выдержки, порядка нескольких десятых секунды (прямые фотографии фотосферы получаются при выдержках порядка 0,001 сек), а за это время изображение может быть сильно замыто атмосферными дрожаниями солнечного диска. Поэтому получить спектры гранул можно лишь при исключительно благоприятных условиях. В 1960 г. в Пулкове удалось снять спектрограммы грануляции, на которых видны спектры «секундных» гранул. Оказалось, что лучевые скорости для них практически те же, что и для групп гранул. Лишь для линий D_1 и D_2 натрия, ядра которых образуются в самом верхнем слое фотосферы, лучевые скорости значительно больше. Они в среднем составляют 1,7 км/сек. Интересно, что нет строгой зависимости между флуктуациями яркости и лучевыми скоростями. Повышенная яркость может соответствовать как спуску, так и подъему. Существует лишь слабая корреляция, указывающая, что повышение яркости часто сопутствует подъему газа. Все это может быть понято, если мы учтем, что за флуктуации яркости ответственны наиболее глубокие слои фотосферы (температура их выше), а линии образуются в средней и верхней частях фотосферы. Расстояние между этими слоями составляет 200—300 км. Если рассматривать движение в фотосфере как распространение звуковых (точнее, гравитационно-звуковых) волн, генерируемых конвективными токами под фотосферой, то естественно, что внутри фотосферы мы будем наблюдать колебания в различных фазах. Амплитуда колебаний будет расти по мере уменьшения плотности газа и на границе фотосферы достигнет наибольшего значения.

В отдельных областях фотосферы, главным образом вблизи групп пятен и факелов, наблюдаются крупномасштабные движения, захватывающие площади порядка 10^9 — 10^{10} км². В одних местах наблюдается подъем газа, в других — спуск. Скорости в отдельных случаях могут достигать двух-трех километров в секунду. Наличие движения этого рода делает невозможным точное определение скорости вращения Солнца по измерениям лучевых скоростей (гл. I) и может быть причиной значительных систематических ошибок.

Факельные цепочки и полутени пятен также состоят из отдельных гранул. Гранулы факелов в среднем, ничем не отличаясь от обычных гранул фотосферы в отношении продолжительности существования и своих размеров, являются более яркими, чем обычные гранулы. Фон, на котором видны факельные цепочки, обычно бывает ярче на несколько процентов, чем межгрануляционный фон невозмущенной фотосферы. Факельные цепочки и крупные факельные гранулы обычно оказываются чрезвычайно устойчивыми. Они могут оставаться неизменными в течение одного часа и более. Возникновение же их и исчезновение происходит практически внезапно, в течение одной минуты. Будучи хорошо видимыми вблизи края диска, где они иногда представляются в виде возвышений, факельные гранулы вблизи центра диска различимы с трудом. Вблизи края диска контраст наиболее ярких факельных гранул (по данным последних пулковских фотографических наблюдений) с окружающим их фоном составляет от 30% до 40%, в то время как вблизи центра их контраст с фоном фотосферы лишь на несколько процентов превышает средний контраст обычных гранул. Этот факт естественнее всего может быть объяснен тем, что факельная гранула находится над участком фотосферы с более низкой температурой, чем средняя температура фотосферы. Иначе градиент температуры в факеле меньше, чем в невозмущенной фотосфере. Из-за этого T в верхнем слое оказывается выше, а в нижнем ниже, чем в соседних местах.

Как известно [4], температура в фотосфере (T) связана с оптической глубиной (τ) в приближении Эддингтона следующей формулой (серая

материя):

$$T^4 = T_0^4 \left(1 + \frac{3}{2} \tau \right), \quad (1)$$

где T_0 — температура на границе фотосферы. Такой ход T с τ приводит к распределению яркости на диске Солнца вида

$$B(\vartheta) = B\left(\frac{\pi}{2}\right) \left(1 + \frac{3}{2} \cos \vartheta \right). \quad (2)$$

Здесь $B(\vartheta)$ — яркость на расстоянии ϑ от центра диска. Коэффициент при $\cos \vartheta$ представляет собой градиент изменения $\left(\frac{T}{T_0}\right)^4$ с τ . Для факела распределение яркости $B(\vartheta)$ имеет иной вид:

$$B_\Phi(\vartheta) = B_\Phi\left(\frac{\pi}{2}\right) (1 + u \cos \vartheta), \quad (3)$$

где $u < 1,5$ в центре диска, когда $B(0) = B_\Phi(0)$. Формула (1) для факела запишется в форме

$$T_\Phi^4 = T_{0,\Phi}^4 (1 + u \cos \vartheta). \quad (4)$$

Деля (3) на (2), мы получаем:

$$\frac{B_\Phi(\vartheta)}{B(\vartheta)} = \frac{1 + u \cos \vartheta}{1 + 1,5 \cos \vartheta} \frac{B_\Phi\left(\frac{\pi}{2}\right)}{B\left(\frac{\pi}{2}\right)}. \quad (5)$$

Так как излучение на краю диска идет практически с поверхности фотосферы, то

$$\frac{B_\Phi\left(\frac{\pi}{2}\right)}{B\left(\frac{\pi}{2}\right)} = \left(\frac{T_{0,\Phi}}{T_0}\right)^4. \quad (6)$$

По данным пулковских наблюдений для наиболее ярких факельных гранул вблизи края диска их контраст с фотосферой в интегральном свете составляет 1,69 (при $\cos \vartheta = 0,231$). Подставляя это значение в (5) и учитывая, что

$$\frac{B_\Phi\left(\frac{\pi}{2}\right)}{B\left(\frac{\pi}{2}\right)} \frac{1+u}{2,5} = 1, \quad (7)$$

мы получим:

$$u = 0,13, \quad \left(\frac{T_{0,\Phi}}{T_0}\right)^4 = 2,2.$$

Отсюда, полагая $T_0 = 4950^\circ$, имеем:

$$T_{0,\Phi} = \sqrt[4]{2,2} \cdot 4950^\circ \approx 6000^\circ.$$

При $\tau = 1$ температуры факела и окружающей его фотосферы сравниваются. При $\tau > 1$ температура под факелом становится значительно ниже температуры окружающей факел фотосферы.

В последнее время Э. Р. Мустель и О. Н. Митропольская установили, что факельные площадки (места скопления факелов) являются источниками медленных корпускулярных потоков, движущихся со скоростями порядка

всего нескольких сотен километров в секунду (на расстоянии Земли). Эти корпускулярные потоки ответственны за повторяющиеся изменения в магнитном поле Земли.

§ 12. Солнечные пятна. Солнечные пятна были открыты при помощи только что изобретенного телескопа Галилеем и независимо от него Фабрициусом в 1610 г. Существуют летописные данные, согласно которым крупные пятна, видимые невооруженным глазом, не раз наблюдались на Солнце и ранее, но лишь Галилей первым установил их принадлежность поверхности Солнца.

Образование пятна представляется следующим образом. Вначале в каком-либо месте фотосферы появляется темная пора (маленькое пятно с диаметром от 1500 до 3000 км). Появлению поры часто предшествует возникновение в данном месте группы ярких факельных гранул, которые как бы раздвигаются, обнаруживая под собой пору. После того, как появилась пора, из нее иногда за несколько часов образуется пятно с полутенью и ядром. Чаще всего образуется целая группа пятен, включая два главных пятна, расположенных по краям группы, и ряд мелких пятен между ними. Самое западное из пятен группы, которое вследствие вращения Солнца появляется первым из-за восточного края диска, называют ведущим пятном. Вскоре мелкие пятна внутри группы исчезают. Крупные пятна под конец существования распадаются на ряд мелких пятен, которые постепенно уменьшаются в размерах и потом теряются в грануляционном поле. За все время жизни пятна его границы остаются резкими, а его контраст с фотосферой практически неизменным.

Продолжительность существования пятен меняется от нескольких часов до нескольких месяцев. В 1840—1841 гг. наблюдалось пятно, просуществовавшее 18 месяцев. Самое большое пятно наблюдалось в 1858 г. и имело поперечник в 230 000 км. Пятна с размерами больше 40 000 км уже видны невооруженным глазом. Большие пятна обычно представляют собой группу из нескольких ядер, охваченных общей полутенью и разделенных фотосферными «мостами». На рис. 14 представлено большое пятно, сфотографированное 16 июля 1905 г. в Пулкове А. П. Ганским. Иногда пятна развиваются чрезвычайно быстро. Так, 24 июля 1865 г. Секки наблюдал пятно диаметром 56 000 км, которое возникло из трех пор, появившихся накануне. На следующий день пятно сильно вытянулось в одном направлении, достигнув размера 108 000 км.

Взаимные расстояния отдельных пятен в группе меняются сравнительно мало. По данным многолетних гринвичских наблюдений Солнца и по наблюдениям А. П. Ганского скорость изменения этих расстояний имеет порядок десятых долей километра в секунду. Недавно Р. С. Гневышевой удалось обнаружить у некоторых групп пятен тенденцию к вращательному движению. Бруннер показал, что наклон оси (линии, соединяющей два главных пятна) группы к солнечному экватору систематически уменьшается вместе с развитием группы.

Гранулы полутени чаще всего оказываются ориентированными большими осями вдоль радиусов пятна, что придает полутени вид соломенной крыши. По наблюдениям некоторых астрономов внутренние части полутени немного ярче, чем внешние. Другие наблюдатели не подтверждают существования этого явления. Вполне возможно, что явление носит временный характер и имеет ту же причину, что и появление над ядром пятна фотосферных «мостов», которые почти всегда оказываются ярче не только полутени, но и окружающей пятно фотосферы.

По данным гринвичских фотографических наблюдений 1889—1923 гг. площадь ядра пятна составляет в среднем только 0,165 площади всего пятна. Ядро пятна кажется темным только вследствие контраста. Определения

яркости ядра пятна по отношению к фотосфере (яркость которой принимается за единицу) очень трудны, так как рассеянный свет неба (околосолнечный ореол) и рассеянный свет в оптике прибора достигают на диске Солнца своего наибольшего значения. Весьма сильно сказываются на измерениях и колебания изображений, вызванные атмосферным волнением. Поэтому все

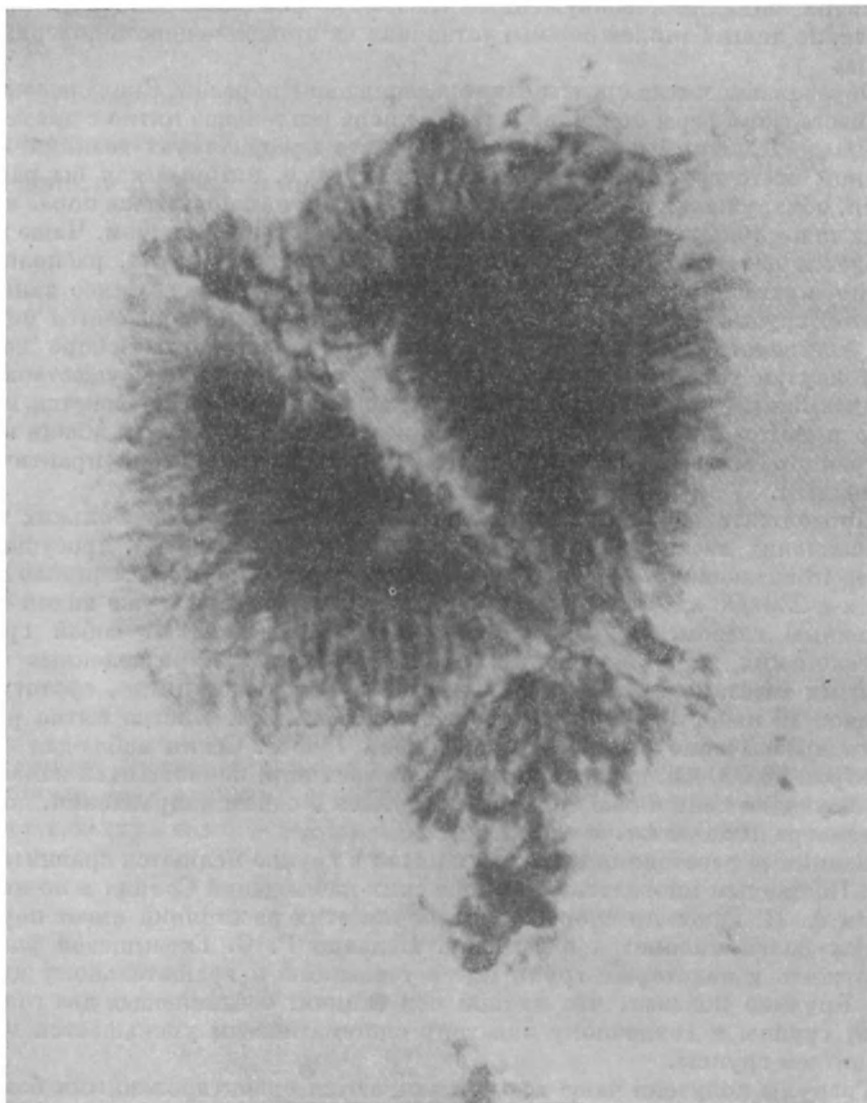


Рис. 14.

данные о яркости ядер пятен малого размера ненадежны. Заслуживают внимания лишь результаты, полученные по большим пятнам.

Последние данные об отношении (B_p) яркости ядер солнечных пятен к яркости фотосферы были получены Т. В. Крат из точных спектрогелиографических и спектрографических наблюдений для участков спектра, практически свободных от линий поглощения (табл. 1).

Г. Ф. Ситнику, применившему для наблюдений пятен термоинтегратор (см. т. I, § 164), удалось показать, что B_{π} не зависит от положения пятен на диске Солнца. Иными словами, контраст пятна с окружающей его фотосферой остается постоянным вне зависимости от того, находится ли пятно близко к центру или к краю диска. Наблюдения Г. Ф. Ситника относятся к интегральному излучению пятен и фотосферы.

В 1774 г. Вилсон в Глазго обратил внимание на следующее явление. Для круглого пятна, находящегося около середины солнечного диска, центры ядра и полутени совпадают. Однако чем бли-

Таблица 1

$\lambda, \text{\AA}$	4895	5358	6687	8250
B_{π}	0,144	0,197	0,278	0,350

же такое пятно оказывается к краю диска, тем более смещается центр ядра от центра полутени в сторону центра солнечного диска независимо от того, находится ли пятно к западу или к востоку от центра диска. Вилсон объяснил это явление тем, что уровень ядра ниже уровня полутени — пятно представляется углублением в фотосфере. Вилсон оценивает глубину пятна (в среднем) в 2000 км. Шевалье на основании длинного ряда наблюдений в 30-е дал несколько другую оценку глубины пятен, а именно 750 км (1"). Ряд других наблюдений в общем подтверждает явление Вилсона, но только в статическом отношении. Дело в том, что это явление может наблюдаться только у совершенно круглых пятен, у которых каемка полутени имеет одну и ту же ширину со всех сторон. Реальные пятна никогда, строго говоря, не удовлетворяют этому условию. Может показаться, что поскольку толщина фотосферы не превышает 400 км, явление Вилсона вообще невозможно, так как пятна, факелы и грануляция должны существовать на одном уровне. Однако такой вывод ошибочен. Толщина фотосферы, определенная по степеням ее непрозрачности, не имеет непосредственного отношения к форме поверхностей равного коэффициента поглощения. Воронкообразная форма пятна может получиться из-за того, что газ фотосферы в этом месте обладает меньшим поглощением и «нижняя граница» фотосферы как бы уходит вглубь.

Для удобства описания групп солнечных пятен в Цюрихской обсерватории группы по внешнему виду были разбиты на 9 классов. Эти классы представляют собой различные стадии развития групп. Приведем краткое описание цюрихских классов.

А. Группа состоит из одного малого пятна или небольшой группы маленьких пятен. Она занимает площадь 2—3 кв. градуса на поверхности Солнца. Никаких закономерностей в строении этого рода групп не замечается, пятна не имеют полутени и, как правило, очень недолговечны.

В. Бинарная (двойная) группа из двух небольших пятен без полутени. Ось группы приблизительно расположена по параллели. Еще более мелкие пятна и поры имеют тенденцию к концентрации у западного и восточного краев группы.

С. Бинарная группа — такая же, как В, но по крайней мере одно пятно с полутенью.

Д. Бинарная группа, в которой оба главных пятна обладают полутенью.

Е. Большая бинарная группа со сложной структурой. Каждое из пятен имеет полутень. Много мелких пятен между главными пятнами. По долготе протяженность группы имеет не менее 10° .

Г. Очень большая бинарная или сложная (из нескольких больших пятен) группа. Протяжение по долготе составляет не менее 15° .

Г. Большая бинарная группа без малых пятен и пор. Протяжение по долготе не меньше 10° .

Н. Одинокое пятно с полутенью, иногда сложной структуры. Диаметр пятна $> 2^\circ,5$. Вокруг могут быть разбросаны малые пятна и поры.

И. Картина, аналогичная Н. Пятно чаще всего имеет круглую форму. Диаметр пятна $< 2^\circ,5$.

Принятая в Цюрихе классификация групп пятен весьма груба и носит чисто описательный характер. Однако она широко применяется в практике Службы Солнца, так как практически исчерпывает все возможные конфигурации пятен в группе.

§ 13. Вращение Солнца, определяемое по пятнам и факелам. Появляясь на восточном краю диска Солнца, вследствие вращения Солнца пятно движется по диску с востока на запад. Через 7 дней пятно проходит центральный меридиан и через 14 дней после появления скрывается за западным краем диска. Многие пятна появляются несколько раз. Такие пятна (и группы пятен) называются рекуррентными. Период оборота пятна по отношению к центральному меридиану составляет около 27 дней. Путь пятна по солнечному диску из-за наклона оси вращения Солнца к плоскости эклиптики представляется приблизительно дугой эллипса. Эксцентриситет и угол положения оси этого эллипса меняются в течение года вследствие обращения Земли вокруг Солнца и наклона солнечного экватора к эклиптике. Около 6 июня и 7 декабря движение пятен представляется прямолинейным, между 6 июня и 7 декабря траектория пятен обращена выпуклостью к югу, а в остальное время года к северу. Угол положения северного конца оси вращения Солнца, гелиографическая широта центра диска, а также гелиографическая долгота в системе Кэррингтона (см. т. I, ч. V) даются в астрономических ежегодниках.

Угловая скорость движения пятен (скорость вращения Солнца) на различных широтах, как показал впервые Кэррингтон, различна. Угловая скорость ξ обычно задается углом, на который поворачивается Солнце относительно звезд в течение средних солнечных суток. Фай первый предложил представлять зависимость ξ от φ (гелиографическая широта) формулой

$$\xi = a - b \sin^2 \varphi, \quad (8)$$

где a — угловая скорость на экваторе и b — коэффициент, называемый экваториальным ускорением (точнее, следовало бы говорить о замедлении вращения с ростом φ). На основе наблюдений Кэррингтона 1853—1861 гг. Фай нашел, что

$$\xi = 14^\circ,37 - 3^\circ,10 \sin^2 \varphi. \quad (9)$$

Весьма подробное исследование вращения Солнца по пятнам произвел Маундер на основе гринвичских фотографий Солнца 1879—1901 гг. Он получил

$$\xi = 14^\circ,44 - 2^\circ,01 \sin^2 \varphi.$$

Наиболее точные значения постоянных a и b были получены по длительно существующим пятнам (25 дней и более) в Гринвиче по фотографиям за период с 1879 по 1933 г. Такие пятна обычно обладают круглой формой и являются ведущими пятнами в группах. Было исследовано 579 пятен на широтах до $\pm 30^\circ$ за 4 цикла солнечной активности. Период звездного обращения экваториальной зоны Солнца равен 25 дням, а на широте в 30° он увеличивается до 26 дней. Недавно Ньютон и Нунн [5] довели эти вычисления до 1944 г. В итоге была получена формула

$$\xi = 14^\circ,38 - 2^\circ,77 \sin^2 \varphi. \quad (10)$$

Изучением вращения Солнца по факелам впервые занялся Вильзинг в 1888 г. в Потсдаме. Но он пришел к ошибочному выводу: выходило, что

Солнце обращается, как твердое тело. Ошибочность заключения Вильзинга была установлена на основании пулковских снимков в 1891 г. А. А. Белопольским. Первое надежное определение a и b для факелов было сделано В. В. Стратоновым. Из измерений пулковских фотографий 1891—1894 гг. он получил

$$\xi = 14^\circ, 56 - 2^\circ, 78 \sin^2 \varphi.$$

Для той же цели в Гринвиче были использованы фотографии Солнца за период 1888—1923 гг. Здесь методика получения a и b была несколько иная. Были выбраны снимки вблизи минимума солнечной деятельности и отождествлены небольшие изолированные площадки факелов на снимках за время полного обращения Солнца. Результаты этих исследований находятся в хорошем согласии с результатами В. В. Стратонова. Было выведено, что

$$\xi = 14^\circ, 54 - 2^\circ, 81 \sin^2 \varphi. \quad (11)$$

Из сравнения формул (11) и (10) следует, что величина экваториального ускорения для пятен и для факелов одна и та же. В общем же создается впечатление, что по факелам скорость ξ больше, чем по пятнам.

При определении скорости вращения Солнца по пятнам и факелам мы имеем дело не с геометрической, а, по сути дела, со статистической задачей. Даже на одной и той же широте пятна обладают разнообразными скоростями вращения вокруг оси Солнца из-за наличия у них собственных движений, проявляющихся в изменении взаимных расстояний пятен в группе и в движениях групп пятен в фотосфере. При этом было установлено, что собственные движения пятен по широте в среднем близки к нулю (т. е. они имеют характер вращения или же хаотических движений).

В то время как пятна являются относительно устойчивыми, факелы, состоящие из цепочек факельных гранул, обладающих эфемерным существованием, уже никак не могут считаться образованиями, которые можно проследить в течение больших интервалов времени. Известно, что факелы остаются в течение долгого времени более или менее на одном и том же месте. Из этого мы заключаем, что факельные гранулы после разрушения возникают вторично там же, где и ранее, и что процесс образования факелов сравнительно устойчиво локализован в фотосфере. То, что по факелам вращение Солнца является более быстрым, чем по пятнам, следует рассматривать как смещение очагов факелообразования по отношению к группам пятен в направлении вращения Солнца.

Определение точного положения оси вращения Солнца производится путем анализа видимых движений пятен по солнечному диску, для чего особенно пригодны долговечные рекуррентные пятна. Первое определение угла наклона i экватора Солнца к плоскости эклиптики и эклиптикальной долготы Ω восходящего узла солнечного экватора было произведено Кэрингтоном. Он нашел:

$$i = 6^\circ 58', \quad \Omega = 74^\circ 22' \quad (1850 \text{ г.}).$$

В 1913 г. Дайсон определил эти элементы из фотографических наблюдений в Гринвиче в 1874—1912 гг. Он получил:

$$i = 7^\circ 10', 5, \quad \Omega = 73^\circ 46', 8 \quad (1850 \text{ г.}).$$

В 1915 г. А. Я. Орлов и Н. В. Циммерман определили i и Ω из фотографических одесских наблюдений 1894—1911 гг.:

$$i = 7^\circ 6', \quad \Omega = 73^\circ 48' \quad (1850 \text{ г.}).$$

И, наконец, в последнее время Серважан получил следующие значения этих элементов:

$$i = 7^{\circ}0', \quad \Omega = 74^{\circ}2' \quad (1930 \text{ г.}).$$

Последние определения показывают, что элементы Кэррингтона достаточно надежны и могут быть употребляемы при большинстве исследований.

§ 14. Особенности линейчатого спектра пятен и факелов. Изучение спектра пятен и факелов обычно производят, сравнивая его со спектром близлежащих участков фотосферы. Такое сравнение облегчается тем, что, как правило, спектрографирование пятен производится путем пересечения пятна на изображении Солнца щелью спектрографа таким образом, что на спектрограмме одновременно получаются спектры ядра пятна, его полутени и близлежащих участков фотосферы. Так же поступают и при спектрографировании факелов. На обсерватории Маунт Вилсон изготовлен специальный

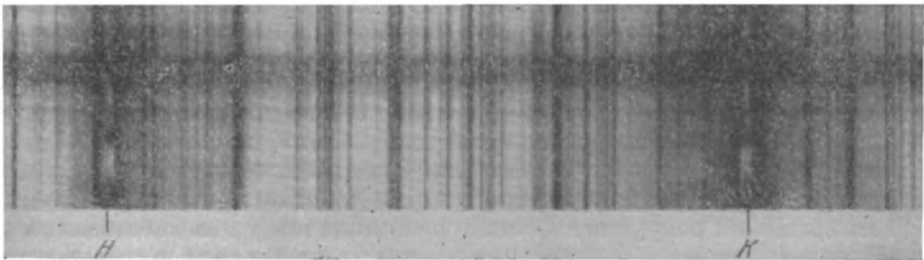


Рис. 15.

фотографический атлас спектров солнечных пятен и фотосферы, охватывающий область от 4600 до 7200 Å.

По сравнению со спектром фотосферы линии, принадлежащие ионизованным атомам различных элементов в пятне, ослаблены. На рис. 15 представлен участок спектра солнечного пятна и окружающей его фотосферы (снимок получен в Пулковке на горизонтальном солнечном телескопе с дифракционным спектрографом).

В спектре пятен имеется также ряд молекулярных полос, которые незаметны в спектре фотосферы. Спектры различных пятен одинаковы по своему виду, что указывает на идентичность их физического строения.

Понимая под действующими атомами те, поглощение света которыми вызывает изменение выходящего потока на данной частоте (действие этого поглощения на больших глубинах ослабляется непрерывным поглощением в вышележащих слоях), мы должны считать, что интенсивность линий данного элемента в спектре зависит от числа действующих атомов, находящихся в различных энергетических состояниях в столбике с сечением 1 см^2 в фотосфере (мы будем их называть просто числами атомов), ориентированном по лучу зрения наблюдателя. В свою очередь эти числа атомов зависят от температуры, давления газа и ряда постоянных, характеризующих энергетическое состояние атомов (возбуждение, ионизация). В 1947 г. Т. В. Крат [6] было показано, что расчет интенсивностей спектральных линий пятен можно производить при гипотезе так называемого локального термодинамического равновесия на основе формул Больцмана и Саха. Поэтому, сравнивая эквивалентные ширины одних и тех же спектральных линий в спектрах фотосферы и пятен, можно определить температуру последних и отношение электронных (а следовательно, и полных) давлений в пятнах и фотосфере. При этом, однако, следует иметь в виду, что кривые роста, выражающие

зависимость эквивалентной ширины линий от числа действующих атомов, неодинаковы для пятен и для невозмущенной фотосферы. Поэтому сравнение линий является законным лишь в пределах одной и той же кривой роста, например сравнение линий нейтральных и ионизованных элементов, сравнение линий одного и того же элемента, но происходящих с различных энергетических уровней (с различными потенциалами возбуждения нижнего уровня). Следует иметь также в виду, что линии спектра пятен расщеплены эффектом Зеемана, так как магнитное поле пятен значительно, и что без учета этого эффекта можно пользоваться только очень широкими линиями (линии водорода, ионизованного и нейтрального кальция, зеленый триплет

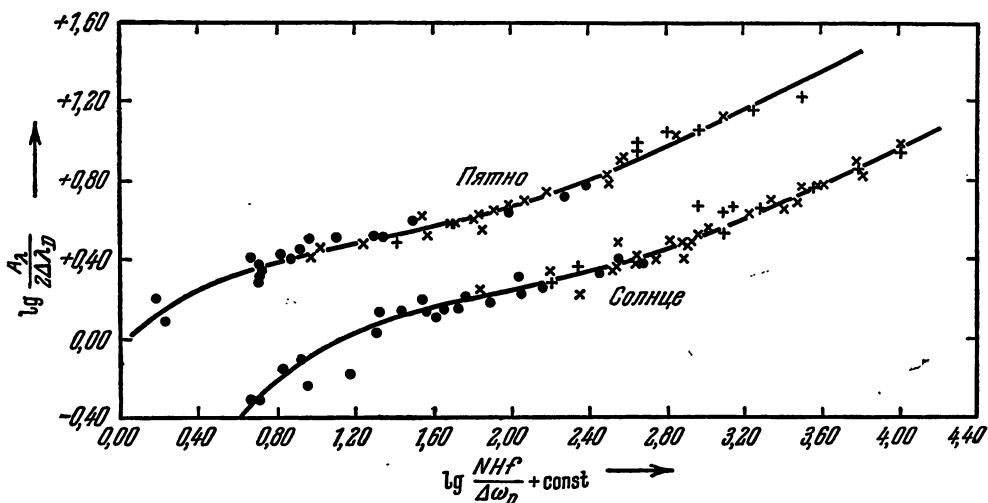


Рис. 16.

магния, линии D_1 и D_2 натрия и др.), на которых эффект Зеемана практически не сказывается на эквивалентных ширинах.

Первое такое исследование на основе глазомерных оценок интенсивностей линий в спектрах пятен и фотосферы выполнил Мур в 1931 г. Более надежные данные путем точной фотографической спектрофотометрии с учетом ряда систематических ошибок, вызванных земной атмосферой и инструментальными эффектами, были получены тен-Бруггенкате и Клюббером [7] и Т. В. Крат [6]. Тен-Бруггенкате и Клубер для определения соотношения между числами атомов в данном энергетическом состоянии построили кривые роста [7] отдельно для фотосферы и для пятен (рис. 16). При этом использовались только большие пятна, линии спектра которых не искажены влиянием вызванного земной атмосферой дрожания изображений Солнца. Так как на фотографиях солнечного диска для всех пятен (может быть, лишь за исключением пор) контраст ядра с фотосферой один и тот же, следует считать наиболее правильными результаты тех спектрофотометрических исследований, в которых объектом изучения были крупные пятна.

Кривые роста для нормальной фотосферы и для пятен, построенные тен-Бруггенкате и Клюббером, показаны на рис. 16. На оси абсцисс отложены логарифмы величин, пропорциональных числам осцилляторов (произведение числа атомов на силу осциллятора), а по оси ординат — логарифмы эквивалентных ширин (A_λ), деленных на $2\Delta\lambda_D$, $\Delta\lambda_D$ — так называемая доплеровская ширина линий.

Недавно исследование тен-Бруггенкате и Клубера было повторено Абхьянкар и Раманатаном [8] по линиям Sr , Ti и Fe и А. И. Корниловым

по линиям Ti, Fe, V, Ti⁺ и Fe⁺. Полученные ими кривые роста весьма близки к кривым роста, построенным предыдущими авторами.

Так как кривая роста графически представляет зависимость эквивалентной ширины линии от числа атомов, то, пользуясь такими кривыми для ядра пятна и для фотосферы, можно получить искомое отношение чисел атомов какого-либо элемента (кривые построены для нейтрального железа и титана) в ядре пятна к соответствующим им числам атомов в фотосфере. Напишем формулу Больцмана отдельно для пятна (*s*) и для фотосферы (*p*):

$$\lg \left(\frac{n_{i,p}}{n_{0,p}} \right) = C - \chi_i \theta_p, \quad (12)$$

$$\lg \left(\frac{n_{i,s}}{n_{0,s}} \right) = C - \chi_i \theta_s, \quad (13)$$

$$\theta_p = \frac{5040^\circ}{T_p}, \quad \theta_s = \frac{5040^\circ}{T_s}.$$

Здесь через *C* обозначен член, содержащий статистические веса состояний, *n*₀ — число атомов в 1 см³, находящихся в основном энергетическом состоянии, *n*_{*i*} — число атомов в *i*-м энергетическом состоянии, а χ_i — потенциал возбуждения. Составляя разность (12) и (13), имеем:

$$\lg \frac{n_{i,s}}{n_{i,p}} = \lg \frac{n_{0,s}}{n_{0,p}} - \chi_i (\theta_s - \theta_p). \quad (14)$$

Обозначая через $\Delta\theta$ величину $\theta_s - \theta_p$ и написав соотношения типа (14) для различных энергетических состояний данного атома, получим систему уравнений с двумя неизвестными $\Delta\theta$ и $\lg \frac{n_{0,s}}{n_{0,p}}$. Учитывая, что для слабых линий *n*_{*i*} пропорциональны эквивалентной ширине этих линий, легко можно найти числа $\lg \frac{n_{i,s}}{n_{i,p}}$ и вслед за тем неизвестное $\lg \frac{n_{0,s}}{n_{0,p}}$. Зная числа нейтральных атомов и ионов в основном состоянии, можем использовать для расчетов ионизации газа формулу Саха. Тогда для пятна и для нормальной фотосферы получим два уравнения:

$$\lg \left(\frac{n_0^+}{n_0} \right)_s + \lg (p_e)_s = -\chi_0 \theta_s + \frac{5}{2} \lg T_s + C', \quad (15)$$

$$\lg \left(\frac{n_0^+}{n_0} \right)_p + \lg (p_e)_p = -\chi_0 \theta_p + \frac{5}{2} \lg T_p + C', \quad (16)$$

где *C'* — постоянная, зависящая от статистических весов ионизованного и нейтрального состояний атома. Составляя разность (15) и (16), имеем (*p*_{*e,s*} и *p*_{*e,p*} означают электронные давления соответственно в пятне и в фотосфере):

$$\lg \frac{n_0^+, s}{n_0^+, p} + \lg \frac{p_{e,s}}{p_{e,p}} = \lg \frac{n_{0,s}}{n_{0,p}} - \chi_0 \Delta\theta + \frac{5}{2} \lg \frac{T_s}{T_p}. \quad (17)$$

Зная $\Delta\theta$, $\frac{T_s}{T_p}$, $\frac{n_0^+, s}{n_0^+, p}$ и $\frac{n_{0,s}}{n_{0,p}}$, можно легко определить и отношение $\frac{p_{e,s}}{p_{e,p}}$. По тен-Бруггенкате и Клюбелу $\Delta\theta = 0,33$, $T_p = 5040^\circ$ и $T_s = 3800^\circ$. Используя уравнение (17) для CaII (линии H и K) и CaI (линия 4227Å), Т. В. Крат получила:

$$\lg \frac{p_{e,s}}{p_{e,p}} = -1,60, \quad \frac{p_{e,s}}{p_{e,p}} = \frac{1}{40}.$$

Э. Р. Мустель считает, что эти числа характеризуют *p*_{*e,s*} только в больших пятнах. В малых пятнах отношение $\frac{p_{e,s}}{p_{e,p}}$ может быть более близким

к единице. К сожалению, для малых пятен произвести точную фотометрию спектральных линий до сих пор не представлялось возможным из-за замыкания их тени колебаниями изображений на щели спектрографа. Во всяком случае, несомненно, что $p_{e,s} \ll p_{e,p}$. Это обстоятельство, прежде всего, объясняется тем, что над тенью пятна газ более разрежен, чем над более горячими областями фотосферы. Кроме того, сказывается и более низкая ионизация газа в пятне.

Аналогичные исследования фраунгоферова спектра факелов производились Т. В. Крат [10] и вслед за тем О. Н. Митропольской [11]. Как мы уже видели (см. § 3), факельную гранулу (и факел как скопление ряда таких гранул) правильнее всего представлять себе как тонкий слой газа на поверхности фотосферы, нагретый более чем на 1000° по сравнению с окружающим его газом фотосферы. В этом убеждают нас и промеры контраста факела с фотосферой в разных длинах волн. Этот контраст увеличивается с уменьшением длины волны. Количественно этот контраст обычно получался малым, но спектр факелов замывается фотосферным спектром из-за атмосферного дрожания изображения Солнца. Амплитуда дрожания при малой частоте дрожания почти всегда оказывается значительно большей, чем при большой частоте. Поэтому снимки, полученные при малых выдержках, получаются более четкими, чем при больших выдержках, когда сказываются колебания малой частоты.

Недавно О. А. Мельников и С. С. Журавлев, считая, что факел прозрачен в непрерывном спектре и его яркость накладывается на яркость невозмущенной фотосферы, получили спектрофотометрические температуры для факелов больше температуры центра солнечного диска на $1000-3000^\circ$.

Т. В. Крат были получены эквивалентные ширины линий $4227 \text{ \AA}$ и Ca II K , $\text{Fe I } 5049,83$; $5051,64$; $5109,66$; $5110,41$; $5133,70 \text{ \AA}$ и $5139,26$, $5139,48 \text{ \AA}$; $\text{Fe II } 4923,93$ и $5018,45 \text{ \AA}$; $\text{Ti I } 5007,22$, $5022,88$, $5024,85$, $5025,57 \text{ \AA}$ и $\text{Ti II } 5154,08 \text{ \AA}$. Было замечено, что линии ионизованных Fe и Ti в спектре факелов усилены по сравнению со спектром фотосферы, а линии нейтральных Fe и Ti, наоборот, ослаблены. Этот факт, несомненно, свидетельствует о повышенной ионизации металлов в факельных гранулах. Линии кальция в своем поведении обнаруживают некоторую аномалию. Как линия K, так и линия Ca 4227 оказываются в спектре факела ослабленными, причем в большей степени ослаблена линия $4227 \text{ \AA}$. По мнению Т. В. Крат, это может быть следствием того, что значительная часть атомов кальция при ионизации переходит в состояние Ca III . О. Н. Митропольская, подтверждая этот вывод, считает, что причиной усиления ионизации кальция может быть ультрафиолетовое излучение за пределом серии Лаймана. По нашему мнению, однако, в такой гипотезе нет никакой необходимости. Дело в том, что потенциал ионизации Ca I равен $\chi_0 = 6,09 \text{ e}$, а потенциал ионизации Ca II $\chi_1 = 11,82 \text{ e}$. При таких условиях ионизация может усиливаться электронным ударом, роль которого при повышении T на 1000° становится значительной, и в какой-то степени даже фотосферным излучением до лаймановского предела.

Кривая роста для факелов была впервые построена О. Н. Митропольской. Она же в деталях изучала особенности профилей водородных линий H_α и H_β в спектре факелов. Она одновременно с А. Исмаиловым пришла к выводу, что профили линий в этом случае определяются двумя газовыми слоями с различной температурой — низким, более холодным слоем и верхним, более горячим. Этот вывод вполне соответствует современным представлениям о факельных гранулах (§ 11). Данное обстоятельство сильно затрудняет вывод количественных характеристик для факелов: электронного давления, температур возбуждения и ионизации и т. п. Задача представляется весьма трудной и в теоретическом отношении, так как в тонком нагретом

слое газа не соблюдаются условия локального термодинамического равновесия и поэтому применение к нему формул Больцмана и Саха не может считаться оправданным.

§ 15. Магнитное поле пятен. Общее магнитное поле Солнца. Первые надежные сведения о магнитных полях на Солнце были получены по зеемановскому расщеплению линий в спектре пятен. Если луч зрения перпендикулярен к силовым линиям магнитного поля, в котором расположен источник света, то спектральные линии расщепляются на три компонента: на центральный, не смещенный по длине волны, и на два компонента, симметрично расположенные по отношению к центру линии со стороны больших и меньших длин волн. Свет всех этих компонентов оказывается прямолинейно поляризованным: для центрального компонента — параллельно силовым линиям, а для боковых компонентов — перпендикулярно к ним. В том случае, если луч зрения направлен вдоль силовых линий магнитного поля, центральный компонент исчезает и линия состоит лишь из двух компонентов. Свет в этих компонентах поляризован по кругу в противоположных направлениях. Расстояние между крайними компонентами в любом случае пропорционально силе магнитного поля. Величина расщепления составляет

$$\Delta\lambda = 4,67 \cdot 10^{-5} H \lambda^2. \quad (18)$$

Здесь λ и $\Delta\lambda$ выражены в сантиметрах, а H — в эрстедах. В действительности расщепление носит более сложный характер. Подходящими для измерения H являются линии с наиболее простой формой, в первом приближении совпадающие с классическим зеемановским триплетом и в то же время дающие наибольшее расщепление. Величина расщепления определяется так называемым фактором Ланде g . Вводя g в (18), мы получим:

$$\Delta\lambda = 4,67 \cdot 10^{-5} H g \lambda^2.$$

Для некоторых линий, весьма удобных для определения H , в табл. 2, составленной Клубером, даны величины $10^{10} g \lambda^2$.

Таблица 2

Линия	Элемент	Роуландовская интенсивность		$10^{10} g \lambda^2$
		фотосфера	пятно	
5131,478	Fe	2	3	66
5247,576	C	3	5	69
5250,218	Fe	2	3	83
6173,348	Fe	5	5	95
6258,578	V	1	2	132
6302,508	Fe	5	4	100
6733,162	Fe	1	0	114
8468,417	Fe	2	4	180
10288,87	Si	—	—	212

С 1917 г. на обсерватории Маунт Вилсон ведутся ежедневные определения силы и полярности магнитного поля всех наблюдаемых пятен. Полярность определяется из соотношения интенсивностей расщепленных компонентов линий. Обозначим относительные интенсивности всех трех компонентов через i_v (коротковолновый «фиолетовый» компонент), i_c (центральный несмещенный компонент) и i_r (длинноволновый «красный» компонент).

Тогда для всех i мы будем иметь следующую зависимость от угла (γ) между направлением луча зрения и вектором напряженности магнитного поля:

$$i_v = \frac{1}{4} (1 - \cos \gamma)^2, \quad i_c = \frac{1}{2} \sin^2 \gamma, \quad i_r = \frac{1}{4} (1 + \cos \gamma)^2,$$

$$i_v + i_c + i_r = 1.$$

По ослаблению противоположно поляризованных компонентов i_v и i_r можно определить знак напряженности поля («северная» или «южная» полярность). Для изучения магнитных полей пятен раньше на обсерватории Маунт Вилсон употреблялся дифракционный спектрограф с призмой Николя и с пластинкой в $1/4$ длины волны перед щелью. В последнее время для получения большей разрешающей силы, и тем самым для большей точности результатов, Клюббер употребил установку с интерферометром Фабри — Перо, где дифракционный спектрограф играет роль только первичного монохроматора. Средняя ошибка в определении H в таком случае примерно составляет ± 25 э.

Важнейшим результатом маунт-вилсоновских наблюдений был закон магнитной полярности пятен, открытый Хейлом. Было установлено, что группы пятен могут быть разделены на три класса (Хейл и Никольсон [14]):

а) Униполярные группы — одиночное пятно или группа пятен, обладающих магнитными полями одной и той же полярности.

б) Биполярные группы, в наиболее простом случае состоят из двух пятен (бинарные группы) с противоположной полярностью. Ось группы (линия, соединяющая пятна) составляет небольшой угол с солнечной параллелью. Часто вместо двух пятен мы встречаемся с двумя группами мелких пятен, образующих ведущий и последующий компоненты группы, которые так же, как и отдельные пятна, обладают различной полярностью.

в) Сложные группы пятен, состоят из пятен различной полярности, расположенных весьма неправильно.

Строго говоря, униполярные группы представляют собой неразвитые или, наоборот, очень старые группы биполярного типа, в которых одно из пятен заменяется областью противоположной магнитной полярности. Хейл называл такие области «невидимыми пятнами» и устанавливал их присутствие по наличию магнитного поля. В некоторых случаях магнитные поля в месте, где должно находиться второе пятно биполярной группы, имели напряженность около 200 э (и не больше 500 э). Сложные группы, по всей вероятности, не представляют собой одного целого и возникают как следствие переналожения нескольких биполярных групп. Биполярная группа является основным и наиболее характерным образованием среди групп пятен.

Изучение магнитного поля биполярных групп привело Хейла к открытию закона смены магнитной полярности пятен. Оказывается, что в течение одного и того же цикла (11-летнего) солнечной активности все ведущие — т. е. идущие спереди при вращении Солнца — пятна имеют одинаковую полярность, иными словами, все биполярные группы имеют одинаковую ориентировку в долготном направлении. При наступлении нового цикла эта ориентировка меняется на обратную, т. е. если ранее все ведущие пятна имели северную полярность, то в новом цикле они будут иметь южную полярность. Этому закону следует примерно 98% всех биполярных групп. Поэтому лишь через 22—23 года на поверхности Солнца восстанавливается первоначальное распределение магнитного поля в группах пятен.

Наличие сильных магнитных полей у пятен сказывается на их кривых роста. Как показали О. А. Мельников и С. С. Журавлев [13], магнитные расщепления усиливают линии поглощения и, если это усиление трактовать как эффект доплеровских «турбулентных» движений, то и увеличивают «турбулентность» в газе. Очевидно, однако, что в данном случае «турбулентность» будет совершенно фиктивной.

Большой интерес представляет проблема общего магнитного поля Солнца. Первые сведения об этом поле были получены в 1912 г. Хейлом. На основании своих наблюдений он сделал вывод, что Солнце может рассматриваться как намагниченная сфера (диполь). По его данным, магнитные полюсы Солнца лежат близко от полюсов оси вращения, причем северный магнитный полюс лежит в северном полушарии, как и в случае Земли.

Исследования, выполненные на обсерватории Маунт Вилсон в 1914 г. и в 1916 г. Хейлом, Сирсом, ван Мааненом и Эллерманом, дали следующие результаты:

наклон магнитной оси к оси вращения Солнца $i = 6^\circ, 0 \pm 0^\circ, 4$,
 время обращения магнитного полюса $T_m = 31,52 \pm 0,28$ суток,
 напряженность поля на полюсах $H_{\text{пол}} = 50$ э.

Впоследствии Хейл снизил значение $H_{\text{пол}}$ до 20 э [14]. Позднейшие исследования не подтвердили результатов маунт-вилсоновских астрономов. Тиссен при помощи интерферометра Фабри — Перо нашел значение $H_{\text{пол}}$,

равное 1,5 э в 1949 г. и 2,5 э в 1951 г. В то же время Клюббер получил $H_{\text{пол}} = 0$ с возможным верхним пределом в 1 эрстед. В последнее время тщательные исследования слабых магнитных полей на Солнце ведутся Х. В. Бэбкоком и Х. Д. Бэбкоком [15] в Солнечной лаборатории Хейла в Пасадене (Калифорния). Для этой цели ими используется вакуумный спектрограф с дифракционной решеткой размерами 13×20 см при 600 штрихах в 1 мм с концентрацией света в пятом порядке в зеленых лучах. Дисперсия составляет 11 мм/Å при разрешающей силе в 600 000. Величина расщепления линии 5250 Å регистрируется при помощи модуляционного фотоэлектрического фотометра следующим образом. Двойная щель устанавливается на крылья профиля линии (рис. 17).

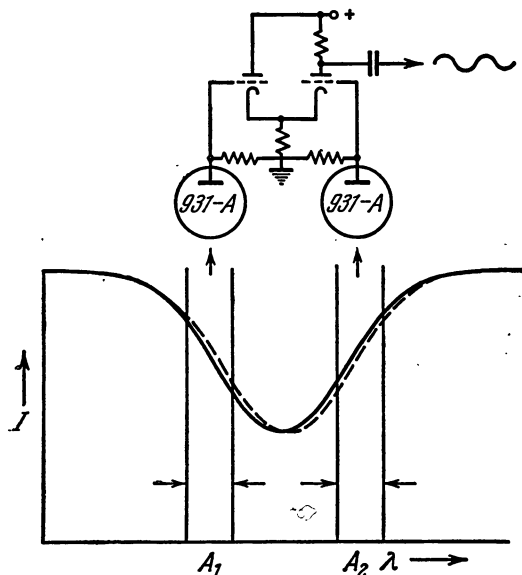


Рис. 17.

Против каждой щели (A_1 и A_2) находятся фотоумножители, регистрирующие не общий световой поток, а лишь разность потоков, прошедших сквозь обе щели. Линия, имеющая зеемановское расщепление, очевидно, будет давать эту разность (если наблюдения производятся в поляризованном свете) как функцию от H . В качестве анализатора используется призма Николь и электрооптическая пластинка из дигидрогенфосфата аммония. Изображение Солнца диаметром в 40 см движется по щели спектрографа. Эффект магнитного поля, увеличивая расщепление линии, приводит к смещению светящейся точки на экране осциллографа, который регистрирует фототок. Экран осциллографа фотографируется на движущейся ленте, и на ней получают профили разрезов магнитных полей вдоль движения изображения Солнца по щели.

Результаты записи величины H представлены на рис. 18. Расстояния между прямыми по оси ординат равны 1 э. Точность, с которой производится осциллографирование, составляет $\pm 0,1$ эрстеда (точность зависит от высоты щели, т. е. от величины сигнала). Достаточно даже беглого взгляда на карты

Бэбкоков, чтобы убедиться в том, что общего магнитного поля Солнца не существует. В то же время в северном и южном полушариях Солнца с приближением к полюсам появляются слабые локальные поля с напряженностью до 1 эрстеда с одноименной полярностью. Вблизи экватора слабые магнитные поля обычно бывают разных знаков. Эти факты позволяют говорить об общем магнитном поле Солнца как о некотором статистическом среднем из слабых локальных полей, в силу неизвестной в настоящее время причины ориентированных вращением Солнца. У этого среднего поля $H_{\text{пол}} = 1$ э. Есть основания думать, что H среднего поля меняется в течение одиннадцатилетнего цикла.

Особый интерес, ввиду их связи с геомагнитными явлениями, представляют слабые, но протяженные (по долготе на $10-30^\circ$) униполярные поля, обладающие высокой устойчивостью. Максимальное значение H для этих полей не превышает 1 э.

На картах Бэбкоков хорошо регистрируются магнитные поля, усредненные по площади, занимаемой факельными цепочками. Эти поля уже часто превышают 10 э (обычное их значение $20-30$ э).

В последнее время наблюдения с магнитографом, аналогичным по принципу устройства магнитографа Бэбкоков,

ведущиеся в Крымской астрофизической обсерватории [16] и в Пулкове [17], в общем подтверждают вывод о неправильном строении магнитного поля на поверхности Солнца и вместе с тем, поскольку запись стала производиться небольшой по высоте щелью (высотой до нескольких секунд дуги), показывают, что самые локальные магнитные поля на Солнце по величине H в общем в несколько раз сильнее, чем следовало на основании записей Бэбкоков, производившихся с высокой щелью. Несомненно, что магнитное поле имеет сравнительно тонкую структуру, замывающуюся или, вернее, усредняющуюся при записях с высокой щелью. Очень интересны результаты В. Е. Степанова, производшего регистрацию магнитных полей факелов и построившего карты изолиний H для факельных площадок. В. Е. Степанов и Н. Н. Петрова нашли, что, хотя в факельных площадках локальные максимумы H выше, чем над невозмущенными областями Солнца, и достигают нескольких десятков эрстед, положение этих максимумов не совпадает с центрами свечения факелов в линии H_α , которые образуются над фотосферными факелами. Создается впечатление, что факелы располагаются на спаде H вблизи максимума, как будто бы факельное свечение действительно вызывалось токами, индуцированными вокруг сгущений магнитных силовых линий. При $H < 50$ э факелы совпадали с максимумом H . Конечно, в общем картина не соответ-



Рис. 18.

вует какой-либо простой модели. Магнитное поле обладает многими неправильностями (вблизи максимумов), и еще большими неправильностями обладает расположение факельных гранул. Уже сам факт разделения факелов на гранулы говорит против существования правильных кольцевых токов в фотосфере и даже вообще против достаточно протяженных токов.

§ 16. Движение газов в пятнах. Эффект Эвершеда. Эвершед (1909, 1916 гг.) был первым, приступившим к систематическому изучению движения газа в солнечных пятнах при помощи измерения лучевых скоростей по спектрам пятен. Найденные им доплеровские смещения спектральных линий пятен получили название эффекта Эвершеда. Если щель спектрографа ориентирована вдоль радиуса солнечного диска, то на краю полутени пятна, находящемся ближе к центру диска, обнаруживается доплеровское смещение в сторону более коротких волн, а на противоположном краю (обращенном в сторону края диска) — смещение в сторону более длинных волн. Это смещение увеличивается с приближением к краю полутени и внезапно исчезает сразу же после перехода от полутени к окружающей пятно фотосфере. Величина смещения растет с приближением пятна к краю диска. Эффект Эвершеда обычно интерпретируется как истечение газа из ядра пятна, происходящее почти строго в горизонтальном направлении. На внешнем крае полутени скорость истечения обычно достигает 2 км/сек.

Сент-Джон (1931 г.), более детально исследовав эффект Эвершеда, установил, что на самом деле мы здесь сталкиваемся с более сложным явлением, чем простое истечение газа из ядра. Такое истечение можно проследить лишь по слабым линиям металлов (преимущественно линии Fe). Уже у более интенсивных линий металлов (Fe, Mg) смещение Эвершеда практически равно нулю. То же имеет место и для линии Ca 4227, которая показывает очень слабое смещение уже обратного знака линии H δ , фраунгоферовы линии D $_1$ и D $_2$ (Na), b $_1$, b $_2$ (Mg) показывают уже заметное обратное смещение. Величина обратного смещения, соответствующая уже втеканию газов в пятно, является наибольшей у H γ , H β , H α и в особенности у центральных ядер линий H и K (CaII). Для последних скорость втекания уже достигает 3 км/сек. Ядра интенсивных фраунгоферовых линий формируются в верхних слоях атмосферы Солнца, так как из-за непрозрачности солнечной атмосферы в частотах этих линий свет от нижних слоев фактически задерживается атмосферой. Таким образом, явление вытекания газа из пятна характеризует собой движение в верхних слоях. Все происходящее в пятнах напоминает собой земные бризы над охлаждающейся сушей островов. Холодный воздух должен растекаться в стороны, в то время как сверху подтекает теплый воздух. Однако это сходство является неполным. Обрывающееся у внешней границы полутени движение газов не переходит в вертикальный поток и, несомненно, продолжается под поверхностью фотосферы.

В 1926 г. Абетти на обсерватории в Арчетри (Италия) вновь повторил исследования эффекта Эвершеда. Однажды он наблюдал небольшое пятно, в ядре которого происходили сильные изменения. У этого ядра скорость вытекания оказалась 6,6 км/сек. В то же время по ряду снимков можно было установить, что наибольшая скорость истечения наблюдается не у периферии, а около края ядра, причем скорость изменяется не линейно, а с удалением от ядра.

В 1915 г. Эвершед наблюдал в одном солнечном пятне явление, названное впоследствии «эффектом Эвершеда второго рода». Для этого пятна, когда оно находилось в восточной стороне диска Солнца, восточная часть полутени имела большую по величине скорость по сравнению с западной частью полутени; после того как пятно прошло через центральный меридиан, картина оказалась обратной — западная часть полутени имела большую скорость. Это явление неоднократно наблюдалось в Арчетри. Правиль-

ное его объяснение было дано Мончинелли. По Мончинелли, вытекание газов происходит не горизонтально, а наклонно вниз под углом к поверхности Солнца от 2 до 29°. Из этого следует, что полутень солнечного пятна является возвышением над поверхностью фотосферы, что несколько противоречит эффекту Вилсона, но все же согласуется с некоторыми непосредственными наблюдениями.

Эвершед, Сент-Джон и Абетти, кроме того, производили попытки определения скорости вращения пятна. Щель спектрографа устанавливалась по радиусу диска Солнца (пятно находилось близко к краю). В этом случае, очевидно, определялся только компонент скорости по касательной к полутени. Скорость вращения оказывалась различной для различных пятен по величине и по направлению. По линии К₃ Сент-Джон получил по пяти пятнам значение скорости вращения 1,59 км/сек. Абетти (1932 г.) по наблюдениям 1926—1930 гг. 26 групп пятен показал, что направление вращения пятен, найденное по металлическим линиям, обычно противоположно направлению водородных вихрей (см. след. главу) на спектрогелиограммах. В 1934 г. Каламаи нашел, что газ в пятнах движется по логарифмическим спиральям.

§ 17. Природа пятен. Большинство теорий солнечных пятен в настоящее время имеет только историческое значение. Наиболее разработанной из них в гидродинамическом отношении является теория В. Е. Степанова [18], однако и она не может считаться вполне приемлемой, так как в ней, по сути дела, не учитывается роль магнитного поля пятен, имеющего первостепенное значение для всех гидромеханических расчетов. Однако наибольшую трудность для нас представляет сейчас не интерпретация движений газа в пятнах, а объяснение возникновения магнитных полей пятен, определяющих собой физические условия в пятнах. Так, например, как показал Бирман [19], понижение температуры в пятнах может считаться простым следствием наличия магнитного поля. Наличие сильного магнитного поля под фотосферой должно почти полностью прекратить конвекцию, так как движение газовых масс, являющихся хорошим проводником, будет направляться по силовым линиям поля. При конвекции же пересечение газовыми потоками силовых магнитных линий неизбежно. Поэтому перенос энергии под пятном должен происходить только путем излучения. Так как лучистый градиент температуры больше того, который существует в конвективной зоне, температура в пятне, естественно, должна быть ниже температуры нормальной фотосферы.

Происхождение магнитного поля пятен до сих пор не может найти удовлетворительного теоретического объяснения. Л. Э. Гуревич и А. И. Лебединский [20] первыми предложили объяснять происхождение магнитных полей на Солнце движением проводника. Так, в частности, сжатие проводника с «приклеенными» к нему магнитными силовыми линиями поля может значительно увеличить число силовых линий в элементе объема, т. е. увеличить напряженность поля. По-видимому, на больших глубинах, порядка 10⁴—10⁵ км, под фотосферой разыгрываются грандиозные ураганы, часть механической энергии которых превращается в энергию магнитных полей. Однако сам механизм такого превращения еще является неясным. Теория явления еще не разработана.

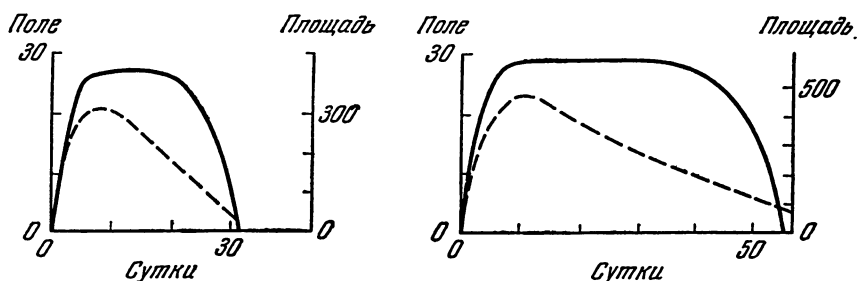
Магнитные поля пятен чрезвычайно устойчивы. Коулинг [21] в 1946 г., используя данные о магнитных полях пятен, полученные в Маунт Вилсон, сделал первую попытку описать развитие поля пятен. Его кривые, связывающие магнитное поле и площадь пятен, изображены на рис. 19. Эти кривые являются усредненными, и в них сглажены флуктуации поля ото дня ко дню, не носящие систематического характера. По этим кривым мы видим, что большую часть времени жизни пятна магнитное поле остается постоянным, в то время как площадь пятна по достижении максимума только убывает.

Получается впечатление, что магнитное поле не создается вместе с пятном, а лишь как бы выходит на поверхность, а затем опять опускается вниз под фотосферу.

Линии поля в центре пятна занимают почти вертикальное положение. На внутреннем крае полутени они уже отклоняются наружу примерно на 25° от вертикали. Этот угол (θ) меняется в зависимости от расстояния от центра пятна (r) по формуле

$$\theta = 90^\circ \frac{r}{b}, \quad (19)$$

где b — радиус внешней границы полутени. Напряженность H поля зависит от наибольшей площади пятна (в течение его развития) и достигает для



{Рис. 19.

самых больших пятен значения 4000 эрстед. Внутри пятна, по Броксону (1942 г.) и Тиссену (1953 г.), H связано с H_m (напряженность в центре) выражением

$$H(r) = H_m \left(1 - \frac{r^2}{b^2} \right).$$

С приближением к краю диска H пятна убывает, что можно объяснить изменением H при переходе к верхним частям атмосферы. В данном случае эффект оказывается вполне аналогичным эффекту потемнения к краю солнечного диска. И в том и в другом случае повышение эффективного уровня излучающего слоя вызвано ростом его оптической толщины из-за наклонного (к горизонтальной плоскости) хода лучей. С повышением уровня H действительно быстро убывает. По большим пятнам Хаутгаст и Слютерс получили $\frac{dH_m}{dh} = 5,7 \text{ э/км}$. В то же время по расхождению силовых линий, наблюдавшемуся Хейлом и Никольсоном, этот же градиент получается равным $0,5 \text{ э/км}$. Сравнивая H , получаемое по более интенсивным и по слабым фраунгоферовым линиям, и относя их к различным эффективным глубинам формирования, Кинг получил $\frac{dH_m}{dh} = 2,5 \text{ э/км}$. В грубом приближении все эти оценки совпадают, показывая, что поле пятен распространяется в солнечной атмосфере, как в вакууме.

Солнечный газ является хорошим проводником. Вблизи поверхности Солнца при $T \approx 10^4$ град постоянная проводимости (σ) имеет порядок 10^{-8} электромагнитной единицы. На Земле это близко к проводимости соленой воды ($\sigma \approx 10^{-9}$ электромагнитной единицы). Это не очень большая, а лишь умеренная проводимость. Поведение отдельных протуберанцев над пятнами показывает, что магнитное поле пятен может распространяться на большую высоту (движение протуберанцев часто происходит по силовым линиям поля пятен). В какой степени изменения в H пятен связаны с эффектом Эвершеда,

пока неясно. По-видимому, прямой связи здесь нет, так как истечение газа в пятнах представляет собой односторонне направленный процесс, в то время как H в пятнах подвержены значительным флуктуациям. Тем не менее почти несомненно, что изменение H должно играть серьезную роль в эпоху наиболее быстрого роста пятна, выводя поле пятна, а следовательно, и само пятно на поверхность фотосферы.

Истечение газа из пятна должно в основном происходить по магнитным силовым линиям. Поэтому, если это истечение происходит по наклону вниз под фотосферу, то точно так же должны вести себя и магнитные силовые линии. При этом остается загадочным существование резкой границы полутени и пятна. Почему именно на ней кажущимся образом обрывается движение, несмотря на то что магнитное поле пятна способно распространяться на большие расстояния? На этот вопрос теория пока не дает ответа.

§ 18. Цикличность фотосферных явлений. Несмотря на то, что число наблюдаемых пятен на солнечном диске сильно меняется от дня ко дню, не так обстоит дело со средними числами пятен за год. Если подсчитать за год среднее число ежедневно наблюдаемых пятен и построить за многолет кривую этих чисел, то получится плавная кривая. Немецкий любитель-астроном аптекарь Швабе впервые установил из своих наблюдений в 1843 г. периодичность числа солнечных пятен. Он оценил период между двумя максимумами в 10 лет. Р. Вольф (Швейцария, Цюрих) заинтересовался открытием Швабе, обработал все наблюдения пятен со времени Галилея и подтвердил это открытие, установив средний период в 11 лет. Для того чтобы полнее представить пятнообразовательную деятельность Солнца, Вольф ввел понятие «относительного числа пятен» (число Вольфа). Если через g обозначить число групп пятен, наблюдавшихся в какой-либо день, а через f число всех отдельных пятен в этот же день, то относительное число пятен определится по эмпирической формуле

$$R = k(10g + f), \quad (20)$$

где k — коэффициент, зависящий от инструмента и от наблюдателя. При определении k нужно считаться не только с тем, что разрешающая сила разных телескопов различна, вследствие чего одни наблюдатели видят больше мелких пятен, а другие меньше, но и с различием методики выделения отдельных групп пятен, которая не вполне идентична на разных обсерваториях. Между тем число групп (g) входит в R с очень большим весом.

Для своих наблюдений в Цюрихе Вольф принял $k = 1$. Он употреблял для своих визуальных оценок рефрактор с объективом в 8 см и увеличением в 64 раза. Наблюдения Вольфа были продолжены его преемником Вольфером, а затем Бруннером. Уже Вольфер заметил, что при подсчете относительных чисел пятен Вольф отбрасывал поры, не учитывал дробления ядер в пятнах, идущих за ведущим пятном, и вследствие этого систематически занижал и g и f . Для того чтобы не менять систему чисел Вольфа, в Цюрихе было решено ввести для новых цюрихских наблюдений коэффициент перехода к прежней системе Вольфа, равный 0,6. В настоящее время цюрихская система считается международной. Все остальные обсерватории редуцируют свои наблюдения к этой системе. Здесь, однако, часто возникает значительная неуверенность в редуцировании R к одной системе. Дело в том, что, как показала Ю. М. Слоним [22], коэффициент k даже для одной и той же обсерватории не остается постоянным. Так, для системы Ташкентской обсерватории, являющейся одной из наиболее устойчивых, k менялось в различные годы от 0,6 до 0,9. Ясно, что при подобном положении нельзя рассчитывать на особенно высокую точность R . Ошибки в их средних значениях легко могут достигать 20% и более. В табл. 3 даны числа R в цюрихской системе за 200 лет (1749—1958 гг.). Годы максимума отмечены звездочкой.

Таблица 3

Год	R	Год	R	Год	R	Год	R	Год	R	Год	R
1749	80,9	1784	10,2	1819	23,9	1854	20,6	1889	6,3	1924	16,7
1750*	83,4	1785	24,1	1820	15,7	1855	6,7	1890	7,1	1925	44,3
1751	47,7	1786	82,9	1821	6,6	1856	4,3	1891	35,6	1926	63,9
1752	47,8	1787	132,0	1822	4,0	1857	22,8	1892	73,0	1927	69,0
1753	30,7	1788	130,9	1823	1,8	1858	54,8	1893*	84,9	1928	77,8
1754	12,2	1789	118,1	1824	8,5	1859	93,8	1894	78,0	1929	65,0
1755	9,6	1790	89,9	1825	16,6	1860*	95,7	1895	64,0	1930	35,7
1756	10,2	1791	66,6	1826	36,3	1861	77,2	1896	41,8	1931	21,2
1757	32,4	1792	60,0	1827	49,7	1862	59,1	1897	26,2	1932	11,1
1758	47,6	1793	46,9	1828	62,5	1863	44,0	1898	26,7	1933	5,7
1759	54,0	1794	41,0	1829	67,0	1864	47,0	1899	12,1	1934	8,7
1760	62,9	1795	21,3	1830*	71,0	1865	30,5	1900	9,5	1935	36,1
1761*	85,9	1796	16,0	1831	47,8	1866	16,3	1901	2,7	1936	79,7
1762	61,2	1797	6,4	1832	27,5	1867	7,3	1902	5,0	1937*	114,4
1763	45,1	1798	4,1	1833	8,5	1868	37,3	1903	24,4	1938	109,6
1764	36,4	1799	6,8	1834	13,2	1869	73,9	1904	42,0	1939	88,8
1765	20,9	1800	14,5	1835	56,9	1870*	139,1	1905*	63,5	1940	67,8
1766	11,4	1801	34,0	1836	121,5	1871	111,2	1906	53,8	1941	47,5
1767	37,8	1802	45,0	1837*	138,3	1872	101,7	1907	62,0	1942	30,6
1768	69,8	1803	43,1	1838	103,2	1873	66,3	1908	48,5	1943	16,3
1769*	106,1	1804*	47,5	1839	85,8	1874	44,7	1909	43,9	1944	11,0
1770	100,8	1805	42,2	1840	63,2	1875	17,1	1910	18,6	1945	33,2
1771	81,6	1806	28,1	1841	36,8	1876	11,3	1911	5,7	1946	92,6
1772	66,5	1807	10,1	1842	24,2	1877	12,3	1912	3,6	1947*	151,5
1773	34,8	1808	8,1	1843	10,7	1878	3,4	1913	1,4	1948	136,2
1774	30,6	1809	2,5	1844	15,0	1879	6,0	1914	9,6	1949	134,7
1775	7,0	1810	0,0	1845	40,1	1880	32,3	1915	47,4	1950	83,9
1776	19,8	1811	1,4	1846	61,5	1881	54,3	1916	57,1	1951	69,3
1777	92,5	1812	5,0	1847	98,5	1882	59,7	1917*	103,9	1952	31,5
1778*	154,4	1813	12,2	1848*	124,3	1883*	63,7	1918	80,6	1953	13,9
1779	125,9	1814	13,9	1849	95,9	1884	63,5	1919	63,6	1954	4,4
1780	84,8	1815	35,4	1850	66,5	1885	52,2	1920	37,6	1955	38,0
1781	68,1	1816	45,8	1851	64,5	1886	25,4	1921	26,1	1956	141,7
1782	38,5	1817	41,1	1852	54,2	1887	13,1	1922	14,2	1957	189,9
1783	22,8	1818	30,4	1853	39,0	1888	6,8	1923	5,8	1958	184,8

Как видно из таблицы, продолжительность периода неодинакова и изменяется в широких пределах — от 7 до 17 лет. Поэтому в данном случае правильное отказаться от термина «период» и заменить его термином «цикл».

Несколько более точным индексом солнечной активности, чем числа Вольфа, является средняя (за определенный заданный интервал времени) площадь пятен. Утверждение, что этот индекс является более точным, в известной степени условно. В годы минимума пятен, когда оценка площади пятен дается по одному-двум небольшим пятнам, ошибка в площади пятен на данный день почти такая же, как и относительная ошибка площади одного пятна, т. е. имеет порядок 20%. В годы максимума, когда мы суммируем площади многих пятен на солнечном диске, ошибка в их сумме будет расти примерно пропорционально $\sqrt{n}$, где n — число измеряемых пятен, и относительная ошибка будет во столько же раз уменьшаться. Поэтому в годы максимума площади пятен определяются относительно точнее, чем в годы минимума, и их случайные ошибки составляют не более нескольких процентов.

Среднюю суточную площадь пятен выражают в миллионных долях поверхности видимой полусферы Солнца. Площадь пятен раньше публиковалась в изданиях Гринвичской обсерватории, равно как и площадь, занимаемая факелами. Площадь факелов (верхняя кривая на рис. 20) в общем меняется

почти так же, как и площадь пятен, за исключением того, что в годы минимума она не уменьшается столь сильно, как площадь пятен, но, будучи весьма малоточной, не является надежным индексом активности (рис. 20). С 1932 г. площади пятен, равно как и числа Вольфа, публикуются в трудах Пулковской обсерватории по данным советских обсерваторий.

По числам Вольфа и по площади пятен (рис. 21) легко заметить, что высоты максимумов бывают различными. В них как бы существует вторая волна долгого периода.

Впервые в явной форме на существование этого долгопериодического изменения указал Глейсберг. Как видно из табл. 3, самые высокие максимумы имели место в 1778, 1837 и 1957 гг. Максимум 1957—1958 гг. был более высоким, чем максимум 1947 г. Оба этих максимума являются самыми высокими за последние 200 лет.

Интервал между максимумами 1778 и 1837 гг. составляет 69 лет, в то время как интервал между 1837 и 1957 гг. равен 120 лет. Поэтому здесь еще труднее говорить о какой-либо периодичности, чем в случае 11-летних циклов. Средняя продолжительность долгого цикла, по-видимому, близка к 90 годам. В то же время, как мы отмечали выше, 11-летние циклы связаны попарно законом смены магнитной полярности, в силу чего правильнее говорить о существовании не 11-летних, а 22-летних циклов. В последние годы М. Н. Гневыхов и А. И. Оль

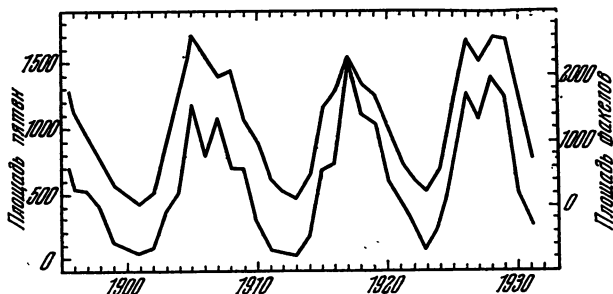


Рис. 20.

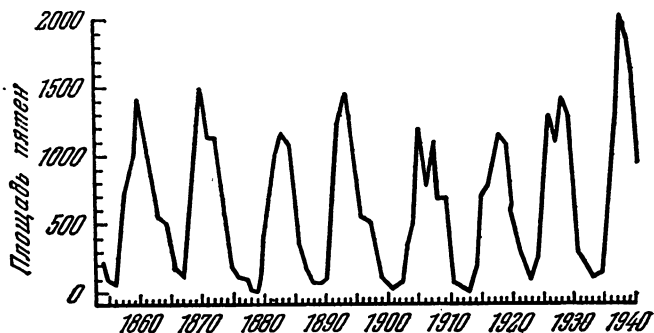


Рис. 21.

показали, что 11-летние циклы имеют попарно почти функциональную связь, в то время как связь с циклами, не входящими в данную пару, хотя и расположенными рядом, почти отсутствует.

Особый интерес представляет смещение зоны пятнообразования по широте в течение 11-летнего цикла. В начале цикла новые пятна всегда образуются в обоих полушариях на сравнительно высоких широтах: $30^\circ \leq \varphi \leq 40^\circ$. Выше 40° наблюдаются только изредка небольшие недолговечные пятна. Вслед за тем зона пятнообразования начинает широкой полосой (порядка 20°) смещаться в сторону экватора и к моменту окончания цикла и наступления минимума достигает экватора. Наблюдались отдельные пятна, находившиеся почти на экваторе. Диаграмма (рис. 22), построенная Маундером в 1922 г.,

дает ясное представление о характере явления. На диаграмме каждое пятно изображено против средней даты его наблюдения (ось абсцисс) в виде небольшой черточки вдоль интервала широт (ось ординат), в котором оно наблюдалось. Таким образом, получаются фигуры, похожие на крылья бабочек, вследствие чего диаграмма Маундера была названа диаграммой «бабочек». Сам факт смещения зоны пятнообразования по широте был открыт в 1858 г. Кэррингтоном. Позднее Шпёрер (в 1894 г.) проследил закономерность изменения широт пятен вплоть до 1921 г., после чего она получила название закона Шпёрера. Недавно М. Н. Гневышев и Р. С. Гневышева показали, что, в то время как изменение числа пятен из года в год в одном 11-летнем

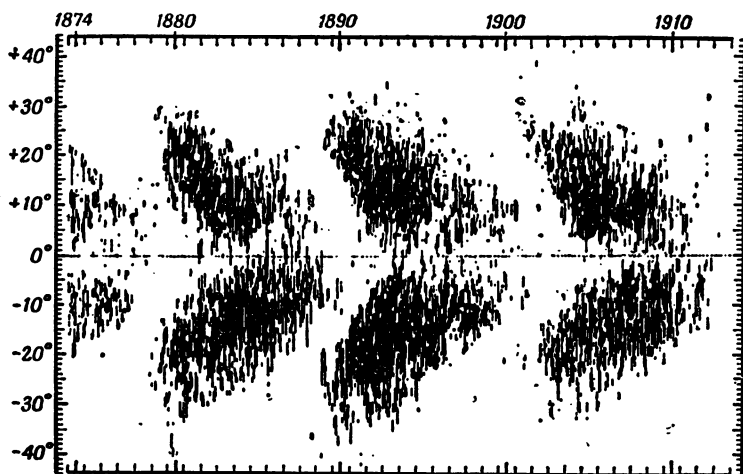


Рис. 22.

цикле сильно отличается от изменения числа пятен в другом 11-летнем цикле, изменение средней широты пятен из года в год происходит одинаково для всех циклов. Между законом изменения широт пятен и законом изменения их числа имеется связь, заключающаяся в том, что, чем больше пятен в цикле, тем на больших широтах начинается цикл и тем больше средняя широта пятен в год их максимума. Иными словами, в наиболее мощных (по числу пятен) циклах процесс пятнообразования начинается с наиболее высоких широт. По широте первых пятен нового цикла можно даже предсказывать высоту этого цикла.

Некоторый интерес представляет также асимметрия развития пятнообразования в северном и южном полушариях Солнца. Первые надежные сведения о наличии такой асимметрии получил в 1922 г. Маундер. Вслед за тем на большем числе циклов это же явление было прослежено С. К. Всехсвятским. В последнее время наиболее полно этот вопрос изучался А. Я. Безруковой. Она исследовала поведение средней площади пятен за все время, в течение которого публиковались гринвичские наблюдения. График активности по обоим полушариям (сплошная линия — северное, пунктир — южное) представлен на рис. 23. Как мы видим, распределение пятен по полушариям Солнца нельзя назвать случайным. В течение ряда циклов пятнообразования деятельность может быть как бы «угнетена» в одном из полушарий.

Многие исследователи пытались найти аналитическую форму 11-летнего цикла. Наиболее удачным в этом отношении является исследование Стюарта и Пановского, нашедших для числа Вольфа (R) следующую эмпирическую формулу:

$$R = F\theta^a e^{-b\theta}, \quad (21)$$

где F , a и b — константы, θ — число лет с начала цикла до рассматриваемой эпохи. F , a и b изменяются от цикла к циклу. Стюарт и Пановский нашли, что F и b зависят от a . Достоинством формулы (21) является ее простота, «взрывной» же характер цикла не может быть установлен на основании формальных соображений некоторой чисто внешней общности функции (21) и реальных функций, выражающих собой взрывные процессы.

В то время как широтная локализация зоны пятнообразования задается законом Шпёрера, долготное распределение пятен на Солнце не очень сильно

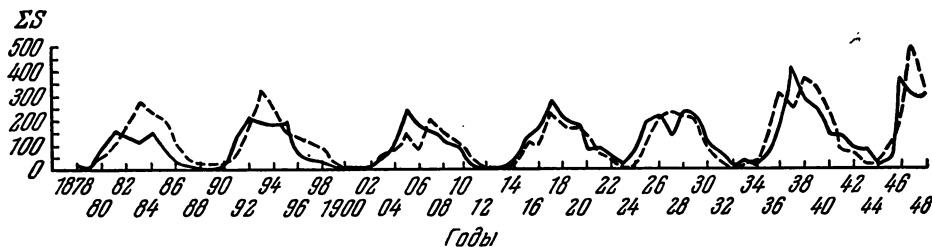


Рис. 23.

отличается от случайного. Тем не менее многие исследователи отмечали факт многократного появления группы пятен почти на одном и том же месте. Появляется как бы активная долгота, в которой в течение нескольких месяцев, а иногда и больше года держится очаг солнечной активности. С течением времени эта долгота становится неактивной и очаги активности переходят на другие долготы. Эти факты, как мы уже отмечали, находятся в хорошем согласии с современным представлением об устойчивости магнитных полей пятен. Пятна не разрушаются и лишь как бы «тонут» в фотосфере и поэтому могут снова появиться на прежнем месте.

§ 19. Природа цикличности пятнообразования. Правильность в чередовании магнитной полярности групп пятен, закономерное изменение широты зоны пятнообразования, 11-летняя цикличность всех явлений на поверхности Солнца наводят на мысль о существовании некоторого единого механизма, вызывающего солнечную активность.

Первая попытка понять действие такого механизма была предпринята Бьеркнесом (1926 г.), впервые обратившим внимание на то обстоятельство, что неравномерное вращение Солнца может существовать лишь при наличии внутри Солнца общей циркуляции газовых масс. Потoki газа должны на большой глубине под фотосферой двигаться к полюсам, а затем уже на малой глубине (или по самой поверхности фотосферы) приближаться к экватору (рис. 24). Причиной циркуляции может быть само вращение Солнца. Действительно, примерно в то же время Цейпель, а вслед за ним Эддингтон [20] доказали, что при направленном радиально от центра Солнца переносе энергии температура на эквипотенциальной поверхности вращающейся звезды (за которую можно принять поверхность фотосферы) должна быть пропорциональна $\sqrt[4]{g}$ (g — ускорение силы тяжести). Иными словами, на полюсах Солнца температура должна быть выше, чем на экваторе. Позднее В. А. Крат [23] доказал, что конвективные потоки Бьеркнеса являются стационарными, т. е. что они не могут быть уничтожены силами вязкости. Недавно Б. М. Рубашев доказал, что циркуляционные токи на Солнце должны расчленяться

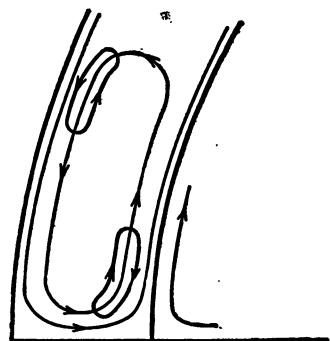


Рис. 24.

по долготе, образуя на поверхности фотосферы области повышенного и пониженного давления. Пятна по Бьеркнесу — это вихревые трубки, переносимые потоками общей циркуляции. Поскольку циркуляция вблизи фотосферы идет от более высоких широт к более низким, Бьеркнес полагал, что таким путем объясняется закон Шпёрера. Почему, однако, существует 11-летняя периодичность в пятнообразовании, на этот вопрос теория Бьеркнеса, естественно, никакого ответа дать не могла. Все эти представления возникли по ассоциации, как аналогии явлений, наблюдающихся на Земле. Реальное существование общей циркуляции газовых масс в земной атмосфере привело к попытке построения гидродинамической теории циркуляции на Солнце. Однако такая теория неизбежно должна быть неполной, а в какой-то части даже и неверной, потому что на Солнце большую роль играют электродинамические силы и, в частности, силы индуцированного магнитного поля, имеющего, по-видимому, неправильный характер. В действительности силы магнитного поля должны прежде всего выступать как пондеромоторные силы, препятствующие движению газовых потоков. Так, например, если бы на Солнце существовало достаточно сильное магнитное поле характера диполя, то циркуляция была бы невозможна; потоки, пересекающие магнитные силовые линии диполя, должны были бы или остановиться из-за сопротивления поля, или же деформировать поле, превратив его из поля диполя в поле с весьма сложно закрученными силовыми линиями. В последнем случае поле будет переноситься циркуляционными потоками.

В настоящее время еще нет удовлетворительной магнитогидродинамической теории, объясняющей цикличность солнечной активности. Многие из предлагавшихся в последнее время теорий (Альвен, Вален и др.) оказались несостоятельными [20].

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ III

1. J a n s s e n J., Ann. obs. Paris. Meudon 1, 103, 1896.
2. Г а н с к и й А. П., Изв. ГАО № 25, 1908; Труды Пулковск. обсерв. 1, 81, 1905 и 3, 1, 1918.
3. К р а т В. А., Изв. ГАО № 152, 1954; К р а т В. А. и Г о л ь д б е р г Н. М., Изв. ГАО № 155, 1956.
4. У н з о л ь д А., Физика звездных атмосфер. Перев. с нем. под ред. Э. Р. Мустеля, ИЛ, 1949.
5. N e w t o n H. W., N u n n M. L., MN 111, 413, 1951.
6. К р а т Т. В., Изв. ГАО № 137, 1947 и № 140, 1947.
7. T e n B r u g g e n s t e P., K l ü b e r H., Zs. f. Aph. 18, 284, 1939.
8. A b h y a n k a r K. D., R a m a n a t h a n A. S., ApJ 121, 750, 1955.
9. А м б а р ц м у н В. А. и др., Теоретическая астрофизика, Гостехиздат, 1952.
10. К р а т Т. В., Астрон. журн. 24, 329, 1947.
11. М и т р о п о л ь с к а я О. Н., Изв. КрАО 8, 93, 1952; 11, 152, 1954; 15, 130, 1955.
12. М е л ь н и к о в О. А., Ж у р а в л е в С. С., Вестн. Ленингр. ун-та № 13, вып. 3, 1956.
13. Они же, Вестн. Ленингр. ун-та № 8, 1955.
14. H a l e G. E., N i c h o l s o n S. B., Magnetic Observations of Sunspots, 1917—1924 (Washington, Carnegie Institution of Washington). Part I, 56.
15. Б э б к о к Х. В. и Б э б к о к Х. Д., Статья в монографии под ред. Койпера «Солнце», ИЛ, 1956.
16. Н и к у л и н И. С., С е в е р н ы й А. Б., С т е п а н о в В. Е., Изв. КрАО 19, 3, 1958.
17. К о т л я р Л. М., Изв. ГАО № 163, 1959.
18. С т е п а н о в В. Е., Уч. зап. Львовск. гос. ун-та 15, сер. физ.-матем., вып. 4, 1949.
19. B i e r m a n n L., Vierteljahrsschr. Astr. Ges. 76, 194, 1941.
20. Г у р е в и ч Л. и Л е б е д и н с к и й А., ЖЭТФ 16, 832 и 840, 1946.
21. К о у л и н г Т. Г., Статья в монографии под ред. Койпера «Солнце», ИЛ, 1956.
22. С л о н и м Ю. М., Труды Ташкентск. астрон. обсерв., сер. II, т. 1, 47, 1950.
23. К р а т В. А., Фигуры равновесия небесных тел, Гостехиздат, 1950.

ГЛАВА IV

ХРОМОСФЕРА

§ 20. Спектр вспышки. Общие свойства хромосферы. Перед наступлением полного солнечного затмения, поместив щель спектроскопа касательно к краю диска, можно заметить, что после постепенного ослабления солнечного спектра внезапно происходит превращение темных фраунгоферовых линий в яркие. Этот эмиссионный спектр, наблюдаемый в течение примерно $1^s,5$ около 2-го контакта затмения (аналогично около 3-го контакта в обратном порядке), называется *спектром вспышки*. Резкое обращение в момент начала полной фазы на самом деле показывают только слабые фраунгоферовы линии, тогда как у более сильных обращение происходит не сразу.

Эмиссионный спектр на солнечном краю принадлежит разреженному газовому слою высотой $\sim 10''$, примыкающему к фотосфере. Этот слой получил название *хромосферы* (Локьер) ввиду его ярко-красного цвета для невооруженного глаза. Собственно спектр вспышки возникает в нижней части хромосферы или, по старой терминологии, в обрабатываемом слое. Это название связано с первоначальным представлением о спектре вспышки как точном обращении фраунгоферова спектра, который считался возникающим в том же слое.

Со времени открытия в 1870 г. спектр вспышки входит как неотъемлемый пункт программы всех экспедиций по наблюдению затмений и подвергается интенсивному изучению: измеряются точные длины волн хромосферных линий и даются оценки яркостей, производится их отождествление и т. д., причем расширяется наблюдаемый интервал спектра в обе стороны и совершенствуется методика наблюдений.

Полные солнечные затмения доставляют наиболее благоприятные условия для наблюдений хромосферы, которые вне затмения сильно ограничиваются наложением яркого солнечного света, рассеиваемого в земной атмосфере и инструменте. Поэтому затменные наблюдения до настоящего времени служат важнейшим источником информации о физических свойствах хромосферы.

На основании ряда моментальных снимков, полученных с призмными камерами во время затмения 1898 г., Фаулер и Локьер впервые показали, что спектр вспышки не является точным обращением фраунгоферова спектра, на что указывало наличие гелиевых линий, большое число (по сравнению с фраунгоферовым спектром) бальмеровских линий водорода, повышенная интенсивность искровых линий (наибольшее число которых наблюдалось для Ti и Fe, меньше для Sr, V, J) относительно дуговых. Всего ими было измерено 856 линий, большинство которых они отождествили. Ими были отмечены большие высоты в хромосфере H, He, Ca, а также линии λ 4686, затем идентифицированной Фаулером с He⁺.

В то же затмение Эвершед проследил спектр в ультрафиолетовой области до $\lambda = 3342 \text{ \AA}$, причем получил 30 бальмеровских линий и обнаружил непрерывный спектр хромосферы и протуберанцев. Он сделал вывод, что спектр

вспышки обязан верхней части газового слоя, в котором возникает ф Fraunhofer спектр.

В 1906 г. Дайсон опубликовал результаты изучения целевых спектрограмм, полученных во время затмений 1900, 1901 и 1905 гг.; зарегистрировано около 1200 линий в области $\lambda\lambda$ 3300—5875 спектра вспышки; было замечено относительное усиление гелиевых линий в более высокой части хромосферы.

Факт усиления искровых линий относительно дуговых в хромосферном спектре стал общепризнанным после наблюдений затмения 1905 г., чему способствовало, в частности, получение более точных длин волн линий. Однако объяснение этого явления встречало большие затруднения: считая искровые линии (обязанные ионизованным металлам в отличие от нейтральных) соответствующими более высокой температуре, приходили к выводу, что температура хромосферы выше температуры нижележащих слоев, что представлялось абсурдным. Проблема была решена только с разработкой Саха (1920 г.) теории ионизационного равновесия, согласно которой вторым фактором, кроме температуры, определяющим степень ионизации газа, является давление (точнее, парциальное электронное давление). Высокая ионизация объясняется низким давлением в хромосфере. Правда, в последнее время, когда стало известно об обращении температурного градиента где-то между фотосферой и короной, положение несколько усложнилось. Однако ионизация металлов, наблюдаемая в спектре вспышки, не требует более высокой температуры, чем температура фотосферы, и вполне объясняется убыванием давления.

Во время затмения 1926 г. Дэвидсон и Стрэттон получили со целевым кварцевым спектрографом снимок хромосферного спектра в области $\lambda\lambda$ 3066—4216. Были измерены длины волн линий, и большая часть линий была отождествлена. Полученный каталог линий содержит также оценки интенсивностей в произвольной шкале для спектра вспышки и высокого протуберанца. Бальмеровские линии водорода разрешены до H_{36} , далее они переходят в непрерывный спектр. По снимкам, полученным с двумя призмёнными камерами, были выведены по длинам хромосферных дуг «высоты» линий в области $\lambda\lambda$ 3820—6678; общий уровень большинства более слабых линий 400—500 км, для многих линий < 400 км. Вообще длиннейшие дуги соответствуют сильнейшим линиям, но гелий представляет заметное исключение: дуги длинные, но существенно слабые. В то же затмение Кертис и Бернс получили хромосферный спектр в инфракрасной области; они получили триплет O $\lambda\lambda$ 7772, 7774, 7775 и линии Ca^+ $\lambda\lambda$ 8542 и 8662.

Одна из важнейших работ, посвященных общему исследованию спектра вспышки, была выполнена Мензелом на основании спектрограмм, полученных Кемпбеллом во время затмений 1900, 1905 и 1908 гг. [1]. В результате обработки большого наблюдательного материала Мензел получил каталог около 4000 линий спектра вспышки в интервале $\lambda\lambda$ 3229—5328, включающий как основные данные: длины волн линий, оценки их интенсивностей в шкале Роуленда для основания хромосферы (точка исчезновения непрерывного фона на снимке) и «высоты» (от основания хромосферы), которые дополняются в каталоге рядом других сведений (глубиной под основанием хромосферы точки обращения линии, идентификацией и пр.).

Исключительно важную роль не только в исследовании солнечной атмосферы, но и вообще в астрофизике сыграл замечательный каталог Митчелла линий спектра вспышки, составленный им на основании собственных наблюдений ряда солнечных затмений [2]. Впервые этот каталог был опубликован в 1913 г. на основании снимков затмения 1905 г., а в дальнейшем, по мере накопления наблюдений (другие спектрограммы Митчелла в 1905 г., его же в 1925, 1930 и 1937 гг., частично наблюдения Дэвидсона и Стрэттона

в 1926 г.) и совершенствования техники наблюдений, каталог дважды — в 1930 и 1947 гг. — подвергался расширению и полной ревизии всего материала с целью обеспечения точности данных и однородности применяемых шкал. Основным прибором, употреблявшимся Митчеллом, был бесщелевой спектрограф с параболической решеткой, причем спектры фотографировались на целлулоидных фильмах. В последнем своем издании (1947 г.) каталог содержит 3500 линий в области $\lambda\lambda$ 3066—8863 *). Основные данные, приводимые в каталоге, суть оценки интенсивностей линий спектра вспышки в шкале Роуланда и «высоты» линий, найденные по длинам хромосферных дуг на снимках. В отношении этих данных каталог Митчелла представляет «взвешенное среднее» из четырех затмений в смысле усреднения условий, зависящих от фотопластинок или затмения.

Каталоги Мензела и Митчелла заключают в себе весьма полные наблюдательные данные, которые могло дать общее изучение спектра вспышки. Эти данные явились ценным дополнением к информации о солнечном спектре, доставляемой «Пересмотренной таблицей Роуланда», а также послужили основанием для ряда теоретических исследований и позволили получить многие важные сведения и выводы о хромосфере. Так, используя оценки интенсивностей линий, Мензел, а также Митчелл и Вильямс впервые произвели общий количественный химический анализ хромосферы (см. § 3), а по «высотам» линий определили градиенты распределения плотностей различных элементов по высоте в хромосфере. Следует отметить, что, хотя в настоящее время наблюдаемым высотам линий не придается большого значения, даже в более новой работе Вилдта [3] как определение состава хромосферы, так и вывод градиентов плотностей элементов также основаны только на данных о «высотах» линий.

В табл. 1 приводится список наиболее ярких линий в спектре хромосферы согласно каталогу Митчелла [2]. Здесь $I_{\odot}$ — роуландовская оценка интенсивности соответствующей линии в солнечном спектре, I_x — оценка интенсивности хромосферной линии в той же шкале, H — «высота» линии, П. в. — потенциал возбуждения линии в электрон-вольтах.

Как можно видеть из табл. 1, более яркие линии вообще имеют большие «высоты». Это соответствует ожиданию, если предполагать, что эмиссионные градиенты линий различных элементов не сильно отличаются друг от друга, поскольку наблюдаемые «высоты» линий фактически отмечают некоторую минимальную интенсивность излучения хромосферы, определяемую порогом чувствительности фотопластинки в данной спектральной области. Наглядный пример убывания «высот» линий вместе с убыванием интенсивностей показывают, в частности, линии бальмеровской серии водорода. Заметное исключение составляют линии гелия, которые достигают много больших «высот», нежели линии других элементов одинаковой с ними яркости.

Наиболее яркими линиями в спектре хромосферы являются линии ионизованного кальция и бальмеровские линии водорода, а также линия D_3 (λ 5875,6) гелия. Наибольших «высот» достигают также линии кальция (14 000 км), водорода (12 000 км) и линии гелия (7500 км).

Сравнение интенсивностей линий в солнечном спектре и в спектре вспышки показывает, что: 1) относительные интенсивности линий не соответствуют друг другу в том и другом случае; 2) имеет место усиление ионизованных линий относительно нейтральных в спектре вспышки по сравнению с солнечным спектром; 3) линии гелия отсутствуют в солнечном спектре (даже яркая линия D_3 He); 4) в солнечном спектре наблюдается весьма ограниченное число водородных линий по сравнению с их числом в спектре вспышки.

*) Между прочим, «Пересмотренная таблица Роуланда» начинается с $\lambda = 2975 \text{ \AA}$.

Т а б л и ц а 1

λ	Эле- мент	$I_{\odot}$	I_X	$H, км$	$\Pi, в$	λ	Элемент	$I_{\odot}$	I_X	$H, км$	$\Pi, в$	λ	Элемент	$I_{\odot}$	I_X	$H, км$	$\Pi, в$
3234,49	Ti ⁺	10	30	2000	3,86	3829,35	Mg	10	40	5000	5,92	4555,89	Fe ⁺	3	25	1200	5,52
3236,59	Ti ⁺	7	25	2000	3,84	3832,34	Mg	15	50	5000	5,92	4563,76	Ti ⁺	4	30	2500	3,92
3242,00	Ti ⁺	7	25	2000	3,81	3835,54	H γ	—	120	7000	13,37	4572,00	Ti ⁺	6	40	2500	4,26
3349,41	Ti ⁺	9	25	2000	3,73	3838,30	Mg	25	60	6000	5,92	4583,86	Fe ⁺	4	30	1800	5,49
3372,84	Ti ⁺	10	40	2500	3,67	3859,87	Fe	20	40	2500	3,20	4685,83	He ⁺	—	2N	3500	50,80
3408,81	Cr ⁺	3	25	1500	6,09	3889,20	H ϵ	—	140	8000	13,33	4713,15	He	—	15	5000	23,49
3421,25	Cr ⁺	4	25	1500	6,02	3900,54	Ti ⁺	5	35	2000	4,29	4861,50	H β	30	160	9000	12,69
3441,97	Mn ⁺	6	25	1500	5,35	3933,90	Ca ⁺	1000	200	14000	3,14	4922,01	He	—	6	3000	23,63
3460,32	Mn ⁺	4	25	1500	5,37	3944,03	Al	15	25	2000	3,13	4923,96	Fe	5	35	2000	5,39
3474,11	Mn ⁺	4	25	1500	5,35	3961,51	Al	20	35	2000	3,13	4934,08	Ba ⁺	7	30	1800	2,50
3535,41	Ti ⁺	4	25	1200	5,54	3968,70	Ca ⁺	700	180	14000	3,11	5015,68	He	—	8	3500	22,99
3581,22	Fe	30	25	1500	4,30	3970,25	H ϵ	5	120	8000	13,26	5018,44	Fe ⁺	—	40	2000	5,34
3613,82	Sc ⁺	7	30	1500	3,44	4026,28	He	—	35	6000	23,94	5172,65	Mg	20	60	3000	5,09
3641,35	Ti ⁺	4	25	1500	4,62	4030,79	Mn	9	25	1500	3,06	5183,58	Mg	30	70	3500	5,09
3679,34	H ₂₁	—	30	2500	13,51	4045,84	Fe	20	40	2000	4,53	5208,37	Cr	5	25	1200	3,31
3682,82	H ₂₀	—	30	2500	13,51	4063,62	Fe	20	25	1800	4,59	5316,67	Fe ⁺	6	40	1200	5,46
3685,25	Ti ⁺	10	90	6000	3,92	4071,75	Fe	15	25	1500	4,63	5875,64	He(D ₂)	—	100	7500	22,97
3686,83	H ₁₉	—	35	3000	13,50	4077,83	Sr ⁺	8	80	6000	3,03	5889,09	Na(D ₂)	30	40	1500	2,10
3691,62	H ₁₈	—	40	3500	13,50	4101,85	H δ	40	140	8000	13,16	5895,99	Na(D ₁)	20	35	1500	2,09
3697,21	H ₁₇	—	40	4000	13,49	4215,70	Sr ⁺ —CN	5	60	6000	2,93	6162,19	Ca	15	25	1000	3,89
3703,89	H ₁₆	—	45	4500	13,49	4226,74	Ca	20	40	4000	2,92	6496,88	Ba ⁺	4	30	1500	2,50
3712,06	H ₁₅	—	50	5000	13,48	4233,22	Fe ⁺	4	30	2200	5,49	6562,80	H α —Fe	40	200	12000	12,04
3719,94	Fe	40	35	2000	3,32	4246,90	Sc ⁺	5	50	5000	3,22	6678,10	He	8	30	2200	22,97
3722,00	H ₁₄	—	60	5500	13,47	4254,36	Cr	8	35	2000	2,90	7065,18	He	60	7500	22,62	
3734,45	H ₁₃	—	70	6000	13,46	4290,18	Ti ⁺	2	25	2000	4,04	7771,95	O	45	6000	10,69	
3741,64	Ti ⁺	4	30	2000	4,87	4300,05	Ti ⁺	3	35	2500	4,05	7774,18	O	6	30	6000	10,69
3745,78	Fe	14	30	2000	3,38	4340,63	H γ	20	150	8000	13,00	7775,39	O	5	25	6000	10,69
3750,25	H ₁₂	—	75	6000	13,45	4383,54	Fe	15	30	2000	4,29	8446,33	O	—	25	3000	10,94
3759,33	Ti ⁺	12	65	6000	3,89	4404,79	Fe	10	25	1800	4,35	8446,76	O	—	—	—	—
3761,33	Ti ⁺	7	75	6000	3,85	4443,85	Ti ⁺	5	35	3000	3,85	8498,06	Ca ⁺	—	140	10000	3,14
3761,88	Ti ⁺	3	80	6000	3,85	4468,48	Ti ⁺	5	35	3000	3,89	8542,14	Ca ⁺	—	160	12000	3,11
3770,72	H ₁₁	—	100	6000	13,43	4471,54	He	—	90	2500	23,63	8588,40	H	—	25	6000	13,47
3798,02	H ₁₀	—	25	1600	13,40	4501,28	Ti ⁺	—	35	2500	3,85	8662,17	Ca ⁺	—	180	12000	3,14
3820,43	Fe	25	25	1600	4,09	4554,11	Ba ⁺	8	50	2500	2,71	8750,47	H	—	25	6500	13,45

Важный факт, истолкование которого составляет одну из основных задач теории хромосферы, заключается в том, что, несмотря на сравнительно невысокий общий уровень возбуждения атомов в хромосфере (П. в. $\approx 3-5 \text{ эв}$), в спектре вспышки присутствуют яркие линии водорода (П. в. $\approx 13,5 \text{ эв}$) и линии гелия (П. в. $\approx 23,5 \text{ эв}$), а тем более линия He^+ 4686 Å (П. в. = 50,80 эв).

§ 21. Спектрофотометрические измерения и профили хромосферных линий. Оценки интенсивностей линий в настоящее время играют вспомогательную роль. Основное и все возрастающее значение начиная с середины 1920-х годов приобрел метод точной спектрофотометрии, который обеспечивает получение наиболее уверенных и глубоких данных о физическом состоянии хромосферы. Правда, ввиду сложности методики и ряда других причин вполне надежные спектрофотометрические измерения хромосферы пока еще сравнительно немногочисленны.

Первой работой по спектрофотометрии хромосферы, результаты которой по преимуществу использовались до последнего времени во всех теоретических расчетах, является фотометрия спектра вспышки Силлие и Мензелом по снимкам, полученным во время затмения 1932 г.*) [4]. Для наблюдений употреблялись два спектрографа, снимки на обоих спектрографах получались одновременно. В результате измерений были найдены для двух участков (нормальная и высоковозбужденная области) нижней хромосферы абсолютные интенсивности линий в интервале $\lambda\lambda$ 5876—3323 для последовательных высот лунного края (не выше 2570 км). Интенсивности представляют собой излучение полосы хромосферы шириной 1 см, перпендикулярной к краю диска, во всех направлениях в эргах в секунду. Получено также несколько значений интенсивности бальмеровского непрерывного спектра в $\lambda\lambda$ 3640 и 3500.

На основании своих наблюдений Силлие и Мензел вычислили ряд важных характеристик хромосферы. Так, для большинства измеренных линий были выведены по интенсивностям для высот лунного края 670 и 1500 км эмиссионные градиенты нормальной хромосферы. По интенсивности непрерывной бальмеровской эмиссии была найдена электронная плотность в основании хромосферы (см. § 7). Применяя теорию кривых роста к учету самопоглощения в линиях H и K CaII и первых линиях бальмеровской серии водорода, они определили плотности в основании хромосферы и градиенты концентраций соответствующих атомов (см. § 5). Сопоставлением наблюденных и теоретических интенсивностей линий в мультиплетах был подтвержден вывод Паннекука и Миннарта [5] о наличии самопоглощения для металлов в нижней хромосфере. Были даны оценки градиентов концентраций некоторых металлов по их эмиссионным градиентам путем определения разностей высот, на которых компоненты соответствующих мультиплетов имеют равные интенсивности. Было найдено, что для всех элементов градиент концентрации нейтральных атомов выше, чем ионизованных атомов, что обязано возрастанию ионизации с высотой в хромосфере.

Ряд спектрофотометрических исследований хромосферы был выполнен при последующих солнечных затмениях В. П. Вязаницыным [6], В. А. Крайтом [7], Линбладом и Кристенсеном [8], Эйти, Биллингсом, Эвансом и Робертом [9], Хаутгастом и Цваном [10] и др. Эти исследования расширили наблюдаемый интервал спектра и интервал высот в хромосфере и позволили уточнить прежние результаты измерений (интенсивности линий, градиенты и пр.).

Наиболее надежные сведения о профилях линий получены в настоящее время при внезатменных наблюдениях со спектрографами большой дисперсии.

*) В дискуссии авторы частично использовали также наблюдения во время затмения 1930 г.

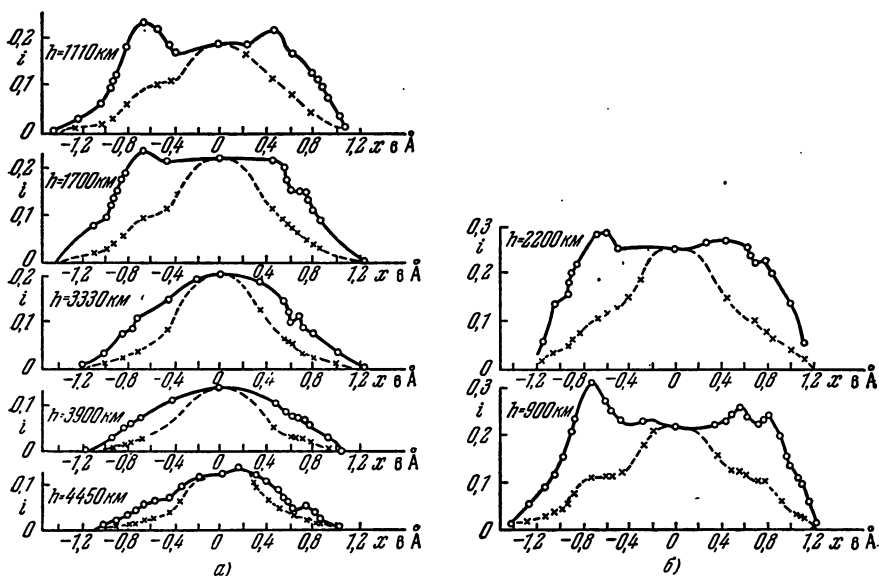


Рис. 25.

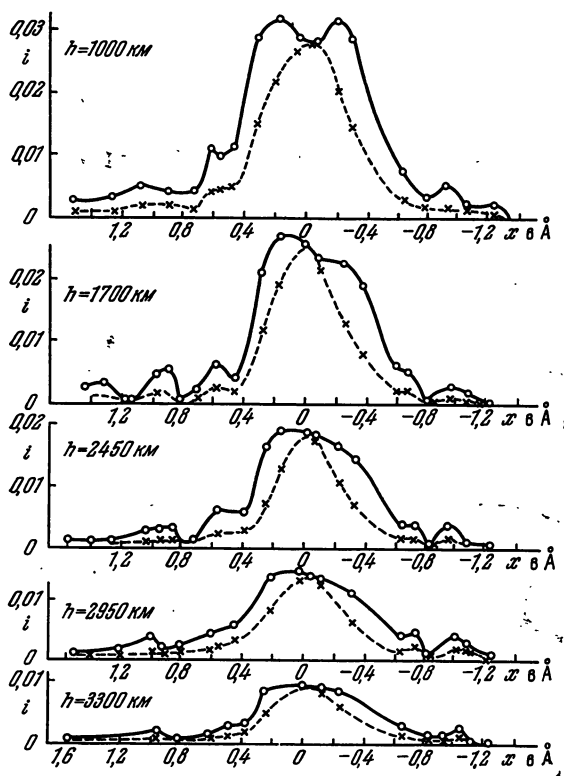


Рис. 26.

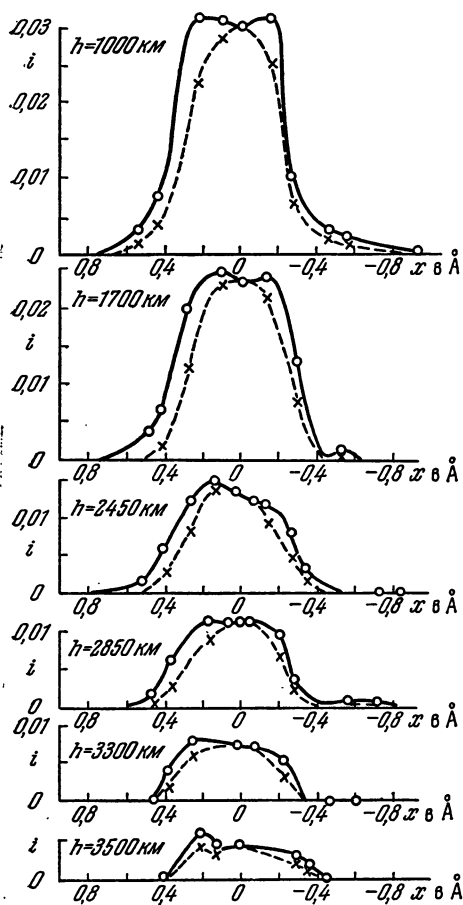


Рис. 27.

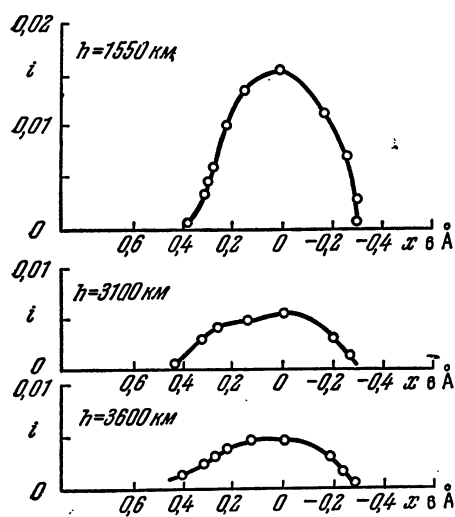


Рис. 28.

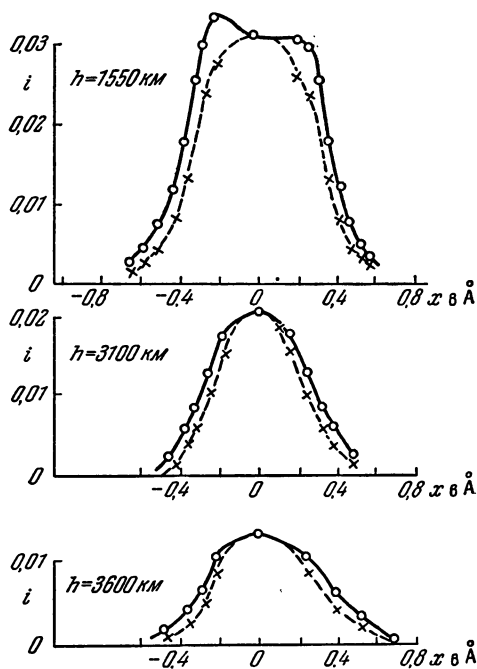


Рис. 29а.

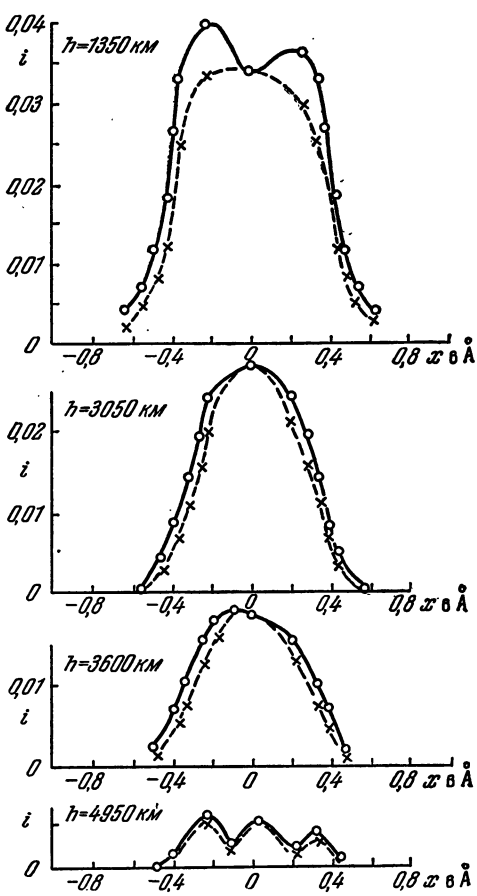


Рис. 29б.

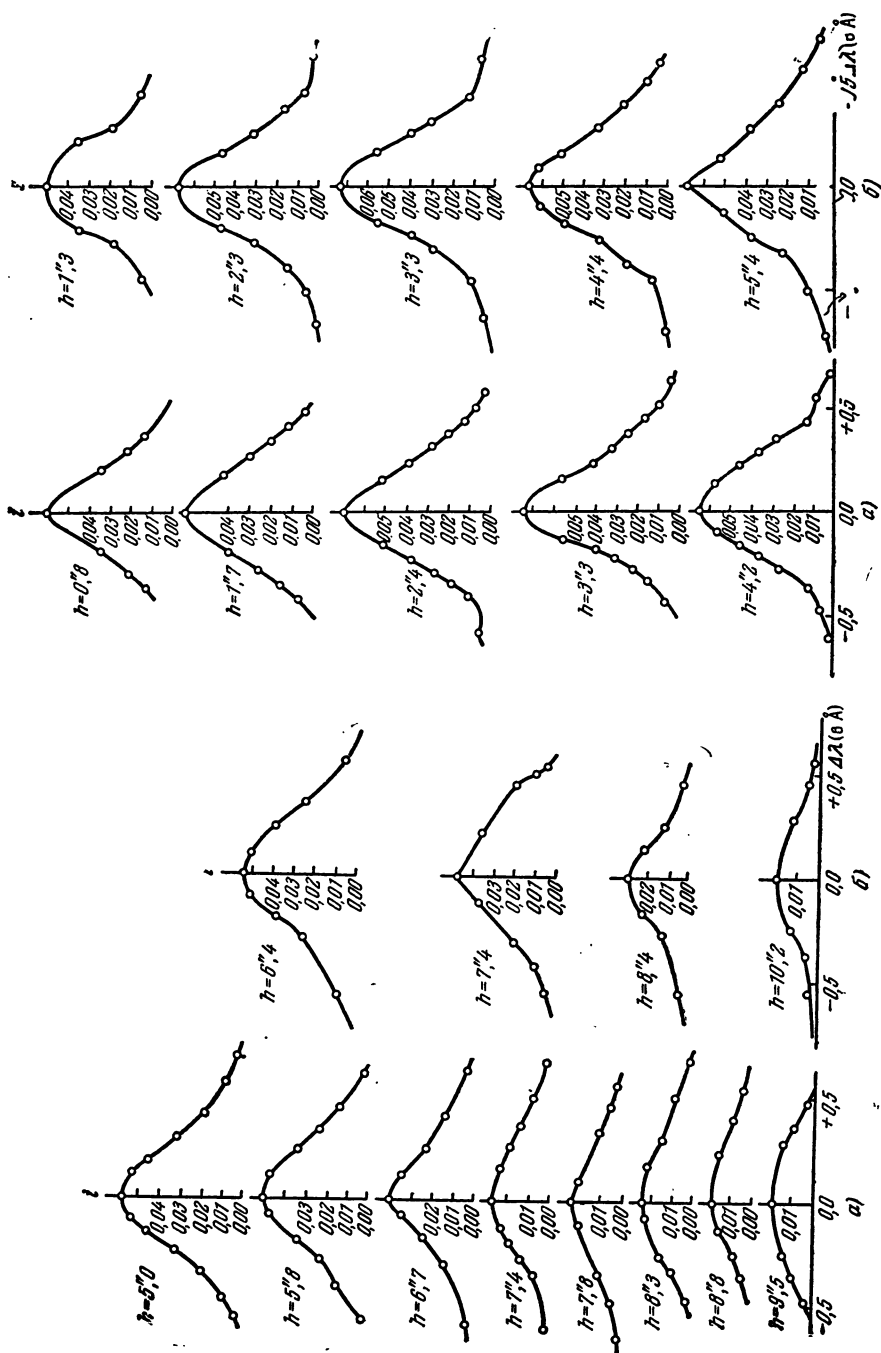


Рис. 30.

Такой ряд наблюдений был выполнен в Пулковке в 1953—1959 гг. на горизонтальном солнечном телескопе при диаметре изображения Солнца 160 мм [11, 12]. Дисперсия спектрографа около $1 \text{ \AA}/\text{мм}$ во втором порядке. Спектрограммы тщательно обработаны, произведен учет влияния рассеянного света неба и колебания изображения на профиль линии. Профили хромосферных линий приведены на рис. 25—31. (Рис. 25 — профили H_α на различных высотах, рис. 26, 27а, 28, 29а, 29б, 30 — профили H_γ , H_δ , H_ϵ , $H(\text{Ca}^+)$, $K(\text{Ca}^+)$, D_3 соответственно. Профили D_3 получены по двум спектрограммам от 10 мая 1954 г. Рис. 31 — профили линий $\text{Mg } \lambda 3838$, $\text{Ti}^+ \lambda 3759$ и $\lambda 3761$. Профили, построенные по кружкам, — наблюдаемые, по крестикам — редуцированные.) Как видно из рисунков, профили линий водорода, ионизованного кальция и магния на небольших высотах являются двухвершинными. Причиной этого является то, что механизмом свечения в этих линиях является рассеяние фотосферной радиации. Поэтому поток в крыльях линии будет больше, чем в центре. Профиль хромосферной линии будет частично отражать собой профиль соответствующей фраунгоферовой линии, и интенсивность в какой-либо точке профиля хромосферной линии, отстоящей от центра линии на расстоянии x , будет в первом приближении пропорциональна интенсивности фраунгоферовой линии в точке, отстоящей от центра линии на том же расстоянии x . После исключения этих эффектов линии «исправленные» профили, в отличие от наблюдаемых двухвершинных, имеют одновершинную форму. Существуют и другие причины двухвершинности профилей. Само явление рассеяния света приводит к постепенному ослаблению плотности излучения в среде и особенно в местах с большой оптической толщиной (в центре сильных линий). В результате в центре линии из-за недостатка радиации может образоваться некоторая депрессия.

Важнейшим результатом, который был получен из измерения профилей хромосферных линий, является вывод о наличии хаотических движений («турбуленции») в хромосфере. Впервые это было установлено Унзольдом по профилям линий H и $K \text{ CaII}$ и $D_3 \text{ He}$ [13] и затем было подтверждено дальнейшими наблюдениями, хотя разными наблюдателями получались различные значения средней скорости турбуленции [1, 14, 15]. Можно сделать вывод, что постоянство величин $\Delta\lambda_D \frac{4000 \text{ \AA}}{\lambda}$ может осуществляться лишь при практической независимости средней скорости турбуленции от высоты h и при условии, что температура хромосферы настолько низка,

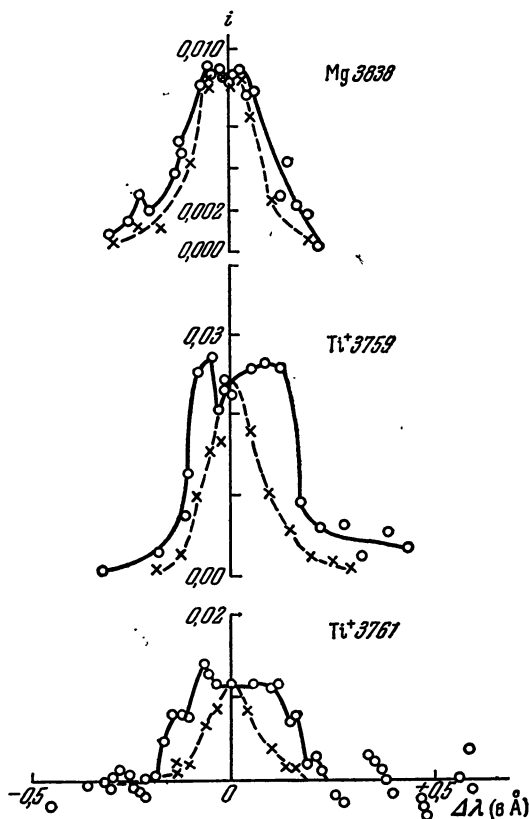


Рис. 31.

что температурное расширение не может быть отделено от их расширения за счет лучевых скоростей в газе. Принимая для водорода среднее значение $\Delta\lambda_0 \frac{4000\text{\AA}}{\lambda}$ равным 0,29 Å, а для CaII равным 0,30 Å, получим средние скорости турбулентии, которые почти одинаковы и имеют значения около 22 км/сек.

§ 22. Химический состав хромосферы. Определение количественного состава хромосферы впервые было произведено Мензелом в 1931 г. по Ликским затменным спектрограммам [1], а вскоре затем также Митчеллом и Вильямс на основании каталога спектра вспышки Митчелла 1930 г. [16]. В обоих исследованиях был применен метод Рессела (см. § 10), но уже для *эмиссионных* линий.

Найденные ими значения $\lg A$, где A есть относительные обилия (числа атомов) элементов, дает табл. 2. Там же приведены значения $\lg A$ для ряда

Таблица 2

Элемент	Фотосфера	Хромосфера			Корона *)	Солнце
		Мензел	Митчелл и Вильямс	Вилдт		
1 H	12,0	13,6	—	11,7	11,7	12,0
2 He	11,3	—	—	—	—	11,3
3 C	8,1	—	—	—	—	8,1
4 N	8,7	—	—	—	—	8,7
5 O	8,9	—	—	(9,2)	—	8,9
11 Na	6,5	7,2	6,3	6,4	—	6,5
12 Mg	7,8	7,4	7,6	7,8	—	7,8
13 Al	6,4	6,2	—	6,3	—	6,3
14 Si	7,4	5,7	7,7	—	—	7,5
16 S	6,8	—	—	—	—	6,8
19 K	5,5	—	—	—	—	5,6
20 Ca	6,5	6,6	6,0	6,5	6,0	6,4
21 Sc	3,4	3,8	4,1	—	—	3,6
22 Ti	5,0	5,7	5,4	—	—	5,1
23 V	4,4	5,6	4,7	—	—	4,4
24 Cr	5,5	6,1	6,0	—	—	5,6
25 Mn	5,5	6,4	5,6	—	—	5,6
26 Fe	7,3	7,0	6,5	7,2	7,5	7,2
27 Co	5,8	5,0	4,6	—	—	5,0
28 Ni	5,8	6,0	4,9	—	6,1	5,7
29 Cu	4,6	—	3,5	3,7	—	4,4
30 Zn	5,0	4,3	4,9	—	—	5,1
38 Sr	3,2	3,1	3,9	3,6	—	3,4
39 Y	3,0	3,5	3,7	—	—	3,2
40 Zr	2,4	3,1	3,8	—	—	2,4
56 Ba	2,9	3,7	3,8	—	—	3,3

*) Обилие водорода редуцировано к средней шкале трех других элементов.

более обильных элементов в обращающем слое (т. е. в фотосфере), выраженные в первоначальной шкале Рессела и представляющие собой среднее из определений Рессела, Мензела, Гольдберга, Унзоляда, Хюнартса и Клааса [17].

Сравнение результатов, полученных для хромосферы, с результатами для обращающего слоя показало, что в первом приближении относительные обилия элементов в том и другом случае одинаковы. Тем не менее было найдено, что водород и редкие земли (в табл. 2 не приводятся) по крайней мере

в 10 раз (водород по Мензелу в 100 раз) обильнее в хромосфере, чем в обра- щающем слое, и что хромосфера богата также Sc, Ti, Cr, но бедна Fe, Co, Ca. Обилия редких земель являются особенно неточными ввиду скудности соот- ветствующих спектроскопических данных и слабости линий в спектре- вспышки. С другой стороны, помимо ошибок калибровки относительные обилия сильно зависят от поправок за отклонение от термодинамического равновесия, определяемых эмпирически, причем разделить те и другие весьма затруднительно. Это обстоятельство особенно существенно для эле- ментов с высокими потенциалами возбуждения, таких, как водород и гелий. Согласно Мензелу, HeI по крайней мере в 10^6 раз и HeII в 10^{25} обильнее, чем это следовало бы из термодинамических соображений.

Исследование химического состава хромосферы провел Видт [3] на основе каталога Митчелла 1947 г., причем использовал для этой цели «высоты» линий, а не их полные интенсивности, которые нельзя освободить от влия- ния градиентов плотностей.

Сравнивая значения относительных обилий элементов в хромосфере, полученные разными авторами, можно видеть, что в каждом отдельном случае эти значения не совпадают, но в целом расхождения между ними имеют ту же величину, как между значениями обилий в хромосфере и обра- щающем слое. Отсюда можно сделать весьма вероятный вывод о том, что обращающий слой и хромосфера не различаются по химическому составу. В табл. 2 приведены также относительные обилия элементов, наблюдаемых в солнечной короне (H, Ca, Fe, Ni), согласно подсчетам Вулли и Аллена [18]. Ранее этот вывод был получен И. С. Шкловским. Оказывается, что относительные обилия в короне имеют приблизительно те же самые значе- ния, как в хромосфере и обращающем слое. Принимая во внимание большое различие физических условий в фотосфере, хромосфере и короне, можно- сделать уже весьма уверенное заключение о тождестве химического состава солнечной атмосферы на всех ее уровнях. По-видимому, наиболее точно этот состав представляют числа в последнем столбце табл. 2, которые полу- чены усреднением всех наиболее надежных результатов для обращающего- слоя и хромосферы согласно Митчеллу [17].

Отмеченные нами выше (§ 10) интересные особенности общего состава обращающего слоя или фотосферы относятся, следовательно, также к хро- мосфере. Наиболее важный факт в этом отношении есть громадное преобла- дание в солнечной атмосфере водорода, который по числу атомов составляет 83,2% всех атомов (совместно с гелием 99,87% всех атомов).

§ 23. Распределение плотностей элементов по высоте в хромосфере. Измерения интенсивностей хромосферных линий на различных расстоя- ниях от солнечного края позволяют вывести в каждом случае закон измене- ния плотности (концентрации) излучающих атомов с высотой в хромосфере, исходя из прежних представлений о хромосфере как однородном слое.

Ввиду недостаточной разрешающей силы употребляемых приборов непосредственное измерение интенсивностей хромосферных линий для раз- личных расстояний от края на щелевых или бесщелевых стационарных спектрографах представляется затруднительным. Для этой цели обычно используют ряд последовательных спектрограмм, получаемых около 2-го или 3-го контактов затмения с бесщелевым спектрографом. Измеряемые на этих спектрограммах интенсивности линий (хромосферных дуг) пред- ставляют собой суммарное излучение хромосферы, выступающей в данном месте солнечного края над краем Луны в данный момент затмения. В соот- ветствии с этим измерения интенсивностей линий относят к объему хромо- сферы, ограниченному тремя плоскостями, параллельными лучу зрения (см. рис. 32): плоскостью T , касательной к лунному краю L , и двумя парал- лельными плоскостями A и B , отстоящими на 1 см друг от друга и перпен-

дикулярными к солнечному краю S в данном месте. Обозначим через $E(x)$ излучение в данной линии указанного объема хромосферы в телесном угле $\omega = 1$, причем x есть расстояние края Луны от солнечного края в рассматриваемой точке в данный момент затмения. Как очевидно, производная этой функции есть интенсивность излучения хромосферы на соответствующей высоте:

$$-\frac{dE(x)}{dx} = I(x). \quad (1)$$

Для вывода функции $I(x)$ не требуется введения каких-либо гипотез, и она может быть определена из функции $E(x)$ чисто эмпирически.

Поскольку функция $E(x)$ строится грубо — путем интерполирования немногих измеренных ее значений — Мензел предложил пользоваться в качестве интерполяционной формулы выражением вида

$$E(x) = E_0 e^{-\alpha x}, \quad (2)$$

где $E_0 = E(0)$ и α (градиент) — постоянные, подлежащие определению из наблюдений. Как показал опыт, в пределах точности измерений эта простая экспоненциальная формула дает хорошее приближение для большинства линий в спектре вспышки. В других случаях наблюдения удовлетворительно представляются двучленной формулой

$$E(x) = E_1 e^{-\alpha_1 x} + E_2 e^{-\alpha_2 x}, \quad (3)$$

и лишь редко приходится вводить также третий член.

Представляя (2) в (1), находим:

$$I(x) = \alpha E_0 e^{-\alpha x} = \alpha E(x), \quad (4)$$

т. е. интенсивность излучения хромосферы $I(x)$ на данной высоте x определяется умножением полного излучения хромосферы выше этого уровня на градиент убывания интенсивности α . С другой стороны, обращает на себя внимание тот факт, что $I(x)$ в данном случае выражается той же экспоненциальной функцией, как и $E(x)$.

Если хромосфера прозрачна для излучения в рассматриваемой линии, то по интенсивности I мы можем вычислить число излучающих атомов в столбике с сечением 1 см^2 в направлении луча зрения N_s согласно соотношению

$$I = \frac{N_s A_{sr} h\nu}{4\pi}, \quad (5)$$

где A_{sr} есть эйнштейновский коэффициент вероятности спонтанного перехода. В данном случае изменение интенсивности линии с удалением от края характеризуется также изменением числа атомов N_s . При наличии заметного самопоглощения в рассматриваемой линии необходимо измеренные интенсивности редуцировать к оптически тонкому слою (см. § 24).

Пусть S есть поверхность Солнца с центром в точке C (рис. 33), T — луч зрения, M — точка касания луча зрения T с лунным краем в данный момент, P — «текущая» точка на луче зрения. Обозначим, далее, радиус Солнца через R , высоты точек M и P над солнечной поверхностью через x и h соответственно, $r = R + x$, $\rho = R + h$.

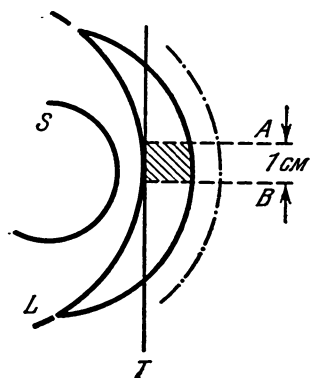


Рис. 32.

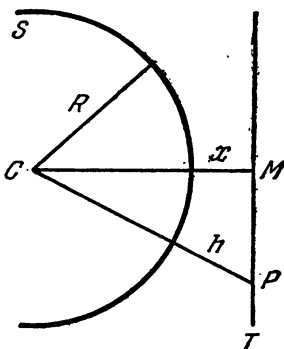


Рис. 33.

Если $n(q)$ есть число атомов в 1 см^3 на расстоянии q от центра Солнца, а $N(r)$ — число атомов в столбце с сечением 1 см^2 в направлении луча зрения на расстоянии r от центра Солнца, то эти две величины связаны, как легко видеть из рис. 33, следующим соотношением:

$$N(r) = 2 \int_r^{\infty} \frac{n(q) q dq}{\sqrt{q^2 - r^2}}. \quad (6)$$

Подставляя сюда величины $q = R + h$, $r = R + x$ и принимая во внимание, что h и x для хромосферы пренебрежимы по сравнению с R , мы получаем:

$$N(x) = \sqrt{2R} \int_x^{\infty} \frac{n(h) dh}{\sqrt{h-x}}. \quad (7)$$

Это есть интегральное уравнение типа Абеля, общее решение которого имеет вид

$$n(h) = -\frac{1}{\pi \sqrt{2R}} \frac{d}{dh} \int_h^{\infty} \frac{N(x) dx}{\sqrt{x-h}}. \quad (8)$$

Пусть число атомов N убывает с удалением от солнечного края согласно формуле

$$N(x) = N^0 e^{-\alpha x}, \quad (9)$$

где N^0 есть значение N для $x = 0$. Подставляя (9) в (8), находим для концентрации атомов выражение

$$n(h) = n^0 e^{-\alpha h}, \quad (10)$$

где n^0 есть концентрация атомов в основании хромосферы, причем

$$n^0 = \sqrt{\frac{\alpha}{2\pi R}} N_0. \quad (11)$$

Наоборот, подставляя в (7) функцию (10), находим для $N(x)$ выражение (9). Таким образом, если распределение атомов по высоте следует экспоненциальному закону вида (10), то число атомов на луче зрения в зависимости от высоты выражается аналогичной формулой с тем же самым градиентом, и наоборот. Как легко видеть, то же справедливо для случая двучленной (или трехчленной) экспоненциальной формулы.

На основании (5) и (4) можно выразить N^0 непосредственно через E_0 , т. е. через полное излучение хромосферы:

$$N^0 = \frac{4\pi\alpha E_0}{A_{sr} h\nu}, \quad (12)$$

и отсюда, принимая во внимание (11), также

$$n^0 = \frac{4\pi\alpha^{3/2} E_0}{A_{sr} h\nu \sqrt{2\pi R}}. \quad (13)$$

Наконец, интегрируя (10) от $h = 0$ до $h = \infty$, находим число атомов над 1 см^2 основания хромосферы:

$$N' = \frac{n^0}{\alpha}. \quad (14)$$

В табл. 3 приводятся значения $\lg E_0$ (эрг сек^{-1}) и градиентов α (см^{-1}) для ряда линий хромосферы, полученные В. П. Вязаницыным в среднем из наблюдений солнечных затмений 1941, 1945 и 1952 гг. [6] (см. рис. 34).

Таблица 3

Линия	$\lg E_0$	$\alpha \cdot 10^8$	Линия	$\lg E_0$	$\alpha \cdot 10^8$
H α 6562,8	15,69	0,82	Ba+ 4554,1	13,45	1,79
H β 4861,5	15,48	1,10	Sc+ 4246,9	13,44	1,62
H γ 4340,6	15,16	1,17	Mn 4034,5	13,31	1,44
H δ 4101,8	14,97	1,23	Mn 4033,1		
H ϵ 3889,2	14,73	1,18	Mn 4030,8		
H ζ 3835,5	14,67	1,41	Cr 4254,4	12,86	1,60
H η 3798,0	14,16	1,30	Fe 4383,5	13,19	1,77
H θ 3770,7	14,01	1,32	Fe 4063,6	13,27	2,10
H ι 3750,2	13,90	1,40	Fe 4045,8	13,57	2,10
H κ 3734,4	14,06	1,53	Fe 3859,9	13,59	1,55
H λ 3722,0	13,86	1,46	Fe+ 5018,4	13,62	1,57
H μ 3712,1	13,64	1,49	Fe+ 4924,0	13,43	1,66
H ν 3703,9	13,53	1,47	Fe+ 4583,9	13,32	1,92
H ξ 3697,2	13,13	1,35	Fe+ 4522,7	13,12	1,39
H ζ 3691,6	12,99	1,51	Fe+ 4233,2	13,19	1,61
He 5875,6	15,06	0,86	Ti+ 4572,0	13,13	1,99
He 4713,2	13,30	0,88	Ti+ 4563,8	13,51	3,30
He 4471,5	13,85	0,92	Ti+ 4549,6	13,31	1,65
He 4026,3	13,47	0,83	Ti+ 4534,0	13,39	2,33
He+ 4685,8	12,15	0,44	Ti+ 4501,3	13,09	1,63
Ca 4226,7	13,41	1,70	Ti+ 4443,8	13,32	2,11
Ca+ 3968,7	15,39	0,82	Ti+ 4395,1	13,51	2,07
Ca+ 3933,9	15,48	0,79	Ti+ 4300,0	13,28	1,91
Sr+ 4215,7	13,80	1,46	Ti+ 4294,1	13,87	2,58
Sr+ 4077,8	14,19	1,49	Ti+ 4290,2		
Mg 5183,6	14,05	1,62	Ti+ 3913,6	13,35	1,35
Mg 5172,6	14,22	1,68	Ti+ 3900,5	13,43	1,51
Mg 5167,4			Ti+ 3761,9	14,04	1,11
Na 5896,0	14,32	2,36	Ti+ 3761,3		
Na 5889,1			Ti+ 3759,3		
Ba+ 4934,1	13,37	2,26	Ti+ 3685,2	13,88	1,20

Табл. 3 позволяет заметить некоторые интересные особенности спектра хромосферы, частично указанные выше (§ 20):

1) Присутствие гелиевых линий и большого числа, по сравнению с солнечным спектром, водородных линий.

2) Весьма малые градиенты для линий H и K ионизованного кальция, а также для линий гелия и особенно линии He+ λ 4686.

3) Возрастание значений градиентов с повышением номера линии в бальмеровской серии.

4) Систематическое превышение градиента нейтрального элемента над градиентом соответствующего ионизованного элемента, что свидетельствует о возрастании ионизации с высотой.

5) Все наблюдаемые эмиссионные градиенты имеют значительно меньшие значения, чем следовало бы ожидать для градиента убывания плотности даже водорода при наличии гравитационного равновесия ($\alpha = 6,6 \cdot 10^{-8}$).

6) Соответствия между величиной градиента и атомным весом не наблюдается.

Изучение распределения по высоте атомов в различных состояниях возбуждения представляет интерес с точки зрения изменения факторов возбуждения с высотой в хромосфере, если хромосферу считать однородным слоем. Однако большой самостоятельный интерес представляет вопрос о распределении по высоте всех атомов (или ионов) данного элемента или, что практически то же самое, атомов в основном состоянии. Возбуждение свечения в линиях с невысокими потенциалами возбуждения (по крайней мере до 5—7 эв) можно уверенно считать обязанным солнечному излучению.

В этом случае легко находим следующую формулу для вычисления числа атомов в основном состоянии N_1^0 по числу атомов в возбужденном состоянии (в основании хромосферы):

$$N_1^0 = N_s^0 \left(\frac{2\hbar e^2}{\lambda^5} \frac{g_1}{g_2} \right) \frac{1}{I_\lambda} = \frac{8\pi e}{\lambda^4} \frac{g_1}{g_2} \frac{\alpha E_0}{A_{s1}} \frac{1}{I_\lambda}, \quad (15)$$

где I_λ есть интенсивность возбуждающего излучения, почти постоянная в пределах хромосферы.

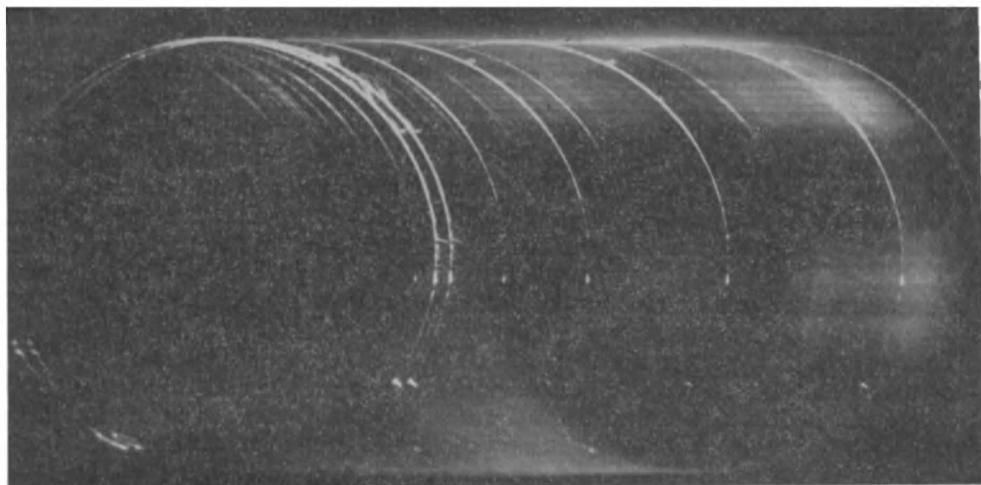


Рис. 34.

Табл. 3 содержит резонансные линии Na, Ca, Sr⁺ и Ba⁺, для которых известны коэффициенты вероятности перехода. Используя наблюдаемые градиенты и интенсивности, мы можем вычислить по (15) значения N_1^0 указанных элементов. Результаты вычисления дает табл. 4. Там же приводятся значения A_{sr} и I_λ .

Таблица 4

Линия	$A_{sr} \cdot 10^{-7}$	$I_\lambda \cdot 10^{-12}$	$\lg N_1^0$	T_B	$\lg N^0$	$\lg n^0$	$\lg N'$
Ca 4227	2,83	4,70	14,41	3460°	18,52	8,81	16,59
Sr ⁺ 4216	4,95	21,2					
Sr ⁺ 4078	3,25	18,7	14,52	4085°	14,55	4,82	12,65
Ba ⁺ 4934	9,15	25,0					
Ba ⁺ 4554	10,71	40,4	13,23	4130°	13,44	3,78	11,47
Na 5896	6,33	48,4					
Na 5889	6,45	45,1	13,34	3710°	18,29	8,66	16,28

За интенсивность возбуждающего излучения принималась центральная интенсивность соответствующей фраунгоферовой линии, отсчитанная по Утрехтскому фотометрическому атласу солнечного спектра [19] и выраженная в абсолютных единицах, причем был введен фактор дилуции $1/2$. В столбце T_B табл. 4 указаны соответствующие температуры возбуждения. Следует отметить, что если в нижних слоях хромосферы линии значительно расширены турбуленцией, то следовало бы взять несколько большее значение I_λ и соответственно понизить вычисленные количества атомов.

Последовательные потенциалы ионизации рассматриваемых элементов имеют значения, приведенные в табл. 5.

Согласно формуле Саха, почти все атомы Na находятся в однажды ионизованном состоянии для любого значения температуры, допустимого в хромосфере. Столь же уверенно можно высказать заключение для трех

Т а б л и ц а 5

Эле- мент	χ_0	χ_1	χ_2
Na	5,12	47,0	5,0
Ca	6,09	11,82	
Sr	5,67	10,98	
Ba	5,19	9,96	

других элементов о пренебрежимости нейтрального состояния, но не дважды ионизованного. Однако принимая во внимание исключительную яркость линий H и K Ca⁺ в спектре хромосферы, можно с большой степенью вероятности утверждать, что преобладающее число атомов кальция находится в однажды ионизованном состоянии. Из сопоставления найденного нами (см. § 24, табл. 9) числа атомов Ca⁺ в основании хромосферы ($\lg N_1^0 = 18,52$) с числом атомов Ca ($\lg N_1^0 = 14,41$) мы можем вычислить температуру ионизации кальция. Принимая для электронной концентрации значение Силлие и Мензела ($\lg n_e^0 = 11,59$), находим $T_i = 5240^\circ$. Для этой температуры вычисляем по формуле Саха на основании данных табл. 4 (столбец 4) число атомов Na⁺, а также числа дважды ионизованных атомов кальция, стронция и бария. Суммируя полученные числа с указанными исходными числами в табл. 4, находим количество в с е х атомов Na, Ca, Sr, Ba в столбе с сечением 1 см^2 , направленном по лучу зрения в основании хромосферы. Эти числа $\lg N^0$ также даны в табл. 4. Рядом приводятся соответствующие значения концентрации атомов в основании хромосферы n^0 и числа атомов над 1 см^2 основания хромосферы, вычисленные по (13) и (14).

§ 24. Самопоглощение в хромосфере. Хотя для большинства хромосферных линий самопоглощением можно пренебречь, по крайней мере в первом приближении, для некоторых более ярких линий и более глубоких слоев хромосферы этот эффект может иметь существенное значение. Так, это несомненно имеет место для линий H и K CaII, о чем свидетельствует наличие интенсивных крыльев и обращение в средней части этих линий в нижних слоях. Также значительным должно быть самопоглощение в первых балмеровских линиях водорода, особенно в линии H _{α} . Учет самопоглощения в этих случаях является обязательным условием при переходе от измеренных интенсивностей линий к числам атомов, но вместе с тем представляет весьма трудную задачу и значительно усложняет интерпретацию спектрофотометрических измерений. Рассмотрим этот вопрос применительно к интерпретации затмённых наблюдений хромосферы, которые дают абсолютные интенсивности линий.

Пусть I_ν есть излучение хромосферы в частоте ν в некоторой точке, имеющей оптическую глубину τ_ν по лучу зрения, t_ν — оптическая толщина хромосферы в том же направлении, κ_ν — коэффициент поглощения, j_ν — коэффициент излучения, $J_\nu = \frac{j_\nu}{\kappa_\nu}$ — величина, называемая *функцией отдачи*. Решая уравнение переноса излучения

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + J, \quad (16)$$

имеем:

$$I_\nu = \int_0^{t_\nu} J_\nu e^{-\tau_\nu} d\tau_\nu, \quad (17)$$

откуда, интегрируя по частотам, находим выражение для интенсивности

хромосферной линии при наличии самопоглощения:

$$I = \int dv \int_0^{\tau_v} J_v e^{-\tau_v} d\tau_v. \quad (18)$$

Главная трудность учета самопоглощения состоит в незнании величины функции отдачи J_v , что обуславливается в первую очередь скудостью наших сведений о способе возбуждения атомов в хромосфере. В отношении коэффициента поглощения обычно принимается, что зависимость его от частоты определяется главным образом естественным затуханием и доплер-эффектом (термические скорости, турбулентия). Коэффициент поглощения зависит также от концентрации поглощающих атомов. Все эти величины не остаются постоянными для различных уровней в хромосфере, но сведения о характере их изменения с высотой (например, скорость турбулентии на различных высотах) пока еще весьма неточные. Это достаточно хорошо свидетельствует о трудности задачи учета самопоглощения при строгой ее трактовке. Физические трудности усугубляются чисто математическими. Так, формула для коэффициента поглощения при наличии обоих указанных факторов расширения линий имеет сложную интегральную форму. Большие трудности представляет вычисление интеграла в правой части выражения (18) в общем случае.

Для упрощения задачи примем, что коэффициенты j_v и k_v и, следовательно, отдача J_v остаются постоянными вдоль луча зрения. Тогда, интегрируя (18) по τ_v и подставляя $t_v = \alpha_v N_r$, где α_v есть атомный коэффициент поглощения и N_r — число поглощающих атомов на луче зрения, находим:

$$I = \int J_v (1 - e^{-\alpha_v N_r}) dv. \quad (19)$$

При любом способе возбуждения атомов (рассеяние солнечного излучения, флуоресценция, возбуждение электронным ударом) функция J_v относительно мало меняется с частотой внутри линии, и потому можно принять $J_v = \bar{J}$, где $\bar{J}$ есть среднее значение J_v . Окончательно имеем:

$$I = \bar{J} \int (1 - e^{-\alpha_v N_r}) dv. \quad (20)$$

Теоретическое исследование самопоглощения в хромосфере и способ его учета были даны в работах Паннекука [20], Мензела [1], Силлие и Мензела [14]. Принималось, что возбуждение хромосферных атомов обязано поглощению фотосферной радиации и что в данной линии $J_v(x) = \text{const} = \bar{J}$ для всех высот в хромосфере. Мензел использовал общее выражение для коэффициента поглощения (естественное затухание + доплер-эффект).

Следуя теории кривых роста для линий поглощения (см. гл. II), можно на основании (20) построить соответствующие кривые для эмиссионных линий, показывающие изменение эквивалентной ширины

$$W = \frac{I}{\bar{J}} \quad (21)$$

с возрастанием числа поглощающих атомов на луче зрения N_r . При этом в каждом случае принимается определенное значение средней скорости атомов или, что то же, отношение естественной и доплеровской полуширин $a = \frac{\Delta\lambda_N}{\Delta\lambda_D}$.

Для вычисления $I/\bar{J}$ Мензел дал четыре варианта формулы (21), соответствующие различным оптическим толщинам $\alpha_1 N_r$ [4].

При экспоненциальном убывании плотностей с высотой в хромосфере убывание числа атомов на луче зрения с удалением от солнечного края характеризуется также экспоненциальной функцией (см. § 23). На этом основании Мензел представляет кривую роста как функцию эквивалентной ширины от определенного градиента α , но произвольного значения числа атомов на луче зрения у солнечного края N_r^0 . В результате интегрирования квадратурами последней кривой для различных значений высоты x определяется кривая роста, связывающая эквивалентные ширины излучения хромосферы выше определенного уровня с высотой этого уровня.

Применяя последовательные приближения (изменение параметра α), находим кривую, наиболее близко совпадающую с наблюдаемой кривой $E(x)$. Поскольку изменение N_r^0 влияет лишь на боковое смещение кривой, а изменение $\bar{J}$ — на вертикальное смещение, в обоих случаях не влияя на форму кривой, этот способ позволяет, следовательно, определить значения трех независимых параметров: α , N_r^0 , $\bar{J}$.

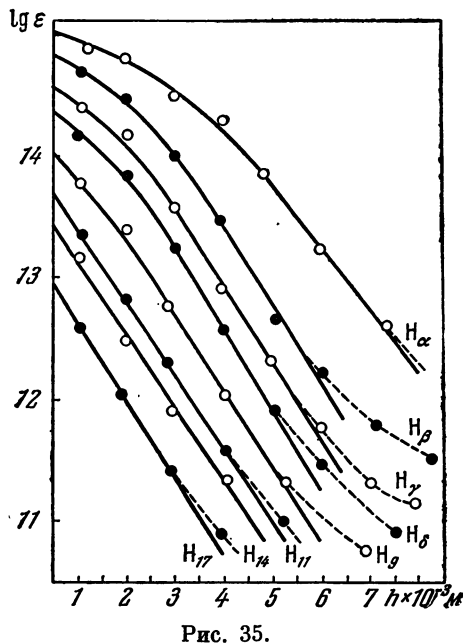


Рис. 35.

Учет самопоглощения для водородных линий. Эмиссионные градиенты первых бальмеровских линий уменьшаются в нижних слоях хромосферы, причем это явление усиливается при переходе от линии H_δ к H_α (рис. 35), что следует приписать, по-видимому, эффекту самопоглощения. Оставляя в стороне вопрос о реальности некоторого уменьшения градиентов этих линий в верхних слоях, применим описанный способ учета самопоглощения для определения вышеуказанных физических величин в хромосфере: числа атомов водорода на втором уровне в столбике с сечением 1 см^2 по лучу зрения в основании хромосферы

N_2^0 , градиента плотности α и «функции возбуждения» $\bar{J}$. Положим $\bar{J} = R\Phi$, где R есть функция Планка и $\Phi < 1$ — коэффициент, учитывающий изменение эмиссии с глубиной (принимая для простоты постоянным).

Постоянная затухания в рассматриваемом случае (для всех бальмеровских линий практически постоянная) равна $6,6 \cdot 10^8 \text{ сек}$. Принимая среднюю скорость водородных атомов $v = 9 \text{ км/сек}$, что соответствует $T = 4830^\circ$, вычисляем для линий от H_α до H_δ значения параметра: $a = \frac{\Delta\lambda_N}{\Delta\lambda_D} = 0,008 - 0,005$. На основании таблицы Хельда [21] находим эквивалентные ширины W для ряда значений числа атомов водорода N_2 . Подбирая значения α , в результате последовательных приближений находим для каждой линии кривую распределения интенсивностей (эквивалентных ширин) $\int W dx$ по высоте, наиболее удовлетворяющую наблюдениям. Так, полученные теоретические кривые для линий H_α , H_β , H_γ , H_δ показаны на рис. 35, а соответствующие им градиенты плотностей приводятся в табл. 6.

Из сравнения отсчетов по каждой из осей координат для наблюдаемой и теоретической кривых (при их совмещении, что имеет место на рис. 35) определяются значения постоянных N_2^0 и $\bar{J}$ (эрг $\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}$ на $1 \text{ \AA}$ спектра в единичном телесном угле), приведенные в табл. 6.

Таблица 6

Линия	$v=9 \text{ км/сек}$				$v=9 \text{ км/сек}, v'=15 \text{ км/сек}$		
	$\alpha \cdot 10^8$	$\lg N_2^0$	$\lg \bar{J}$	T	$\lg N_2^0$	$\lg \bar{J}$	T
H_α	1,30	14,53	6,54	6450°	14,82	6,25	5450°
H_β	1,45	14,80	6,74	6700	15,09	6,45	5850
H_γ	1,45	14,84	6,69	6550	15,13	6,40	5800
H_δ	1,60	15,40	6,38	5750	15,69	6,09	5200
Среднее	1,45	14,89	—	6350°	15,18	—	5550°

Как и следовало ожидать, значения эмиссионных градиентов первых балмеровских линий после редукции к оптически тонкому слою превышают наблюдаемые значения (см. табл. 3), приближаясь к градиентам верхних линий в серии, свободных от самопоглощения. Среднее значение градиентов линий H_α — H_δ практически совпадает со средним значением градиентов линий H_{10} — H_{18} в табл. 3 ($\bar{\alpha} = 1,43 \cdot 10^{-8}$). Наличие систематического хода в величине $\lg N_2^0$ при переходе от линии H_α к H_δ следует приписать чрезмерной схематизации условий в хромосфере, что свойственно применяемому методу учета самопоглощения. Функция $\bar{J}$ относительно мало изменяется от линии H_α к H_δ . Соответствующие значения температуры (T), вычисленные по формуле Планка (табл. 6), фиксируют минимальную температуру источника возбуждения ($\Phi = 1$). Поскольку в хромосфере $\Phi < 1$, можно сделать заключение, что водород в хромосфере возбуждается источником более мощным, чем фотосферное излучение.

Выше не принималось в расчет существование в хромосфере турбулентции. Имея в виду оценку наибольшего отклонения значений $\lg N_2^0$ и $\lg \bar{J}$ при учете турбулентции от значений, вычисленных выше, примем $v' = 15 \text{ км/сек}$. Тогда результирующая скорость атомов будет $17,5 \text{ км/сек}$. Поскольку форма теоретической кривой определяется главным образом величиной градиента, можно сохранить для всех четырех линий прежние значения градиентов. Окончательные результаты вычислений для этого случая дает вторая половина табл. 6.

Учет самопоглощения для кальциевых линий H и K. Аналогично проведем учет самопоглощения для линий H и K Ca⁺.

Постоянная затухания для линий H и K равна $1,55 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$. Термическая скорость кальциевых атомов для $T = 4830^\circ$ имеет значение $1,4 \text{ км/сек}$. Отсюда находим: $a = \Delta \lambda_N / \Delta \lambda_D \approx 0,007$. В результате последовательных приближений получаем кривую роста. Соответствующие значения градиента α , числа атомов в основном состоянии N^0 и функции возбуждения

Таблица 7

Линия	$v=1,4 \text{ км/сек}$				$v=1,4 \text{ км/сек}, v'=7 \text{ км/сек}$			
	$\alpha \cdot 10^8$	$\lg N^0$	$\lg \bar{J}$	T	$\alpha \cdot 10^8$	$\lg N^0$	$\lg \bar{J}$	T
K Ca ⁺	2,1	18,50	6,20	5450°	2,5	20,20	5,50	4400°
H Ca ⁺	2,1	18,53	6,16	5350	—	—	—	—
Среднее	2,1	18,52	—	5400°	—	—	—	—

$\bar{J} = P\Phi$, а также планковской температуры T , выведенные независимо по линиям К и Н, приводятся в левой части табл. 7.

Принимая турбулентную скорость равной ~ 7 км/сек, находим для линии К Ca⁺ в результате последовательных приближений кривую роста, которой соответствуют значения постоянных, приведенные в правой части табл. 7. Низкая температура возбуждения соответствует общепринятой точке зрения на свечение хромосферы в линиях Н и К Ca⁺ как на резонансное рассеяние фотосферной радиации.

§ 25. Температура и электронная концентрация. Модели хромосферы. Для описания физического состояния хромосферы, которая не находится в термодинамическом равновесии, употребляются различные условные «температуры», представляющие собой параметры в соответствующих законах, выражающих отдельные свойства системы в термодинамическом равновесии: электронная температура T_e , которая обычно не отличается от кинетической температуры T_k , температура возбуждения T_b , ионизационная температура T_i и пр.

Электронная температура может быть найдена из распределения энергии в бальмеровском непрерывном спектре. Эта эмиссия, возникающая в результате рекомбинаций протонов с электронами, равна [22]

$$2,63 \cdot 10^{-23} n_p n_e T_e^{-3/2} e^{(\chi_2 - h\nu)/kT_e} d\nu \text{ эрг см}^{-3} \text{сек}^{-1}, \quad (22)$$

где n_p и n_e — концентрация протонов и электронов соответственно, $\chi_2 = 3,40$ эв (энергия связи 2-го уровня атома водорода).

Измерив эмиссию на затменных снимках 1932 г. в $\lambda\lambda$ 3640 и 3500 Å для двух участков хромосферы (высоты 670 и 900 км соответственно), Силлие и Мензел получили по (22) температуру $T_e = 5250^\circ$ и 4020° *). Еще ранее Дэвидсон, Миннарт, Орнштейн и Стрэттон (затмение 1928 г.) нашли $T_e = 3600$ — 4000° (высоты 400—700 км), а Занстра (1950 г.) вычислил на основании измерений тех же авторов $T_e = 6000^\circ$. В. А. Крат (затмение 1945 г.) нашел $T_e = 6200^\circ$ для верхней хромосферы (7000—8000 км).

По снимкам, полученным во время затмения 1952 г., Эйти, Биллингс, Эванс и Робертс [9] измерили интенсивности бальмеровского непрерывного спектра в четырех длинах волн на различных высотах. По (22) они получили ряд значений T_e , которые возрастают от 4300° на высоте 400 км до $11\,100^\circ$ на высоте 2400 км, среднее значение в этом слое $T_e = 6200^\circ$. Если считать хромосферу изотермической, что, как указывают авторы, определено не соответствует их измерениям, то средняя температура в указанном слое получается 8000° .

Кинетическая температура может быть определена из профилей линий, имеющих доплеровское расширение. При отсутствии самопоглощения доплеровский профиль эмиссионной линии выражается формулой

$$I(x) = \frac{cI_0}{\lambda V \sqrt{\pi}} e^{-\frac{c^2(\lambda - \lambda_0)^2}{\lambda_0^2 V^2}}, \quad (23)$$

где

$$V^2 = v^2 + \xi^2, \quad (24)$$

причем $v = \sqrt{\frac{2kT_k}{m}}$ есть наиболее вероятная скорость термического движения атомов и ξ — скорость турбуленции. Измеряя профили линий, находим значения V и отсюда T_k и ξ . Как очевидно, если $\xi \gg v$, то при одинаковой интенсивности линии всех элементов должны иметь почти оди-

*) Фактически были получены значения $\sim 10\,000^\circ$, но в дальнейшем выяснилось, что при этом была допущена вычислительная ошибка [3].

наковые профили, а если $v \gg \xi$, то ширина линии должна убывать с возрастанием атомного номера элемента.

Редман определил температуру хромосферы, используя слабые резкие линии водорода, гелия и редких земель в спектре вспышки во время затмения 1940 г. [23]. Он нашел, что профили этих линий соответствуют гауссову распределению скоростей излучающих атомов, причем средние скорости для различных элементов имеют значения:

H 13,5, He 8,0, La 1,6, тяжелые элементы 1,75 км/сек.

т. е. приблизительно обратно пропорциональны $\sqrt{m}$ и, следовательно, являются по преимуществу термическими скоростями. Точнее, было установлено, что в нижней хромосфере (1500 км) турбулентия не превышает ~ 1 км/сек и температура $T_K = 35\,000^\circ$. Однако по измерениям во время затмения 1952 г. Редман нашел скорость турбулентии не более 2 км/сек, а T_K не более $10\,000^\circ$ и, может быть, 6000° [24].

Столь же разноречивые результаты были получены в отношении температур возбуждения и ионизации элементов в хромосфере. Возбуждение и ионизация металлов соответствуют температурам ~ 4000 — 6000° . Такой же порядок величины имеет температура возбуждения ортогелия. Напротив, для объяснения наблюдаемой эмиссии водорода (применение объединенной формулы Больцмана — Саха) требуется температура $\sim 10\,000^\circ$ а ионизационное равновесие гелия соответствует температуре $\sim 20\,000^\circ$. Из анализа бальмеровского декремента Томас (1950 г.) нашел $T = 35\,000^\circ$. С другой стороны, Вулли показал, что при такой температуре хромосферы ионизация в земной атмосфере была бы много выше фактически наблюдаемой.

Самый факт различия значений T_e , T_K , T_b , T_i в хромосфере говорит о сильном отклонении последней от состояния термодинамического равновесия. Однако цельной теории физического состояния хромосферы еще не существует. Интерпретация различных наблюдений с единой точки зрения представляет нелегкую задачу, тем более что имеет место известная противоречивость самих наблюдательных данных. Если одни наблюдения (ширины линий, градиенты плотности, ионизация гелия, бальмеровский декремент) говорят о высокой температуре хромосферы, то другие наблюдения (распределение энергии в бальмеровском континууме, возбуждение гелия и металлов, радиоданные, возбуждение ионосферы) указывают на ее низкую температуру.

Другой важный вывод о температурном режиме хромосферы, к которому привели ее исследования за последние 10—15 лет, говорит о том, что в хромосфере существует положительный градиент температуры. Этому соответствует давно известный факт высокой температуры солнечной короны (см. гл. VII), а также существование максимума для гелиевых линий в хромосфере (см. § 21).

Электронная концентрация является другой, кроме температуры, важной характеристикой состояния хромосферы. Применялись различные способы ее определения.

Из измерений интенсивности бальмеровского непрерывного спектра около границы серии ($\lambda = 3640 \text{ \AA}$) на нескольких высотах в нижней хромосфере Силлие и Мензел нашли согласно (22)

$$n_p n_e T_e^{-3/2} = 1,45 \cdot 10^7 \cdot e^{-1,54 \cdot 10^{-8}}. \quad (25)$$

Отсюда, принимая $n_p = n_e$ и $T_e = 10\,000^\circ$, они получили для основания хромосферы $\lg n_e = 11,59$ (или электронное давление $0,55 \text{ дин/см}^2$). Существенно, что значение n_e мало чувствительно к изменению T_e : так, для $T_e = 5000^\circ$ получаем $\lg n_e = 11,36$. Градиент электронной концентрации по Силлие и Мензелу равен $0,77 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}$.

Вилдт [3] использовал для той же цели формулу Инглиса и Теллера [25]:

$$\lg c = 23,26 - 7,5 \lg n, \quad (26)$$

которая выражает зависимость главного квантового числа n последней различимой линии в серии от концентрации заряженных частиц c (слияние линий из-за расширения статистическим штарк-эффектом). Для температур менее $10^5/n$ величина c есть число ионов + число электронов ($c = 2n_e$), для температур более $10^5/n$ электроны не играют роли в расширении ($c = n_e$). Принимая во внимание, что по каталогу Митчелла последняя наблюдаемая линия бальмеровской серии в спектре вспышки есть $n = 37$ и пашеновской серии $n = 40$, Вилдт нашел значения $\lg n_e = 11,50$ и $11,24$ соответственно (высота 500 км), т. е. в близком согласии с результатом Силлие и Мензела. Как очевидно, недостаточная разрешающая сила спектрографа и доплеровское расширение линий способствуют некоторому завышению определяемой величины n_e . Градиент электронной концентрации по Вилдту равен $0,46 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}$. Еще ранее (1938 г.) Паннекук нашел аналогичным способом $\lg n_e = 11,78$.

Согласно вышеупомянутым измерениям американских исследователей во время затмения 1952 г. [9], $\lg n_e$ изменяется от 11,62 на высоте 400 км до 10,97 на высоте 2400 км; градиент электронной концентрации $\sim 1,05 \times 10^{-8} \text{ см}^{-1}$.

Наконец, приведем значения электронной концентрации на различных высотах в хромосфере, которые нашел В. П. Вязаницын на основании измерения интенсивностей бальмеровских линий от H_α до H_{17} во время солнечных затмений 1941, 1945 и 1952 гг. [6]. Для этой цели он применил объединенную формулу Больцмана и Саха для водорода:

$$\lg n_p n_e = \lg \frac{n_s}{g_s} + \frac{3}{2} \lg T_e - \frac{5040}{T_e} (\chi_0 - \chi_s) + 15,684, \quad (27)$$

где n_p — концентрация протонов, χ_0 — потенциал ионизации водорода. В качестве исходных были приняты данные, усредненные для трех затмений,

Таблица 8

$h, \text{ км}$	500	1500	2500	3500	4500	5500	6500	7250
$\lg N_2$	14,58	13,94	13,32	12,68	12,06	11,42	10,79	10,32
T_e	6170°	6240°	6260°	6280°	6160°	6330°	6710°	5660°
$\lg n_2$	4,84	4,20	3,58	2,94	2,32	1,68	1,05	0,58
$\lg (n_s/g_s)$	1,18	0,56	1,96	1,33	2,65	2,08	3,61	4,66
$\lg n_e$	11,28	10,97	10,67	10,36	10,01	9,73	9,52	8,99
$\lg n_e^*$	11,22	10,92	10,62	10,31	9,95	9,67	9,45	8,90

выведенные из интенсивностей линий числа водородных атомов во 2-м состоянии на различных высотах и соответствующие усредненные по всем линиям больцмановские температуры. Эти величины приводятся в двух первых строках табл. 8. В строке 3-й указаны концентрации атомов на различных высотах, вычисленные по формуле (13). Согласно формуле Больцмана, с приближением к границе серии ($\chi_s - \chi_2 \rightarrow 3,38 \text{ эв}$) при $T = \text{const}$ число атомов в состоянии s на одну квантовую ячейку $\frac{n_s}{g_s}$ стремится к некоторому пределу. Подставляя это предельное значение $\frac{n_s}{g_s}$ в (27) и полагая $\chi_s = \chi_0$, получаем величину $\lg n_p n_e$. Считая, что электроны есть продукт ионизации

главным образом водорода ($n_p = n_e$), находим электронную концентрацию n_e . Полученные значения $\frac{n_e}{g_s}$ и n_e приведены в табл. 8.

На рис. 36 нанесены значения $\lg n_e$ в функции высоты h . График показывает, что убывание n_e с высотой выражается экспоненциальной формулой. Решение условных уравнений, определяющих положение прямой на графике по способу наименьших квадратов, дает следующие значения электронной концентрации в основании хромосферы и градиента электронной концентрации: $\lg n_e^0 = 11,45$, $\alpha = 0,724 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}$. Таким образом, значение $\lg n_e^0$ находится в замечательном согласии с результатами других авторов, которые использовали для этой цели совсем другие методы. Что касается градиента электронной концентрации, то здесь имеет место близкое согласие с результатом Силлие и Мензела ($0,77 \cdot 10^{-8}$), которые получили это значение для нижней хромосферы.

В последней строке табл. 8 приведены значения электронной концентрации $\lg n_e^*$ для случая $V = 17,5 \text{ км/сек}$, вычисленные аналогичным образом. Для электронной концентрации в основании хромосферы и градиента электронной концентрации в этом случае получаются значения: $\lg n_e^0 = 11,41$, $\alpha = 0,734 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}$. Таким образом, учет турбулентции ($\xi = 15 \text{ км/сек}$) практически не изменяет значения электронной концентрации и градиента ее убывания с высотой в хромосфере.

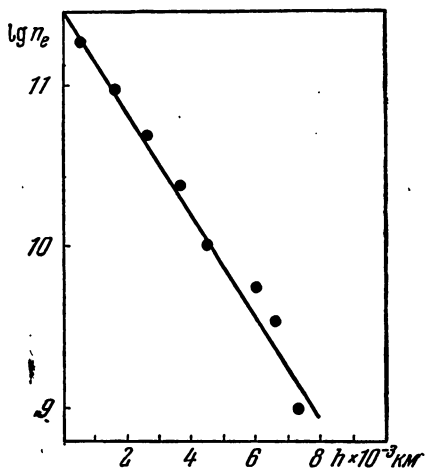


Рис. 36.

За последнее время делались многочисленные попытки построения модели хромосферы, которая могла бы объяснить данные наблюдений. Основным отличием этих моделей от ранее существовавших является признание неоднородности хромосферы, наличия в ней холодных и горячих областей. Ни одна из теорий, представляющих хромосферу как однородный газовый слой с определенным распределением по высоте n_e и T_e , не смогла объяснить существования в спектре хромосферы одновременно линий металлов, водорода, гелия и ионизованного гелия, потенциалы возбуждения которых сильно отличаются друг от друга. Неоднородность хромосферы подтверждается непосредственно наблюдениями спикул и тонкой структуры хромосферы, заметной на спектрогелиограммах в свете линий H_α , H и $K \text{ Ca II}$ при хороших атмосферных условиях. Попытки построения моделей неоднородной хромосферы были сделаны Джованелли [26], Хагеном [27], Вольтером [28], Эйти и Мензелом [29], И. С. Шкловским и Э. В. Кононовичем [30], В. А. Кра-том и его сотрудниками [31, 32].

Следует несколько подробнее остановиться на трех последних моделях.

Эйти и Мензел, обработав наблюдения гелиевого спектра хромосферы во время полного солнечного затмения 1952 г., получили следующее выражение для зависимости интенсивности единицы объема от высоты хромосферы:

$$\mathcal{E}_n = \frac{1}{K_n} (2,7 \cdot 10^{-2} e^{-1,26h} - 4,3 e^{-3,7h} + 15 e^{-4,6h} - 6,8 \cdot 10^2 e^{-9,2h}), \quad (28)$$

где $\frac{1}{K_n}$ — численный множитель, различный для разных линий. Уравнение верно для $h > 1000 \text{ км}$.

Из этого уравнения можно определить населенность различных уровней, так как самопоглощение практически отсутствует.

Написав уравнение Больцмана — Саха в форме

$$n_n = 4,14 \cdot 10^{-16} n_{II} n_e T_e^{-3/2} \frac{g_n}{4} \cdot 10^{5040 \frac{\chi_n}{T}}, \quad (29)$$

где n_{II} — концентрация ионов гелия, g_n — статистический вес, χ_n — потенциал возбуждения уровня n , для разных уровней и подставив найденные из наблюдений населенности уровней n_n , можно получить график зависимости между n_n и χ_n , откуда получится выражение

$$n_{II} n_e = 1,3 \cdot 10^{14}, \quad (30)$$

которое дает значение правой части уравнения (29) при $\chi_n = 0$.

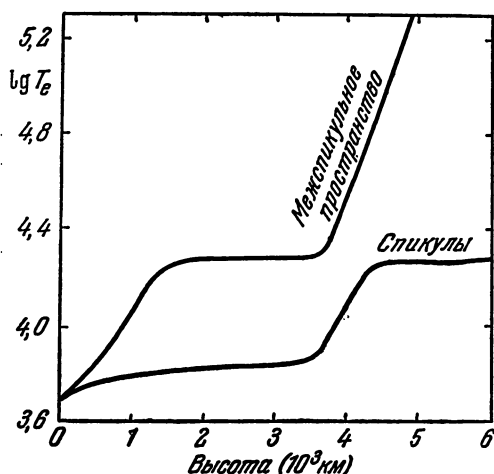


Рис. 37.

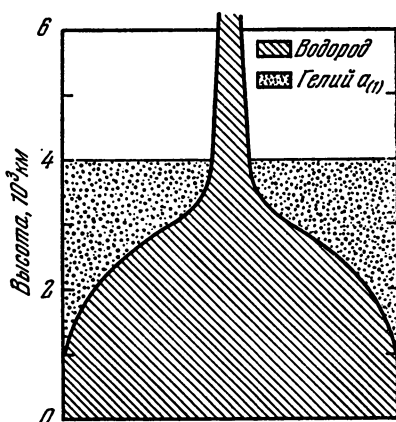


Рис. 38.

Далее авторы делают предположение о наличии в хромосфере холодных и горячих областей, доли объема которых равны соответственно a_1 и $a_2 = 1 - a_1$. Тепловое излучение будет проходить из области 1.

Уравнение (29) может быть переписано в виде

$$n_{II} n_e T_1^{3/2} = \frac{1,3 \cdot 10^{14}}{a_1} \frac{\Phi(h')}{\Phi(1,5)}, \quad (31)$$

где $\Phi(h')$ дается уравнением (28).

Используя уравнение (31) совместно с уравнением Больцмана, можно получить n_e и T_1 .

Аналогичным путем можно получить характеристики областей другого типа, если привлечь наблюдательные данные для континуума в областях $\lambda 3640$ и $\lambda 4700$ и интенсивности линии $\lambda 4686$ HeII.

В результате получено распределение электронных температур по высоте в обеих областях — холодной и горячей, которое дается на рис. 37.

Холодные области отождествляются со спикулами, а горячие — с межспиккулярной материей. Как видно из рис. 37, на высоте 3500 км находится граница нижней хромосферы, в которой холодные области имеют $T_e = 6300^\circ$, а для горячих $T_e \approx 19\,000^\circ$. Выше 3500 км температура холодных областей возрастает до $19\,000^\circ$, а горячих — до $100\,000^\circ$. На рис. 38 дана схематическая модель различных областей хромосферы.

Однако, как показали И. С. Шкловский и Э. В. Кононович [30], модель Эйти и Мензела противоречит, прежде всего, радионаблюдениям. Они произвели сравнение данных радионаблюдений в сантиметровом диапазоне, полученных во время того же 1952 г., с моделью Эйти и Мензела. Из этих данных следует, что эквивалентная температура хромосферы равна $11\,250^\circ$ для $\lambda = 3,2$ см и $38\,600^\circ$ для $\lambda = 10$ см. Вычислив оптическую толщину хромосферы для этих длин волн по модели Эйти и Мензела для горячего и холодного компонентов, они получили, что спикеры непрозрачны для радиоизлучения в сантиметровом диапазоне.

Но для того, чтобы считать ответственным за радиоизлучение горячий компонент верхней хромосферы, надо допустить значение электронной концентрации в три раза меньшее, чем в модели Эйти и Мензела. Кроме того, если согласно Эйти и Мензелу в межспикерном пространстве верхней хромосферы $T_e = 100\,000^\circ$, то следовало бы ожидать яркостную температуру для $\lambda = 3,2$ см равной $48\,000^\circ$, тогда как наблюдения дают $11\,000^\circ$. Следовательно, модель Эйти и Мензела не может объяснить радиоизлучение хромосферы. Далее, И. С. Шкловский и Э. В. Кононович делают грубый расчет числа излучаемых гелием квантов для модели Эйти и Мензела

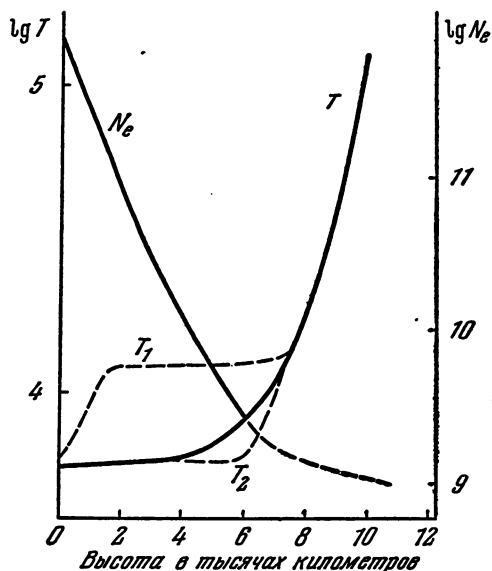


Рис. 39.

и приходят к выводу, что наблюдаемый порядок интенсивности линий гелия также не может быть объяснен. Наконец, применение формулы Больцмана для вычисления населенностей различных уровней гелия является необоснованным.

Исходя из данных радионаблюдений, И. С. Шкловский и Э. В. Кононович вычисляют n_e и T_e для разных высот в хромосфере и далее на основании оптических наблюдений делают попытку построить модель хромосферы, которая объясняла бы, наряду с радионаблюдениями, также данные оптических наблюдений. В результате они также приходят к выводу, что хромосфера состоит из горячего и холодного компонентов. Эта примерная модель хромосферы иллюстрируется рис. 39. В отличие от модели Эйти и Мензела, спикеры являются горячим компонентом, ответственным за излучение гелия.

Однако как модель Эйти и Мензела, так и модель И. С. Шкловского и Э. В. Кононовича основаны на слишком грубых расчетах ионизации и возбуждения гелия, причем часто используется формула Больцмана, которая не всегда применима. Чтобы обосновать эти модели более надежно, необходимо для обоих компонентов составить уравнения стационарности, в которых следует учесть все основные процессы, ведущие к заселению уровней и разрушению возбужденных состояний, затем наблюдаемые населенности сопоставить с полученными из уравнений стационарности. Это надо сделать не только для гелия, но и для водорода и металлов.

В. А. Крат и его сотрудники [31, 32] предложили другую модель хромосферы, в основе которой лежит представление о хромосфере как о динамическом образовании, состоящем из большого количества волокон с различными физическими характеристиками. Так как в теории трудно

оперировать с непрерывным спектром физических величин, определяющих состояние хромосферных волокон, то эти величины условно делятся на группы, характеризующиеся некоторыми средними условиями.

Основным индексом, по которому мы можем судить о свойствах этих волокон, являются спектры различных элементов. Волокна, в которых наибольшей интенсивности достигают линии ионизованного гелия, названы субкорональными. Их $T_e = 100\,000 - 150\,000^\circ$, $n_e = 10^{10}$. Менее горячие волокна, где оптимальны условия для свечения фотогелия ($T_e \approx 25\,000^\circ$, $n_e = 10^{11}$), названы гелиевыми. Наконец, имеются две группы холодных волокон: водородные с $T_e = 6000 - 8000^\circ$, $n_H = 10^{13}$, где существуют наиболее оптимальные условия для свечения водорода, и металлические с $T_e < 6000^\circ$, которые ответственны за излучение линий металлов. Так как на краю диска проектирующиеся на картинную плоскость наблюдателя различные волокна налагаются друг на друга, то при интерпретации спектра хромосферы, как правило, приходится иметь дело с некоторыми средними величинами, распределение которых может описываться статистическими закономерностями. Такой характер носит известная квазибарометрическая формула для распределения атомов по высоте:

$$n = n_0 e^{-\beta h}.$$

Когда в астрофизике господствовала теория однородной хромосферы, этой формуле придавался смысл барометрического закона распределения плотности в поле силы тяжести. Так как из наблюдений градиент β получался различным для линий разных элементов, то это не укладывалось в рамки теории однородной хромосферы. Поэтому возникли понятия аномального возбуждения, аномальной ионизации и аномальных сил, поддерживающих хромосферу. В новой постановке вопроса этих аномалий нет. Квазибарометрическая формула дает изменение с высотой не концентрации атомов, а концентрации волокон.

Различия между хромосферными волокнами рассматриваются не как присущие им свойства, сохраняющиеся в течение времени существования волокон, а как проявление различных стадий некоторых элементарных динамических процессов. Возможно, что часть хромосферных волокон будет обладать промежуточными значениями β , которые не будут оптимальными для свечения водорода и гелия и поэтому их трудно наблюдать. Отсутствие линий в спектре данного участка хромосферы не означает наличия в этом месте реальных «пустот». Тем не менее, наряду с различными типами хромосферных волокон, должны существовать и «пустоты», или «окна». В их пользу говорят данные о радиоизлучении в сантиметровом диапазоне радиоволн.

Уменьшение интенсивности хромосферных линий с высотой указывает не на изменение концентрации атомов, а на изменение числа волокон на луче зрения. Назовем долю пространства внутри единичного элемента объема хромосферы, занятого определенным сортом хромосферных волокон, концентрацией волокон и обозначим концентрацию металлических, водородных, гелиевых, субкорональных, промежуточных волокон и корональной материи соответственно через $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \omega_4, \omega_5$ и ω_6 . Согласно данным наблюдений

$$\omega_i = \omega_{i,0} e^{-\beta_i h}, \quad (32)$$

где $i = 1, 2, 3, 4$,

$$\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 + \omega_4 + \omega_5 + \omega_6 = 1. \quad (33)$$

Приняв для β_i значения, полученные из наблюдений:

$$\beta_1 = \beta_2 = 1,0, \quad \beta_3 = 0,65, \quad \beta_4 = 0,40,$$

и отсчитывая h не от уровня фотосферы, а от $h = 1$ (где единица обозначает 1000 км), получая при $h = 14$ $\omega_8 = 1$, а при $h = 1$ $\omega_5 + \omega_8 = 0$, а также $\omega_{1,0} = \omega_{2,0} = \omega_{4,0} = 0,2$ и $\omega_{3,0} = 0,4$ и используя формулы (32) и (33), получим следующие предельные высоты распространения различных типов волокон:

$$h_1 = h_2 = 5,3, \quad h_3 = 9,3, \quad h_4 = 13,2.$$

Для контроля этих оценок можно вычислить высоту, на которой флуктуации водородных волокон приведут к образованию зубчатого края хромосферы в линии H_α , т. е. тот уровень, начиная с которого водородная хромосфера разбивается на спикеры, которые, возможно, существуют и во всей хромосфере, но в ее нижней части они экранируют друг друга и создают ложное впечатление сплошной среды. Пусть концентрация водородных волокон в спикере будет ω_s . Примем, что на пути луча зрения при некотором $h = h_m$ остается одна спикера. Выше h_m будут наблюдаться отдельные спикеры. Интегрируя вдоль луча зрения все ω_2 в предположении, что ω_2 изменяется для каждого объема хромосферы согласно (32), мы получим:

$$\omega_s = \frac{\sqrt{2\pi R_\odot}}{\beta_2} \omega_{2,0} e^{-\beta_2(h-1)}. \quad (34)$$

$\omega_{2,0}$ не может существенно отличаться от ω_s , так как при $h = 1$ хромосфера состоит из тех же спикер, которые занимают все пространство. Поэтому можно принять $\omega_{2,0} = \omega_s$.

Тогда при $\beta_2 = 1,0$ имеем:

$$66,2e^{-(h-1)} = 1,$$

т. е. $h_m = 5,2$. Как показывают наблюдения, действительно, начиная с этой высоты, хромосфера разбивается на отдельные спикеры. Сами спикеры не могут рассматриваться как водородные волокна, так как если в уравнении (34) положить $\omega_s = 1$, то получим $h_m = 4,3$, что не соответствует наблюдениям. Водородные волокна должны иметь сечение по крайней мере в три раза меньшее, чем спикеры.

Характер возбуждения водорода определяется по соотношению чисел атомов водорода в различных энергетических состояниях. Для исследования обычно используются линии бальмеровской серии, начиная с H_γ или H_δ до H_8 или H_9 , так как они свободны от самопоглощения. Имея значения населенностей для нескольких уровней, можно подобрать значения T_e и n_H , при которых наблюдаемые величины n_k совпадают с теоретически вычисленными. Используя различные наблюдения, можно получить, что при $n_H = 10^{13} - 10^{14}$ и $T_e = 9000 - 10\,000^\circ$ теоретически вычисленные n_k совпадают с полученными из наблюдений. Эти величины n_H и T_e и являются характеристиками водородных волокон. Главным механизмом возбуждения бальмеровских линий в водородных волокнах будет рассеяние фотосферного излучения, что подтверждается также изучением профилей этих линий. Однако некоторые наблюдения говорят о том, что наряду с этим механизмом заметную роль играет и возбуждение в результате электронного удара и рекомбинаций [32]. Можно предполагать, что с ростом солнечной активности возрастает электронная температура водородных волокон.

Аналогично определяются характеристики других типов хромосферных волокон. Для гелиевых волокон по интенсивностям триплетных линий гелия вычисляются населенности соответствующих уровней, которые сравниваются с населенностями, полученными из решения системы уравнений стационарности.

В табл. 9 даны относительные интенсивности линий гелия, вычисленные теоретически и полученные из наблюдений.

Таблица 9

	Теоретические	Внезатменные наблюдения (средние)	По В. П. Вязанищину	По Мензелу и Силлие	По Мензелу и Эйти
$\frac{I_{4471}}{I_{D_8}}$	0,10	0,13	0,079	0,071	0,085
$\frac{I_{3889}}{I_{D_8}}$	0,09	0,10	—	—	—
$\frac{I_{4713}}{I_{D_8}}$	0,009	—	0,009	0,010	0,006

Оказалось, что наблюдаемые величины населенностей уровней хорошо совпадают с теоретически вычисленными при $n_e = 10^9 - 10^{10}$ и $T_e = 20\,000 - 30\,000^\circ$, которые являются средними характеристиками гелиевых волокон. Главным механизмом возбуждения триплетных линий гелия будет возбуждение электронным ударом уровня 2^3P и затем поглощение фотосферной радиации в частотах соответствующих линий.

§ 26. Хромосферные спиккулы. На фотографиях хромосферы, полученных во время полных солнечных затмений и с помощью интерференционно-поляризационного фильтра при внезатменных наблюдениях, а также при наблюдениях со спектрогелиоскопом и спектрогелиографом, отчетливо видна зубчатая структура хромосферы, которую некоторые наблюдатели сравнивали с горячей прерией. Робертс назвал отдельные выступы хромосферы спиккулами. По данным многих наблюдателей ширина большинства спиккул заключена в пределах от 1 до 2". Средняя высота спиккул над краем диска около 10". Ниже 6" спиккулы не наблюдаются. По данным Робертса [33] спиккулы являются недолговечными образованиями. Их среднее время жизни около двух минут. Спиккулы располагаются как вдоль продолжений радиусов диска Солнца, так и под некоторым углом ($\sim 20^\circ$) к ним. Их наклон мало меняется на больших участках края солнечного диска. Имеется разница между полярными и экваториальными спиккулами, которая выражена резче в годы минимума солнечной активности. По данным Секки спиккулы наклонены преимущественно к полюсам. Но Е. Я. Бугославская нашла, что в спокойных областях они направлены в основном к экватору. Возможно, что их наклон соответствует наклону корональных образований, что может быть вызвано местными магнитными полями.

Первые данные о спектре хромосферных спиккул были получены Мишаром [34], который по смещениям центров яркости узлов в верхней хромосфере определил среднюю скорость движения спиккул по лучу зрения. Профили спиккул в H_α исследовались Смитом [35]. По его данным спиккулы наблюдались до $h = 12\,000$ км и имели очень большую доплеровскую полуширину, заключенную в пределах от 1,2 до 1,9 Å. При этом наблюдаемые профили лишь с натяжкой могли быть представлены обычной доплеровской формулой. Выводы Смита были подтверждены Эйти [36]. Исследование спектра спиккул было произведено в Пулкове в 1956, 1958 и 1959 гг. [37]. Щель спектрографа была расположена по касательной к диску Солнца. Для обработки были отобраны спектрограммы наилучшего качества, которые соответствовали типичным хромосферным образованиям. Спектр спиккул фотографировался одновременно в H_α и D_3 . На рис. 40 и 41 приведены профили линий H_α и D_3 , H и K Ca^+ в спиккулах. В табл. 10 и 11 даны эквивалентные ширины (w), полуширины ($\Delta'\lambda$), лучевые скорости (v_r) и абсолютные интен-

Таблица 10

Дата	v_r , км/сек	H_α			D_3		
		$\Delta'\lambda$, Å	$w \cdot 10^4$, Å	$I \cdot 10^{-3}$ (СГС)	$\Delta'\lambda$, Å	$w \cdot 10^4$, Å	$I \cdot 10^{-3}$ (СГС)
11 мая 1958	+2,3	1,93	142	39	0,48	17	60
	+4,6	0,97	355	102	0,47	34	119
	+4,1	1,64	254	70	0,50	36	123
	-1,8	1,20	282	78	0,48	26	91
	+5,5	1,64	210	58	0,47	28	98
	-2,3	1,55	272	75	0,55	29	102
	-4,1	1,61	224	62	0,54	30	105
	+2,3	1,49	320	88	0,54	26	91
	0,0	1,40	78	22	0,60	34	119
	-36,5	0,55	24	7	—	—	—
	-5,5	1,81	410	117	0,62	43	158
	+4,6	1,60	220	61	0,53	33	116
	0,0	1,59	220	61	0,64	27	94
	0,0	0,87	310	85	0,49	16	56
29 сентября 1959	+7,8	1,03	560	160	0,59	31	109
	+2,3	1,73	287	79	0,78	29	102
	-9,1	1,42	700	200	0,84	22	77
	-4,1	2,38	427	122	0,91	52	182
	0,0	1,04	426	122	0,80	24	84
	-4,6	1,37	260	72	0,59	16	56
	+4,6	1,52	252	70	0,58	32	112
	+1,4	1,24	216	60	0,75	27	94
	0,0	1,28	200	55	0,83	14	49
	0,0	1,66	237	65	0,73	8	28
	-1,4	1,32	60	17	—	—	—
	-4,6	1,25	115	32	0,64	10	35
	0,0	0,89	149	41	0,97	11	38
	-1,4	1,04	311	86	0,62	14	49
	+2,3	1,16	351	97	1,31	51	178
	0,0	1,02	328	90	—	—	—
	1,8	1,05	372	106	0,56	20	70
	-1,4	1,42	368	105	0,94	40	140
	-0,9	1,04	278	77	0,64	16	56
	-0,9	0,94	458	131	0,73	20	70

Таблица 11

v_r , км/сек	К			Н		
	$\Delta'\lambda$, Å	$w \cdot 10^4$, Å	$I \cdot 10^{-3}$ (СГС)	$\Delta'\lambda$, Å	$w \cdot 10^4$, Å	$I \cdot 10^{-3}$ (СГС)
-3,8	0,38	13,5	4,8	0,40	6,0	2,6
-4,6	0,33	10,7	4,6	0,34	5,2	2,2
+25,8	0,34	7,0	3,0	0,34	3,5	1,5
-1,5	0,34	2,8	1,2	—	1,3	0,6

сивности (I) линий H_α и D_3 , Н и К. Во всех случаях профили линий в спикулах не являются гауссианами. Это говорит о том, что физические условия в них отличаются от условий в хромосфере. Поэтому скорости, регистрируемые при помощи киносъемки, нельзя полностью считать реальными. Это могут быть не скорости перемещения, а скорости роста или разрушения образования. Доплеровские смещения спикул таковы, что они почти никогда не выходят за пределы ядра ффраунгоферовой линии H_α рассеянного света неба. Средняя лучевая скорость, полученная по всем измеренным в Пулковке

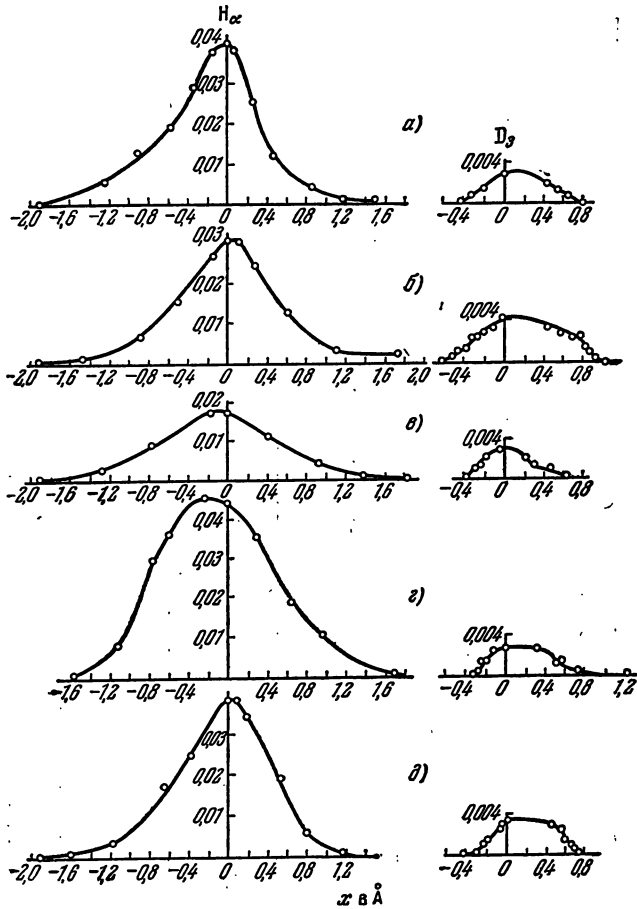


Рис. 40.

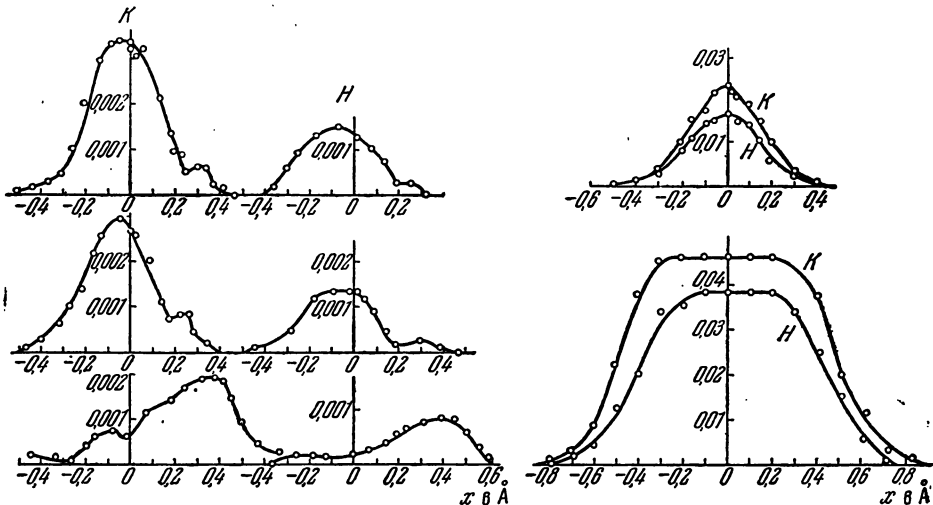


Рис. 41.

спикулам, по модулю составляет $3,6 \text{ км/сек}$. По наблюдаемым населенностям атомов водорода на 3-м уровне и населенности уровня $3 \text{ }^3\text{D}$ гелия можно определить величины T_e и n_e в спикулах. Оказывается, что n_e имеет порядок 10^{10} — 10^{11} , а концентрация атомов водорода порядка 10^{10} . Что касается значения T_e , то возможно, что гелиевый компонент спикул имеет $T_e = 20\,000^\circ$, а водородный $\sim 10\,000^\circ$. Все эти выводы носят предварительный характер, так как для более определенных выводов пока нет достаточного наблюдательного материала. Однако можно сделать предположение, что спикулы представляют собой явления, родственные хромосферным вспышкам, и образуются в результате конденсации коронального вещества.

§ 27. Ультрафиолетовое излучение хромосферы. Далекая ультрафиолетовая область хромосферы, которая состоит из непрерывного излучения и излучения в линиях, является главным фактором, определяющим образование ионосферных слоев земной атмосферы. Еще до получения ракетных данных о далекой ультрафиолетовой области Вулли и Аллен [38] вычислили излучение хромосферы и короны на основе ряда предположений о природе хромосферы. В табл. 12 даны результаты их вычислений, приведенные Койпером.

Таблица 12

Излучение	Число квантов в 1 сек с 1 см ² ($\times 10^{11}$)	Поток из из- лучения в $\text{эрг/см}^2 \text{ сек}$ (на поверх- ности Солнца)
Непрерывное излучение, нижняя хро- мосфера (абсолютно черное тело, $\lambda < 912 \text{ \AA}$)	1400	3000
Непрерывное излучение, верхняя хро- мосфера	260	1000
Излучение в линиях, верхняя хромо- сфера, $\lambda > 912 \text{ \AA}$	3000	6000
То же самое, $\lambda < 912 \text{ \AA}$	3000	10000

Начиная с 1954 г. производились наблюдения далекой ультрафиолетовой области спектра с помощью ракет. В 1958 и 1959 гг. были получены данные о спектре от 1215 до $83 \text{ \AA}$ [39]. Наиболее многочисленные измерения имеются для интенсивности линии L_α водорода. Хотя между различными измерениями имеются расхождения, обусловленные как ошибками, так и возможным реальным изменением интенсивности L_α -излучения в зависимости от активности Солнца, в настоящее время можно достаточно уверенно принять в качестве средней интенсивности L_α -излучения Солнца величину, равную $3 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек}$ (у границы земной атмосферы). Что касается другой интенсивной линии далекой ультрафиолетовой области $\lambda 304 \text{ HeII}$, то Г. С. Иванов-Холодный и Г. М. Никольский [40], анализируя данные о спектре, приведенные в [39], находят, что ее интенсивность на границе земной атмосферы составляет в среднем $1,2 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек}$. В [39] приведен список линий ультрафиолетового спектра, полученного с помощью измерений на ракетах, а также даны визуальные оценки относительных интенсивностей различных линий. На основании этих данных Г. С. Иванов-Холодный и Г. М. Никольский построили модель переходной области между хромосферой и короной, которая является, по их мнению, источником наблюдаемого ультрафиолетового спектра. Они показали, что вычисления Вулли и Аллена неверны, так как основаны на неудовлетворительной модели хромосферы, что объясняется отсутствием в то время необходимых данных об ультрафиолетовом спектре Солнца. Г. С. Иванов-Холодный и Г. М. Никольский вычислили теоретически интенсивности различных линий в ультрафиолетовой области, полагая, что основным

процессом, ведущим к ионизации и возбуждению, будет электронный удар, и получили распределение ионов различных элементов по стадиям ионизации в зависимости от температуры. Их оценки согласуются с наблюдаемыми данными, полученными с ракет, а также с данными о радиоизлучении, хотя при расчете были употреблены слишком грубые значения эффективных сечений ионизации и возбуждения.

С точки зрения теории неоднородной хромосферы излучение хромосферы в далекой ультрафиолетовой области можно объяснить тем, что ионы, излучающие наблюдаемые линии, светятся частично в гелиевых волокнах (Al II, Mg II, Al III) и главным образом в субкорональных волокнах хромосферы. Основной механизм возбуждения — электронный удар. Возможно, что существует несколько типов субкорональных волокон. Что касается происхождения L_α -излучения водорода, то оно должно создаваться водородными и гелиевыми волокнами [32]. В водородных волокнах L_α -излучение обусловлено рассеянием излучения, создаваемого слабым факельным полем, которое практически покрывает всю поверхность Солнца. Считая, что водородные волокна закрывают 50% всей площади из-за их преимущественной организации в направлении нормали, можно грубо получить полную интенсивность L_α на луче зрения. Длина пути, проходимого лучом по нормали к поверхности, будет равна

$$L = 2\omega_{2,0} \int_0^\infty e^{-\beta_2 h} dh = \frac{\omega_{2,0}}{\beta_2} = 0,4 \cdot 10^8 \text{ см},$$

населенность второго уровня будет равна $3,5 \cdot 10^4$. Тогда в отсутствие самопоглощения

$$I_{L_\alpha} = 8,5 \cdot 10^8 \text{ [СГС]}.$$

Однако из-за сильного самопоглощения, согласно теории кривых роста, интенсивность будет нарастать пропорционально $\sqrt{N_H}$, а не N_H , где N_H — число атомов на луче зрения. Тогда

$$I_{L_\alpha} = 3 \cdot 10^4 \text{ СГС},$$

а так как излучение происходит от 50% водородных волокон, то

$$I_{L_\alpha} = 1,5 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек}.$$

В гелиевых волокнах концентрация атомов водорода на втором уровне создается электронным ударом и рекомбинациями, и при $T_e = 25\,000^\circ$ $n_2 = 10^4$. Длина пути, проходимого через гелиевые волокна, равна

$$L = 2\omega_{3,0} \int_0^\infty e^{-\beta_2 h} dh = 1,2 \cdot 10^8.$$

Интенсивность L_α на луче зрения с учетом самопоглощения, излучаемая гелиевыми волокнами, будет равна $2,5 \cdot 10^4$ СГС. Следовательно, полная интенсивность излучения от всех волокон равна

$$I_{L_\alpha} = 4 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек},$$

т. е. на границе земной атмосферы это создаст интенсивность, равную $0,2 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек}$, что на порядок занижено по сравнению с наблюдаемым значением, поскольку при этом расчете не учтено наличие факельных полей, которые создают главную часть излучения в L_α .

В настоящее время данные наблюдений далекой ультрафиолетовой области спектра Солнца являются немногочисленными и недостаточно точ-

ными, поэтому использование их для уточнения физических условий в хромосфере пока представляется не вполне надежным методом.

§ 28. Теории нагревания хромосферы. С обнаружением факта «аномального» распределения атомов различных элементов по высоте в хромосфере, не соответствующего формуле гравитационного равновесия для условий на солнечной поверхности ($g = 2,74 \cdot 10^4 \text{ см сек}^{-2}$, $T_e \sim 6000^\circ$), возник вопрос о природе сил, «поддерживающих» хромосферу. На протяжении последних десятилетий делались многочисленные попытки решения этого вопроса.

Высказанная в 1920 г. Саха мысль о возможной роли селективного лучевого давления как поддерживающего агента легла в основу первой теории, развитой Милном в 1924—1928 гг. в применении к кальциевой хромосфере [41]. При поглощении хромосферными атомами идущего снизу излучения

они необходимо должны испытывать импульс наружу $\left(\frac{h\nu}{c}\right)$, причем факт селективности лучевого давления соответствует наблюдаемому различию высот различных элементов. Для кальциевой хромосферы такое объяснение казалось особенно правдоподобным, так как резонансные линии ионизованного кальция расположены недалеко от максимума кривой распределения энергии в солнечном спектре, а в хромосфере большая часть атомов кальция ионизована. Принимая наличие монохроматического лучевого равновесия в линиях H и K, Милн вывел теоретический закон распределения плотности кальция в функции высоты в согласии с наблюдениями. Однако в 1930-х годах теория Милна подверглась основательному пересмотру и критике и с наблюдательной и с теоретической точек зрения и была показана ее несостоятельность в объяснении хромосферы и протуберанцев.

Согласно теории Росселанда (1933 г.), поддержание хромосферы и образование короны обязаны непрерывному выбрасыванию из Солнца электронов с начальными скоростями, близкими к скорости света. Влияние возникающего при вылете электронов положительного заряда Солнца на состояние атмосферной оболочки зависит от степени ее ионизации. При низкой ионизации возникает быстрое вертикальное движение ионов, большая же часть оболочки остается в равновесии; при полной ионизации электрические силы действуют на всю оболочку, которая расширяется до тех пор, пока не достигнет состояния, в котором постоянный поток ионов покрывает потерю электронов. Росселанд рассматривает атмосферу, в которой нейтральные атомы и электроны находятся в гидростатическом равновесии, а для ионов имеет место диффузионное движение наружу. Интегрируя уравнения гидродинамического равновесия для указанных частиц тройкового рода, Росселанд находит закон распределения плотностей в согласии с наблюдениями для хромосферы (один или несколько экспоненциальных членов). Эта теория, развитая самим автором в весьма предварительной форме, в дальнейшем не получила распространения.

В связи с неудачами теории селективного лучевого давления Мак-Кри [42] выдвинул теорию для объяснения малого градиента плотности хромосферы существованием в ней беспорядочных макроскопических движений, или турбулентции. Спектральные определения средней скорости турбулентции в хромосфере производились неоднократно, причем разными авторами были получены довольно согласные между собой результаты ($\sim 15 \text{ км/сек}$ для компонента по лучу зрения). Тогда термический член здесь пренебрежимо мал по сравнению с турбулентным членом для всех элементов, кроме водорода и гелия.

Для $T = 6000^\circ$ водородный градиент α получается равным $1,8 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}$, что примерно в 3 раза меньше чисто термического градиента и почти соответствует наблюдениям.

Некоторые общие соображения о возникновении турбулентции в солнечной атмосфере позже высказал А. Б. Северный (1947 г.). Различая турбулентные движения различных масштабов, Северный предполагает, что энергия турбулентции «большого масштаба» (размеров звезды) непрерывно переходит в энергию турбулентных движений «меньшего масштаба». Причиной возникновения турбулентции большого масштаба может быть разрушение ламинарного вращательного движения в глубинах звезды, когда угловая скорость вращения достаточно быстро возрастает с приближением к оси вращения.

Вывод о наличии высоких кинетических температур в хромосфере оказал существенное воздействие на развитие теории. Наличие высокой кинетической температуры, значительно превышающей температуру поля излучения, связано, по-видимому, с существованием механического источника снабжения атмосферы энергией. Тогда свойства атмосферы определяются главным образом полем переноса механической энергии, а не полем излучения, что и является, между прочим, причиной наблюдаемых отклонений от выводов на основе «равновесных» моделей. Это положение принимается за исходное во всех теоретических работах, посвященных объяснению высоких температур хромосферы и короны. Однако в отношении конкретной трактовки источника и механизма передачи энергии высказывались различные точки зрения.

Томас [43] принимает в качестве источника снабжения атмосферы энергией выброс материала из фотосферы в форме струй со сверхтермическими скоростями, причем при движении в атмосфере их направленная механическая энергия частью превращается в термическую. Сверхтермические струи он отождествляет с хромосферными выбросами или спикулами, видимость которых обязана их более высокой плотности, чем окружение. Согласно расчету Томаса для определенных — правда, весьма гипотетических — значений параметров (начальная скорость спикулы, ее плотность и пр.), полная энергия системы спикул равна 10^{32} эрг/сек, причем в нагревание хромосферы переходит около 10% этой энергии, чего вполне достаточно для компенсации излучения хромосферы и поддержания ее кинетической температуры на уровне $35\,000^\circ$. Эта же точка зрения еще ранее была высказана В. А. Кратом.

В качестве механизма, поддерживающего высокие температуры в хромосфере и короне, М. Шварцшильд [44] рассматривал поток волн давления (звуковых волн), порождаемых торможением движения солнечных гранул из конвективной зоны вышележащими стабильными слоями фотосферы, переносящих механическую энергию в верхние слои атмосферы (называемые им вообще «короной») и передающих ее материалу короны через диссипацию. Энергия, переносимая гранулами к границе конвективной зоны равна, согласно расчету М. Шварцшильда, 10^{30} эрг/сек, намного превышая тепловой расход короны через излучение *), равный $6 \cdot 10^{25}$ эрг/сек. Эффективность процесса диссипации энергии зависит от соотношения материальной скорости ω в волне и звуковой скорости V в соответствующем слое. В соответствии с этим, когда средняя скорость в шуме $\bar{\omega}$ достигает некоторого критического значения $\bar{\omega}_{кр}$, определяемого выражением

$$\bar{\omega}_{кр}^2 = \beta V^2 = \beta \frac{dp}{dq} = \beta \frac{k}{m} T$$

(где p — давление, q — плотность, $\beta < 1$ — коэффициент), даже сильнейшие волны будут быстро распадаться. В вершине грануляции, по М. Шварцшильду, $\bar{\omega} \approx 0,1$ км/сек и $V = 7$ км/сек, так что волны распространяются

*) Эмиссия короны обязана свободно-свободным переходам электронов в полях протонов. Электронное рассеяние не входит, очевидно, в тепловой баланс короны.

выше без диссипации, ввиду чего поток энергии $q\bar{\omega}^2V$ (и, следовательно, температура) остается постоянным в нижних слоях. Однако с убыванием плотности наружу $\bar{\omega}$ возрастает и на некоторой высоте (условно называемой «основанием короны») достигает значения 2 км/сек , откуда начинается диссипация. От вершины грануляции до основания короны $\bar{\omega}$ возрастает приблизительно в 20 раз, т. е. q убывает в 400 раз, что по гидростатическому закону соответствует слою толщиной 800 км . Этот слой включает все фотосферные слои, и, следовательно, может быть сделан вывод, что поток шума от гранул переносит свою энергию через эту область без воздействия на ее динамическое или термодинамическое равновесие, что согласуется с наблюдениями. Диссипация энергии шума происходит лишь в хромосфере и короне, действуя, таким образом, как источник нагрева этих слоев.

Аналогичная теория независимо, причем более детально, была развита Бирманом [45] на основе результатов теоретической гидродинамики о колебаниях изотермической атмосферы с экспоненциально убывающей наружу плотностью. Вызываемые давлением гранул возмущения давления в фотосфере с частотами $\omega \ll \omega_0$ (где ω_0 есть собственная частота атмосферы) ведут к колебаниям лишь части атмосферы, прилегающей к границе конвективной зоны, или приводят к собственным колебаниям всей атмосферы (стоячие волны). Эти колебания малоэффективны в отношении переноса энергии от конвективной зоны в верхние слои атмосферы, что обеспечивается лишь бегущими волнами ($\omega > \omega_0$). При распространении звуковых волн наружу ослабление трением и теплопроводностью незначительно и убывание плотности q будет компенсироваться возрастанием всех амплитуд скоростей $\Delta v \sim q^{-1/2}$, так что энергия в первом приближении наружу остается неизменной, пока $\Delta v \ll V$. Когда Δv достигает значения V (случай конечной амплитуды), возникают ударные волны и, следовательно, турбулентия, в результате чего энергия, которая не может далее транспортироваться, подвергается сильной диссипации благодаря трению и теплопроводности. Вследствие экспоненциального убывания плотности диссипация сильно возрастает наружу. Физическое состояние внешних слоев Солнца определяется тем, что энергия, доставленная волнами давления вверх и там диссипированная (количество которой может быть оценено из наблюдаемых турбулентных скоростей), превосходит энергию, поглощенную из фотосферного излучения, откуда следует повышение температуры этих слоев. Для хромосферы получается повышение температуры на несколько тысяч градусов в предположении, что излучение происходит главным образом в лаймановском непрерывном спектре.

Объясняя посредством своей теории ряд важнейших особенностей хромосферы (как турбулентия, перевозбуждение и пр.), Бирман, в отличие от М. Шварцшильда, не считает, однако, возможным распространить те же соображения на солнечную корону. Хотя с чисто энергетической стороны применение такого механизма к короне кажется правдоподобным, ряд фактов (скорость турбулентии даже приближенно не объясняет градиента плотности, скачкообразного изменения спектра при переходе от хромосферы к короне и пр.) говорит за то, что здесь имеют место совсем другие условия и должна идти речь о воздействиях совсем другой природы. Более того, даже в применении теории к хромосфере встречается затруднение: как всякая теория, по которой энергия первично доставляется как энергия столкновения, эта теория находится в противоречии с фактом, что спектр хромосферы более соответствует возбуждению излучением, хотя необходимость доставки большого количества энергии в верхние слои представляется очевидной.

Разработке теории в том же направлении были посвящены работы Шацмана (1949 г.) и Миямото (1949 г.).

Э. Р. Мустель [46] разделяет хромосферу в отношении распределения элементов по высоте на две области: нижнюю (до высот 5000—6000 км), где присутствуют все хромосферные элементы (в частности, относительно тяжелые, как, например, Ti, Mg, Se, Sr, O), и верхнюю (выше 600 км), в которой содержатся лишь H, He и Ca. Вероятной причиной больших высот и малых градиентов H и He он считает высокую кинетическую температуру хромосферы: $\sim 30\,000^\circ$ по Редману (гидростатическое равновесие). Присутствие кальция до высоты 14 000 км и его малый градиент объясняются теорией Милна, поскольку равенство селективного лучевого давления гравитации в верхних слоях хромосферы едва ли случайно. Что касается всех других элементов (нижняя область хромосферы), то их аномально малые градиенты можно объяснить, принимая во внимание подавляющее обилие водорода и используя идею о постоянных выбросах материи в хромосферу из нижележащих слоев. Выброшенная материя задерживается, рассеивается и затем диффундирует (кроме H) вниз. Под действием только гравитации атом падал бы с высоты 6000 км к фотосфере за 200^s и достаточно высокая хромосфера не могла бы образоваться; ввиду обилия водорода падение сильно замедляется. Так, по формуле для скорости диффузии газов соответствующее время удлинняется до $10^8 \text{ сек} \approx 3 \text{ года}$.

Следует упомянуть о работах Альвена [47], в которых он рассмотрел вопрос о нагревании хромосферы и короны магнитогидродинамическими волнами, порождаемыми движением гранул в магнитном поле. По расчету Альвена достаточным было бы поле в 25 гаусс, чтобы возникали такие волны, проходящие затем в верхние слои атмосферы. Диссипация происходит главным образом благодаря проводимости (джоулево тепло). Диссипация возрастает по закону $\sim P^{-1/4}$ (где P — давление) и будет наиболее сильной в хромосфере или внутренней короне. Эти волны не существуют отдельно от звуковых или ударных волн.

В последнее время Э. Е. Дубов [48] развивает представления о нагреве хромосферы волнами сжатия (типа звуковых), которые возникают в области турбулентности, связанной с конвективной зоной Солнца. Часть энергии конвективных элементов в этой зоне превращается в энергию ненаправленного турбулентного движения, которое ведет к образованию сжатий и разрежений, т. е. будут генерироваться звуковые волны типа акустического шума из-за беспорядочности характера самих турбулентных движений. Эти волны распространяются вверх и проходят через фотосферу не поглощаясь. По мере распространения звуковые волны приобретают характер слабых ударных волн. Достигнув уровня, где плотность мала, т. е. хромосферных слоев, эти волны начинают диссипировать, и их энергия превращается в тепло, которое идет на нагрев хромосферы и короны. При некоторых температурах и плотностях наступит баланс между выделяющейся энергией и энергией, которая будет уноситься излучением. Такой баланс обеспечивается на разных высотах разными механизмами высвечивания. Вся структура хромосферы будет определяться величиной потока энергии, который переносится звуковыми (ударными) волнами. При этом ударные волны обеспечивают возникновение в хромосфере областей с различной температурой.

§ 29. Светлые флоккулы. К хромосферным образованиям относятся кальциевые и водородные светлые флоккулы, или, как их иногда называют, хромосферные факелы. Наиболее интенсивны флоккулы в активных областях. Они представляют собой участки хромосферы, где усилено собственное излучение газа, возникающее над фотосферой. Кальциевые флоккулы на спектрограммах имеют «пятнистый» вид без всяких волокнистых образований, а водородные имеют хорошо выраженную вихревую структуру, особенно в окрестностях солнечных пятен. На рис. 42 приведены спектрогелиограммы в H_α и $K \text{ CaII}$. Большие трудности в определении встречаются

при исследовании физических свойств водородных флоккулов, поскольку излучение их в линиях H_α и H_β проявляется лишь как некоторое поднятие (а для линий H_γ и H_δ даже опускание) центральных частей указанных линий которое сходит на нет в крыльях профиля. Поэтому трудно выделить собственное излучение флоккулов из того излучения, которое выходит из более

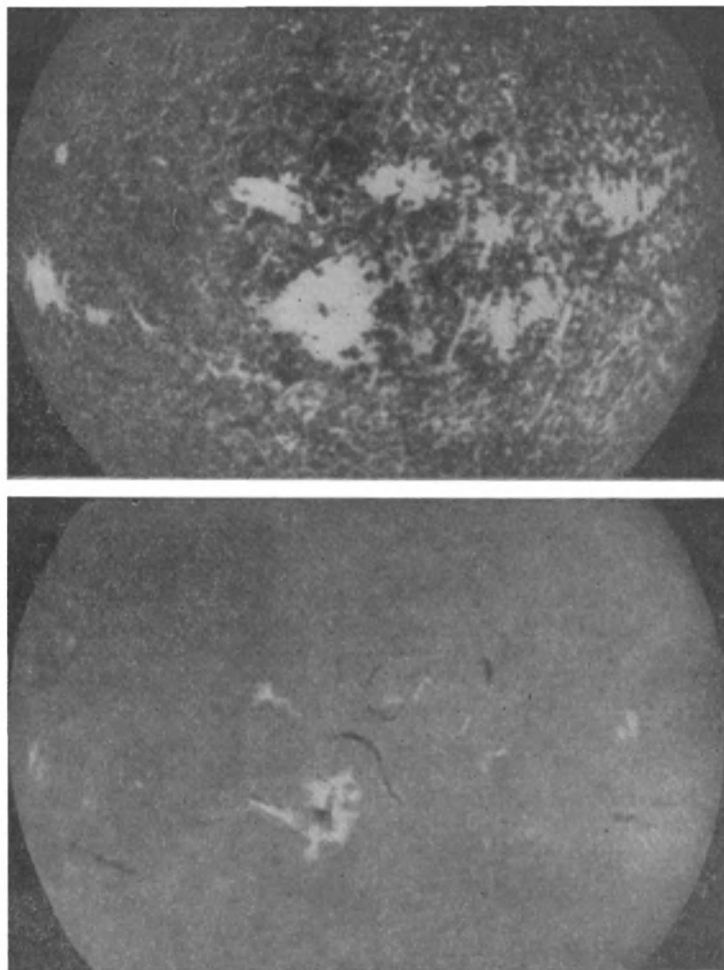


Рис. 42.

нижних слоев солнечной атмосферы. Кроме того, имеются данные излучение водородных флоккулов формируется на разных уровнях, т. е. излучение в H_α выходит из более внешних слоев, чем излучение в H_γ , H_δ . Э. Р. Мустель [49] подробно рассмотрел вопрос о высотной локализации флоккулярного излучения в различных линиях бальмеровской серии, изучая в какой степени избыточное излучение в центре линий H обусловлено хромосферой. Произведя сравнение числа избыточных квантов, которые излучаются в центре линии H_α , с числом квантов, излучаемых непосредственно хромосферой, он заключает, что уже хромосфера может создать избыточное излучение, сравнимое с тем, которое получается из наблюдений. Таким образом излучение флоккулов в линии H_α полностью обусловлено хромосферой, тогда

как для других линий, начиная с H_γ , будет иная картина. Роль хромосферы в образовании линий H_γ , H_δ , H_ϵ незначительна, и излучение в этих линиях обусловлено внешними слоями фотосферы. Поскольку эффективный уровень флоккулярного излучения находится для различных балмеровских линий на различных высотах, то соответственно механизмы свечения для разных балмеровских линий могут быть разными. Для возбуждения свечения флоккулов в H_α и H_β можно указать два механизма: 1) возбуждение электронным ударом, 2) рекомбинации. Рассматривая эти механизмы и считая, что электронная температура во флоккулах ниже $7000-8000^\circ$, Э. Р. Мустель [49] приходит к выводу, что главную роль в возбуждении играют рекомбинации. Расчеты показывают, что при $T_e < 7000^\circ$ одни только рекомбинационные процессы обеспечивают излучение флоккула в линии H_α . При $T_e = 7500^\circ$ возбуждение электронным ударом оказывается столь же эффективным, как и рекомбинации.

Используя более надежные данные о населенностях уровней водорода, В. А. Крат и Т. В. Крат [37] вычислили отношения интенсивностей линий H_α , H_β и H_γ и сравнили их с наблюдениями. Применяя к этим линиям формулы, полученные для квазиоднородной двухкомпонентной модели флоккула, они нашли, что балмеровский декремент флоккулов должен быть очень крутым. Поэтому интенсивность флоккула в H_β мала, а в H_γ флоккулы уже не наблюдаются.

Детальное исследование кальциевых флоккулов произведено Э. Р. Мустелем [50]. Выполненные расчеты показывают, что возбуждение линий H и $K\text{ Ca}^+$ во флоккулах обусловлено электронным ударом. Рекомбинации не играют существенной роли. Если считать, что кальциевые и водородные флоккулы светятся в одном и том же месте, то линия H во флоккулах при наличии рекомбинационного свечения была бы на три порядка ярче линии K , чего в действительности нет. Кроме того, расчеты показывают, что число квантов, излучаемых в линиях H и K , оказывается значительно большим, чем это могут дать одни рекомбинации. Наконец, сравнивая теоретические интенсивности линий $\lambda\ 3737$ и $\lambda\ 3706\text{ Ca}^+$, с одной стороны, и линий H и $K\text{ Ca}^+$, с другой, в случае чисто рекомбинационного механизма можно получить, что линия излучения $\lambda\ 3706$ должна быть всего в четыре раза слабее линии H , тогда как наблюдения показывают полное отсутствие излучения в $\lambda\ 3706$ даже в случаях очень большой интенсивности линий H и K . Таким образом, механизмы свечения кальциевых и водородных флоккулов различны, что находится в полном соответствии с общим различием в общем характере кальциевых и водородных спектрогелиограмм.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ IV

1. Menzel D. H., Lick. obs., Publ., 17, 1, 1931.
2. Mitchell S. A., ApJ. 105, 1, 1945.
3. Wildt R., ApJ 105, 36, 1947.
4. Cillie G. G., Menzel D. H., Harvard Circ. № 410, 1935.
5. Pannekoek A., Minnaert M. G., Vetn. Akad. Amsterdam 13, № 5, 1928.
6. Вязаницын В. П., Изв. ГАО № 156, № 160, 1957.
7. Крат В. А., Изв. ГАО № 147, 1951.
8. Lindblad B., Kristensen H., Stockholm. obs. Nederlandes № 77, 1953.
9. Athay G. R., Billings D. E., Evans J. W., Roberts W. O., ApJ 120, 94, 1954.
10. Houtgast J., Zvann C., Convegno Volta, стр. 68, 1953.
11. Крат В. А., Крат Т. В., Изв. ГАО № 153, 1956.
12. Крат В. А., Крат Т. В., Изв. ГАО № 155, 1956.
13. Unsöld A., ApJ 69, 209, 1929, Zs. f. Ap. 3, 77, 1931.
14. Перепелкин Е. Я. и Мельников О. А., Изв. ГАО № 122, 1935.
15. Вязаницын В. П., Цирк. ГАО № 16, 1935.

16. Mitchell S. A., Williams E. T. E., ApJ 77, 1, 1933.
 17. Mitchell S. A., Eclipses of the Sun., New York, 1951.
 18. Woolley R. v. d. R. and Allen C. W., MN 108, 292, 1948.
 19. Minnaert M., Milders I. F. M., Hautgast J., Photometric Atlas of the Solar Spectrum, Amsterdam, 1940.
 20. Pannekoek A., BAN 4, 263, 1928.
 21. Held E. F. M., v. d., Zs. Physik 70, 508, 1931.
 22. Cillie G. G., MN 92, 823, 1932.
 23. Redman R. O., Convegno Volta, стр. 72, 1953.
 24. Redman R. O., MN 102, 134, 1942.
 25. Inglis D. K. and Teller E., ApJ 90, 439, 1939.
 26. Giovanelli, Australian Journ. Sci. 1, 275, 289, 305, 306, 1948.
 27. Hagen G. P., Spectial Suppl. to Journ. Atmosph. Terr. Phys. стр. 353, 1956.
 28. Voltjer L., BAN 12, 165, 1954.
 29. Athay R. G., Menzel D. H., ApJ 123, 285, 1956.
 30. Шкловский И. С., Кононович Э. В., Астрон. журн. 35, 37, 1958.
 31. Крат В. А., Крат Т. В., Правдюк Л. М., Изв. ГАО 4, 156, 60, 1956.
 32. Крат В. А., Соболев В. М., Изв. ГАО № 160, 116, 1957.
 33. Roberts W. O., ApJ 101, 136, 1945.
 34. Michard R., Contrib. Inst. Astrophys., Paris, Ser. A, № 189, 1955.
 35. Smith, ApJ 126, 529, 1957.
 36. Athay G. R., Ann. Astrophys. 21, 98, 1958.
 37. Крат В. А., Крат Т. В., Изв. ГАО № 167, 6, 1961.
 38. Woolley R. v. d. R., Allen C. W., MN RAS 110, 358, 1950.
 39. Violet T., Rense W. A., ApJ 130, 954, 1959.
 40. Иванов-Холодный Г. С., Никольский Г. М., Астрон. журн. 38, № 1, 45, 1961.
 41. Milne E. A., MN 84, 354, 1924; 85, 111, 1924; 86, 8, 1925; 86, 459, 528, 1926; 88, 188, 493, 1928.
 42. Macgregor W. H., MN 89, 483, 718, 1929.
 43. Thomas R. N., ApJ 108, 130, 142, 1948; 109, 480, 1949; 111, 1, 1956.
 44. Schwarzschild M., ApJ 107, 1, 1948.
 45. Biermann L. und Bruggencate P. ten, Veröff. Cöttingen № 83, 1947; Biermann L., Naturwiss. 33, 118, 1946.
 46. Мустель Э. Р., Изв. КрАО 2, 98, 1948.
 47. Alfvén L., MN 107, 211, 1947; Cosmical Electrodynamics, Oxford, 1950.
 48. Дубов Э. Е., Изв. КрАО 15, 121, 1955.
 49. Мустель Э. Р., Изв. КрАО 11, 102, 1954.
 50. Мустель Э. Р., Изв. КрАО 9, 25, 1952.
-

ГЛАВА V

ПРОТУБЕРАНЦЫ

§ 30. Исторические замечания. Протуберанцы были открыты в прошлом веке, когда астрономы впервые обратились к физическому изучению солнечных затмений. Во время затмения 8 июля 1842 г. в Южной Европе, в наблюдении которого приняли участие виднейшие астрономы и физики того времени (Араго, О. Струве, Эри и др.), протуберанцы были зарегистрированы всеми наблюдателями и вызвали большой интерес, но также и горячие споры о том, принадлежат ли они (а также корона) Солнцу или Луне или просто являются оптическим обманом. Оживленная дискуссия продолжалась несколько лет, и только после повторного наблюдения протуберанцев во время затмения 28 июля 1851 г. в Швеции и Норвегии большинство астрономов пришло к правильному решению о принадлежности протуберанцев Солнцу и их газообразной природе. Всякие сомнения окончательно исчезли, когда Секки и Делару во время затмения 18 июля 1860 г. в Испании впервые с успехом применили фотографию. Помимо ряда новых сведений о протуберанцах, Секки обнаружил на своих снимках существование слоя, названного затем хромосферой, охватывающего все Солнце и состоящего из того же светящегося материала, что и протуберанцы.

Особенно важный этап в истории исследования протуберанцев отмечает собой знаменитое солнечное затмение 18 августа 1868 г., когда к наблюдениям затмения с успехом был применен спектроскоп. Всеми наблюдателями (Жансен, Дж. Гершель, Теннан, Погсон и Райе) были получены в общем согласные результаты о спектре протуберанцев, причем было установлено, что протуберанцы представляют собой массы нагретого газообразного материала, главной составной частью которого является водород. Обнаруженная в спектре протуберанцев яркая желтая линия была позднее приписана Локьером неизвестному на Земле элементу, названному им гелием, который, как известно, и был открыт в 1895 г. Рамзаем. Тогда же Жансен и Локьер независимо установили возможность наблюдать спектр протуберанцев помимо затмения и даже измерить высоту и зарисовать форму протуберанца, последовательно смещая солнечное изображение относительно щели спектроскопа. Локьер спектральными методами также обнаружил хромосферу.

Однако в 1869 г. Хэггинс указал и впервые применил на практике более простой способ наблюдения протуберанцев, а именно в расширенную щель спектроскопа — способ, вошедший затем во всеобщее употребление.

С тех пор были начаты систематические визуальные наблюдения протуберанцев в широком масштабе — измерения их положений, высот, площадей, изучение их форм и движений. Большие ряды наблюдений были получены в Италии, Швейцарии, Венгрии, Англии, Индии, Китае и других странах.

С развитием фотографии совершенствовалась методика фотографического наблюдения протуберанцев. Возможности изучения протуберанцев, доставляемые спектрографом, значительно возросли с изобретением спектрогелиографа, который не только позволил получать большие и отчетливые снимки

протуберанцев в эмиссии на солнечном крае, но также наблюдать их на диске в поглощении в виде темных *волокон*. Продолжительность непрерывных наблюдений протуберанцев увеличилась: вместо 1—2 дней на краю стало возможным проводить наблюдения в течение почти 2 недель на краю и диске. Ценным дополнением к спектрогелиографу явился спектрогелиоскоп, который был окончательно разработан Хейлом в 1924 г. В послевоенные годы для наблюдений Солнца в монохроматическом свете и, в частности, для наблюдений протуберанцев стал широко применяться также интерференционно-поляризационный фильтр (ИПФ), изобретенный Лио. Наконец, исключительно важное значение для исследования протуберанцев, особенно движений протуберанцев, приобрел метод киносъемки, впервые примененный для этой цели обсерваторией Мак-Маса (США) в конце 1930-х годов и с тех пор получивший широкое распространение. В Советском Союзе киносъемка протуберанцев проводится на Крымской астрофизической обсерватории непрерывно с 1948 г.

При изучении протуберанцев мы сталкиваемся с совокупностью чрезвычайно сложных и богатых по своему физическому содержанию явлений. Одной из наиболее существенных характеристик протуберанцев являются их разнообразные движения. Эти исследования в текущем столетии в значительной мере связаны с именем Петтита, который на протяжении трех десятилетий получил в Йеркской и Маунт-Вилсоновской обсерваториях большой материал о формах и движениях протуберанцев на солнечном крае и нашел ряд новых фактов и закономерностей. Большой вклад был внесен обсерваторией Мак-Маса, основанной в 1937 г. и в первые годы целиком посвятившей себя исследованию протуберанцев. Важные сведения были доставлены наблюдениями на диске. В частности, были обнаружены связи протуберанцев с яркими водородными флоккулами и солнечными пятнами, значительно способствовавшие пониманию развития и природы этих образований *).

§ 31. Статистические данные. Среднее годовичное число или средняя суммарная площадь ежедневно наблюдаемых протуберанцев на краю солнечного диска меняются с фазой 11-летнего солнечного цикла. Систематические наблюдения и статистические исследования этого индекса солнечной активности проводятся в настоящее время на многих обсерваториях **).

Кривая изменения числа всех протуберанцев (или их суммарной площади) со временем аналогична соответствующей кривой для солнечных пятен (рис. 43). При измерении площадей протуберанцев за единицу принимается площадь, равная произведению 1° (гелиоцентрического) вдоль края солнечного диска на $1''$ (геоцентрическую) перпендикулярно краю. В табл. 1 приводятся среднегодовые площади протуберанцев для нескольких солнечных циклов (годы максимумов и минимумов солнечной активности). Таблица показывает, что изменение количества протуберанцев в течение 11-летнего цикла выражается менее отчетливо, нежели изменение количества пятен:

Таблица 1

Минимум	1913	122	1923	384	1932	350	1944	274	1954	377
Максимум	1917	1187	1926	1285	1938	1145	1948	2047	1958	—

*) Указания на литературу о протуберанцах содержит также монография Вальдмейера [1].

**) Результаты регулярно публикуются в нескольких изданиях: Astron. Mitt. Eidgen. Sternw., Zürich; Osserv. e Mem., Arcetri-Firenze; Kodaikanal obs. Bulletin; бюлл. «Солнечные данные» (Пулковская обсерватория и Комиссия по исследованию Солнца АН СССР).

площади протуберанцев в максимуме превышают приблизительно в 4 раза площади в минимуме, тогда как соответствующее отношение для относительных чисел пятен составляет около 20. Отношение площади протуберанцев к относительному числу пятен во время максимума составляет около 12, во время минимума — около 60.

Протуберанцы наблюдаются на всех гелиографических широтах, но их широтное распределение не является равномерным. Оно имеет, в отличие от распределения пятен, два максимума в каждой полусфере Солнца. Активность в низкоширотной или главной зоне протуберанцев развивается параллельно активности пятен, причем средняя широта этой зоны непрерывно смещается к экватору от $\varphi \approx 30-40^\circ$, где протуберанцы появляются примерно за 3 года до максимума пятен или начала цикла, до $\varphi \approx 17^\circ$ в конце цикла, оставаясь всегда примерно на 10° выше широты зоны пятен. Однако зона протуберанцев не столь резко ограничена, как зона пятен, простираясь

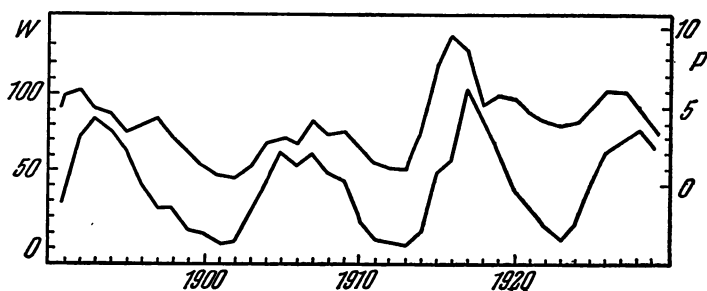


Рис. 43.

в начале цикла от экватора до $\varphi \approx 60^\circ$. Максимум протуберанцев главной зоны совпадает по времени с максимумом пятен, затем активность в этой зоне убывает одновременно со спадом активности пятен, и приблизительно за 1 год до минимума пятен протуберанцы главной зоны исчезают. Активность в высокоширотной или полярной зоне проявляется примерно через 3 года после максимума пятен на широте $45-50^\circ$ (не обязательно одновременно в обоих полушариях Солнца) и продолжается до минимума пятен приблизительно на постоянном уровне, причем широта зоны за это время не изменяется заметно. Во время минимума пятен активность в полярной зоне также убывает, а затем начинает возрастать, одновременно смещаясь к высоким широтам, достигает наибольшей величины примерно через 3 года после минимума пятен и снова убывает. Во время максимума пятен активность доходит до полюсов, после чего имеет место временное исчезновение протуберанцев на высоких широтах. Ввиду относительного смещения фаз активности главной и полярной зон протуберанцев амплитуда изменения общего обилия протуберанцев несколько снижается.

Граница между полярной и главной зонами проходит примерно на широте 40° , хотя строгое разграничение обеих зон представляется затруднительным. Частоты протуберанцев на низких и высоких широтах относятся приблизительно, как 6 : 4.

Аналогичный закон широтного распределения и изменения этого распределения со временем показывают также волокна на диске.

Согласно Вальдмейеру, в главной зоне часто можно различить тонкую структуру, выражающую наличие двойного максимума, причем более слабый из них совпадает с зоной солнечных пятен, а более сильный смещен на $10-15^\circ$ к полюсу.

Представляет интерес распределение протуберанцев по высоте. Согласно ожиданию, менее высокие протуберанцы встречаются чаще, чем более

высокие. Так, 78% протуберанцев имеют высоты в интервале 30—60", 16% — 60—90", 4% — 90—120" и 2% — выше 120" [2]. Закон распределения по высоте зависит, по-видимому, от гелиографической широты.

§ 32. Волокна. Наблюдаемые на солнечном крае в эмиссии протуберанцы на диске обнаруживаются в поглощении. В этом случае на спектрогелиограммах диска в линиях H и K CaII или H_{α} они представляются в виде вытянутых темных образований, называемых *волоками*, а иногда в виде темных бесформенных пятен. На рис. 44 приводятся фотографии двух волокон. Вверху слева направо — волокно 13 июля 1926 г. в свете H_{α}

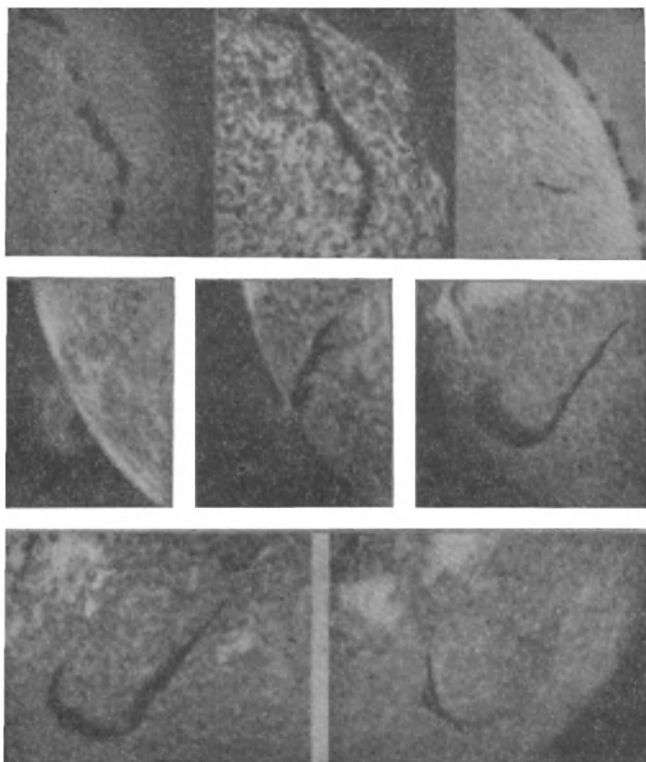


Рис. 44.

и K₃ CaII и 16 июля 1926 г. в свете K₃. В середине и внизу — фотографии большого волокна, наблюдавшегося от восточного (26 августа 1929 г.) до западного края (3 сентября 1929 г.), в свете K₃. Наблюдения протуберанцев также в поглощении значительно расширяют возможности изучения этих образований.

В 1930-х годах Ньютон по наблюдениям на спектрогелиоскопе дал предварительную классификацию темных флоккулов, устанавливающую общее соответствие различных по виду и поведению флоккулов типам протуберанцев на краю по Петтиту (см. § 33).

Измеряя высоту протуберанца на краю диска, а также длину соответствующего волокна в центральном меридиане и его толщину там, где оно кажется наиболее узким, получают все основные размеры протуберанца. Согласно Петтиту, средние размеры протуберанцев (преимущественно спокойных, которые составляют большинство) равны: толщина 10 000 км

(6000—12 000 км), длина 200 000 км (60 000—600 000 км), высота 50 000 км (до 100 000 км).

Возникновение и развитие волокон главной зоны было подробно исследовано д'Азамбужа. Волокно появляется в активной области внутри зоны пятен и затем начинает перемещаться в более высокие широты, вырастая со стороны полюса и исчезая с экваториальной стороны, причем длина его увеличивается. При перемещении волокно, благодаря убыванию угловой скорости вращения Солнца с широтой, все более деформируется, уклоняясь от направления меридианов, и для широт выше 45° располагается

Таблица 2

φ	θ	φ	θ	φ	θ
0—5°	85°	20—25°	44°	40—45°	18°
5—10	82	25—30	43	45—50	16
10—15	71	30—35	34	50—55	16
15—20	60	35—40	26	55—60	9

вдоль параллели. В табл. 2 приводятся значения угла наклона оси волокна θ для различных значений широты (в среднем из наблюдений в Медоне и Кодайканале). Известно, что уже при появлении волокна оно показывает деформацию, соответствующую искажению меридиана дифференциальным

вращением за время 20 дней, откуда можно заключить, что такой срок протекает от возникновения волокна до его видимости.

Волокно может в течение дней и недель находиться в спокойном состоянии, не меняя заметно формы, но нередко наблюдается переход без видимой причины в активную стадию, длящуюся от нескольких минут до многих часов, когда возрастают скорости, образуются потоки материи из протуберанца в хромосферу, форма сильно изменяется. Затем протуберанец успокаивается и принимает опять примерно ту же самую форму.

Протуберанец может исчезнуть различно: постепенное его увядание; перетекание материала в пятна и центры притяжения; переход в активное и затем эруптивное состояния, когда протуберанец отрывается и улетает в пространство. Последний случай Вальдмейер считает нормальной конечной стадией для больших волокон (спокойных протуберанцев).

Замечательным является факт избегания волокнами солнечных пятен и факелов: при появлении вблизи пятна волокно быстро исчезает.

§ 33. Классификация протуберанцев. Чрезвычайное разнообразие внешнего вида и поведения протуберанцев, с одной стороны, и накопление громадного наблюдательного материала в этом отношении, с другой стороны, неизбежно выдвинули вопрос о классификации протуберанцев. На основе многолетних визуальных и спектрогелиографических наблюдений Петтит в начале 1930-х годов разработал известную эмпирическую классификацию, вошедшую затем во всеобщее употребление. Дальнейшее развитие эта классификация получила с применением к наблюдениям протуберанцев кинотехники. Хотя к настоящему времени классификация Петтита, по-видимому, отчасти устарела, в целом она еще вполне соответствует современному состоянию исследований протуберанцев, особенно в описательном отношении.

Все видимое многообразие протуберанцев укладывается в классификации Петтита в шесть достаточно хорошо дифференцированных классов [3]: I — активные, II — эруптивные, III — типа солнечных пятен*), IV — торнадо, V — спокойные и VI — корональные протуберанцы. Эти основные классы разделяются в свою очередь на подклассы. Для наглядности на рис. 45 схематически показаны протуберанцы всех типов и указаны отноше-

*) Англ. «sunspot prominences»; в русской литературе пока не принято достаточно удобного сокращенного названия.

ния между ними. Действительные формы протуберанцев весьма разнообразны, и нами приведены лишь наиболее общие или типичные для каждого случая.

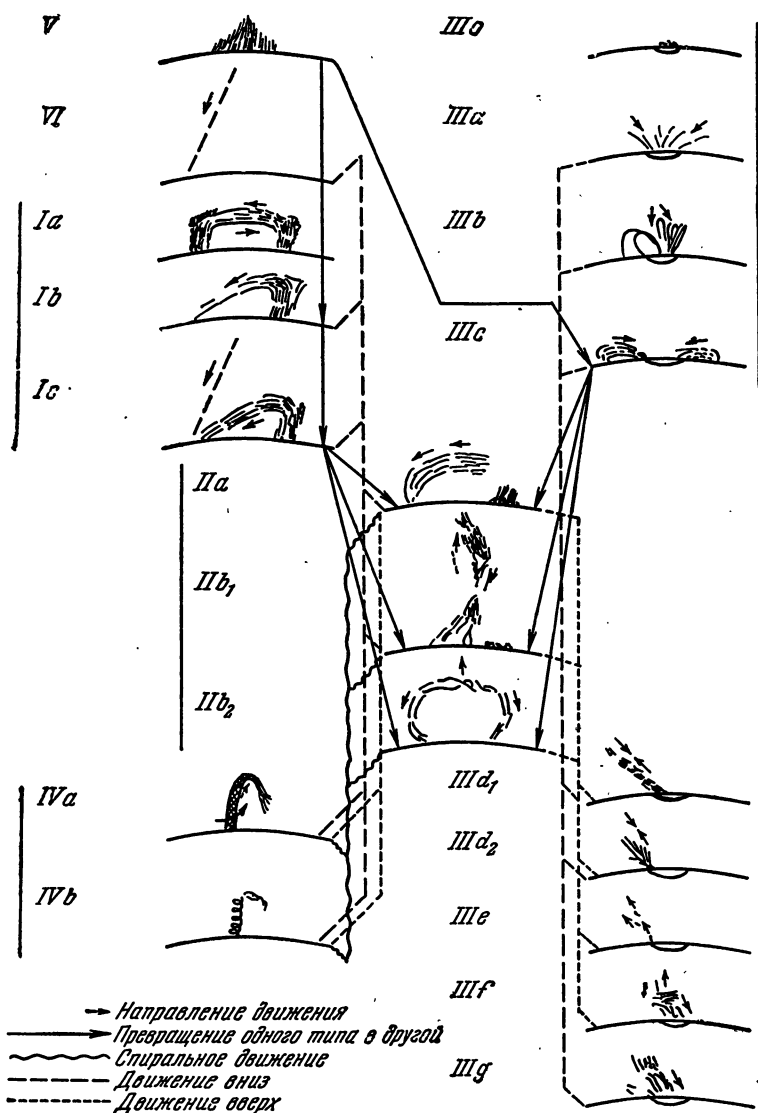


Рис. 45.

Классификация Петтита основана на рассмотрении следующих характеристик протуберанцев: связь с солнечными пятнами, происхождение, движение и структура.

По первому признаку все протуберанцы разделяются на две группы: связанные и не связанные с пятнами (см. рис. 45). Последние обычно связаны с «центрами притяжения», не отмеченными каким-либо видимым образованием на солнечной поверхности.

Прежде считали, что все протуберанцы возникают из хромосферы, но теперь известно, что это может быть справедливо лишь для некоторых типов, другие же возникают в корональном пространстве или развиваются из про-

туберанцев другого типа. Так, спокойный протуберанец может развиваться в активный, в корональный активный, а последний — в эруптивный. Соответствующие последовательности указаны на рис. 45 стрелками, соединяющими протуберанцы различных типов.

Движения могут быть такого рода: переносное движение протуберанца в целом; движение внешних струй или *стримеров* (в виде лучей или полос) от протуберанца в хромосферу (к центру притяжения или площади пятен) или в другой протуберанец; движение *узлов* *) вдоль стримера (иногда вдоль пути, не обозначенного стримером); внутренняя турбулентность; закручивание в виде спирали. Некоторые общие кинематические характеристики (закручивание книзу или движение вверх) указаны на рис. 45 различными линиями (волнистой, прерывистой, пунктиром), соединяющими соответствующие типы протуберанцев. Движения протуберанцев и их структура тесно связаны между собой.

Дадим описание отдельных типов протуберанцев. При этом, следуя Петтиту, сначала рассмотрим класс спокойных протуберанцев, ибо такой порядок наиболее соответствует последовательности развития.

К л а с с V. С п о к о й н ы е п р о т у б е р а н ц ы. Название указывает на слабую активность, наличие лишь незначительных изменений в форме, положении или структуре от минуты к минуте. Сопоставление спектрогелиограмм, полученных через интервалы 4—5 минут при хороших изображениях, а также кинозаписи позволяют обнаружить внутренние турбулентные движения со скоростями 5—10 км/сек. Характерной чертой является отсутствие стримеров, что указывает на отсутствие возмущений со стороны центров притяжения.

Спокойные протуберанцы, наблюдаемые на солнечном крае, по своей форме наиболее часто напоминают стог сена. Форма остается практически неизменной в течение часов. Наилучшие образцы этого класса обнаруживают структуру в виде частотола, чего никогда не наблюдается у активных протуберанцев (класс I). На солнечном диске они часто видимы как темные извилистые волокна. При возникновении на низких широтах волокна располагаются вдоль солнечных меридианов, но с продвижением к полюсам их ориентировка меняется вследствие солнечного вращения, и на широтах выше 45° они направлены вдоль параллелей. Поэтому протуберанцы на краю диска, вблизи экватора, показывают максимум структурных деталей, тогда как в более высоких широтах они вследствие перспективы уподобляются по форме стогу сена.

Поскольку активность протуберанца служит признаком его предстоящего разрушения, то не случайно, что спокойные протуберанцы отличаются большой продолжительностью жизни, измеряемой днями, а иногда даже месяцами. Волокна существуют в среднем около четырех оборотов Солнца.

К л а с с I. А к т и в н ы е п р о т у б е р а н ц ы. Наиболее распространенный тип протуберанцев. Встречаются на всех широтах от полюса до полюса, но чаще всего в зоне солнечных пятен. Часто развиваются из спокойных протуберанцев, иногда переходят в эруптивный тип.

Активные протуберанцы имеют вид массы переплетающихся волокон, будучи как бы разрываемыми соседним центром притяжения. Обычно соединены с хромосферой и являются источником стримеров, идущих в один или несколько центров притяжения. Почти всегда материал протуберанца отрывается от его вершины скорее, чем от нижних частей, лежащих ближе

*) Узлом называют материал протуберанца, отличающийся своим контуром независимо от того, находится ли он в стримере или, будучи изолированным, движется по траектории, в которой нет другого светящегося материала. Напротив, *конденсация* — яркое пятно света в протуберанце или стримере, отличающееся лишь большей яркостью.

к центру притяжения. Сказанное относится к о б ы ч н ы м а к т и в н ы м протуберанцам (тип Ia).

Много реже встречаются взаимодействующие активные протуберанцы (тип Ib), т. е. два или (реже) несколько протуберанцев, соединенные стримерами, по которым движется материал от одного к другому. Иногда компонентом служит протуберанец типа торнадо. В отдельных случаях, когда два протуберанца соединены двумя стримерами, было определенно установлено, что движение газов в этих стримерах происходит в противоположных направлениях, т. е. имеет место взаимообмен материалом между протуберанцами.

Образованию узлов и стримеров предшествует повышенная активность части протуберанца, причем несколько клочков протуберанца вытягиваются в одинаковом направлении. Затем конец клочка отделяется, образуя узел, или удлиняется и образует стример, движущийся в хромосферу. Одновременно может образовываться несколько таких стримеров, которые, двигаясь к хромосфере, сходятся примерно в одну и ту же точку последней. Диаметр этих центров притяжения, обычно сравнимых по размеру с большим пятном или малой группой пятен, редко превосходит 3° .

Длины стримеров весьма различны — от нескольких тысяч километров в малых активных протуберанцах до сотен тысяч километров в эруптивных протуберанцах, ширина 500—1000 км, редко 4000—5000 км.

К л а с с II. Э р у п т и в н ы е п р о т у б е р а н ц ы. Согласно определению Петтита, это суть протуберанцы, которые поднимаются из хромосферы в более или менее вертикальном направлении и рассеиваются в пространстве на громадных высотах. При этом они исходят не непосредственно из хромосферы, а из протуберанцев типа I или III (активных типа солнечных пятен).

Развитие эруптивного протуберанца обычно начинается с образования центра притяжения вблизи спокойного протуберанца, в который вещество из спокойного протуберанца двигается в виде изогнутых стримеров. Если центр притяжения слабый, то этот процесс может длиться, пока все вещество протуберанца не возвратится таким образом в хромосферу. Если, однако, сила притяжения в центр быстро возрастает, то стримеры в виде дуг или арок, двигаясь к нему, часто начинают перескакивать его; протуберанец затем отрывается и может быть быстро втянут в центр притяжения вдоль дуговых стримеров. Эти так называемые квазиэруптивные протуберанцы (IIa) есть связующее звено между классами Ib или IIIc и собственно эруптивными протуберанцами (IIb). Если притяжение возрастает еще более быстро, дугообразные стримеры поднимаются, пока обе ветви — восходящая и нисходящая — не будут почти параллельными, и весь протуберанец станет удаляться в более или менее вертикальном направлении. Аналогичный эффект наблюдается, если вместо центра притяжения вблизи находится солнечное пятно, хотя этот случай встречается значительно реже. В течение всей эрупции протуберанец посылает стримеры к центрам притяжения, даже предпочтительно к близлежащему пятну, причем в ранней стадии эрупции число их значительно, но в более поздней и конечной стадиях видны лишь два-три стримера.

Различают две разновидности эруптивных протуберанцев, характер движения которых тем не менее является общим. В одном случае (тип IIb₁) движется вверх отдельное облако, которое по мере подъема выпускает стримеры вниз к хромосфере. В другом случае (IIb₂) протуберанец имеет форму дуги, вершина которой подымается, а вся дуга расширяется, причем имеет место движение материала вниз вдоль обеих ветвей дуги.

Все части эруптивного протуберанца не движутся с той же скоростью, и иногда отдельные части имеют скорости, радикально отличные от скорости

главного тела. Одним из интересных феноменов являются *вторичные извержения* — выбросы изолированных масс газа из протуберанца, движущиеся с очень большими скоростями, превышающими скорость главного тела.

Уже ранние наблюдатели заметили, что скорость вертикального движения эруптивных протуберанцев возрастает со временем или, что то же, с высотой подъема. В дальнейшем Петтит нашел, что это движение подчиняется двум следующим законам: 1) движение равномерное, но время от времени имеет место скачкообразное возрастание скорости; 2) новая скорость после такого скачка есть небольшое целое кратное предыдущей скорости, иногда второй предыдущей скорости *).

Эти законы были получены Петтитом на основании графиков, представляющих измеренные высоты эруптивного протуберанца (ординаты) в отдельные моменты времени (абсциссы). Чтобы результаты были достаточно убедительными, необходимо обеспечить возможно более частые экспозиции, что, между прочим, было затруднительно со старым типом спектрогелиографа. Применение киносъемки позволило уменьшить промежутки между экспозициями до 1 минуты и менее. Было установлено, что движения узлов и стримеров в пятна и центры притяжения и движения квазиэруптивных протуберанцев также следуют этим законам. Однако все попытки объяснения законов Петтита оказались безуспешными, в связи с чем возникли сомнения в их реальности. Специально исследовавший этот вопрос Пан Пу в 1939 г. пришел к выводу, что эти законы были получены лишь благодаря употреблению Петтитом и его последователями неточного метода, основанного единственно на применении графиков «высота — время».

Обычные скорости эруптивных протуберанцев составляют десятки и даже сотни километров в секунду. Рекордным в отношении достигнутой скорости является протуберанец, записанный в обсерватории Мак-Мас — Халберт 17 сентября 1937 г. Он появился сначала как протуберанец типа IIIc над большой группой пятен в стадии ее увядания и наблюдался до высоты 1 000 000 км, когда он достиг скорости 728 км/сек, т. е. больше скорости отрыва от Солнца, а затем вышел из поля зрения кинокамеры.

Наибольшие наблюдаемые высоты подъема для большинства эруптивных протуберанцев заключены в пределах 100 000—500 000 км. Максимальных высот достигли протуберанцы 20 марта 1933 г. близ северного полюса Солнца — 1 550 000 км, или 1,12 солнечного диаметра, и 4 июня 1946 г. — 1 703 000 км, или 1,22 солнечного диаметра.

Продолжительность жизни эруптивных протуберанцев изменяется от нескольких минут до 10 часов и более.

Интересной чертой этих протуберанцев является быстрое угасание в конце эрупции, которое обычно есть дело нескольких минут, причем иногда совершенно исчезает очень блестящий перед этим протуберанец. В некоторых случаях протуберанец может завянуть лишь частично, а другая его часть продолжает подниматься. Явление быстрого увядания наблюдается также у квазиэруптивных протуберанцев по мере продвижения их в центр притяжения, а также у стримеров активных протуберанцев. Экстраординарная яркость, по-видимому, не встречается у эруптивных протуберанцев, по крайней мере пока скорости не превосходят 300—400 км/сек. Также нет определенных доказательств в пользу увеличения яркости фотосферы или хромосферы вблизи протуберанца перед или во время его эруптивной фазы.

Эруптивные протуберанцы (IIa и IIb) имеют распределение по гелиографической широте, схожее с распределением протуберанцев класса I. Они имеют максимум частоты в зонах солнечных пятен, однако наблюдаются и в

*) Последняя поправка была получена в обсерватории Мак-Мас — Халберт.

более высоких широтах и даже близ полюсов Солнца (как и центры притяжения).

Эти протуберанцы являются одним из редких типов. Принимая во внимание случайность, прежних наблюдений, зависимость от сезона и прочее, Петтит оценил фактическое их число на солнечной поверхности равным 400 в год около максимума пятен и 25—50 близ минимума.

К л а с с III. Протуберанцы типа солнечных пятен. Эти протуберанцы представляют особый интерес, ибо они служат индикатором активности в хромосфере и корональном пространстве над группой пятен или вблизи нее. Представляют собой редкий феномен, составляя примерно 1% всех протуберанцев. Появляются предпочтительно в ранней или поздней стадиях развития группы пятен, редко над одиночным пятном. В этом классе Петтит различает 9 подклассов. Характерным для некоторых из них (a, b, c, e) является движение материала, приходящего из окружающей хромосферы или коронального пространства, в область пятен. В других случаях (d, f) материал движется от области пятен, причем возвращается обратно к хромосфере по тому же пути или покидает хромосферу совершенно.

IIIo имеют вид яркой хромосферной шапки в несколько тысяч километров высотой и 20 000—40 000 км в диаметре, покрывающей группу пятен. Время жизни измеряется часами, иногда они существуют день и более. Большие группы пятен иногда сопровождаются двумя или тремя такими протуберанцами. В настоящее время многие из таких протуберанцев отождествляются с хромосферными вспышками.

IIIc (активные) — протуберанцы, иногда сопровождающие IIIa или (много реже) IIIb. Имеют многие характеристики протуберанцев типа I: посылают узлы и стримеры в пятна, могут развиваться в эруптивный тип и т. д.

III_d (возвратные) — временные повышения хромосферы над областью пятен с возвращением обратно к хромосфере по той же траектории без нарушения непрерывности. Напоминают морские волны, набегающие на берег. Могут быть в виде малых кусков или гигантских образований до 100 000 км и более величиной, которые поднимаются и оседают без видимой потери материала (III_d₁) или при оседании разрушаются (III_d₂). Продолжительность жизни от 10 до 20 минут для малых возвратных протуберанцев и немногим более 1 часа для наибольших. Выбрасываются под любым углом к вертикали. Над активной группой пятен иногда повторяются, возникая практически из одной точки.

IIIe (выбросы) — малые массы хромосферного материала, иногда выбрасываемые из очень активных областей пятен; покидают хромосферу и увядают не возвращаясь. Выброс часто под большим углом к вертикали. Некоторые имеют форму сферы 6000—7000 км в диаметре, некоторые — в виде коротких линий. Скорости скорее большие, чем средние. Интенсивности около 0,1 интенсивности хромосферы, часто на пределе зрения. Двигутся равномерно и прямолинейно, но время от времени скорость внезапно убывает.

III_f (вторичные выбросы) — очень малая часть протуберанца типа III, иногда выбрасываемая без возмущения остальной части. Может следовать почти в любом направлении независимо от движения породившего ее протуберанца.

О протуберанцах IIIa, b, g (корональные типа солнечных пятен) см. ниже.

К л а с с IV. Торнадо-протуберанцы. Имеют вид столбика спиральной структуры, напоминая плотно скрученную веревку или мелконарезной винт (тип IVa), большей частью от 5000 до 20 000 км в диаметре и от 25 000 до 100 000 км высотой. Наличие вращения подтверждается спектроскопически, причем оно происходит, согласно Петтит, по часовой стрелке в обоих полусферах Солнца. Типичной чертой является наличие

диффузного дымообразного столба, истекающего из вершины протуберанца и часто наклоненного к хромосфере, иногда касающегося ее. В отличие от торнадо на Земле, ни в одном случае не было обнаружено смещения протуберанца по географической широте; смещение по долготе исследовать трудно ввиду отсутствия прямого метода обнаружения этих объектов на солнечном диске. Разрушение их происходит, по-видимому, различно: при возрастании периферической скорости протуберанец взрывается подобно пылевому вихрю в пустыне; поднимается целиком и увядает подобно эруптивному протуберанцу; превращается в протуберанец активного типа.

Кроме описанных столбообразных торнадо, наблюдаются также протуберанцы этого класса, которые состоят как бы из отдельных скрученных стримеров (тип IVb). Они обычно не имеют дымообразного истечения из вершины. Протуберанцы типа торнадо относительно редки.

К л а с с VI. К о р о н а л ь н ы е п р о т у б е р а н ц ы. Видны как длинные, слегка искривленные стримеры, идущие из коронального пространства в центр притяжения. Они могут появляться на высотах около 150 000 км и движутся вниз с постоянной скоростью порядка 100—200 км/сек, причем с приближением к центру притяжения яркость их увеличивается. Редко существуют отдельно, а обычно связаны с активными (класс I) или типа солнечных пятен (класс III) протуберанцами. Последние случаи Петтит предпочитает классифицировать как подразделения соответствующих классов (Ic, IIIa, IIIb, IIIg): *корональные активные* (Ic) — появляются в последней стадии[†] развития обычного активного протуберанца, когда с ростом интенсивности центра притяжения стримеры из протуберанца становятся более многочисленными и наряду с ними в центр притяжения иногда входят стримеры из короны; *обычные корональные* типа солнечных пятен (IIIa) — группы сходящихся стримеров или отрезков стримеров, образующихся в корональном пространстве (обычно на высотах менее 75 000 км) над группой пятен и движущихся в площадь пятен; имеют скорости много меньшие, чем скорости корональных протуберанцев Ic. Иногда над активными группами пятен наблюдаются скопления стримеров в виде сходящихся дуг или замкнутых петель, напоминающих струи фонтана — так называемые *петлеобразные корональные* протуберанцы (IIIb). Иногда над группой пятен последовательно возникают светлые точки, которые затем соединяются в сплошное облако, из которого льются стримеры в площадь пятен. Эти протуберанцы — *корональные облака* (IIIg) — имеют тенденцию оставаться на той же высоте, но двигаться параллельно солнечной поверхности в направлении главных стримеров.

Подобно протуберанцам других классов, корональные протуберанцы могут быть фотографируемы в линиях, например, водорода и кальция. Их возникновение под влиянием развития центров притяжения свидетельствует о существовании в корональном пространстве хромосферных газов в невозбужденном состоянии, по-видимому, имеющих локализованное распределение. Многие из ярких корональных протуберанцев представляют собой хромосферные вспышки.

Описанные типы протуберанцев не охватывают полностью всего разнообразия этих образований; наблюдается еще ряд типов, пока недостаточно изученных. Так, если поверхностная яркость большинства протуберанцев в линии H_{α} составляет 5—10% яркости хромосферы на краю, то, с другой стороны, наблюдаются очень слабые стабильные протуберанцы, часто большого размера, видимые с монохроматором, яркость которых составляет лишь несколько процентов относительно обычных протуберанцев. Наблюдаются протуберанцы «водоворот», показывающие вращение в плоскости и (в отличие от типа IV) переносное движение; яркие протуберанцы в форме гриба, внезапно выпускающие спиральные рукава, которые растут в опре-

деленной плоскости и стремятся к центру притяжения, иногда достигая скорости 200 км/сек, и другие типы.

Классификация протуберанцев Петтита, несмотря на серьезные недостатки, в настоящее время еще в значительной мере удовлетворяет требованиям наблюдательной практики. Чисто эмпирический ее характер является ее достоинством: она позволяет просто описывать формы протуберанцев.

§ 34. Динамика протуберанцев. Движения протуберанцев являются существенной их характеристикой. Внешние формы, характер развития, продолжительность существования и другие свойства протуберанцев зависят от рода и степени их активности, т. е. тесно связаны с их движением. Поэтому вопрос о силах, определяющих внешние и внутренние движения протуберанцев, имеет особенно важное значение для выяснения природы этих образований. Эта проблема рассматривалась многими учеными, но пока еще не найдено удовлетворительного решения.

Уже самый факт существования протуберанцев в корональном пространстве, особенно спокойных протуберанцев, пребывающих длительное время в гравитационном поле Солнца без существенного изменения внешнего вида, наводит на мысль о присутствии в протуберанцах некоторой силы, компенсирующей силу тяжести. О том же свидетельствует, по-видимому, равномерное движение эруптивных протуберанцев (см. первый закон Петтита) и другие явления. Едва ли можно сомневаться в том, что сила, «поддерживающая» хромосферу (см. § 6), с одной стороны, и сила, «поддерживающая» спокойные протуберанцы, с другой стороны, тождественны по своей природе и имеют электромагнитный характер.

Другой интересный факт, обнаруживаемый наблюдениями, заключается в том, что различные элементы в протуберанцах находятся в хорошо перемешанном состоянии, т. е. разделение элементов отсутствует.

Вопрос о разделении элементов имеет давнюю историю, возникнув впервые в связи с теорией лучевого давления для хромосферы и протуберанцев. В пользу вывода о разделении элементов выдвигались различные аргументы: игравшее прежде большую роль разделение протуберанцев на обыкновенные и металлические, различие лучевых скоростей протуберанцев и высот хромосферы в различных линиях и пр. В дальнейшем была установлена несостоятельность этих аргументов. Так, проведенное Петтитом сравнение снятых во время солнечных затмений спектров обыкновенных и металлических протуберанцев со спектром вспышки показало, что во всех трех случаях имеет место одинаковый химический состав, а различие в общей яркости и в относительных интенсивностях линий обязано различию оптических толщин и различию условий степени возбуждения. Многочисленные сравнения форм протуберанцев в различных спектральных линиях не обнаружили каких-либо различий: при условии одинаковых фотографических плотностей изображений в этих линиях форма протуберанцев (вплоть до стримеров и тонких структурных деталей) оказывается всегда одинаковой, т. е. разделения элементов не существует.

А. Б. Северный и В. Л. Хохлова [4] на основании изучения движений протуберанцев по кинофильмам, полученным в лучах линии H_{α} водорода при помощи интерференционно-поляризационных фильтров, сделали вывод о том, что по характеру движения и изменения форм все протуберанцы можно разделить всего на три класса:

- 1) эруптивные (выбрасывание протуберанца или значительной части его из Солнца);
- 2) электромагнитные (активные), в которых происходят регулярные движения вдоль вполне определенных траекторий;
- 3) спокойные, которые характеризуются хаотическими движениями.

Наиболее часто наблюдаются протуберанцы 2-го и 3-го классов.

Наиболее редки эруптивные протуберанцы. Обычно этот тип протуберанцев образуется в результате развития спокойного протуберанца. Развитие начинается с возникновения больших лучевых скоростей, главным образом у основания протуберанца. Большая часть массы сначала медленно, затем быстрее поднимается, причем разные части протуберанца движутся почти равномерно с различными скоростями, испытывая временами быстрые изменения (чаще всего увеличения) скорости, которая иногда достигает значения 500—700 км/сек. Когда поднимающаяся масса протуберанца достигнет значительной высоты над поверхностью Солнца, от нее начинают отделяться узлы, а иногда и струи, которые движутся по направлению к Солнцу. Резкие изменения скорости при движении эруптивных протуберанцев являются реальными и составляют их характерную особенность (так называемый первый закон Петтита).

Эруптивные протуберанцы представляют собой особое явление быстрого развития, типа взрыва спокойных протуберанцев.

Электромагнитные протуберанцы характеризуются вполне упорядоченными, направленными движениями по определенным, чаще искривленным траекториям, с повторяемостью прохождения узлов и струй вдоль этих траекторий. В отличие от эруптивных протуберанцев, у них не наблюдается скачкообразного изменения скорости движения и движение узлов и струй происходит с постоянной скоростью на большей части траектории, т. е. законы Петтита не соблюдаются. Скорости имеют порядок нескольких десятков километров в секунду.

Как правило, направление движения в электромагнитных протуберанцах зависит от расположения «центров притяжения», которые чаще всего локализуются на поверхности Солнца и взаимодействующей массы протуберанца. Масса протуберанца может быть расположена как в хромосфере, так и в короне. Поэтому наряду с движением вверх (из хромосферы к «центру притяжения») по траектории, напоминающей дугу, существуют движения, направленные вниз (из короны к «центру притяжения»).

Основные свойства в движении этих протуберанцев дают основание утверждать, что природа этих движений связана с наличием магнитных полей в солнечной атмосфере. Вид траекторий весьма похож на вид силовых линий магнитного поля или одиночного полюса или диполя. Движения с постоянной скоростью вдоль искривленной траектории можно объяснить движением заряженных частиц в постоянном магнитном поле.

При изучении движений в спокойных протуберанцах правильнее было бы говорить не о движениях, а об изменениях. Протуберанцы этого типа имеют самые разнообразные, порой причудливые формы. Изменения в них протекают медленно, длятся часами и днями и состоят из неупорядоченных движений отдельных узлов, облаков и струй, а также из изменений формы структуры в целом, напоминая изменения земных облаков. Количественные измерения движений в них очень затруднительны. Сопоставление наблюдаемого распределения числа узлов по скоростям с максвелловским распределением показывает, что никакого совпадения нет. Это несоответствие функций распределения узлов по скоростям с обычной функцией статистической физики свидетельствует о том, что явление имеет характер турбулентных движений.

Исследования флуктуаций яркости спокойных протуберанцев, произведенные Э. Е. Дубовым [5] по кинофильмам в линии H_{α} , позволили определить некоторые параметры турбулентности. Оказалось, что во многих случаях узлы спокойного протуберанца можно трактовать как флуктуации плотности, хаотически разбросанные в поле изотропной турбулентности, причем энергия диссипации имеет порядок $5 \cdot 10^8$ эрг/град сек. Масштаб турбулентности равен примерно 10^9 см, а турбулентные скорости 10 км/сек.

§ 35. Спектр протуберанцев. Спектрофотометрические измерения. Помимо движений, основное значение в изучении физической природы протуберанцев имеют их спектры.

Спектр протуберанца, наблюдаемого на солнечном крае, т. е. в проекции на небо, есть линейчатый спектр излучения. Среди линий выделяются по яркости первые члены бальмеровской серии водорода, линии H и K ионизованного кальция и линия D₃ гелия. Во время полного солнечного затмения, когда рассеянный солнечный свет (фон неба, инструментальное рассеяние) понижается до минимума, становятся доступными наблюдению многие более слабые линии: около 40 бальмеровских и 26 пашеновских линий водорода, несколько линий нейтрального гелия и линия He⁺ 4686, линии нейтральных и ионизованных металлов (см. табл. 3).

Таблица 3

Элемент; λ , Å		Элемент; λ , Å		Элемент; λ , Å		Элемент; λ , Å	
Ti ⁺	3322,91	Mn ⁺	3482,95	Fe	4383,54	Fe ⁺ , Fe	5168,99
Fe ⁺ , Fe	3341,88	Ti ⁺	3685,25	Ti ⁺ , V	4395,43	Mg	5172,65
Ti ⁺	3349,00	Ti ⁺	3759,33	Ti ⁺	4443,85	Mg	5183,58
Ti ⁺	3349,41	Ti ⁺	3761,33	He	4471,54	He	5875,64
Ti ⁺ Sc ⁺	3361,24	Ti ⁺	3761,88	Ti ⁺ , Fe ⁺	4504,03	Na	5889,98
Ti ⁺	3372,84	He	3819,63	Ti ⁺ , Fe ⁺	4549,63	Na	5895,99
Ti ⁺	3383,84	Mg	3838,30	Ti ⁺	4563,76	He	6678,15
Ti ⁺ , Fe	3394,56	Fe	3859,87	Ti ⁺	4572,00	He	7065,18
Cr ⁺	3421,25	Ca ⁺	3933,90	Fe ⁺	4583,86	Ca ⁺	8498,06
Cr ⁺ , Fe	3422,71	Ca ⁺	3968,70	He ⁺	4695,63	Ca ⁺	8542,13
Fe	3440,62	He	4026,28	He	4713,15	Ca ⁺	8662,17
Fe	3441,01	Sr ⁺	4077,83	He	5015,68	Mg	8807
Mn ⁺	3441,97	Sr ⁺	4215,70	Fe ⁺	5018,44	—	—
Mn ⁺	3474,11	Ca	4226,74	Mg	5167,35	—	—

За пределом бальмеровской серии (λ 3646) наблюдается слабый комбинационный континуум, интенсивность которого, в согласии с теорией, убывает экспоненциально с возрастанием частоты. У наиболее ярких протуберанцев удастся наблюдать еще более слабый непрерывный спектр, имеющий распределение энергии по частотам, как в солнечном спектре, и обязанный рассеянию солнечного излучения свободными электронами.

В спектре спокойных протуберанцев наибольшее число линий принадлежит водороду и металлам, преимущественно ионизованным. Меньше линий нейтральных металлов, причем это главным образом линии, которым соответствуют сильные фраунгоферовы линии. Спектр эруптивных протуберанцев по своему характеру, по-видимому, не отличается от спектра спокойных протуберанцев. Для протуберанцев, связанных с солнечными пятнами, с другой стороны, характерно наличие сильных линий металлов (таких, как стронций, магний, натрий, титан, железо и пр.; также сильные линии гелия), ввиду чего эти протуберанцы часто называют также *металлическими*. Следует отметить, что у металлических протуберанцев в ряде случаев удавалось даже во внезапно возникших условиях наблюдать достаточно интенсивный непрерывный спектр. Однако различие в спектрах спокойных и металлических протуберанцев обязано, безусловно, не различию их химического состава, а скорее различию в условиях возбуждения и различию их оптических толщин. Сравнивая их спектры, полученные во время солнечных затмений, можно видеть, что спектр спокойных протуберанцев состоит главным образом из линий, имеющих интенсивности в шкале Митчелла для хромосферных линий выше 30, тогда как спектр металлических протуберанцев содержит и более слабые

линии, с интенсивностью < 15 . Различие линий в спектрах тех и других протуберанцев сводится весьма часто к различию интенсивностей, и это наиболее естественным образом может быть истолковано как различие в степени возбуждения и ионизации или различие в количестве излучающих атомов при наличии одинакового химического состава.

Наиболее значительные исследования спектров протуберанцев были произведены В. П. Вязаницыным [6], В. Н. Зуйковым [7], А. Б. Северным [8], Г. С. Ивановым-Холодным [9], Зириным [10], В. М. Соболевым [11], Тандберг-Хансенom и Зириным [12], [13], Е Ши-хуэем [14].

В результате накоплен довольно обширный спектрофотометрический материал, на основании которого получены сведения о физических характеристиках протуберанцев. Наибольший интерес представляют спектры в широком диапазоне длин волн, полученные со спектрографами достаточно большой дисперсии и разрешающей силы. Как отмечают все авторы, профили спектральных линий водорода и гелия в протуберанцах в подавляющем большинстве случаев имеют форму гауссианы. Самопоглощение часто играет роль не только для первых линий бальмеровской серии H_α и H_β , но сказывается вплоть до H_ϵ [14]. На рис. 46а и 46б представлены профили некоторых линий протуберанцев. На основании полуширин профилей различных линий можно получить сведения о кинетической температуре (собственно температуре газа), турбулентной скорости и населенности различных уровней.

Одним из методов определения кинетической температуры является метод, основанный на известной формуле

$$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{2RT_{\text{кин}}}{\mu}} + v_t^2, \quad (1)$$

где $\Delta\lambda_D$ — доплеровская полуширина линии, которая получается из наблюдаемой по формуле

$$\Delta\lambda_D = \frac{\Delta\lambda}{2\sqrt{\ln 2}}$$

($\Delta\lambda$ — полная ширина профиля на половине центральной интенсивности), μ — атомный вес, R — газовая постоянная, v_t — турбулентная скорость.

Формула (1) справедлива, если профиль создается только эффектом Доплера, что для протуберанцев подтверждено многими наблюдениями. Если считать, что турбулентные скорости атомов водорода, гелия и металлов одинаковы, то можно определить кинетическую температуру и турбулентную скорость, написав эту формулу для водорода и металлов или для гелия и металлов. Тогда из двух уравнений найдем два неизвестных ($T_{\text{кин}}$ и v_t). В. П. Вязаницын [6] показал, что турбулентные скорости атомов водорода и ионов кальция примерно одинаковы. Однако это нельзя считать твердо установленным для всех элементов. Кроме того, этот метод применим при условии, что возбуждение водорода и металлов или гелия и металлов происходит в одних и тех же областях. Это условие не всегда соблюдается. Определения $T_{\text{кин}}$ и v_t , произведенные разными авторами, сильно различаются, что свидетельствует о разнообразии физических условий в протуберанцах. Для примера следует привести значения v_t и $T_{\text{кин}}$, полученные некоторыми авторами для водорода.

По данным В. П. Вязаницына [6] турбулентная скорость равна 10 км/сек, а кинетическая температура $5200^\circ \pm 2800^\circ$, В. Н. Зуйкова [7] $v_t = 13,5$ км/сек, $T_{\text{кин}} = 9000^\circ$. По данным Г. С. Иванова-Холодного [9] $v_t = 7,1$ км/сек, $T_{\text{кин}} = 11\,800^\circ$.

Е Ши-хуэй [14] получил для разных протуберанцев значения v_t , заключенные в пределах от 3,76 до 7,06 км/сек, а значения $T_{\text{кин}}$ от 5120° до 7790° .

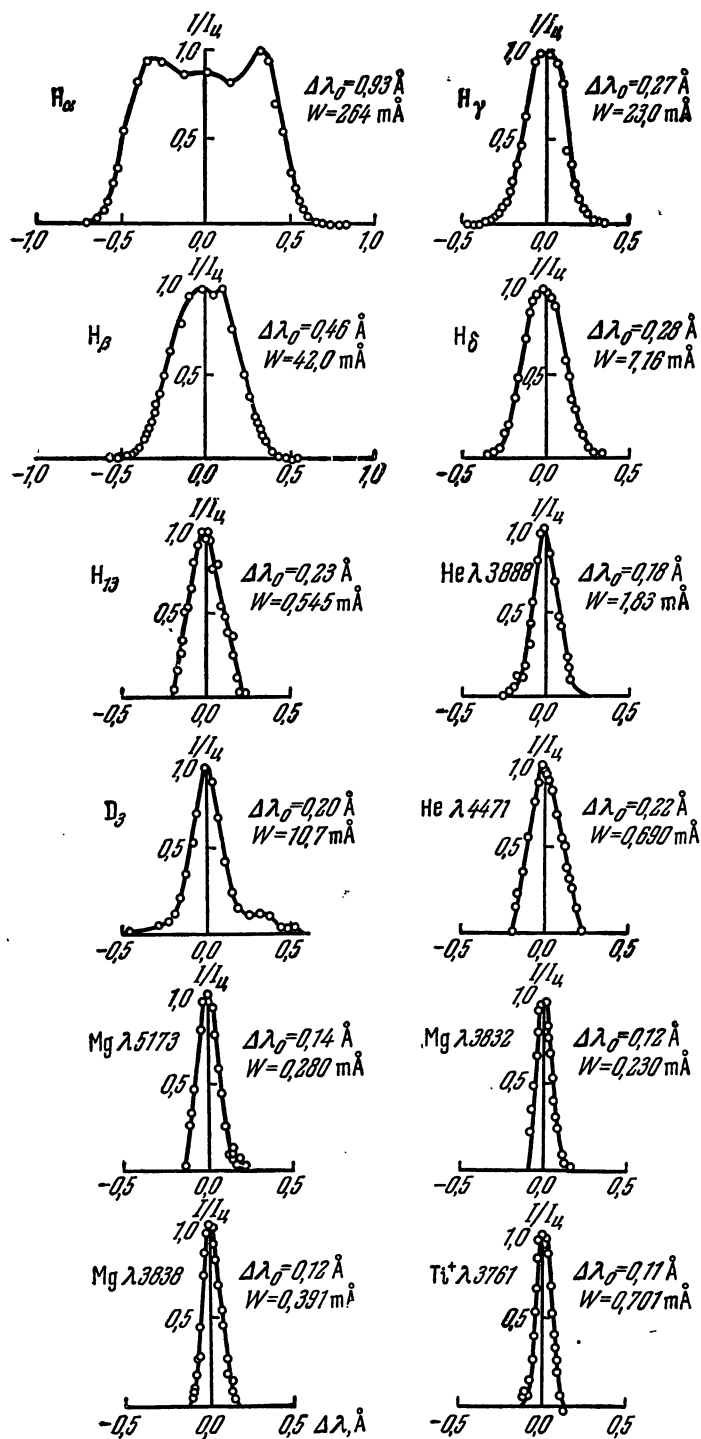


Рис. 46 а.

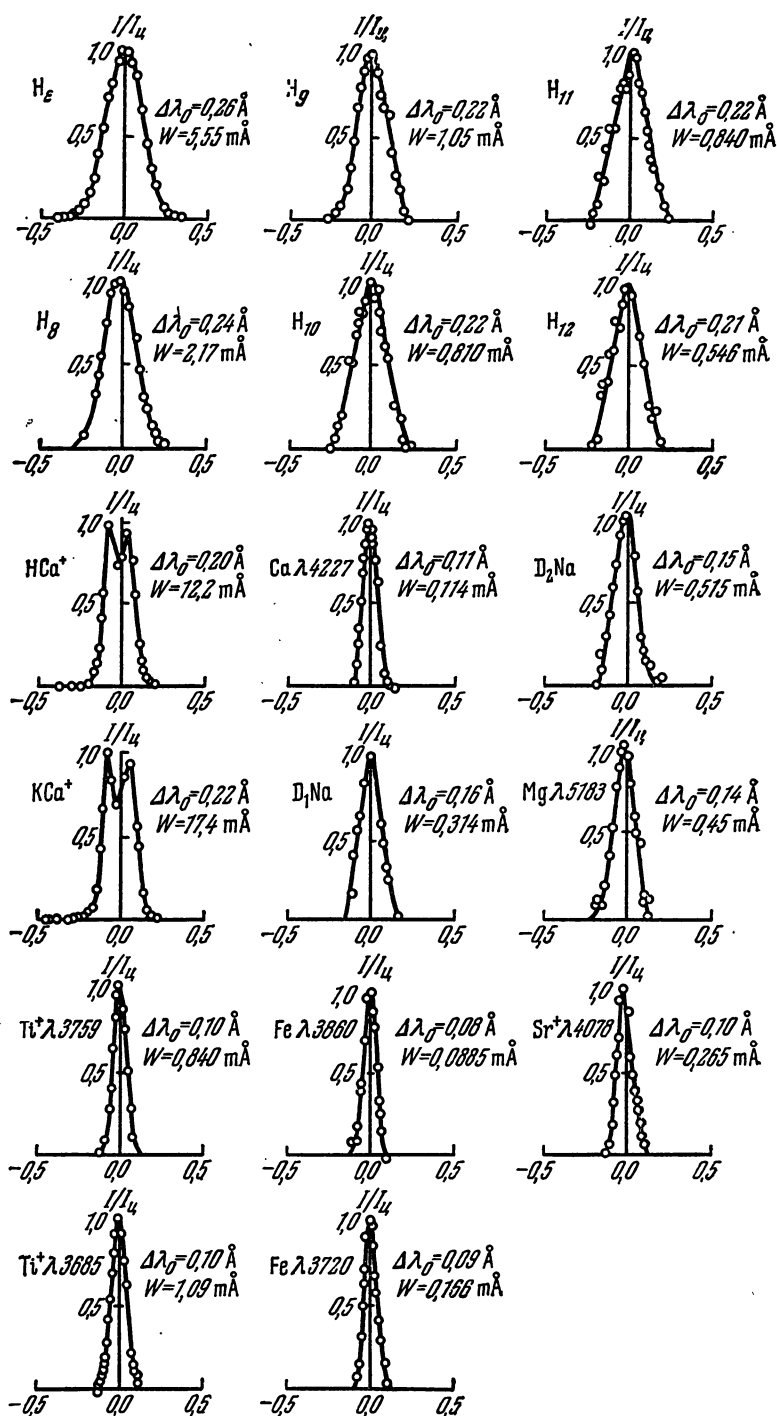


Рис. 46 б.

Приведенные значения ν_i и $T_{\text{кин}}$ в большинстве случаев являются средними, полученными на основании осреднения данных для ряда протуберанцев. Как показал Е Ши-хуэй, эти значения для различных протуберанцев различны.

По измеренным интенсивностям линий могут быть найдены числа излучающих атомов и отсюда — химический состав, степень возбуждения и ионизации и другие характеристики протуберанцев.

Выделим в протуберанце столбик с сечением 1 см^2 , расположенный по лучу зрения, и обозначим через I_{ki} энергию, излучаемую этим столбиком в данной линии (переход $k \rightarrow i$) за 1 сек в единичном телесном угле в направлении к наблюдателю, через N_k — число излучающих атомов в столбике, A_{ki} — эйнштейновский коэффициент вероятности спонтанного перехода, h — постоянную Планка, ν — частоту линии $i \rightarrow k$. Если оптическая толщина протуберанца в данной линии в рассматриваемом направлении $\ll 1$, то имеем:

$$I_{ki} = \frac{N_k A_{ki} h \nu_{ik}}{4\pi}, \quad (2)$$

поскольку вынужденные переходы в условиях Солнца для не очень малых частот пренебрежимы. Определяя из наблюдений I_{ki} , можем вычислить по (2) значение N_k .

Однако во многих случаях требуется учесть самопоглощение в H_α , H_β , H и K Ca^+ . Как показывает расчет, при обычных оптических толщинах протуберанцев расширение линий вследствие естественного затухания пренебрежимо мало и поэтому может быть принят чисто доплеровский коэффициент поглощения (т. I, гл. 1, § 8), причем доплеровская ширина определяется как термическими, так и турбулентными движениями. Основная трудность в проблеме самопоглощения заключается в незнании функции J_ν , которая зависит от способа возбуждения атомов в хромосфере. В наиболее простом и практически наиболее важном случае, когда в протуберанце имеет место рассеяние солнечного излучения, имеем $J_\nu = B_\nu$, где B_ν есть средняя интенсивность падающего излучения.

Мы можем получить эмпирическую кривую роста, нанося на график измеренные в различных частях данного протуберанца (или различных протуберанцев) интенсивности рассматриваемой линии, например линии K CaII , против соответствующих интенсивностей линии $\text{D}_3 \text{ He}$, в ряде случаев свободной от самопоглощения. В этом случае также предполагается $\bar{J}_\nu = \text{const}$ для данного протуберанца (или различных протуберанцев), т. е. универсальность кривой роста, что является недостатком метода.

Иногда представляется возможным уточнить учет самопоглощения, принимая во внимание конкретные особенности рассматриваемого случая. Так, для линий H и K CaII , являющихся компонентами мультиплета (отношение сил осцилляторов 1 : 2) и расположенных в одной области спектра, величина $\bar{J}_\nu$ приблизительно одинакова, т. е. влияние самопоглощения на отношение $I_{\text{H}} : I_{\text{K}}$ определяется только величиной N_i . На основании формулы (5) главы IV получается теоретическая связь между этими величинами, причем входящая в выражение коэффициента поглощения κ скорость атомов может быть определена из полуширин линий H и K . Применяя этот метод, Вязаницын [6] нашел в среднем по многим протуберанцам $2,4 \cdot 10^{13}$ атомов CaII на 1 см^2 по лучу зрения или, принимая среднюю толщину протуберанцев $10\,000 \text{ км}$, $2,4 \cdot 10^4$ атомов CaII в 1 см^3 . При этом найдено, что самопоглощение понижает яркость линии H CaII в среднем втрое.

В результате проведенных исследований установлено, что значительное самопоглощение в протуберанцах имеет место для линии H_α , но особенно

сильное для линий H, K CaII и пренебрежимое для линий гелия и более слабых металлических линий.

Более трудную задачу, нежели измерение эквивалентных ширин, представляет измерение профилей линий. Такие измерения проводились за последние три десятилетия рядом исследователей, в частности советскими астрономами, но данные пока еще недостаточно обширны.

Вязаницын [15] привел измерения профилей линий H и K CaII в редком случае экранирования одного протуберанца другим. Именно, на спектрограмме широкие эмиссионные линии более низкого позади стоящего протуберанца содержат в центре узкие линии поглощения переднего протуберанца, а сверху эти абсорбционные линии переходят в эмиссионные, сохраняя ту же самую ширину. Из профилей линий, в предположении их чисто доплеровского расширения, были получены следующие результаты: оптическая толщина переднего протуберанца в центре линий H и K (яркость которых не является исключительной) $\approx 2,5$; лучевой компонент турбулентции $13,6 \text{ км/сек}$; число поглощающих атомов CaII на 1 см^2 по лучу зрения $1,1 \cdot 10^{13}$; ослабление линий самопоглощением на 50%; интенсивность возбуждающего излучения равна 0,025 интенсивности соседнего непрерывного спектра в центре солнечного диска, т. е. (учитывая ослабление дилуцией в ~ 3 раза) возбуждение обязано излучению в центре фраунгоферовых линий H и K, центральная интенсивность которых $\sim 0,08$. Эти данные, по-видимому, типичны для протуберанцев.

§ 36. Возбуждение и ионизация. Решение вопроса о возбуждении и ионизации значительно осложняется отсутствием в протуберанцах термодинамического равновесия и наличием в их спектре линий элементов с сильно отличающимися потенциалами возбуждения (водород, гелий, металлы). Для решения этого вопроса необходимо для каждого элемента составить и решить систему уравнений стационарности с учетом всевозможных элементарных процессов, ведущих к заселению уровней и разрушению возбужденных состояний. Процессами, которые будут вести к возбуждению уровней, являются следующие:

- 1) рассеяние фотосферной радиации,
 - 2) возбуждение электронным ударом как из нормального состояния, так и из нижележащих возбужденных,
 - 3) рекомбинации на возбужденные уровни,
 - 4) поглощение собственного излучения протуберанца (для резонансных линий),
 - 5) спонтанные переходы с верхних уровней на данный возбужденный.
- K разрушению возбужденных состояний ведут:
- 1) спонтанные переходы в нижележащие уровни,
 - 2) ионизация электронным ударом и фотоионизация,
 - 3) электронный удар второго рода.

Ионизация элементов в протуберанцах будет происходить за счет поглощения излучения (как собственного, так и внешнего) в частотах континуума за границей главной и субординатных серий (фотоионизация) и в результате электронного удара из нормального и возбужденных состояний.

Точное решение системы уравнений стационарности даже для водорода и гелия с учетом вышеперечисленных процессов невозможно ввиду отсутствия или неточного значения многих данных об элементарных процессах (эффективные сечения возбуждения и ионизации электронным ударом, особенно для переходов с возбужденных уровней, плотности собственного излучения в резонансных линиях и др.).

Поэтому пока возможно только качественное исследование возбуждения и ионизации в протуберанцах с целью выяснения роли различных механизмов. Изучение этого вопроса, произведенное несколькими авторами [6],

[16], [11], [12], [13], [14], показало, что ввиду большого разнообразия физических условий в протуберанцах и их неоднородности преобладающую роль в возбуждении и ионизации играют разные механизмы.

В. П. Вязаницын [6] решил уравнения стационарности для водорода, рассматривая только возбуждение фотосферным излучением и рекомбинациями, и получил бальмеровский декремент в зависимости от электронной температуры, планковской температуры фотосферного излучения и излучения в лаймановском континууме. Он показал, что при температуре излучения в лаймановском континууме, равной 6650° , и кинетической температуре $T_{\text{кин}} = 5200^\circ$ можно объяснить наблюдаемые населенности уровней водорода для большинства наблюдаемых им протуберанцев.

Г. С. Иванов-Холодный [16], изучая распределение атомов водорода по состояниям, полученным из наблюдений спокойных протуберанцев, сделал вывод, что возбуждение третьего и отчасти четвертого уровней обусловлено рассеянием фотосферного излучения в фраунгоферовых линиях H_α и H_β , а возбуждение более высоких уровней определяется рекомбинациями.

Однако если рекомбинации будут играть роль в возбуждении водорода, то при этом надо рассматривать и возбуждение электронным ударом, поскольку сравнение их роли, произведенное в [11], показывает, что электронный удар и рекомбинации играют примерно одинаковую роль в возбуждении водорода, поскольку они функционально связаны и определяются одними и теми же параметрами, т. е. концентрацией атомов водорода в нормальном состоянии и кинетической температурой. Поэтому появление рекомбинационного спектра возможно только в исключительных случаях, когда ионизация определяется полем внешнего излучения короны, что может быть только для очень разреженных образований, имеющих сравнительно малую оптическую толщину в частотах лаймановского континуума.

В. М. Соболев [11], исходя из представления о протуберанцах как неоднородных образованиях, состоящих, подобно хромосфере, из волокон с различными физическими условиями, показал, что спектры некоторых протуберанцев, полученные им, можно объяснить возбуждением в результате поглощения фотосферной радиации, тогда как для других протуберанцев главную роль играет возбуждение электронным ударом и рекомбинациями. Для примера в табл. 4 даны бальмеровские декременты (относительно интенсивности линии H_β), вычисленные теоретически и полученные из наблюдений.

Т а б л и ц а 4

Линия спектра	Возбуждение электронным ударом и рекомбинации				Возбуждение фотосферным излучением	
	протуберанец 10 марта 1954 г.	теоретический при $T_e = 10\,000^\circ$ и $n_H = 10^{11} - 10^{12}$	протуберанец 26 мая 1954 г.	теоретический при $T_e = 7\,500^\circ$ и $n_H = 10^{13}$	протуберанец 17 мая 1954 г.	теоретический при $T_e = 5\,000^\circ$
H_α		3,9	2,1	2,8	3,1	8,0
H_β	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
H_γ	0,46	0,46	0,51	0,45	0,30	0,28
H_δ	0,23	0,23	0,32	0,29	0,13	0,11
H_ϵ	0,15	0,14	0,14	0,16	0,060	0,054
H_ζ		0,10		0,12	0,061	0,063
H_η		0,07		0,09	0,055	0,050

Таким образом, в различных протуберанцах существуют различные физические условия и, следовательно, различные механизмы возбуждения. Этот вывод был ранее получен Г. С. Ивановым-Холодным [16] и подтвержден другими авторами.

Тандберг-Хансен и Зирин [12, 13] на основании изучения линий водорода, гелия и линии ионизованного гелия λ 4686 пришли к выводу, что возбуждение этих элементов происходит в областях с различными электронными температурами и по типу возбуждения протуберанцы можно разделить на два класса. Основной характеристикой такого деления является отношение интенсивностей линий HeI 4026 и SrII 4077 и линий HeI 4713 и HeII 4686. В табл. 5 даны оценки этих отношений.

Т а б л и ц а 5

Класс I	Класс II
$I_{4026} \sim I_{4077}$ $I_{4713} \gg I_{4686}$	$I_{4026} \gg I_{4077}$ $I_{4713} \sim I_{4686}$

В протуберанцах класса I наблюдаются сравнительно сильные линии металлов и очень слабая линия HeII 4686 (по терминологии Тандберг-Хансена и Зирина это «холодные» протуберанцы). Для класса II характерны слабые линии металлов, а интенсивность линии HeII 4686 сравнима с интенсивностью линии HeI 4713 («горячие» протуберанцы).

Е Ши-хуэй [14] получил спектры 10 протуберанцев при помощи спектрографа с эшелле, который позволяет одновременно получить с достаточно большой дисперсией весь видимый спектр и большую часть ультрафиолетовой части. Определив на основании обработки наблюдательного материала основные физические характеристики для водорода (населенности уровней и кинетическую температуру), он произвел оценку роли различных процессов в возбуждении водорода. Далее, написав уравнения стационарности с некоторыми упрощениями для наблюдаемых значений населенностей и $T_{кин}$, определил концентрацию водорода в нормальном состоянии и электронную концентрацию. Основным выводом его работы является то, что возбуждение водорода в протуберанцах определяется в основном их собственным излучением.

Однако исследования всех авторов, перечисленных выше, не решают полностью вопроса о возбуждении и особенно ионизации протуберанцев, а дают лишь некоторые сведения о роли различных механизмов в возбуждении и ионизации и большом разнообразии физических условий в протуберанцах.

Чтобы объяснить свечение протуберанцев в линиях различных элементов, необходимо выполнить достаточно строгое решение системы уравнений стационарности для всех элементов, линии которых наблюдаются в протуберанцах. Кроме того, необходимо иметь значительно больший наблюдательный материал по спектрам, поскольку существующий материал в ряде случаев неполноценен, так как различные участки спектра снимались не одновременно, а в разные моменты времени и нет твердой уверенности, что они получены для одного и того же места протуберанца. Исключением являются наблюдения, выполненные Е Ши-хуэем, но они охватывают только 10 протуберанцев в основном спокойного типа.

Большое значение для понимания процессов возбуждения и ионизации в протуберанцах имеет вопрос об их образовании. Один из возможных механизмов их возникновения в результате конденсации корональной материи рассмотрен И. С. Шкловским [17]. Главное условие такого процесса — существование магнитного поля в виде системы силовых трубок, в которых происходит сжатие корональной материи.

Этот процесс не является адиабатическим. Тепловая энергия, возникающая при сжатии, будет передаваться окружающей среде за счет теплопроводности и излучения при свободно-свободных и свободно-связанных переходах. Расчеты показывают, что в течение нескольких часов температура такого сжимающегося газа понижается до $200\,000^\circ$, а затем процесс охлаждения ускоряется и через несколько минут температура падает до значений порядка $10\,000^\circ$.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ V

1. Waldmeier M., Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung, 2. Auflage, Leipzig, 1955.
 2. Вязаницын В. П., Изв. ГАО № 145, 68, 1950.
 3. Pettit E., ApJ 76, 9, 1932; 84, 319, 1936; McMath R. and Pettit E., ApJ 85, 279, 1937; 88, 244, 1938.
 4. Северный А. Б., Хохлова В. Л., Изв. КрАО 10, 9, 1953.
 5. Дубов Э. А., Изв. КрАО 15, 121, 1955.
 6. Вязаницын В. П., Изв. ГАО № 136, 1947.
 7. Зуйков В. Н., Изв. ГАО № 155, 1959.
 8. Северный А. Б., Изв. КрАО 12, 33, 1954.
 9. Иванов-Холодный Г. С., Изв. КрАО, 13, 112, 1955.
 10. Zirin H., ApJ 124, № 2, 451, 1956.
 11. Соболев В. М., Изв. ГАО, № 158, 1960.
 12. Tandberg-Hansen E., ApJ 131, № 3, 717, 1960.
 13. Zirin H., Tandberg-Hansen E., ApJ 131, 717, 1960.
 14. Е Ш и-хуэй, Изв. КрАО 15, 180, 1961.
 15. Вязаницын В. П., Изв. ГАО № 139, 31, 1947.
 16. Иванов-Холодный Г. С., Изв. КрАО, 16, 69, 1955.
 17. Шкловский И. С., Физика солнечной короны, Физматгиз, 1962.
-

ГЛАВА VI

ХРОМОСФЕРНЫЕ ВСПЫШКИ

Хромосферные вспышки были открыты как наиболее яркие и вместе с тем весьма недолго существующие образования на Солнце, видимые в линии H_{α} . В настоящее время удалось установить, что в известном смысле вспышки представляют собой явления, во многом напоминающие взрывы. Внезапное усиление потока излучения в месте вспышки также напоминает собой явления в переменных звездах и главным образом в переменных типа UV Кита. Возможно, что в последнем случае мы имеем дело с родственными явлениями, хотя и совершенно различного масштаба. Хромосферные вспышки интересны для нас и тем, что они могут оказывать сильное воздействие на ионосферу и магнитное поле Земли. Кроме того, они излучают радиоволны и могут влиять на попадающие на Землю частицы космических лучей и сами отчасти являются их источником (солнечный компонент космических лучей).

§ 37. Классификация. Частота вспышек. До самого последнего времени основным инструментом для наблюдения вспышек был спектрогелиоскоп. Вспышку узнавали по внезапному увеличению яркости в какой-либо части диска Солнца в линии H_{α} . В настоящее время со спектрогелиоскопами успешно конкурируют телескопы, снабженные интерференционно-поляризационными светофильтрами, позволяющими при полуширине полосы пропускания около $0,5 \text{ \AA}$ видеть в свете H_{α} весь диск Солнца одновременно. Существенный прогресс был достигнут также и при помощи кинематографирования. Таким путем удастся проследить развитие больших хромосферных вспышек и даже произвести необходимые при этом фотометрические измерения.

Развитие вспышки по данным наблюдений в H_{α} представляет сложную картину появления светящихся точек или диффузных светлых облачков с сильно флуктуирующей, но в среднем увеличивающейся яркостью. Нарастание яркости у небольших вспышек длится всего 1—2 минуты, и обычно в силу этого начало вспышки редко отмечается наблюдателем. В то же время продолжительность ветви спада у этих вспышек может быть значительной, в отдельных случаях доходя до одного часа. Визуальные оценки класса (или балла) вспышки производятся в несколько произвольной четырехбалльной шкале.

Таблица 1

Класс (балл)	Средняя продолжительность в минутах	Наибольшая и наименьшая продолжительности в минутах	Средняя площадь в 10^{-4} солнечного полушария	Средняя яркость в единицах яркости диска в соседнем непрерывном спектре
1	17	4—43	1	0,6
2	29	10—90	4	1,0
3	62	20—155	10	2,0
3+	180	50—432	—	—

Для характеристики класса вспышки принимается во внимание как площадь, так и яркость вспышки в момент ее наибольшего развития. В табл. 1 приводятся средние данные, характеризующие классы вспышек по Эллисону [1] и Вальдмейеру [2].

Слабые хромосферные вспышки наблюдаются очень часто. В годы максимума солнечной активности часто их можно заметить несколько в одной и той же активной области (группа пятен, окруженная факельной площадкой) в течение одного часа. Вспышки с баллом 3 или 3⁺, напротив, представляют собой редкое явление: их не бывает больше одной-двух в течение месяца.

Обычно хромосферные вспышки локализуются в нижних частях хромосферы, там же, где и светлые водородные флоккулы. Крупные вспышки как правило, имеют неправильную сложную структуру (рис. 47), но иногда похожи на завихрения (рис. 48). В ряде случаев



Рис. 47.



Рис. 48.

светлые флоккулы вспышек соединяли пятна с различной магнитной полярностью. Некоторые вспышки наблюдались на значительной высоте над краем диска в виде аномально ярких протуберанцев.

Вопрос о движении газа в местах свечения вспышек не может быть окончательно решен при наблюдениях только в ядре линии. У многих исследователей существовало представление о полной неподвижности вспышек. Однако такой вывод нельзя признать правильным, поскольку полуширина эмиссионной линии H_{α} в месте вспышки доходит до 1 Å. Поэтому смещения линии

могут оказаться незаметными даже и при сравнительно больших скоростях, порядка 10—20 км/сек. В случае очень больших смещений будет наблюдаться ослабление вспышки. Несмотря на ограниченные возможности таких наблюдений, недавно А. Б. Северный и Е. Ф. Шапошникова обнаружили для ряда вспышек движения светлых образований со скоростями, достигающими до 300 км/сек. Правда, эти движения формально можно было бы рассматривать как перемещение очага свечения газа, но ряд косвенных признаков, а также и данные спектроскопических наблюдений говорят в пользу движения газовых масс.

Еще ранее, в момент начала вспышки, Додсон, Хедеман и Чемберлен [3] в пяти случаях отметили появление из вспышек отдельных ярких струй со скоростями, достигавшими до 700 км/сек.



Рис. 49.

Наблюдения В. А. Крата и В. М. Соболева [4] спектра вспышек (рис. 49) в Пулковке показали, что яркие струи у вспышек не являются чем-то исключительным; они наблюдаются даже у вспышек с баллом 1. Движения струй преимущественно направлены вниз к фотосфере.

§ 38. Образование выбросов (surges). Известно, что при вспышках возникают особого типа протуберанцы, называемые выбросами. На диске они представляются в виде небольших недолговечных темных флоккулов. У края диска они видны как яркие, быстро движущиеся протуберанцы. Несмотря на то, что выбросы наблюдаются сравнительно редко, мы можем утверждать, что они почти всегда (если не всегда) сопутствуют вспышкам. Дело в том, что благодаря большим лучевым скоростям линии выброса смещаются от центра фраунгоферовых линий на расстояние до 10 Å. При таких условиях наблюдатель, занятый наблюдением вспышки на спектрогелиоскопе в центре H_{α} , обычно пропускает выброс, который к тому же может оказаться сравнительно далеко от самой вспышки. При наблюдениях с интерференционно-поляризационным фильтром выбросы часто наблюдаться не могут, так как изменение центрировки полосы пропускания фильтра во время наблюдения невозможно. Поэтому данные о выбросах сравнительно скудны.

При наблюдениях с помощью спектрогелиоскопа выброс обычно замечают тогда, когда его лучевая скорость уже составляет несколько десятков километров в секунду. Выводя при помощи лайншифтера полосу пропускания из центра линии в ее фиолетовое крыло, замечают темный сгусток с диаметром от 10 до 30". Сгусток вытягивается, и его скорость увеличивается. Через несколько минут скорость начинает уменьшаться и затем становится равной нулю. В это время выброс достигает наибольшей высоты. Вслед за тем он начинает падать вниз, двигаясь по тому же пути, по которому он поднимался вверх. В длинноволновом (красном) крыле линии сгусток бывает виден также довольно отчетливо до момента его исчезновения. Падение происходит со значительно меньшей скоростью, чем подъем; эта скорость обычно не превышает скорости свободного падения. Часто на большой высоте выбросы разбиваются на отдельные струи и сгустки (рис. 50).

Наблюдения выбросов над краем диска показывают, что яркость выброса может быть как меньше, так и больше яркости диска. В последнем случае

при наблюдении выброса на диске он неизбежно будет принят за часть хромосферной вспышки. По-видимому, хромосферной вспышкой следует называть только ее практически неподвижное ядро, а все быстро двигающиеся сгустки и струи следует называть выбросами. Как показали недавние наблюдения М. С. Теряевой, между спектрами вспышек и выбросов нет существенного различия. Наиболее характерной особенностью движения выбросов является наличие в них значительной дисперсии скоростей. Это можно объяснить лишь тем, что одновременно на щель спектрографа всегда проектируется много мелких сгустков и струй, движущихся с различными скоростями. Несомненно также, что вблизи вспышек (см. § 40) существует довольно сильное магнитное поле и движение выбросов происходит по его силовым линиям.

§ 39. Спектр хромосферных вспышек и его интерпретация.

Наблюдения спектра хромосферных вспышек впервые были начаты Ричардсоном и Минковским [5]. Эти авторы наблюдали в излучении линии H, He, CaII от He 10938,12 до CaII 3736,919. Вслед за тем Аллен [6] составил список 116 линий спектра хромосферной вспышки, полученного при помощи трехпризмленного спектрографа. Этот список линий составлен по спектроскопическим и спектрографическим (визуальным) наблюдениям 9 вспышек. Наиболее полный список линий, одновременно наблюдавшихся в сильной вспышке, дали А. Б. Северный, Н. В. Стешенко и В. Л. Хохлова [7], наблюдавшие вспышки с эшелле-спектрографом,

что позволило им на одной фотопластинке получать спектр от 3200 до 6600 Å.

Подводя итог попыткам составить наиболее полное описание эмиссионного спектра вспышек, мы можем констатировать, что в спектре сильных вспышек в эмиссии наблюдаются все линии водорода, нейтрального гелия, ионизованного кальция и стронция и в некоторых сгустках все остальные линии ионизованных и нейтральных металлов (Mg, Fe, FeII, SrII, Cr, TiII, BaII и др.), т. е. практически те же линии, с которыми мы имели дело в спектре хромосферы, за исключением линии ионизованного гелия HeII 4686, которая в спектре вспышек наблюдалась крайне редко.

Наиболее полные и обстоятельные спектрофотометрические исследования хромосферных вспышек производились Э. Р. Мустелем и А. Б. Северным [8] и позднее А. Б. Северным в Крымской астрофизической обсерватории. Ими показано, что во вспышках с баллами 1 и 2 заметные изменения происходят только в линиях ионизованного кальция H и K и в линиях балмеровской серии водорода. У линий H и K отмечено, наряду с появлением центральной эмиссии, поднятие крыльев, которое обычно наступает не в начале вспышки, а с некоторым запозданием. Авторы объясняют это ионизацией ионов

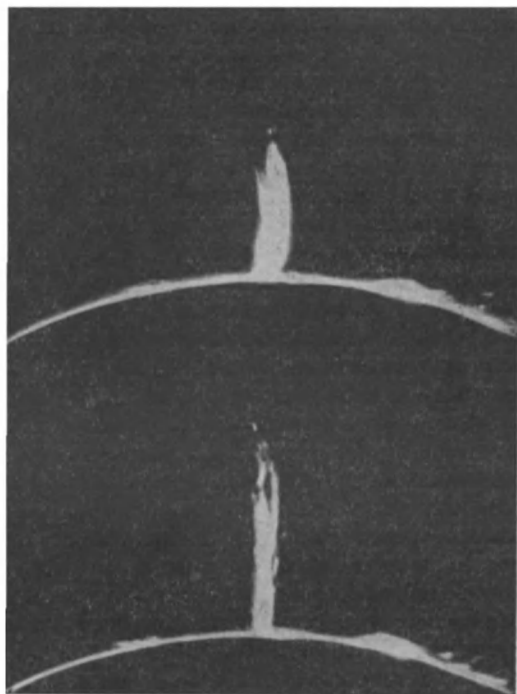


Рис. 50.

CaII лаймановским излучением вспышки. Запаздывание является следствием медленности диффузии лаймановских квантов в обрабатываемый слой, связанной с большим коэффициентом поглощения в лаймановских частотах. Такие же поднятия крыльев наблюдаются у бальмеровских линий. Запаздывание этого поднятия, по-видимому, может быть объяснено той же причиной. Наблюдения большой вспышки (балл 3*) 5 августа 1949 г. привели к наиболее интересным результатам. Авторы получили 17 спектрограмм вспышки через 8 минут после начала вспышки и поэтому захвативших максимум ее развития. Однако и для этой вспышки изменений в линиях металлов не было обнаружено. Изменились лишь профили H и K и линии ионизованного стронция λ 4215,5. Следует отметить, что другие авторы явления поднятия крыльев у бальмеровских линий не наблюдали. Впоследствии А. Б. Северный установил, что протяженные крылья бальмеровских линий водорода и линий H и K в основном создаются эффектом Доплера. При этом крылья часто оказываются асимметричными. Полуширины линий в спектре вспышек очень велики и имеют также «доплеровский» характер, они соответствуют скоростям движений внутри вспышки порядка десятков километров в секунду. Именно в силу огромного доплеровского расширения линий эффект Штарка в линиях водорода обыкновенно оказывается замкнутым.

Представляет интерес замеченная в этой вспышке (и отмечавшаяся ранее) депрессия коротковолнового крыла линии H и других бальмеровских линий. Это свидетельствует об истечении из района вспышки газа со скоростями, достигающими до 80 км/сек, что может представлять собой протуберанец-выброс. При этом один сгусток в этом выбросе наблюдался в H_{α} в эмиссии, он двигался со скоростью 100 км/сек. Широкие крылья линии H_{α} были удовлетворительно объяснены главным образом эффектом затухания излучения, в формировании крыльев других бальмеровских линий уже принимает участие и эффект Штарка. В силу этого появилась возможность оценить физические условия в тех местах вспышки, где происходит возбуждение водорода. Число возбужденных атомов водорода на луче зрения во втором квантовом состоянии (N_2) оказалось заключенным в пределах от $3 \cdot 10^{15}$ до $1,3 \cdot 10^{16}$ при значении электронной концентрации n_e (число свободных электронов в 1 см^3), заключенном в пределах от $3,3 \cdot 10^{12}$ до $1,1 \cdot 10^{13}$. При этом принималось в соответствии с формой профиля линии, что $T_{\text{кин}} = 10\,000^\circ$ (температура газа, практически в условиях вспышки равная электронной температуре). Этот результат был подтвержден исследованиями слабых хромосферных вспышек (балл 1) В. А. Кратом и В. М. Соболевым [4], показавшими, что температура зоны свечения водорода не превышает $10\,000^\circ$. Числа N_2 и n_e для этих вспышек на порядок меньше, чем для вспышки 5 августа 1949 г. Этого же достаточно для того, чтобы эффект Штарка перестал играть заметную роль в формировании профилей даже таких линий, как H_{ϵ} , H_{δ} и H_{γ} .

Линии гелия в эмиссии (и, в частности, линия D_3) наблюдаются на диске только в очень больших хромосферных вспышках [7]. Однако в поглощении они часто сопутствуют вспышкам [9], не исчезая и после окончания вспышек. Так как D_3 и линия He 3889 наблюдаются часто над пятнами и просто в районе факельных площадей, то появление их не следует обязательно связывать со вспышками.

Главными механизмами, вызывающими появление эмиссионных линий вспышек, по-видимому, следует считать рекомбинации атомов и электронный удар. Большая населенность верхних уровней водородных атомов, за счет которой происходит большое число спонтанных переходов с верхних уровней на второй уровень, дающих линии бальмеровской серии, может быть следствием более высокой температуры в зоне свечения водорода в некоторых вспышках. Можно думать, что $T_{\text{кин}}$ во вспышках может в отдельных случаях достигать $15\,000$ — $20\,000^\circ$.

Весьма плодотворным в последнее время оказалось фотографирование спектров вспышек над краем солнечного диска. На краю диска вспышки обычно представляются в виде ярких протуберанцев, газ которых в виде отдельных струй стекает в хромосферу. По недоразумению вспышки на краю диска назывались протуберанцами типа солнечных пятен и в тех случаях, когда вытекающие из них струи создавали впечатление петель, — петлеобразными протуберанцами (рис. 51). На самом деле протуберанцы этих типов, если они проектируются на диск Солнца, совершенно неотличимы от вспышек, наблюдаемых в H или в K.

Развитие таких протуберанцев идентично с развитием вспышек на диске. Наблюдая течение струй газа из этих протуберанцев вниз, мы можем понять появление «красных» (падающих вниз) выбросов, которые почти всегда наблюдаются в спектре вспышек. В некоторых случаях можно было непосредственно наблюдать, как вспышка, поднимаясь над фотосферой вверх, появлялась у края диска в виде одного или нескольких протуберанцев типа солнечных пятен. Такое явление, в частности, недавно наблюдал Вальдмейер при развитии грандиозной вспышки 23 марта 1958 г. Эта вспышка также характеризовалась интенсивной эмиссией в непрерывном спектре.



Рис. 51.

Спектр вспышки, наблюдавшейся над краем диска, интересен обилием слабых линий, большая часть которых не может быть выявлена в спектре вспышек, проектирующихся на солнечный диск. В настоящее время большое количество спектрограмм вспышек на краю диска получено в Клаймаксе (США) и в Пулковской и Крымской обсерваториях. Спектрограммы большой вспышки 24 июня 1956 г., полученные с внезатменным коронографом в Клаймаксе Зирином, показали в эмиссии линии He 4922, 4713, 4471 и HeII 4686. Все линии весьма широки. Их полуширины в среднем составляют 0,8 Å. Еще шире линия H_β (полуширина до 2,75 Å). Столь большая ширина линий свидетельствует об их нетепловом расширении, хотя в данном случае, как мы увидим ниже, по-видимому, речь должна идти не о турбулентии, а о регулярных движениях типа расширения или сжатия газа.

Спектры вспышек, полученные в Пулковской обсерватории в 1958 г., показывают большое разнообразие в полуширинах и интенсивностях гелиевых линий. Интересно, что линия HeII 4686 наблюдается далеко не во всех вспышках. При этом нужно иметь в виду, что для того, чтобы ее можно было обнаружить, она по крайней мере должна иметь интенсивность порядка интенсивности слабой линии He 4713. Во вспышке 24 июня 1956 г. линия HeII 4686 имела интенсивность даже большую, чем линия HeII 4471, которая весьма интенсивна в спектре всех вспышек.

Свечение линий металлов (Na, Mg, Ti II, FeII и др.) сосредоточено в сравнительно малой области около центра вспышки. Зона свечения водорода более протяженна и как бы окружает со всех сторон «металлическое» ядро вспышки. Еще более протяженна зона свечения гелия. Свечение водорода в H_α и H_β, а также и гелия в D₃ часто характеризуется необычайно широкими крыльями этих линий. Снимки, полученные на внезатменном коронографе в Пулковке И. А. Прокофьевой и Н. М. Гольдберг-Рогозинской, показывают заметную эмиссию часто на очень больших расстояниях от центра линии, свидетельствующую о движении газа со скоростью порядка нескольких сотен километров в секунду (рис. 52). На спектрограмме вспышки 5 апреля 1959 г. (нижний снимок) Н. М. Гольдберг-Рогозинской удалось проследить эмиссию

в длинноволновом крыле H_α , соответствующую скорости 930 км/сек. Никакими другими причинами, кроме доплеровского эффекта, расширение линий в спектре вспышек объяснить не удастся.

Такие особенности в поведении линий гелия и металлов указывают не только на крайнюю неоднородность самих вспышек, поскольку условия возбуждения и ионизации атомов различных элементов совершенно различны, но и на то, что условия возбуждения и ионизации атомов различных элементов в разных вспышках неодинаковы.

Движения в петлеобразных протуберанцах — вспышках — и данные спектрофотометрического характера позволяют нам теперь понять картину

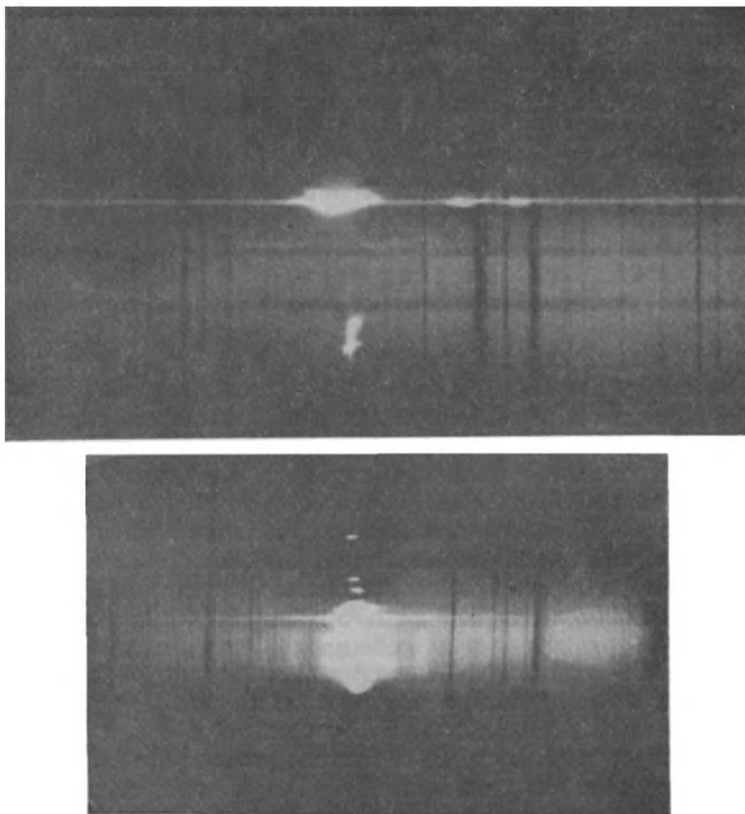


Рис. 52.

развития вспышки. По-видимому, вспышка развивается при сжатии (конденсации) газа солнечной короны, который при усилении эмиссии в спектральных линиях быстро охлаждается. Сжатие по своему смыслу прямо противоположно взрыву, хотя скорости сжатия газа, судя по лучевым скоростям в H_α и D_3 , во вспышках являются сверхзвуковыми и этим напоминают скорости взрывных волн. Сжатие хорошо объясняет понижение температуры в центре вспышки и ее плотном «металлическом» ядре, а также и, ввиду сгущения магнитных силовых линий, появление во вспышке интенсивного магнитного поля. Так, А. Б. Северный с сотрудниками наблюдал во вспышке 31 августа 1956 г. усиление магнитного поля до 600 гаусс, причем максимум напряженности H поля не совпал с максимумом свечения водорода.

Если усиление магнитного поля произошло во время вспышки, то, очевидно, причиной этого не могла быть сама вспышка, так как в этом слу-

чае нет причины для сжатия. Причиной изменения магнитного поля и результирующего сжатия газа могут быть только свойства самого магнитного поля. Здесь следует считаться с двумя возможностями. Причиной изменения магнитного поля в короне может быть его неустойчивость (точнее, неустойчивость плазмы короны), или же причина этого явления лежит вне короны, а именно в изменениях магнитного поля внутри групп солнечных пятен. Как следует из наблюдений С. И. Гопасюка, появлению вспышек сопутствуют изменения в группах солнечных пятен. Движение пятен резко усиливается по сравнению с тем, что имеет место на спокойном Солнце, и, возможно, имеет пульсационно-поступательный характер.

§ 40. Ядра эмиссии. В 1917 г. на обсерватории Маунт Вилсон Эллерман наблюдал кратковременные вспышки в крыльях водородных линий. В крыльях линии H_α наблюдались узкие эмиссионные полосы, в то время как ядро линии оставалось темным. Это обстоятельство свидетельствовало о явлении типа вспышек в обрабатываемом слое или даже в фотосфере Солнца. Эллерман отмечал, что коротковолновое крыло такой эмиссии, названной им «бомбой», обычно было длиннее, чем длинноволновое. На открытие Эллермана не было обращено достаточного внимания, и до последнего времени исследованием «бомб» никто не занимался.

Первое обстоятельное исследование данного явления было произведено А. Б. Северным [10]. А. Б. Северный получал в Крымской астрофизической обсерватории при спокойных изображениях спектрограммы факелов в участках линий H_α , H и K . Он заметил, что в районе факелов «бомбы» Эллермана наблюдаются весьма часто. Эмиссии носят характер узких, постепенно ослабевающих по интенсивности полосок, иногда почти оторванных от ядра линий. Наиболее четко это заметно в линиях H и K . Эти полоски названы «усами». (См. рис. 53: a — усы (наверху) и эмиссия вспышки (внизу) в линиях H и H_ϵ ; b — тонкая структура эмиссии вспышки в линиях H и H_ϵ ; эмиссия крыльев состоит из двух тончайших нитей шириной $0,5$; c — односторонние «синие усы» в линии K вблизи края диска; d — усы у самого пятна в линии K .) Иногда «усы» наблюдаются не в эмиссии, а в поглощении. Появление «усов» свидетельствует о возникновении внутри участков поверхности с размерами от 700 до 1500 км (от 1 до 2" на солнечном диске) струй газа, движущихся с широким спектром скоростей — от скорости, близкой к нулю, до скорости порядка сотен километров в секунду.

Указанные размеры, характеризующие собой ширину «усов», по-видимому, завышены из-за влияния колебаний изображений Солнца; реальная ширина «усов» по А. Б. Северному не превышает 300 км. Интересно, что при спокойных изображениях Солнца обычные хромосферные вспышки, как правило, разбиваются на отдельные мелкие центры излучения и «усы». «Усы» иногда оказываются односторонними, указывающими на то, что истечение газа идет только в одном направлении. Однако чаще они присутствуют в обоих крыльях линии, свидетельствуя об истечении газа в разных (противоположных) направлениях. Это позволило А. Б. Северному приписать появление «усов» некоторым взрывным процессам, хотя этому как будто бы и противоречит наличие широкого спектра скоростей в газе. Несмотря на кратковременность процесса, он все же в интервале времени порядка нескольких минут, по-видимому, носит непрерывный характер.

Особо важным обстоятельством, которое может пролить свет на природу явления, представляется образование узких эмиссионных полосок в непрерывном спектре. Ширина этих полосок такая же, как и ширина «усов». Такая полоска хорошо видна на нижнем снимке рис. 53. Свечение такой полоски не является температурным свечением. Эквивалентные ширины фраунгоферовых линий, пересекаемых полоской, всегда оказываются уменьшенными, линии как бы замываются непрерывной эмиссией вне зависимости

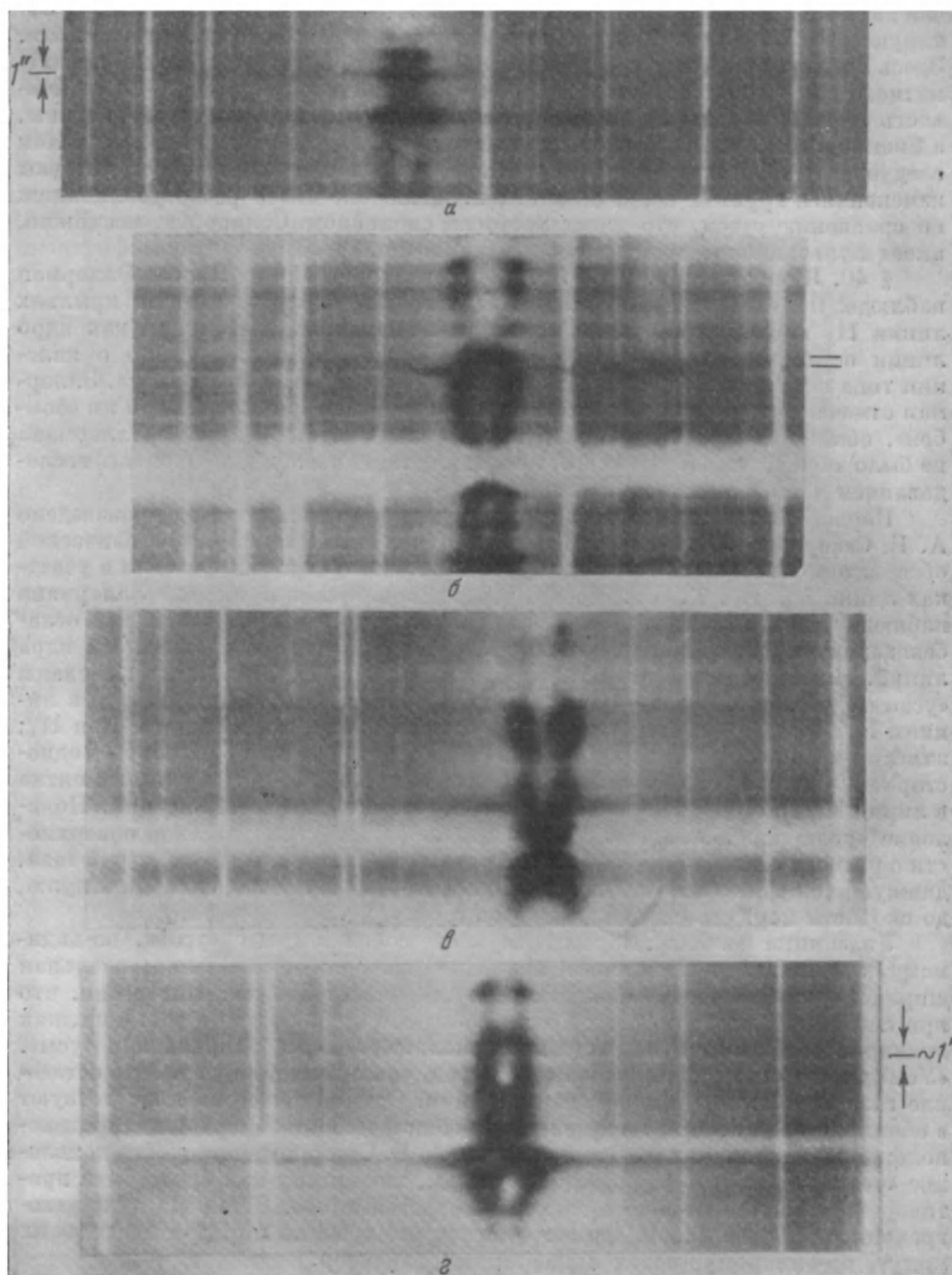


Рис. 53.

от того, принадлежат ли они ионизованным или нейтральным металлам. Такое свечение может возникнуть при торможении быстрых — «релятивистских» — электронов в магнитном поле (синхротронное излучение) или же при торможении быстрых электронов в поле ионов (тормозное излучение).

Как показывают измерения и расчеты А. Б. Северного, непрерывная эмиссия возникает в оптически тонком слое. Непрерывное свечение возникает рядом с «усами», но почти никогда не является прямым продолжением усов. То и другое представляет собой разные стадии одного процесса или разные, но взаимно связанные процессы, наблюдавшиеся как во вспышках, так и в факелах. Это обстоятельство теперь позволяет нам рассматривать факелы и вспышки как родственные явления. Вспышки перестали быть исключительным явлением и могут рассматриваться как типичные процессы, происходящие почти ежеминутно (во всяком случае, в годы максимума солнечной активности) на поверхности Солнца. Вместе с тем становится понятным и появление яркой непрерывной эмиссии у некоторых вспышек, впервые наблюдавшейся Кэррингтоном в 1859 г.

Интересная попытка интерпретации «усов» как своеобразных «полярных сияний» на Солнце, вызываемых корпускулярными потоками, была предпринята И. С. Шкловским. Шкловский обратил внимание на то, что из-за наличия больших скоростей в «усах» и малых размеров площадок, в которых происходит это движение, газовые сгустки, дающие свечение в линиях водорода, не могут светиться дольше 1 сек. Выходя за пределы площадки «усов», эти сгустки уже не светятся. Это значит, что состав светящихся сгустков внутри площадки эмиссии непрерывно в течение нескольких минут восстанавливается.

Возбуждение верхних уровней движущихся водородных атомов будет происходить из-за их столкновений с «покоящимися» (не имеющими столь высоких скоростей) атомами фотосферы. Пройдя в хромосфере путь порядка диаметра площадки «усов», сгустки тормозятся и затем рассеиваются.

Само появление движущихся сгустков И. С. Шкловский объясняет как следствие перестройки магнитного поля вблизи пятен. Такая перестройка может освободить значительную магнитную энергию, которая приведет в движение отдельные элементы фотосферы (или хромосферы) с достаточно большими скоростями.

§ 41. Геоактивность и природа вспышек. Для выяснения сущности процессов, представляемых хромосферными вспышками, очень большое значение имеет влияние вспышек на атмосферу и магнитное поле Земли.

Первым эффектом, демонстрировавшим влияние вспышек на ионосферу Земли, был известный эффект Деллинджера, заключающийся в изменении условий радиоприема (обычно в кратковременном прекращении слышимости) с момента начала вспышки. Дальнейшие исследования показали, что во время вспышек меняется состояние ионосферы, меняется ионизация атомов и сама структура слоев ионизованного газа. Изменения происходят почти исключительно в слое D. Причиной избыточной ионизации в слое D может быть только жесткое ультрафиолетовое и рентгеновское излучение вспышек. Жесткое ультрафиолетовое излучение при вспышке выделяется в виде квантов линий лаймановской серии и главным образом квантов L_{α} .

Главную роль играет рентгеновское излучение, возникающее в короне над вспышками. Повышение рентгеновского излучения, как показали наблюдения с ракет в США и СССР полностью отвечает за возмущения ионосферного слоя D.

За время хромосферных вспышек поток рентгеновского излучения в участке 3—8 Å на границе земной атмосферы увеличивается с 10^{-6} эрг/см² сек до 10^{-2} эрг/см² сек. Такое возрастание потока радиации соответствует увеличению температуры короны над вспышками на величину порядка 10^7 град.

Такое же и даже большее нагревание короны при вспышках показывают и радионаблюдения (см. гл. IX).

Изменяя состояние ионосферы как электропроводящего слоя, жесткое излучение вспышек одновременно вызывает и небольшие изменения в магнитном поле Земли в виде так называемых «крючков» — небольших пиков.

Корпускулярное излучение вспышки состоит из потоков частиц со средней скоростью порядка 1500 км/сек и потоков частиц с релятивистскими скоростями, имеющих энергии порядка 10^9 эв . Собственно, первый сорт частиц и получил название корпускул. Частицы второго сорта принято называть частицами космических лучей.

Солнечные корпускулы ответственны за магнитные бури, полярные сияния и в какой-то степени за все остальные явления в атмосфере Земли, связанные с солнечной активностью. Присутствие этих корпускул (в основном протонов) в земной атмосфере во время полярного сияния установлено по появляющимся в спектре сияний бальмеровским линиям, сильно смещенным в коротковолновую часть спектра [11]. Смещенная линия представляется в виде полосы, размытой с коротковолновой стороны, что говорит о том, что попадающие в земную атмосферу корпускулы имеют непрерывный спектр скоростей в пределах от 1000 до 3000 км/сек . Частные флуктуации магнитного поля Земли свидетельствуют о том, что корпускулярная радиация не носит характера сплошных потоков и распространяется в виде сравнительно небольших облачков корпускул. Возможно, что эти облачка возникают «в усах».

А. Б. Северный непосредственно наблюдал движение потока корпускул сквозь выброс вспышки 10 мая 1950 г. Выброс двигался со скоростью движения источников радиоизлучения. При этом максимум свечения в выбросе перемещался вверх со скоростью около 800 км/сек . Очевидно, что этот максимум был создан проникавшими сквозь выброс корпускулами, средняя скорость которых хотя и была больше скорости отрыва от Солнца (562 км/сек) на расстоянии от фотосферы $1,1 R_{\odot}$, но все же являлась несколько меньше обычной.

С выбросом корпускул, по-видимому, связаны и большие всплески радиоизлучения, во время которых источники радиоизлучения движутся вверх от фотосферы со скоростями порядка сотен километров в секунду. К сожалению, оценки скоростей в этом случае являются чисто качественными, так как они основываются на примитивном представлении, что радиоизлучение данной частоты генерируется на определенной высоте над фотосферой.

Частицы космического излучения выбрасываются в заметном количестве лишь при некоторых больших вспышках. На рис. 54 это весьма наглядно показано на примере вспышек 28 февраля и 7 марта 1942 г. Вспышки вызвали исчезновение радиосигналов, вслед за тем через $1,5$ — 2 часа было отмечено на станциях Годхэвн, Челтенхэм и Кристчэрч резкое увеличение интенсивности космического излучения. Магнитная буря, вызванная обычными корпускулами, наступила через 20 часов после вспышки 28 февраля. В других случаях запаздывание усиления космических лучей по сравнению с началом вспышки также всегда составляло 1 — 2 часа. Столь большое запаздывание говорит о том, что частицы космических лучей вылетают (освобождаются) из Солнца не в момент начала вспышки, а на нисходящей ветви ее развития. При этом само их образование может происходить как в момент максимума вспышки, так и на начальной стадии ее развития. Интенсивности потоков частиц за пределами земной атмосферы имели порядок 1 частицы на 1 см^2 в 1 сек . Наблюдавшаяся на станциях большая интенсивность нейтронного потока при вспышках указывает на то, что испускание космических лучей Солнцем продолжается в течение нескольких часов.

Нейтроны являлись вторичными частицами. Особенно сильными были вспышки 23 февраля и 31 августа 1956 г. Большая вспышка 31 августа имела балл 3^+ по данным наблюдений Крымской астрофизической обсервато-

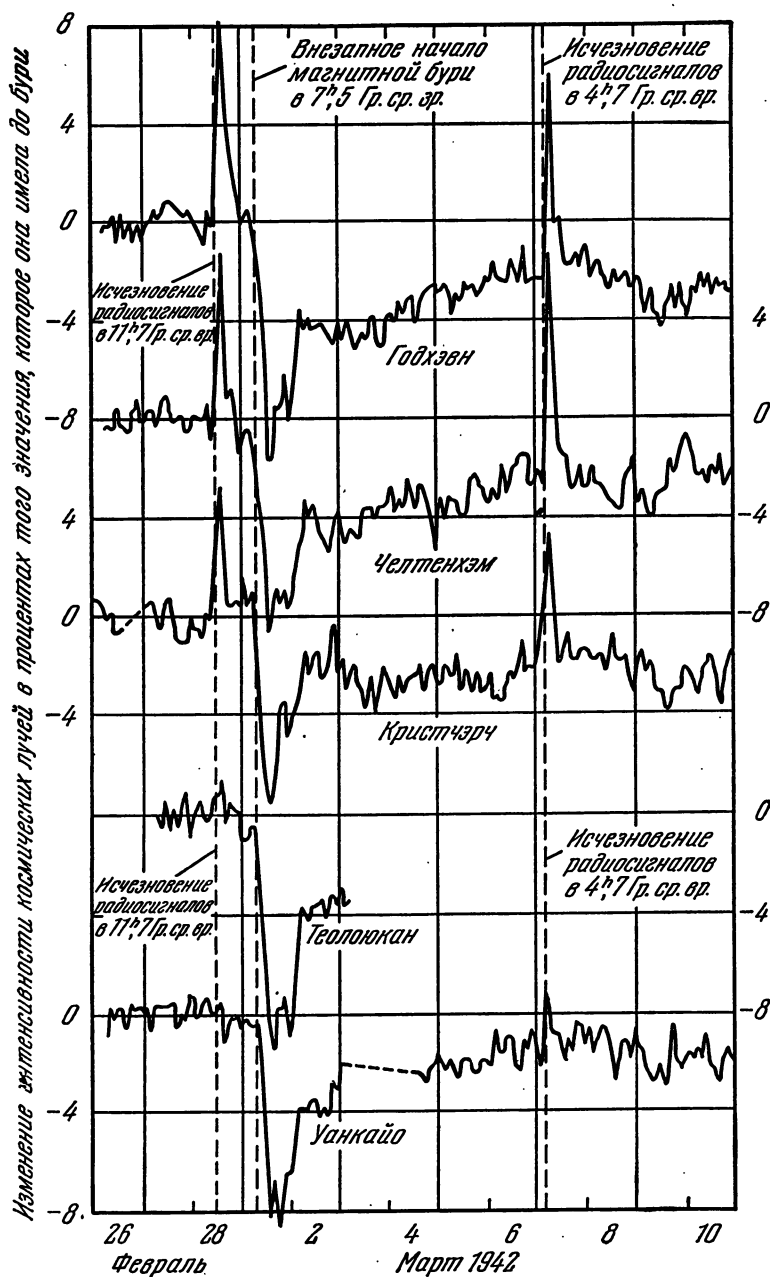


Рис. 54.

рии. Для спектра вспышки было характерным появление в эмиссии некоторых металлических линий, эмиссионное обращение линий D_1 и D_2 натрия и появление линии гелия D_3 в поглощении. Однако только вспышка 23 февраля дала усиление космического излучения. По-видимому, распространение

космических частиц весьма анизотропно и в силу этого они далеко не всегда могут достигать Земли.

Построение теории явления вспышки сталкивается с рядом значительных трудностей.

Возможность возникновения вспышек как электрических разрядов в хромосфере рассматривали Альвен, Джованелли, Хойл и др. [12]. В последнее время к объяснению вспышек сжатием магнитного поля приходит А. Б. Северный [10]. Все вспышки происходят недалеко от пятен в областях, где имеется значительное магнитное поле. Более того, как показали наблюдения в Крымской астрофизической обсерватории вспышки 31 августа 1956 г., в ней самой наблюдалось магнитное поле с напряженностью около 500 гаусс.

Недавно В. Бумба произвел сравнение 69 вспышек с магнитным полем в активных областях, где они возникали. Он получил следующие результаты:

- 1) вспышки в первой фазе своего развития приблизительно лежат на границах полярностей магнитного поля группы;
- 2) основной очаг вспышки обыкновенно лежит вблизи пятен, состоящих из ядер с различной полярностью или нескольких (иногда двух) близких пятен с различной полярностью;
- 3) движение во вспышках развивается в основном вдоль нейтральных линий поля, поле ограничивает движение во вспышках;
- 4) второй очаг вспышки часто возникает в «заливе» самого большого пятна группы;
- 5) примерно 30% рассмотренных им вспышек наблюдалось или одновременно в двух соседних группах, или сначала в одной, а потом во второй группе с интервалом в несколько минут.

Все это указывает на связь между вспышками и локальным магнитным полем в активных областях. Однако эти выводы нельзя считать совершенно бесспорными. Значительная часть вспышек возникает не на нейтральных линиях поля, а в местах, где велика H , или в местах, где велик градиент H . Так, Эллисон, Мак-Кенна и Рейд [13], проанализировав 10 больших вспышек, сопровождавшихся космическим излучением, пришли к выводу, что большая их часть возникала над пятнами вне нейтральных зон. 5 и 6 апреля 1960 г. в Пулкове В. А. Крат и В. М. Соболев наблюдали интенсивную вспышку, которая возгоралась несколько раз непосредственно в ядре и в полутени пятна, практически в верхней части солнечной фотосферы.

Как показал Каулинг [12], существующие теоретические соображения в пользу объяснения вспышек явлением разряда несостоятельны.

А. Б. Северный [14] считает, что вспышка представляет собой пинч-эффект — явление самосжатия электромагнитной плазмы, возникающее при наступлении неустойчивости. В этом случае магнитная энергия плазмы превращается в кинетическую. Весьма быстрое сжатие, сопровождающееся нагревом газа до 10^7 град, приводит к появлению ударных волн, расходящихся от пинча. Ударные волны, вызывая некоторое нагревание хромосферного газа, наблюдаются как хромосферная вспышка.

В любом случае следует признать, что при появлении хромосферной вспышки мы имеем дело со взрывом. Построение теории таких взрывов пока, безусловно, является делом будущего.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ VI

1. Ellison M. A., MN 109, 3, 1949.
2. Waldmeier M., Zs. Aph. 16, 278, 1938; Astr. Mitt., Zürich, № 153, 1948.
3. Dodson H. W., McMath R. R., ApJ 115, 78, 1952.
4. Крат В. А. и Соболев В. М., Изв. ГАО № 162, 1958.

5. Richardson R. S., Minkovski R., *ApJ* 89, 347, 1939.
 6. Allen C. W., *MN* 100, 635, 1940.
 7. Северный А. Б., Стещенко Н. В., Хохлова В. Л., *Астрон. журн.* 37, 23, 1960.
 8. Мустель Э. Р. и Северный А. Б., *Изв. КрАО* 5, 3, 1950; 8, 19, 1952; 8, 82, 1955.
 9. Крат В. А. и Правдюк Л. М., *Изв. ГАО* № 159, 1958.
 10. Северный А. Б., *Изв. КрАО* 17, 129, 1957.
 11. Meinel A. B., *ApJ* 111, 555, 1950; 113, 50, 1951; Meinel A. B., Fan C. Y., *ApJ* 115, 330, 1952; 118, 205, 1953.
 12. Солнечная система, I, Солнце (под ред. Койпера), ИЛ, 1957.
 13. Ellison M. A., McKenna S. M. P., Reid J. H., *Publ. Dunsink Obs.* I, № 3, 1961.
 14. Северный А. Б., *Изв. КрАО* 20, 22, 1958; 22, 12, 1960; *Астрон. журн.* 35, 335, 1958; 36, 972, 1959; *ДАН СССР* 121, 819, 1958.
-

ГЛАВА VII

СОЛНЕЧНАЯ КОРОНА

Несмотря на то, что в наших представлениях о короне и в настоящее время еще много «белых пятен», благодаря успехам физики Солнца, достигнутым за последние 15 лет, теперь нам стали известны основные особенности происходящих в ней процессов. За эти годы удалось получить объяснение спектра короны и изучить характер происходящих в ней изменений. Произошла и значительная эволюция во взглядах на строение короны. От наивного представления о короне как об однородной газовой среде, находящейся в состоянии гидростатического равновесия, мы пришли к представлению о ее крайней физической неоднородности, являющейся следствием динамической нестационарности корональных образований.

Еще 15 лет тому назад можно было говорить о том, что наблюдения во время полных солнечных затмений являются основным источником наших сведений о короне. Теперь же, учитывая быстрый прогресс в методике внезатменных наблюдений короны, мы можем утверждать, что полные солнечные затмения для развития физики Солнца уже потеряли свою исключительно важную роль и что систематические наблюдения при помощи внезатменных коронографов дадут и будут давать несравненно более богатый материал, чем эпизодические исследования короны во время затмений. Тем не менее наблюдения во время затмения еще и в настоящее время дают ценные сведения о слабо светящихся областях внешней короны и о слабых линиях коронального спектра.

Корону принято подразделять на две зоны — внешнюю и внутреннюю. Основным признаком, позволяющим провести такое разделение, является наличие эмиссионных линий в спектре внутренней короны и их отсутствие в спектре внешней короны. Так как эмиссионные линии короны постепенно ослабевают с удалением от фотосферы, то очевидно, что между внешней и внутренней короной не существует резкой границы. Фотографии короны, получаемые во время полных солнечных затмений, вообще не дают возможности произвести в короне какие-либо разграничения. Скорее, напротив, детали структуры короны (лучи и др.), обычно начинаясь во внутренней короне, продолжаются во внешнюю корону без каких-либо разрывов или даже просто более или менее значительных изменений. Наблюдается лишь плавное ослабление яркости и изменение геометрических форм структурных деталей с удалением от края диска.

Кроме этой «структурной» короны, существует и диффузный фон, обладающий по отношению к центру Солнца сферической симметрией. Яркость этого фона, который, как мы увидим ниже, представляет собой свет, рассеянный на межпланетных пылинках, убывает с удалением от диска Солнца.

§ 42. Сплошной спектр короны. Чтобы понять природу солнечной короны, мы прежде всего должны обратиться к ее спектру. Спектр внутренней короны является сплошным, с редкими и слабыми эмиссионными линиями (рис. 55, вверху). В области внешней короны эмиссионные линии исчезают

и вместо них появляются обычные линии фраунгоферова спектра (рис. 55, внизу), которые, однако, менее глубоки, чем линии в спектре обращающего слоя. Эти линии, как было показано Гротрианом (1934 г.), изучавшим данные, полученные во время затмения 1923 г., относятся к диффузному фону короны, свет которого не поляризован. Этот диффузный фон составляет так называемый F-компонент короны. Свечение истинной «структурной» короны принято называть K-компонентом. Во внешней короне F-компонент почти на порядок ярче K-компонента, в то время как вблизи края диска дело

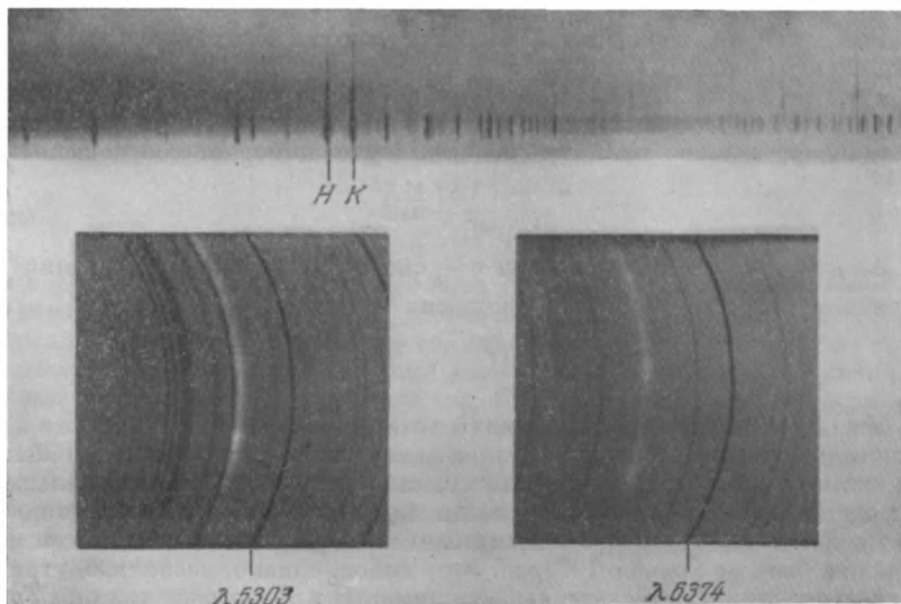


Рис. 55.

обстоит наоборот. Очевидно, что в смешанном свете фона и собственно короны эквивалентная ширина какой-либо фраунгоферовой линии (w) будет определяться соотношением

$$w = \frac{w_0 I_F}{I_F + I_K}, \quad (1)$$

где w_0 — эквивалентная ширина этой линии в интегральном солнечном спектре, I_F — интенсивность компонента F в непрерывном спектре вблизи данной линии и I_K — интенсивность K-компонента.

Если известно $I_F + I_K$, то формула (1) позволит по известным w определить порознь I_F и I_K . Вблизи края солнечного диска мы можем заметить следы самых глубоких фраунгоферовых линий только в длинноволновом участке спектра, в частности таких, как линии натрия D_1 и D_2 [1]. Может быть, это свидетельствует о несколько более красном цвете F-компонента. Ван де Холст [2], объяснивший появление F-компонента дифракцией света на межпланетных пылинках, находящихся между Землей и Солнцем («межпланетный» околосолнечный ореол), показал, что распределение энергии в F-спектре должно быть почти тем же, что и в интегральном фраунгоферовом спектре Солнца. Г. А. Тихов [3], много раз исследовавший цвет солнечной короны во время затмений с помощью одновременно полученных снимков короны через различные светофильтры, в окончательном счете также пришел

к выводу об отсутствии серьезного различия в цвете короны и интегрального солнечного света. Его исследования относились главным образом к зоне внешней короны.

Компонент К представляет собой интегральный солнечный свет, рассеянный на свободных электронах короны. Это обстоятельство хорошо объясняет собой частичную поляризацию компонента К. При рассеянии на электронах свет полностью поляризуется, если отражение (рассеяние) происходит под прямым углом. При отражении под углом 0 или 180° поляризации нет. В промежуточных случаях поляризация будет частичной. К этому вопросу мы еще вернемся в § 43.

Рассеяние на свободных электронах должно воспроизводить фраунгоферов спектр Солнца. Тем не менее фраунгоферовых линий в спектре К-компонента мы не видим. Причиной этого является высокая электронная температура короны. Профили узких фраунгоферовых линий будут в этом случае «доплеровскими»; их интенсивность i удовлетворяет соотношению

$$i = i_0 e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2},$$

где $\Delta\lambda_D = \frac{\lambda\xi}{c}$, λ — длина волны, c — скорость света и ξ — средняя квадратичная скорость теплового движения электронов, равная

$$\xi = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = 5,5 T^{\frac{1}{2}} \text{ км/сек.}$$

Уже при T порядка 10^4 для линий с $\lambda \approx 4000 \text{ \AA}$ $\Delta\lambda_D$ будет близка к 7 Å. При столь большом расширении узкие линии сольются в сплошные «бленды». Что касается широких линий — таких, как H и K ионизованного кальция, — то расчеты Г. А. Шайна и более поздние расчеты И. С. Шкловского показали, что для того, чтобы эти линии полностью «размазались» в общем фоне, T должна быть не меньше 10^6 град . Этот вывод, однако, несколько утрирует картину явления. В действительности линии H и K, прежде чем стать столь неглубокими, что уклонение их центральных интенсивностей от единицы (непрерывный фон) окажется меньше ошибок наблюдений, своими крыльями сольются с «блендами» многочисленных узких линий, вследствие чего общий фон станет ниже фона непрерывного спектра. Уже при $T = 600\,000^\circ$ линий H и K в поглощении наблюдать будет нельзя.

Образовавшиеся широкие «бленды» фраунгоферовых линий на участках порядка 100—200 Å уже почти не подвержены дальнейшему размыванию и могут наблюдаться на спектрограммах короны, полученных во время полных солнечных затмений. Распределение энергии в «непрерывном» спектре короны должно быть таким же, как и в так называемом усредненном спектре Солнца, когда интенсивности при помощи монохроматора усредняются в интервалах порядка 100 Å. Такая кривая была получена Петтитом (см. гл. I).

Уже самые ранние спектрофотометрические промеры (Гротриан, затмение 1929 г.) показали следы депрессии спектра короны в ультрафиолетовом участке спектра с максимумом этой депрессии у 4000 Å. В действительности интенсивность бленд должна несколько увеличиваться с уменьшением длины волны от 4000 Å в ультрафиолетовый конец спектра, достигая максимума у 3800 Å. В соответствии с этим Аллен (затмение 1940 г.) отмечает депрессию коронального спектра около 3750 Å. Кроме того, он указывает на депрессию в участке 4030—4200 Å, которую уже трудно объяснить. По наблюдениям В. А. Крата (затмение 1945 г.) депрессия заметна только в участке 3600—3800 Å.

В общем, из-за скучивания фраунгоферовых линий в ультрафиолетовом конце спектра спектр К-компонента кажется сплошным спектром источника с несколько более низкой температурой, чем спектрофотометрическая температура Солнца.

§ 43. Линейчатый спектр короны. Достаточно полные данные о линейчатом спектре короны в широком спектральном интервале до сих пор получались только во время полных солнечных затмений. С 1933 г. спектрограммы короны стали получать фотометрическую калибровку, сделавшую возможным определение интенсивностей линий. До недавнего времени эти интенсивности определялись в относительной шкале так называемых «эквивалентных ширин». «Эквивалентные ширины» корональных линий (w) не вполне соответствуют общему понятию эквивалентной ширины. Они представляют собой полные интенсивности эмиссионных линий, отнесенные к интенсивности непрерывного спектра короны, т. е.

$$w = \frac{\int I d\lambda}{I_{\text{н.с.}} \cdot 1 \text{ \AA}},$$

где под интегралом λ выражено в $\text{\AA}$, а $I_{\text{н.с.}}$ — интенсивность непрерывного спектра. Так как нам в общем удовлетворительно известно распределение энергии в непрерывном спектре, то, зная w , можно вычислить с точностью до постоянного множителя полные интенсивности линий в энергетических единицах. При наблюдениях спектра короны во время полного затмения 1945 г. была произведена абсолютная стандартизация: полные интенсивности линий были отнесены к непрерывному спектру центра солнечного диска.

Данные различных определений относительных интенсивностей корональных линий во время затмений, несколько дополненные оценками интенсивностей, полученными при помощи внезатменных коронографов, помещены в табл. 1.

Как мы видим, относительные интенсивности по разным определениям меняются в широких пределах. По данным внезатменных определений по Лию отношения интенсивностей линий $\frac{\lambda 5303}{\lambda 6374}$ изменяются в пределах двух порядков, причем часто бывает меньше единицы; то же можно сказать и об

отношениях $\frac{\lambda 4086}{\lambda 3987}$ и $\frac{\lambda 5694}{\lambda 5303}$. Особенно сильно меняется последнее отношение.

Обычно линия 5694 не обнаруживается в спектре короны, в отдельных местах она может быть даже ярче линии $\lambda 5303$ (по Вальдмейеру). Факт сильной переменности корональных линий делает бессмысленными попытки составления каких-либо сводных таблиц, содержащих средние интенсивности линий.

Причина переменности корональных линий легко обнаруживается, если мы обратим внимание на отождествление этих линий с линиями ионов многократно ионизованных элементов. Такое отождествление было сделано в 1942 г. Эдленом. Отождествление Эдлена еще нельзя признать ни полным, ни окончательным в отношении всех корональных линий. Наиболее яркие линии, безусловно, отождествлены правильно, чего безоговорочно нельзя признать в отношении слабых линий. Вполне возможно, что в некоторых случаях имеет место близкое совпадение по длине волны линий различных ионов. В 1950 г. И. С. Шкловский подверг сомнению отождествление линий $\lambda 5694$ и $\lambda 5444$ с линиями иона CaXV . Ему удалось даже приписать эти линии NeVIII . Правда, в дальнейшем первоначальное отождествление Эдлена все же оказалось правильным.

Впервые Лию (1939 г.) попытался разобраться в характере корональных линий, разделив все линии на три группы. В настоящее время число таких групп увеличено до четырех.

Таблица 1

λ	1	2	3	4	5	6	7	8
3329,6	III	Ca XII	589	0,7			0	
3388,0	II	Fe XIII	325	11,1			26,6	
3454,3	I			1,4			13,9	
3534,0	I?							
3600,9	III	Ni XVI	455	1,1			2,5	
3642,8	III?	Ni XIII?	350?				3,5	
3800,7	I				0,7	0,2	2,5	
3987,3	I	Fe XI	261	0,2	1,1	0,2	2,4	
4086,5	IV	Ca XIII	655	0,3	0,2	0,1	0,5	
4232,2	II	Ca XII	318	0,8	0,7	0,5	1,65	
4311,4	II	Ca XV?					0,9	
4358,9	IV	A XIV?	682				1,6	
4412,4	IV	A XIV?	682					
4566,6	I			0,3	0,3		0,2	
4586	III							
5116,1	II	Ni XIII	350	1,2		0,5	0,6	2,6
5302,9	II	Fe XIV	355	27,5	18,3	(10)	21,0	12,0
5444,5	IV	Ca XV	814					
5536	III	A X	421					
5694,5	IV	Ca XV	814					1,5
6374,5	I	Fe X	233	2,8	9,4	3	17,7	28
6701,9	III	Ni XV	422	2,0	1,8			3,3
7059,6	III	Fe XV	390					4,0
7891,9	I	Fe XI	261					29
8024,2	III	Ni XV	422					1,3
10746,8	II	Fe XIII	325					240
10797,9	II	Fe XIII	325					150

Примечание. 1 — группа; 2 — обозначение иона; 3 — потенциал ионизации; 4 — эквивалентные ширины линий по Гротриану (затмение 1929 г.); 5 — то же по Г. А. Шайну (затмение 1936 г.); 6 — то же по Аллену (затмение 1940 г.); 7 — эквивалентные ширины линий в 10^{-5} Å непрерывного спектра центра солнечного диска по В. А. Крату (затмение 1945 г.); 8 — эквивалентные ширины линий в 10^{-6} Å непрерывного спектра центра солнечного диска по внезатменным наблюдениям Лيو.

Линии каждой из групп ведут себя в спектре более или менее одинаково. Все они почти одновременно или усиливаются, или ослабевают. В столбце 1 таблицы 1 указана группа, к которой принадлежит данная линия. Линии одной группы принадлежат ионам с близкими значениями потенциалов ионизации. Лишь у ионов III и IV групп наблюдается значительная дисперсия потенциалов ионизации. Собственно говоря, группу IV можно было бы разбить на две группы, но незначительное число входящих в нее линий делает это невозможным. Соотношения интенсивностей линий одной группы хотя и не остаются всегда постоянными, но уже подвержены меньшим изменениям, чем соотношения интенсивностей линий разных групп.

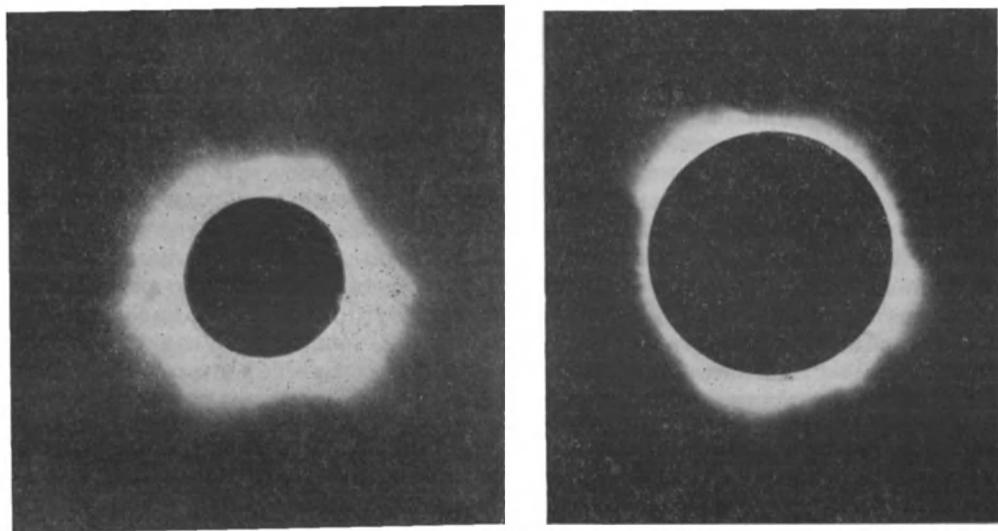
Г. А. Шайн (затмение 1936 г.) и вслед за тем Аллен (затмение 1940 г.) в общем установили, что интенсивность корональных линий резко убывает с удалением от края солнечного диска, чем яркость короны в непрерывном спектре. Начиная с расстояния от центра диска в 2 радиуса диска (q), принимаемого обычно за единицу, корональных линий никто не наблюдал. Аллену (1940 г.) удалось профотометрировать зеленую корональную линию дальше, чем другим, вплоть до расстояния от края диска $q = 1,8$.

§ 44. Яркость и поляризация короны. Яркость К-компонента сильно флуктуирует ввиду сложной структуры короны. Тем не менее для того, чтобы получить общее представление об ослаблении яркости с удалением от края диска, по материалам наблюдений, полученным во время полных солнечных

затмений, Баумбах вывел некоторую корреляцию между средней яркостью (усредненной по данным различных лет) B и q . Зависимость B от q может быть представлена простой формулой:

$$B(q) = \frac{0,0532}{q^{2,5}} + \frac{1,425}{q^7} + \frac{2,565}{q^{17}}, \quad (2)$$

где яркость центра солнечного диска принята за 10^6 . Формула (2) не учитывает изменений короны в течение цикла солнечной активности. Градиент B по q , вообще говоря, сильно меняется (А. А. Михайлов, Бечвар и др.).



а)

б)

Рис. 56.

Формула (2) представляет суммарную яркость К- и F-компонентов. Для К-компонента после исключения F-компонента, пользуясь в качестве основы формулой Баумбаха, А. Ф. Богородский и И. А. Хинкулова [4] получили интерполяционную формулу:

$$B_K(q) = \frac{0,021}{q^3} + \frac{1,33}{q^7} + \frac{2315}{q^{17}} + \frac{0,349}{q^{40}}. \quad (3)$$

По абсолютным фотоэлектрическим промерам освещенности от зоны, ограниченной пределами $1,030 < q < 6,00$, произведенным во время затмений Кунцем и Стеббинсом (1918 и 1925 гг.), Бриггсом (1922 г.), Стеббинсом и Уитфордом (1937 г.) и В. Б. Никоновым и Е. Н. Никоновой (1945 г.), последним удалось установить, что в годы максимумов активности поток от короны примерно в два раза больше, чем в годы минимумов.

Как было показано А. П. Ганским еще в 1887 г., в годы максимумов активности корона имеет сравнительно округлую форму, в годы же минимумов протяженность короны вблизи солнечного экватора значительно больше, чем в полярных районах (корона «вытянута» вдоль экватора) (рис. 56, а, б).

Используя закон рассеяния света на свободных электронах, можно функцию $B_K(q)$ в (3) превратить в функцию, выражающую зависимость некоторой, также усредненной концентрации свободных электронов (n_e) от q . Коэффициент томсоновского рассеяния, отнесенный к одному электрону,

определяется известной формулой:

$$\sigma(\psi) = \frac{1}{2} \frac{e^4}{m^2 c^4} (1 + \cos^2 \psi), \quad (4)$$

где ψ — угол рассеяния. Учитывая зависимость σ от ψ , А. Ф. Богородский и И. А. Хинкулова вычислили по $B_K(q)$ функцию $n_e(q)$. Зависимость $n_e(q)$ оказалось возможным представить простой двучленной формулой:

$$n_e(q) = 10^8 \left(\frac{2,13}{q^6} + \frac{3,05}{q^{25}} \right). \quad (5)$$

Ход $n_e(q)$ получен численно в интервале по q от 1,0 до 2,6.

Следует предостеречь читателя от некритического использования формулы (5) или таблиц, выражающих эту же зависимость. Структурные неоднородности короны и изменения n_e с фазой солнечной активности так велики, что истинные n_e при данном q могут отличаться от n_e , вычисленных по формуле (5), на порядок и более. Попытку ван де Холста улучшить среднюю зависимость $n_e(q)$ тем, что $n_e(q)$ выводится отдельно для экваториальной и полярной зон короны и отдельно для данных, полученных в годы максимума и минимума солнечной активности, нельзя признать удачной, так как исходные значения $B_K(q)$ разных эпох столь различны, что выделение типичных случаев делается в достаточной степени условным. Качественно результаты вычислений ван де Холста не отличаются от результатов А. Ф. Богородского и И. А. Хинкуловой. Наиболее ценной частью вычислений ван де Холста являются его оценки зависимости степени поляризации короны от q . Средняя степень поляризации, в отличие от $n_e(q)$, представляет значительную ценность для наблюдателей, так как помогает им ориентироваться при оценке истинной интенсивности непрерывного спектра и точности этой оценки, когда наблюдения «белой» короны (поляризованный компонент непрерывного излучения короны) производятся во внеатомных условиях при помощи поляризационных фотометров (Дольфус, Влерик).

Поляризация в некоторой фиксированной точке изображения короны зависит от распределения углов, под которыми рассеивается свет. Во внутренней короне она зависит и от закона потемнения к краю, так как из-за потемнения к краю световые пучки от различных зон фотосферы будут приходить в корону с различной плотностью радиации. Структура короны в весьма сильной степени влияет на поляризацию, ввиду того что степень поляризации будет зависеть от пространственной ориентировки корональных образований по отношению к лучу зрения наблюдателя. Последнее обстоятельство делает ненужным и практически невозможным точное теоретическое предсказание степени поляризации в той или иной точке изображения короны. Теоретический расчет степени поляризации для различных эпох активности (одинаково для максимума и минимума) для экваториальной зоны короны, сделанный ван де Холстом, дает степень поляризации (p), равную 17% у края диска, 40% при $q = 1,5$ и 6—10% при $q = 4,0$. Определения q во время солнечных затмений в общем хорошо согласуются с теорией (уклонения, как правило, не превышают 10%).

§ 45. Структурные особенности короны в «белом» свете. Ввиду того, что корона является совокупностью нестабильных и неоднородных (в отношении T и n_e) образований, §§ 42 и 43 могут иметь по отношению к проблеме только вводный характер. Собственно, к изучению короны мы приступаем лишь тогда, когда переходим к рассмотрению ее структурных особенностей.

В историческом плане изучение короны началось по ее фотографиям, получавшимся в «белом» свете во время полных солнечных затмений. Термин «белый» следует понимать в том смысле, что фотографирование велось не в отдельных линиях короны, а в широких участках спектра (главным

образом в фотографическом и фотовизуальном). В этом случае поток излучения почти всецело определяется непрерывным спектром и распределение яркости в видимых образованиях определяется распределением в них свободных электронов (n_e). Можно сказать, что такие обычные фотографии короны являются фотографиями «электронной» короны.

Наиболее полное описание корональных форм было составлено Е. Я. Бугославской [4]. Ею были выделены четыре основные формы образований: 1) опахала (или племь), 2) системы дуг и оболочек над пятнами, 3) системы дуг над протуберанцами и 4) лучи.

Корональные формы определяются образованиями в фотосфере (пятна, факелы) и хромосфере (спикулы, вспышки) и протуберанцами. Опахала (или племь) представляют собой сужающиеся вверх конусовидные образования. Они возникают над плотными протуберанцами спокойного типа. Протуберанец виден в центральной, более темной области плема. Таким образом, корона, не примыкая к протуберанцу вплотную, образует вокруг него сравнительно тонкую оболочку. Эта оболочка часто состоит из нескольких слоев (эллиптические «арки»). Оболочка простирается до высот $q = 1,5$ или $1,8$. В ней наблюдаются восходящие движения со скоростью около 2 км/сек (в среднем). Оболочка окружена системой «опахальных» лучей — тонких изогнутых струеобразных деталей, которые, сходясь к вершине опахала, и определяют его племовидную форму. Ось опахала обычно наклонена по отношению к нормали к солнечной поверхности. В годы минимума активности опахала отклоняются к экватору на углы порядка $30\text{—}50^\circ$ с нормалью, создавая своеобразные «крылья» короны. Опахала отвечают за изменение формы короны в течение цикла солнечной активности. Это впервые было с достаточной уверенностью установлено А. П. Ганским (1887 г.). Из-за их концентрации и отклонения к экватору «минимальная» корона, в отличие от более близкой к сферической симметрии «максимальной», сильно вытянута вдоль экватора.

Над группами пятен «дуги» обычно почти сходятся у основания. Эти «дуги» представляют собой — так же, как и «арки» опахал, — своеобразные оболочки.

Дуги над небольшими протуберанцами, по-видимому, очень близки по строению к опахалам, но они значительно ниже. По форме они похожи на полуэллипсы с центрами у солнечного края.

Корональные лучи являются наиболее распространенными образованиями. Короткие, слегка изогнутые лучи в полярных областях, по наблюдениям Е. Я. Бугославской, М. С. Зельцер и А. В. Маркова (затмение 1941 г.), тесно связаны с крупными хромосферными спикулами, которые имеют то же направление, что и лучи; лучи являются как бы их продолжением. Лучи этого типа, по Е. А. Бугославской, могут быть замечены и над участками нормальной, «невозмущенной» фотосферы.

Широкие пучки прямых лучей наблюдаются над факельными площадками. Ширина этих пучков достигает $0,03 R_\odot$ и более. Вблизи пятен эти лучи деформируются и их пучки принимают форму «кустов». В них часто наблюдаются движения со скоростями порядка 10 км/сек . Лучи над факелами, наряду с опахалами, являются весьма протяженными образованиями. Они могут тянуться от края диска на расстояние в несколько радиусов Солнца.

Форма полярных лучей короны и их расположение у полюсов (рис. 56, б), возможно, являются признаком существования некоторого общего магнитного поля Солнца. Опахала, дуги и пучки лучей, по-видимому, целиком определяются местными магнитными полями.

Некоторое сходство направленности полярных лучей с направлениями силовых линий диполя в свое время рассматривалось даже как доказательство дипольного характера магнитного поля Солнца. Более тщательное

изучение этих лучей привело ван де Холста [2] к выводу о сильном отклонении от диполя. Наиболее полно этот вопрос был недавно рассмотрен Чада [5], показавшим, что магнитное поле Солнца на больших расстояниях от Солнца имеет дипольный характер, а вблизи поверхности обладает сменой полярности вблизи экватора, причем полярность вблизи экватора в каждом полушарии обратна полярности на одноименном полюсе. Возможно, что такое поле свидетельствует о наличии крупномасштабных движений внутри Солнца (усиливающих и поддерживающих поле), хотя не исключена возможность и того, что общее поле Солнца является некоторым статистическим средним, создаваемым преимущественной ориентацией локальных полей, связанной с вращением Солнца. Теория общего магнитного поля Солнца еще серьезно не разрабатывалась.

§ 46. Ионизация и возбуждение атомов в короне. Теория ионизации короны впервые была построена И. С. Шкловским [6], обратившим внимание на отсутствие в короне термодинамического равновесия. Ионизация газа короны, ввиду ее высокой температуры, должна происходить благодаря электронным ударам. Вследствие разреженности газа единственным обратным процессом будет фоторекомбинация. Ионизационное равновесие представится формулой

$$n_e n_i Z_i(T_e) = n_e n_{i+1} \sum_{m=1}^{\infty} R_{i,m}(T_e), \quad (6)$$

где n_e — электронная концентрация, n_i — концентрация ионов, у которых оторвано i электронов, n_{i+1} — то же, когда оторвано $i+1$ электронов, Z_i — коэффициент ионизации из состояния i в $i+1$ (учитывается ионизация

только с основного уровня) и $\sum_{m=1}^{\infty} R_{i,m}$ — сумма коэффициентов фотореком-

бинации на все уровни i -го состояния. Так как $Z_i(T_e)$ и $\sum_{m=1}^{\infty} R_{i,m}$ различны

для разных атомов, единой формулы ионизации для всех элементов, аналогичной формуле Саха, не существует. Равенство (6) удобно использовать в форме

$$\frac{n_{i+1}}{n_i} = \frac{Z_i(T_e)}{\sum_{m=1}^{\infty} R_{i,m}(T_e)}. \quad (7)$$

Вычисления $Z_i(T_e)$ могут быть сделаны лишь при известном значении полного эффективного свечения ионизации электронным ударом. К сожалению, величины эффективных свечений ионизации электронным ударом не определены (исключение — гелий) ни экспериментальным путем, ни теоретически. Для них приходится пользоваться или классической формулой Томсона, или квантовомеханической формулой, полученной для быстрых электронов. И. С. Шкловский вычислял Z , пользуясь формулой Томсона.

Значительных ошибок, меняющих порядок величины $\frac{n_{i+1}}{n_i}$, при этом

возникнуть не может. Величины $\sum_{m=1}^{\infty} R_{i,m}$ вычислялись по формуле Мензела,

как для водородоподобных атомов, что для случая корональных ионов является хорошим приближением. Вычисленные И. С. Шкловским коэффициенты ионизации (Z) и полные коэффициенты рекомбинации ($\sum R$) даны в табл. 2.

По этой таблице легко рассчитать, при какой электронной температуре какие ионы будут преобладающими. Так, легко получить, что

Таблица 2

T_e Ион	5·10 ⁵	6·10 ⁵	7·10 ⁵	8·10 ⁵	10 ⁶	1,2·10 ⁶	1,4·10 ⁶
$Z(T_e)$							
Fe IX	3,4·10 ⁻¹³	5,5·10 ⁻¹²	9,4·10 ⁻¹²	1,6·10 ⁻¹¹	3,4·10 ⁻¹¹	5,5·10 ⁻¹¹	7,3·10 ⁻¹¹
Fe X	1,4·10 ⁻¹²	3,3·10 ⁻¹²	4,8·10 ⁻¹²	9,4·10 ⁻¹²	1,9·10 ⁻¹¹	3,2·10 ⁻¹¹	4,8·10 ⁻¹¹
Fe XI	6,0·10 ⁻¹³	1,5·10 ⁻¹²	2,4·10 ⁻¹²	4,8·10 ⁻¹²	1,2·10 ⁻¹¹	2,2·10 ⁻¹¹	3,5·10 ⁻¹¹
Fe XII	2,1·10 ⁻¹³	6,0·10 ⁻¹³	1,6·10 ⁻¹²	2,4·10 ⁻¹²	6,2·10 ⁻¹²	1,2·10 ⁻¹¹	2,2·10 ⁻¹¹
Fe XIII	8,8·10 ⁻¹⁴	2,9·10 ⁻¹³	8,3·10 ⁻¹³	1,8·10 ⁻¹²	3,6·10 ⁻¹²	8,8·10 ⁻¹²	1,6·10 ⁻¹¹
Fe XIV	3,3·10 ⁻¹⁴	1,2·10 ⁻¹³	3,7·10 ⁻¹³	8,8·10 ⁻¹³	2,4·10 ⁻¹²	4,7·10 ⁻¹²	8,3·10 ⁻¹²
Fe XV	5,5·10 ⁻¹⁵	2,7·10 ⁻¹⁴	1,0·10 ⁻¹³	2,7·10 ⁻¹³	1,1·10 ⁻¹²	1,7·10 ⁻¹²	5,4·10 ⁻¹²
Ni XI	4,7·10 ⁻¹³	7,2·10 ⁻¹³	1,8·10 ⁻¹²	2,6·10 ⁻¹²	7,2·10 ⁻¹²	1,3·10 ⁻¹¹	2,0·10 ⁻¹¹
Ni XII	1,0·10 ⁻¹³	3,0·10 ⁻¹³	9,4·10 ⁻¹³	1,9·10 ⁻¹²	3,6·10 ⁻¹²	9,3·10 ⁻¹²	1,8·10 ⁻¹¹
Ni XIII	3,7·10 ⁻¹⁴	1,5·10 ⁻¹³	3,9·10 ⁻¹³	1,0·10 ⁻¹²	2,5·10 ⁻¹²	4,9·10 ⁻¹²	8,3·10 ⁻¹²
Ni XIV	1,3·10 ⁻¹⁴	5,5·10 ⁻¹⁴	1,9·10 ⁻¹³	4,9·10 ⁻¹³	1,4·10 ⁻¹²	3,2·10 ⁻¹²	5,5·10 ⁻¹²
Ni XV	5,5·10 ⁻¹⁵	2,6·10 ⁻¹⁴	1,0·10 ⁻¹³	2,7·10 ⁻¹³	1,0·10 ⁻¹²	1,6·10 ⁻¹²	3,4·10 ⁻¹²
$\Sigma R(T_e)$							
Fe IX	3,2·10 ⁻¹²	2,9·10 ⁻¹²	2,5·10 ⁻¹²	2,2·10 ⁻¹²	1,9·10 ⁻¹²	1,6·10 ⁻¹²	1,4·10 ⁻¹²
Fe X	4,0	3,5	3,2	2,7	2,4	2,0	1,8
Fe XI	4,9	4,3	4,1	3,4	2,9	2,5	2,2
Fe XII	6,0	5,2	4,7	4,3	3,5	3,1	2,8
Fe XIII	7,1	6,2	5,5	5,1	4,3	3,6	3,2
Fe XIV	8,3	7,3	6,5	5,9	5,2	4,5	3,9
Fe XV	9,8	8,7	7,8	7,0	5,9	5,4	4,9
Ni XI	5,2·10 ⁻¹²	4,4·10 ⁻¹²	4,0·10 ⁻¹²	3,6·10 ⁻¹²	3,1·10 ⁻¹²	2,6·10 ⁻¹²	2,2·10 ⁻¹²
Ni XII	6,2	5,4	4,8	4,5	3,8	3,2	2,7
Ni XIII	7,4	6,5	5,7	5,3	4,5	3,8	3,2
Ni XIV	8,7	7,6	6,7	6,1	5,2	4,6	4,1
Ni XV	9,8·10 ⁻¹²	8,7·10 ⁻¹²	7,7	7,0	5,9	5,3	4,8
Ni XVI	1,4·10 ⁻¹¹	1,0·10 ⁻¹¹	8,6	8,2	6,8	6,1	5,5

при $T_e \approx 600\,000^\circ$ из числа ионов железа преобладающими будут ионы FeX, а при $T_e \approx 1\,200\,000^\circ$ FeXIV. Важно отметить, что зависимость $\frac{n_{i+1}}{n_i}$ от T_e оказывается столь острой, что ошибки в эффективных сечениях ионизации оказываются для этой зависимости несущественными.

Задача возбуждения корональных ионов — вывод распределения ионов по энергетическим состояниям — может быть решена и решается независимо от проблемы ионизации.

Числа ионов в возбужденных состояниях на луче зрения легко находятся по известной формуле

$$N_k = \frac{4\pi I_\lambda}{A_{kl} h \nu_{kl}}, \quad (8)$$

где I_λ — интенсивность корональной линии в абсолютных единицах $\text{эрг}/\text{см}^2 \text{сек}$, A_{kl} — вероятность перехода с верхнего уровня k на нижний уровень l и ν_{kl} — частота перехода.

Вычисления концентраций атомов в возбужденных состояниях, а по ним и чисел ионов в основных состояниях производили Кун Хуанг, И. С. Шкловский и Н. А. Яковкин. Факторами, увеличивающими населенность данного уровня, являются электронный удар и спонтанные переходы с вышележащих уровней. Электронные удары второго рода и спонтанные переходы на нижележащие уровни уменьшают населенность этого уровня. Возбуждение излучением для внутренней зоны короны, где видны корональные линии, несущественно. Для линий $\lambda\,5303$ и $\lambda\,6374$ лишь во внешней короне, начиная с $q > 2,1$, возбуждения излучением будут происходить чаще, чем возбуждения электронным ударом.

Определенные концентрации ионов так малы, что заведомо исключается не только самопоглощение в корональных линиях, но и возможность наблюдения их на диске Солнца, где они могли бы выглядеть эмиссионными линиями.

Расчет полных концентраций ионов позволил И. С. Шкловскому получить правдоподобную оценку отношения концентраций металлов к концентрации водородных атомов (протонов). Несмотря на неизбежную грубость таких подсчетов, мы можем утверждать, что, во всяком случае, значительной разницы в химическом составе короны и обрабатывающего слоя Солнца не существует.

Интересным выводом из расчетов по (8) теоретических интенсивностей линий, расположенных в далекой ультрафиолетовой части спектра, является заключение о наличии в области спектра с $\lambda < 1000 \text{ \AA}$ ряда интенсивных линий: FeXV, MgX (потенциал ионизации 390 e), NeVIII (потенциал ионизации 261 e) и др. И. С. Шкловский указал на то, что особенно интенсивными могут быть линии MgX $\lambda\,625$, $\lambda\,610$ и NeVIII $\lambda\,776$ и $\lambda\,768$.

§ 47. Профили спектральных линий короны. Структура короны в монохроматическом излучении линий. Первые надежные данные, свидетельствовавшие о большой ширине линий коронального спектра, были получены с внеатомным коронографом Лию (1939 г.), измерившим полуширину зеленой линии ($\lambda\,5303$). В 1941 г. эти данные были подтверждены А. А. Калиняком, впервые применившим для получения профиля зеленой линии интерферометр во время полного затмения. Однако до самого недавнего времени сведения о профилях корональных линий представляли собой лишь результаты единичных измерений, которые не могли быть использованы ни для чего, кроме констатации факта больших скоростей движения атомов короны, ввиду ее высокой температуры. Только в последние годы были получены достаточно обширные сведения о профилях линий $\lambda\,6374$, $\lambda\,5303$ и $\lambda\,5694$. По данным наблюдений Дольфюса (1942—1952 гг.), проводившихся при дисперсии $3,2 \text{ \AA}/\text{мм}$, но довольно широком инструментальном профиле

(ширина щели в переводе на длину волны составляла $0,3 \text{ \AA}$), линия $\lambda 6374$ при некоторой тенденции роста полуширины ($\Delta'\lambda$) с удалением от края солнечного диска имела $\Delta'\lambda$, заключенное между $0,86$ и $0,91 \text{ \AA}$. Учитывая то, что поправка за инструментальный профиль могла быть внесена неверно, ван де Холст [2] при условии, что скорости, дающие доплеровское расширение линий, являются чисто тепловыми, получил значение T порядка $2 \cdot 10^6 \text{ град}$. Это значение T совершенно неправдоподобно для тех мест короны, где красная линия достигает максимума свечения.

Еще более странные результаты по той же линии получили Биллингс, Пекер и Робертс при вдвое меньшей дисперсии и разрешающей силе спектрографа. Они нашли T в пределах от $2,3 \cdot 10^6$ до $1,5 \cdot 10^7 \text{ град}$. Высокие значения T получены при так называемом «активном» Солнце, когда вблизи края находились активные области. Полученные значения T , несмотря на их неточность, говорят о том, что расширение красной линии имеет нетепловой характер. Действительно, при $T > 2 \cdot 10^6$ число ионов FeX должно быть столь малым, что линия $\lambda 6374$ не могла бы быть замечена. Естественно допустить, что фактором, расширяющим линии короны, является турбулентция газа, аналогичная турбулентции в хромосфере. Этот вывод подтверждается наиболее точным из современных исследований профилей зеленой корональной линии, проведенным И. А. Прокофьевой в Пулковке (1956 г.). Прокофьева получила при дисперсии спектрографа $4 \text{ \AA/мм}$ и полуширине инструментального профиля $0,22 \text{ \AA/мм}$ $\Delta'\lambda$ в весьма широком диапазоне: от $0,55$ до $1,10 \text{ \AA}$.

Столь большая дисперсия в $\Delta'\lambda$ свидетельствует о том, что и в зонах свечения зеленой линии турбулентция играет хотя и несколько меньшую, чем в зонах свечения красной линии, но все еще важную роль. Особенно знаменательно, что несмотря на то, что температура в зонах красной линии должна быть почти в два раза ниже, чем в зонах зеленой линии, полуширины красной линии в общем оказываются даже большими, чем полуширины зеленой линии. По данным И. А. Прокофьевой средняя турбулентная скорость в зонах зеленой линии составляет от 9 до 33 км/сек . В зонах свечения красной линии эта скорость должна быть почти вдвое больше. Иной результат может быть получен только в предположении, что корона изотермична, т. е. что зеленая и красная линии светятся в одних и тех же областях. Однако это предположение противоречит многолетним наблюдениям Вальдмейера, впервые установившего факт разделения зон свечения этих корональных линий. Радионаблюдения (см. гл. VI) также указывают на то, что T короны в среднем не превышает $1000\,000^\circ$.

Единственным более или менее надежным определением профиля желтой линии $\lambda 5694$ является определение Биллингса, сделанное по спектрограммам, полученным в Клаймаксе при дисперсии $2,5 \text{ \AA/мм}$. Точность полученного усредненного профиля не очень велика из-за ошибок учета влияния фраунгоферова спектра околосолнечного ореола. $\Delta'\lambda$, не исправленная за инструментальное расширение, составила $1,32 \text{ \AA}$. Это (после исправления за инструментальный профиль) дало условную температуру, в предположении отсутствия турбулентции и правильности идентификации линии с линией CaXV , равную $4,2 \cdot 10^6 \text{ град}$. Эта температура уже вполне соответствует теоретическому оптимуму для наличия ионов CaXV . Если результаты Биллингса подтвердятся, то это будет означать, что турбулентция в зонах свечения $\lambda 5694$ очень мала. Во всяком случае, для того чтобы не сказаться на профиле данной линии, средняя скорость турбулентции не должна превышать нескольких километров в секунду.

Наблюдения Вальдмейера [8] показали, что, в то время как свечение зеленой линии более сконцентрировано в низких широтах и его максимумы

наблюдаются над активными областями, свечение красной линии более равномерно распределено вдоль края солнечного диска и не обнаруживает резкой зависимости от активных областей. В течение одиннадцатилетнего цикла обе корональные линии ведут себя различно. Зеленая линия в среднем достигает максимума почти одновременно с максимумом активности, в то время как свечение красной линии достигает минимума часто уже после максимума активности и остается на довольно высоком уровне и в эпоху минимума активности. В свете теории ионизации короны этот факт соответствует некоторому общему охлаждению короны в эпоху минимума активности, которое приводит к появлению обширных, совсем «холодных» областей, характеризующихся свечением линий гелия и ионов кальция (по наблюдениям М. Н. Гневышева и Р. С. Гневышевой на Горной астрономической станции вблизи Кисловодска).

Согласно Вальдмейеру и астрономам обсерватории Пик дю-Миди (Трелли, Дольфус и др.), наиболее типичными формами короны, наблюдающимися с помощью интерференционно-поляризационных светофильтров, являются корональные лучи и корональные конденсации.

Корональными лучами принято называть устойчивые (в течение нескольких дней и более) зоны максимального свечения корональных линий. В этих местах свечение в линии простирается и на максимальную (по сравнению с соседними местами) высоту. Обстоятельное исследование Трелли [9] показывает, что вращение короны, если его выводить по лучам, отличается от вращения обрабатываемого слоя. На экваторе вращение короны является несколько более медленным, а вблизи полюсов более быстрым. Это вращение может быть представлено формулой (см. гл. I)

$$\xi = 14^\circ,16 - 1^\circ,89 \varphi^2. \quad (9)$$

Здесь ξ — суточное смещение по долготе, φ — широта, выраженная в радианах. Лучи почти всегда вытянуты вдоль параллели. Электронная концентрация в лучах сильно варьируется. В наиболее ярких лучах она на порядок выше, чем в окружающих их частях короны. Данные об электронной концентрации весьма неточны. Более надежные оценки будут получены тогда, когда накопится достаточное количество внеатомных наблюдений «белой» короны с поляризационным фотометром. Фотометры этого рода, позволяющие выделять из фона неба поляризованный свет «белой» короны, работают в настоящее время на обсерваториях Клаймакс (Колорадо) и Пик дю-Миди. Установлено, что все яркие лучи в линии λ 5303 возникают только над факельными площадками.

Корональные конденсации часто имеют вид куполообразных образований, в сечении представляющих дугами (рис. 57). В зеленой линии вблизи дуг заметны отдельные светлые облачка. Иногда они, однако, имеют диффузную форму и напоминают собой светлые облака или протуберанцы. Как теперь установлено — по-видимому, довольно надежно, — желтая линия λ 5694 появляется только в корональных конденсациях. Об устойчивости корональных конденсаций долгое время существовали самые разноречивые мнения. Так, Вальдмейер, указывая, что конденсации возникают всегда над группами пятен, полагал, что они могут существовать в течение нескольких дней. Более поздние исследования Вальдмейера, Робертса и др. показали, что корональные конденсации тесно связаны с хромосферными вспышками. Кажущаяся устойчивость конденсаций может быть следствием повторения вспышек в одном и том же районе. Представляется недоразумением противопоставление конденсаций над вспышками конденсациям вокруг так называемых протуберанцев типа солнечных пятен, ввиду того что вспышки и протуберанцы этого типа, а также и так называемые петлеобразные протуберанцы представляют собой одно и то же явление. Такие протуберан-

цы, когда они проектируются на диск Солнца, ничем не отличаются от вспышек (они значительно ярче окружающего их фона). В тех случаях, когда не удается установить связи между корональной конденсацией и каким-либо явлением в хромосфере Солнца, мы не можем утверждать, что такой связи нет. Корональные конденсации мы наблюдаем довольно высоко над краем солнечного диска. Соответствующие им вспышки могут располагаться на самом краю, на границе с фотосферой или даже несколько за краем диска.

По Лию и другим авторам мы можем принять, что в среднем корональные конденсации по высоте могут подниматься до $q = 1,2$. По Вальдмейеру

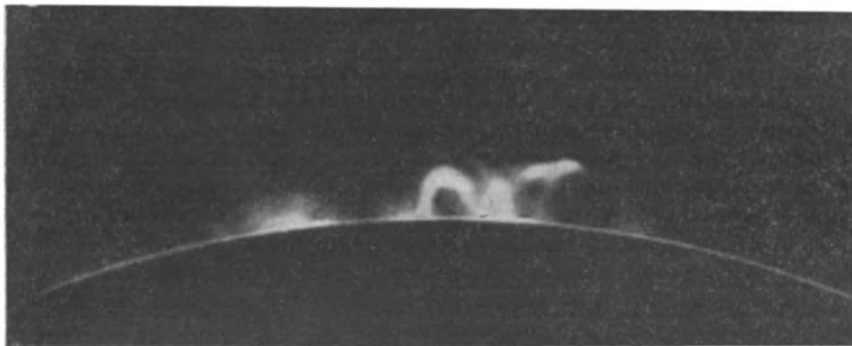


Рис. 57.

усиление непрерывного спектра в корональных конденсациях свидетельствует об увеличении в них концентрации свободных электронов вплоть до значений порядка 10^{10} . Это усиление непрерывного свечения очень невелико и обычно не превышает 10—15% от интенсивности непрерывного фона короны вблизи конденсации.

Возможно, что некоторые конденсации и в особенности конденсации диффузной или облачной формы связаны с пятнами. Однако такие конденсации еще почти совершенно не изучены.

§ 48. Движения в короне. Развитие корональных конденсаций. При высоких значениях скоростей турбулентии в короне представляется несколько странным факт очень малых макроскопических скоростей для больших масс газа в ней. По линии λ 6374 Дольфус на основании многочисленных спектрограмм, полученных на Пик дю-Миди, установил, что большая часть профилей красной линии не обнаружила заметных доплеровских смещений. Самые большие макроскопические скорости в спокойных областях короны не превышали 2 км/сек. И. А. Прокофьева по зеленой линии получила большие скорости — в среднем около 5 км/сек. Различие в скоростях для зон свечения красной и зеленой линий вполне естественно, но в обоих случаях мы имеем дело с малыми макроскопическими скоростями.

Сравнительно большие скорости движения в короне наблюдаются по доплеровским смещениям только вблизи корональных конденсаций и в самих конденсациях. Вальдмейер наблюдал неоднократно движение корональных дуг со скоростями порядка 10 км/сек. Ньюкирк по наблюдениям в Клаймаксе с новым спектрографом с дисперсией $2 \text{ \AA}/\text{мм}$ получил среднюю скорость движения в таких «активных» областях, равную 14 км/сек. Как мы видим, в том случае, когда мы можем ожидать наличия направленных движений крупного масштаба, движения в короне имеют тот же порядок величины, что и движения протуберанцев.

Отсутствие больших доплеровских смещений в «спокойных» областях короны можно объяснить только крайней неупорядоченностью потоков газа мелкого масштаба. Здесь напрашивается аналогия с хромосферой. Несмотря на наличие сильной турбулентности в хромосфере, сами хромосферные линии, образованные множеством движущихся газовых волокон, не обнаруживают вообще никаких доплеровских смещений. Только лишь там, где имеют место упорядоченные движения в хромосфере (вспышки, холодные хромосферные конденсации, недавно открытые Т. В. Крат, и хромосферные факелы), хромосферные линии в целом имеют заметное доплеровское смещение.

Особый интерес представляет развитие корональных конденсаций. Развитие конденсаций при хромосферных вспышках является крайне запутанным процессом, ввиду того что большая вспышка обычно состоит как бы из ряда последовательно, а иногда и одновременно возникающих вспышек.

Для нас теперь наиболее понятной и ясной является картина развития конденсаций над петлеобразными протуберанцами. Кинофильмы, полученные на обсерватории Клаймакс (Робертс и др.), показывают, что как бы непрерывно льющиеся в фотосферу струи петлеобразного протуберанца возникают из корональной материи. Появление конденсации несколько предшествует развитию протуберанца, причем свечение желтой линии вначале оказывается наиболее интенсивным. При затухании вспышки эта линия исчезает, хотя свечение в линиях λ 5303 и λ 6374 остается интенсивным до конца. В начальный же момент эти линии часто совсем исчезают в конденсации, которая лучше всего прослеживается по усилению непрерывного свечения (Вальдмейер). В конечном счете как корональная конденсация, так и вспышка исчезают. Как мы видим, развитие конденсации легче всего понять как сжатие (возможно, под действием изменения магнитного поля) корональной материи и ее последующее охлаждение и истечение газа в фотосферу. Иными словами, образование конденсаций в короне означает процесс перехода корональной материи в газ фотосферы.

§ 49. Корона и хромосфера. Многочисленные кинофильмы, снятые замедленной съемкой в линии H_{α} через интерференционно-поляризационные светофильтры, показывают, что между короной и хромосферой наблюдается интенсивный обмен материей. Очень часто наблюдается зарождение протуберанцев в короне и их падение в хромосферу. Наблюдаются и обратные случаи рассеяния и исчезновения протуберанцев в короне. При этом возникают две еще не разрешенные проблемы: 1) проблема нагревания коронального газа и 2) проблема диссипации газа из короны.

Гораздо легче объяснить, почему корона способна сохранять температуру на высоком уровне, чем дать правильное количественное обоснование нагрева короны. Что касается качественных заключений, то в них нет недостатка.

Простые расчеты отдачи энергии короной во внешнее пространство (И. С. Шкловский и др.) показывают, что эта отдача мала. Действительно, отдача энергии короной происходит главным образом через излучение в спектральных линиях, а число этих линий и их интенсивность малы по сравнению с хромосферой, спектр которой сплошь испещрен линиями от далекого ультрафиолета до инфракрасного участка. Что касается нагрева короны, то для объяснения его были предложены две гипотезы. Первая из них (В. А. Крат) заключалась в том, что корона нагревается ударами быстрых протуберанцев и хромосферных спикул, скорость которых в среднем имеет порядок 100 км/сек. При торможении и турбулентном, а затем и газокINETическом (газокINETическая вязкость) распаде газовых потоков (спикулы, протуберанцы) кинетическая энергия их движения переходит в тепловую. Пусть скорость спикулы равна v . Тогда полная энергия в такой спикуле,

рассчитанная на 1 атом, будет равна

$$\frac{m_H}{2} v^2 + \frac{3}{2} kT. \quad (10)$$

Мы считаем, что корональный газ состоит только из водорода, поскольку для внешних слоев Солнца это практически соответствует действительности. В результате распада спикюлы ее кинетическая энергия превратится в тепловую. Если принять среднюю T для спикюлы равной 10^4 градусов, то после ее остановки и распада T повысится до $400\,000^\circ$. Хотя для нагрева газа мы и получаем правильный порядок величины, все же данный механизм ввиду редкости быстрых выбросов из хромосферы вряд ли может быть достаточно эффективным. Дело осложняется и тем, что значительная часть массы газа короны, охлаждаясь, превращается в протуберанцы, падающие обратно в хромосферу. Для того чтобы поддерживать T короны в среднем на высоком уровне, нужно, чтобы приток энергии не был меньше полной отдачи энергии короной. Данную гипотезу можно подновить, высказав предположение, что корона нагревается турбуленцией в ней самой. Как мы видели, энергия этой турбуленции, по крайней мере для «красных» областей короны, в среднем значительно больше тепловой энергии, и поэтому распад турбулентных токов должен неизбежно приводить к местному нагреванию короны. Но при такой постановке вопроса проблема не разрешается, так как возникает новый вопрос: за счет действия каких сил возникает корональная турбуленция?

Не лучше обстоит дело и с другой гипотезой (И. С. Шкловский, С. Б. Пикельнер). Согласно этой гипотезе нагревание короны происходит за счет джоулева тепла электрических токов, создаваемых изменениями магнитного поля в короне. Эта гипотеза пока не поддается количественной проверке, так как ни напряженность магнитного поля в короне, ни скорость его изменения с течением времени в отдельных местах нам совершенно неизвестны. Очевидно, что, вообще говоря, изменение напряженности магнитного поля, ввиду «приклеенности» газа короны к магнитным силовым линиям (корона ввиду полной ионизации водорода и гелия — хороший проводник) и огромной самоиндукции короны, может и не приводить к возникновению заметных электрических токов. Образование сгущения магнитных силовых линий вызовет сжатие короны и ее кратковременное нагревание, но в тех местах, где напряженность будет падать, может наблюдаться и охлаждение газа. Наконец, мы не можем считать магнитное поле самой короны ответственным за нагревание короны в целом, так как причиной флуктуаций этого поля может быть только турбуленция. В этом случае мы должны считать магнитное поле турбулентным, его силовые линии хаотически скрученными, а среднюю напряженность такого поля определяющей равенством энергий магнитной и кинетической (энергии турбулентного перемешивания) в короне, т. е.

$$\frac{\rho v^2}{2} = \frac{H^2}{8\pi}, \quad (11)$$

где ρ — плотность. Поэтому магнитное поле не может нагревать корону сильнее, чем это делает распад турбулентных движений. По сути дела, магнитное поле создает только как бы своеобразную магнитную вязкость, ускоряющую распад механических движений.

Источник изменений магнитного поля короны должен быть внешним. Усиление свечения короны и рост ее температуры (в среднем) над активными областями на Солнце подсказывает мысль о том, что корона каким-то образом нагревается изменениями магнитных полей пятен и кратковременно существующими полями хромосферных вспышек. Возможно, что механизм нагревания имеет характер ударных волн, возникающих при быстром

изменении H и связанном с ним перемещении проводника — газа короны. Теория таких процессов еще не разработана.

Вторая проблема теории короны — проблема диссипации газа из короны, — по сути дела, находится еще в стадии постановки, несмотря на то что в отличие от первой проблемы — нагревания короны — физический смысл явления диссипации совершенно ясен.

Раньше эта проблема обычно связывалась с улетучиванием легких газов из планетных атмосфер и с возможностью сохранения планетами малой массы заметной атмосферы. Впервые диссипация из короны была рассмотрена в работе В. А. Крата [9], связавшего проблему диссипации с задачей определения величины положительного электрического заряда короны. Проблему можно разделить на две части:

1. Определение соотношения между вылетами из Солнца частиц различного знака и напряженностью электростатического поля.

2. Определение скорости (величина потока частиц) диссипации газа из короны.

Несмотря на важность учета влияния на движение частиц электрической плазмы магнитного поля короны, трудность решения задачи и неопределенность в отношении напряженности магнитного поля вынуждали исследователей отказываться от этого учета и считать напряженность поля в короне равной нулю. Лишь в этом случае мы можем по-прежнему вести решение методами газовой кинетики, обобщая эти методы на движение частиц плазмы. Поэтому здесь мы будем иметь дело только с гравитационным и электростатическим полями. Поскольку длины свободного пробега частиц остаются значительно меньшими размеров неоднородностей в короне, для нас не обязательно считать корону сферически симметричным образованием и можно вести расчет для отдельных участков поверхности Солнца. Частица может покинуть Солнце лишь в том случае, если ее скорость больше скорости отрыва v_e :

$$v_e^2 = 2gR, \quad (12)$$

где g — ускорение внешнего поля (суммарного: гравитационного и электростатического) и R — расстояние от центра Солнца. Для того чтобы на границе короны не могло происходить непрерывного накопления заряда, необходимо, чтобы полный поток диссипирующих из короны частиц был квазинейтральным. Иными словами, потоки вылетающих частиц разных знаков должны быть равны друг другу. Пусть распределение частиц по энергии (ϵ) для электронов выражается функцией $S'(\epsilon)$, а для протонов $S(\epsilon)$. Очевидно, что если электронная температура выше, чем температура протонов, то $S'(\epsilon) > S(\epsilon)$. Вес вылетающих протонов мы обозначим через $m_p g_p$ (g_p — ускорение протонов), а электронов — через $m_e g_e$ (g_e — ускорение электронов). Если $1 - \beta$ составляет долю ускорения силы тяжести (g_0), компенсируемую для протонов положительным зарядом, то

$$m_p g_p = m_p g_0 (1 - \beta),$$

$$m_e g_e = m_p g_0 \beta,$$

или

$$\left. \begin{aligned} g_p &= g_0 (1 - \beta), \\ g_e &= \frac{m_p}{m_e} g_0 \beta; \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

$\beta > 0$ означает, что существует некоторое положительное электростатическое ускорение. Внутри плазмы, состоящей только из водорода, что является хорошим приближением к солнечной атмосфере, $\beta = 0,5$. Равенство весов всех частиц делает их неразличимыми и обеспечивает квазинейтральность плазмы.

Окружим Солнце некоторой сферической поверхностью, через которую движется поток диссипирующих частиц. Радиус этой поверхности можно варьировать, начиная с некоторого R_1 , при котором из элемента объема газа вылетает наибольшее количество диссипирующих частиц (так называемый слой вылета), и до любых сколь угодно больших R . Для данных вычислений достаточно взять R близким к радиусу R слоя вылета ($R_1 \approx 2R_\odot$). Эту сферическую поверхность называют поверхностью вылета или поверхностью диссипации. Прошедшие через нее частицы уже не теряют энергию вследствие столкновений и навсегда покидают Солнце. Пусть предельные значения энергии электронов и протонов, нужные для преодоления потенциального барьера звезды и соответствующие скоростям отрыва, соответственно равны ε_e и ε_p . Тогда условие равенства потоков частиц, диссипирующих через 1 см^2 поверхности вылета, примет вид

$$\int_{\varepsilon_p}^{\infty} S(\varepsilon) v(\varepsilon) d\varepsilon = \int_{\varepsilon_e}^{\infty} S'(\varepsilon) v'(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (14)$$

где

$$v = \sqrt{\frac{\varepsilon kT}{m_p}}, \quad v' = \sqrt{\frac{\varepsilon kT}{m_e}}, \quad (15)$$

$$\varepsilon_p = \frac{m_p v_{e,p}^2}{kT}, \quad \varepsilon_e = \frac{m_e v_{e,e}^2}{kT} \quad (16)$$

($v_{e,p}$ и $v_{e,e}$ — скорости отрыва для протонов и электронов).

Подставляя (15) в (14), получаем:

$$\left(\frac{1}{m_p}\right)^{1/2} \int_{\varepsilon_p}^{\infty} S(\varepsilon) \varepsilon^{1/2} d\varepsilon = \left(\frac{1}{m_e}\right)^{1/2} \int_{\varepsilon_e}^{\infty} S'(\varepsilon) \varepsilon^{1/2} d\varepsilon, \quad (17)$$

откуда

$$\left(\frac{m_p}{m_e}\right)^{1/2} = \frac{\int_{\varepsilon_p}^{\infty} S(\varepsilon) \varepsilon^{1/2} d\varepsilon}{\int_{\varepsilon_e}^{\infty} S'(\varepsilon) \varepsilon^{1/2} d\varepsilon}. \quad (18)$$

Если температуры электронного и протонного газа равны (что, как показано И. С. Шкловским, в среднем справедливо для газа короны), то $S(\varepsilon) = S'(\varepsilon)$. Тогда условие (18) удовлетворится только при

$$\varepsilon_p < \varepsilon_e \quad (19)$$

или

$$m_p v_{p,e}^2 < m_e v_{e,e}^2 \quad (20)$$

и, далее,

$$m_p g_p < m_e g_e, \\ 1 < \frac{\beta}{1-\beta},$$

т. е.

$$\beta > 0,5. \quad (21)$$

Если распределение газа в короне является равновесным (максвелловским), то $\beta = 0,58$ при $T \approx 10^6$ град. При $T_e > T_p$ (корона нагревается токами, и электронная температура оказывается несколько выше протонной) неравенство (19) усиливается, так как в этом случае $S'(\varepsilon) > S(\varepsilon)$ для ε ,

близких к ε_p и ε_e . Тогда β может оказаться близким к единице. Однако, как справедливо заметил С. Б. Пикельнер, при $\beta \approx 1$ диссипация становится серьезным фактором охлаждения короны, что может привести даже к случаю $T_p > T_e$ и к понижению β .

Как мы видим, хотя в общем β и оказывается несколько большим чем 0,5, оно не сильно отклоняется от своего равновесного значения внутри плазмы. Значение $\beta \approx 0,6$ приводит к величине положительного заряда Солнца, равной $3 \cdot 10^{11}$ электростатических единиц. При отклонении β от значения, предписанного условием (18), в сторону уменьшения поток электронов окажется большим, чем поток протонов, и заряд Солнца будет увеличиваться, а при увеличении β , наоборот, увеличение потока протонов будет уменьшать заряд. Учет влияния магнитного поля на диссипацию частиц не может качественно изменить полученный результат, так как при любой форме магнитного поля при $\beta = 0$ поток диссипирующих электронов будет больше потока диссипирующих протонов. В итоге установится некоторое стационарное состояние при $0 < \beta < 1$.

Однако дело обстоит совсем иначе, когда мы хотим вычислить полный поток диссипирующих частиц и на этом основании оценить уменьшение массы Солнца за счет процесса диссипации. Здесь уже без учета влияния на диссипацию магнитного поля короны обойтись невозможно. Даже слабое магнитное поле с H порядка десятых или сотых гаусса заставит диссипирующие частицы придерживаться магнитных силовых линий и тем затруднит их вылет. Вылет частиц с ε , близким к ε_p и ε_e , совсем прекратится, и уровень потенциального барьера резко повысится. Расчеты полного потока диссипирующих частиц, выполненные без учета магнитного поля В. А. Кратом и независимо С. Б. Пикельнером [9], дали сходные по величине оценки потери массы через диссипацию порядка 10^{17} г/год, что в сотни раз меньше потери массы через излучение. Истинная величина потока диссипации должна быть еще значительно меньшей.

Выброс из Солнца геоактивных частиц может происходить лишь в виде квазинейтральных сгустков материи, так как даже незначительное нарушение квазинейтральности за счет присутствия в сгустке в большем количестве частиц одного какого-то знака создаст столь большое электростатическое ускорение, препятствующее разделению зарядов и тормозящее движение этого сгустка, что или сгусток станет квазинейтральным (за счет вылета из него избыточных частиц, нарушающих его квазинейтральность), или же его движение прекратится. Недопустимо даже наличие незначительных зарядов, так как и это во много раз увеличит влияние на движение сгустков магнитного поля короны.

В заключение мы остановимся еще на одном частном вопросе теории короны, имеющем отношение к ее структуре. Более холодные «красные» области короны находятся по соседству с горячими «зелеными» областями, причем газ этих зон не перемешивается, несмотря на существование между ними значительного градиента давления. Правильное объяснение этого факта дал И. С. Шкловский. Он показал, что наличие магнитного поля в короне в весьма сильной степени уменьшает теплопроводность и электропроводность газа короны в направлении, перпендикулярном к магнитным силовым линиям. Для того чтобы влияние магнитного поля стало заметным, достаточно, чтобы H было больше 10^{-7} гаусса. Так как действительные значения турбулентного магнитного поля в короне должны быть значительно больше, перемешивания газа различной температуры за счет теплопроводности почти не будет. Именно поэтому, по-видимому, корональные лучи могут существовать в течение нескольких недель.

Большое значение раньше придавалось лучам внешней короны, которые рассматривались как потоки частиц, выбрасываемых Солнцем. Рассматривая

луч как струю газа, мы должны считать выполняющимся условие

$$v(\varrho) W^2 n_e = \text{const}, \quad (22)$$

где W — толщина луча, $v(\varrho)$ — скорость струи на заданном ϱ , n_e — концентрация электронов, пропорциональная плотности в струе. Так как для выброшенной из Солнца струи $v(\varrho)$ может только уменьшаться с высотой, то с ростом ϱ $W^2 n_e$ должно увеличиваться. Как показало исследование ван де Холста, фотометрические данные о корональных лучах свидетельствуют скорее об уменьшении $W^2 n_e$ с увеличением ϱ . Также для того, чтобы корональные лучи могли представлять собой потоки частиц, покидающих Солнце, нужно, чтобы в области внутренней короны скорости газа в лучах-струях превышали скорость отрыва для нейтральных тел, т. е. величину порядка 600 км/сек. В действительности в короне не наблюдается и даже значительно меньших скоростей упорядоченного движения.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ VII

1. Крат В. А., Изв. ГАО № 142, 1949.
2. Ван де Хульст Х. К., Глава V из монографии «Солнце», под. ред. Койпера ИЛ, 1957.
3. Тихов Г. А., Изв. ГАО № 110, 1931; Труды экспедиции по наблюдению солнечного затмения 1936 г., т. 2, 1949.
4. Бугославская Е. Я., Тр. ГАИШ 12, 1949.
5. Csada I. K., Acta Phys. Chem. Szeged 4, № 3—4, 77, 1958.
6. Шкловский И. С., Солнечная корона, Гостехиздат, 1951.
7. Waldmeier, Die Sonnenkorona, Bd. 2, Basel, 1957.
8. Trellis, Theses Univ., Paris, 1956.
9. Пикельнер С. Б., Изв. КРАО, 5, 34, 1950.

ГЛАВА VIII

СЛУЖБА СОЛНЦА

§ 50. Определение понятия «Службы Солнца». Различные явления в атмосфере Солнца — пятна, факелы, протуберанцы, образования в короне и др. — весьма непостоянны и быстро изменяются. Поэтому в большинстве случаев отдельные наблюдения в тот или иной момент имеют мало значения и основной интерес представляет исследование развития этих явлений от их возникновения до исчезновения и то, как при этом изменяются относящиеся к ним физические характеристики.

Явления в атмосфере Солнца тесно связаны между собой, и поэтому при исследовании одних нужно принимать во внимание изменения, происходящие в других.

Таким образом, к наблюдениям явлений, происходящих на Солнце, предъявляются специфические требования непрерывности и комплексности, т. е. наблюдения должны быть систематическими и явления, происходящие на всей поверхности и во всех доступных наблюдению слоях Солнца, должны прослеживаться одновременно.

Тенденция развития науки такова, что эти требования становятся все более жесткими, и если раньше считались удовлетворительными такие наблюдения, когда каждый день получался хотя бы один снимок, то в настоящее время организуется непрерывная киносъемка явлений, происходящих в разных слоях атмосферы Солнца. Сказанное относится даже к таким сравнительно медленно изменяющимся явлениям, как пятна.

Очевидно, что непрерывные круглосуточные наблюдения не могут быть осуществлены в одном месте и нужна кооперация нескольких обсерваторий, расположенных по долготе достаточно густо таким образом, чтобы перерывы из-за плохой погоды или наступления ночи на одних обсерваториях заполнялись наблюдениями на других. Для того чтобы такое взаимное дополнение было возможно, нужно наличие однородных инструментов и тщательное согласование программ наблюдений и методов на различных обсерваториях. Вся совокупность мероприятий, проводимых на сети обсерваторий, имеющих целью получение максимально подробного непрерывного ряда наблюдений, получила название *Службы Солнца*.

Исключительно важным стимулирующим фактором для развития Службы Солнца было то обстоятельство, что явления, происходящие на Солнце, влияют на атмосферу Земли, вызывая полярные сияния, магнитные бури, изменения в ионосфере, а отсюда и нарушения в радиосвязи и т. д. Возникающие вследствие этого практические вопросы, в особенности связанные с обеспечением бесперебойности радиосвязи, также требуют непрерывных и всесторонних наблюдений явлений на Солнце с целью получения материалов для сопоставления с явлениями в атмосфере Земли и для предсказания последних.

В наши дни большое развитие Служба Солнца получила в связи с Международным геофизическим годом и годом Геофизического сотрудничества (1957—1959 гг.), когда увеличилось число обсерваторий, участвующих в этой

работе. Было модернизировано оборудование и составлены расширенные программы, обязательные для всех обсерваторий земного шара, участвующих в Службе Солнца.

Первоначально Служба Солнца велась на небольших, сравнительно примитивных инструментах из-за того, что больших инструментов, обладающих достаточным разрешением и создающих изображения достаточно больших размеров, было мало. Это не могло не сказаться на качестве данных, собираемых Службой Солнца, в особенности о явлениях в хромосфере. Поэтому исторически произошло разделение солнечных наблюдений на наблюдения предельно высокого качества, но несистематические, производимые в отдельные случайные моменты, и наблюдения сравнительно малочисленные, но систематические и непрерывные. Они-то и были названы Службой Солнца.

Однако в последние годы выяснилось, что, с одной стороны, те закономерности, которые могли быть выявлены с помощью малых инструментов, уже открыты, а с другой, что отдельные, даже высокого качества снимки, получаемые на больших инструментах, приносят мало пользы, так как из-за несистематичности наблюдений они не могут быть использованы для исследования явлений в развитии. Поэтому основной организационной проблемой современной Службы Солнца является организация максимально непрерывных (во многих случаях с применением кино) наблюдений на достаточно густой сети обсерваторий, вооруженных инструментами с большим разрешением.

Для успешности вышеописанной коллективной работы необходим постоянный и срочный обмен данными между обсерваториями, входящими в Службу Солнца. Это обстоятельство накладывает жесткое требование срочной обработки и взаимной информации (при обычных астрономических наблюдениях обработка сильно отстает от наблюдений, иногда даже на годы).

Срочность обработки и информации вызывается также и тем, что, как было сказано выше, данные об изменениях в атмосфере Солнца необходимы для решения ряда прикладных вопросов при сопоставлении их с явлениями, происходящими в атмосфере Земли.

Объединения обсерваторий в Службы Солнца происходят как внутри той или иной страны, так и в международном масштабе под руководством Международного астрономического союза.

Необходимо отметить следующие Службы, получившие наибольшую известность однородностью и длительностью своих рядов наблюдений: Цюрихская, Гринвичская, Медонская, Фраунгоферовского института (Фрейбург, ФРГ), Маунт-Вилсоновская и международные службы внезатменных наблюдений короны и хромосферных вспышек.

В СССР наблюдения по Службе Солнца организуются и направляются Комиссией по исследованию Солнца при Астрономическом совете Академии наук СССР. Подробное описание Службы Солнца в СССР дано в [1].

Так как практически невозможно систематически и достаточно часто измерять все возможные характеристики всех солнечных образований, то приходится при получении систематических рядов данных ограничиваться измерениями только нескольких характеристик, называемых *индексами солнечной активности*, служащих для получения общего представления о состоянии активности Солнца. Индексы солнечной активности позволяют ориентироваться в огромном количестве материала и дают возможность выбрать интересные случаи, в которых снимки измеряются со всей возможной тщательностью и полнотой. Кроме того, индексы солнечной активности используются для предварительных сопоставлений как солнечных явлений между собой, так и с геофизическими процессами.

В качестве индексов солнечной активности употребляются числа солнечных пятен (числа Вольфа), площади солнечных пятен, напряженность

магнитного поля пятен, площади факелов, площади и интенсивности флоккулов водорода и ионизованного кальция, количество, площадь, форма и интенсивность водородных протуберанцев, интенсивность эмиссионных корональных линий, интенсивность радиоизлучения на различных волнах.

Большое значение имеет Служба хромосферных вспышек, для полной регистрации которых из-за кратковременности их существования особенно необходимы круглосуточные наблюдения.

Кроме этих индексов, которые регулярно наблюдаются и публикуются, время от времени публикуются и другие индексы, вводимые различными наблюдателями, но не ставшие пока постоянно наблюдаемыми из-за сложности их определения или по другим причинам. Среди таких индексов необходимо отметить: отношение интенсивностей линий H_α водорода и H ионизованного кальция в протуберанцах, определявшееся Е. Я. Перепелкиным с 1928 г. по 1935 г. и являющееся показателем интенсивности далекой ультрафиолетовой радиации Солнца; интенсивность свечения короны в непрерывном свете и интенсивность общего магнитного поля Солнца, измеряемую пока не систематически.

§ 51. Фотосферные индексы солнечной активности. Первые наблюдения, относящиеся к Службе Солнца, были начаты вскоре после изобретения телескопа и заключались в подсчетах чисел солнечных пятен. Эти наблюдения были вначале не систематическими и обрывались с прекращением работы того или иного наблюдателя. В дальнейшем с увеличением числа наблюдателей и обсерваторий стали накапливаться более полные данные.

Однако полноценными эти подсчеты чисел пятен стали с 1847 г., когда их начал вести Р. Вольф на Цюрихской обсерватории (см. § 18). Сам Вольф наблюдал в течение 45 лет. С тех пор эти наблюдения ведутся непрерывно по единой программе.

В дальнейшем в ряды Цюрихской обсерватории стали включаться данные других обсерваторий и отдельных наблюдателей. Кроме того, наблюдения за предыдущие годы были собраны, проанализированы, приведены к Цюрихской системе, и, таким образом, ряд чисел пятен был продолжен в прошлое до 1700 г. (среднегодовые значения). Годы максимумов и минимумов числа солнечных пятен отмечены до 1610 г. Конечно, эти данные менее достоверны.

По наблюдениям советских обсерваторий также выводятся числа Вольфа [2]. Сравнение этих значений с цюрихскими обнаруживает большое сходство обоих рядов [3]. Вообще же числа пятен являются весьма грубым и субъективным индексом солнечной активности, так как эти числа сильно зависят от условий наблюдений и от того, как наблюдатель объединяет пятна в группы, что не всегда очевидно в годы, когда пятен много и когда группы пятен располагаются близко друг к другу. С другой стороны, большим достоинством чисел Вольфа является простота их определения и то, что они (благодаря этой простоте) выведены за несколько столетий. По этим причинам подсчеты чисел Вольфа целесообразно продолжать и в будущем, хотя сейчас имеются и более точные индексы, характеризующие появление пятен на Солнце.

Для целей сопоставления пятен с геофизическими явлениями представляют интерес числа Вольфа, подсчитанные не по всему диску Солнца, а в центральной зоне, ограниченной кругом с радиусом, равным половине радиуса Солнца. Такие числа также выведены для большого количества лет.

Более точным и объективным индексом, характеризующим пятнообразовательную активность Солнца, является площадь солнечных пятен, которую принято выражать в миллионных долях полусферы Солнца. Эти наблюдения

значительно сложнее, чем подсчеты чисел пятен, так как для определения площади пятна необходимо измерить его координаты, измерить на снимке или на экране площадь пятна и затем, учтя расстояние пятна от центра видимого диска Солнца, исправить измеренное значение площади за проекцию из-за сферичности Солнца. Эти измерения и редукции тем менее точны, чем ближе пятно к краю солнечного диска. При приближении к краю диска Солнца точность измерения площади падает из-за уменьшения спроектированного изображения пятна, увеличения колебаний изображений и того, что пятно не является плоским образованием. По этим причинам мелкие пятна перестают быть видимыми еще до их захода за край Солнца, а исправление площади пятна за проекцию умножением на секанс углового расстояния пятна от центра видимого диска оказывается недостаточным. Этот вопрос исследовался многими авторами [4]. В результате было предложено ввести так называемую *функцию видимости*, с помощью которой можно исправить данные наблюдений таким образом, чтобы при их усреднении по зонам с различным расстоянием от центра видимого диска в них отсутствовала зависимость от этого расстояния. Влияние условий наблюдений на видимость пятен вблизи края Солнца приводит к появлению небольших сезонных вариаций в усредненных данных о числе и площадях пятен. Очевидно, что при статистической обработке эти вариации нужно исключать, так как они не имеют никакого отношения к солнечной активности.

В 1907 г. Маундер [5] установила, что имеется небольшое различие в количестве и размерах пятен на восточном и западном краях диска Солнца. В дальнейшем этому вопросу был посвящен много работ. Наиболее интересные исследования в этом направлении производятся в настоящее время Деже [6] в Будапештской обсерватории. Наиболее вероятное объяснение этого явления состоит в том, что ось пятен оказывается наклоненной то в направлении вращения Солнца, то в противоположном направлении, в зависимости от возраста группы пятен. При этом из-за того, что пятна представляют собой воронкообразные углубления, условия их видимости оказываются различными на восточном и западном краях.

Для характеристики пятнообразовательной активности Солнца подсчитывается сумма площадей всех пятен за данный день, причем в зависимости от целей исследования такие подсчеты делаются по всему диску или в более или менее ограниченной центральной зоне.

Очевидно, что недоучет мелких пятен из-за атмосферных влияний или недостатков инструмента мало скажется на суммарном значении площадей пятен, тогда как при подсчете чисел пятен мелкие пятна входят с таким же весом, как и крупные.

Иногда при сопоставлении площадей солнечных пятен с явлениями на Земле пользуются значениями площадей пятен, неисправленными за кривизну солнечной поверхности. При этом площади пятен выражаются в миллионных долях диска. Очевидно, что применение этого индекса предполагает, что излучение радиации, воздействующей на атмосферу Земли, пропорционально площади пятен и происходит по закону Ламберта. Это предположение допустимо в случае светового излучения, но заведомо неприменимо по отношению к корпускулярной радиации, излучаемой узкими пучками (см. ниже) и вызывающей на Земле магнитные возмущения, полярные сияния и особые типы возмущений в ионосфере.

Регулярные измерения площадей солнечных пятен и их координат были выполнены с 1861 по 1868 год Шпёером [7], а с 1874 г. регулярно ведутся Гринвичской обсерваторией, установившей для этой цели стандартные фотогелиографы в Гринвиче, Кодайканале (Южная Индия) и Капе (Южная Африка). Снимки, получаемые на всех этих обсерваториях и обрабатываемые в одном месте, позволяют обеспечить непрерывный ряд значений

Такие карты изображают поверхность Солнца в цилиндрической или меркаторской проекции. Вертикальными линиями отмечены солнечные меридианы, считаемые от меридиана Кэррингтона через 10° по долготе (на рисунке долготы указаны на верхнем горизонтальном срезе карты). Горизонтальные линии — параллели, проведенные также через 10° широты (широты отмечены на вертикальных срезах карты).

Так как Солнце делает полный синодический оборот вокруг своей оси приблизительно за 27 дней, то в течение этого периода на Землю поочередно бывают направлены все солнечные меридианы и при систематических наблюдениях имеется возможность зарегистрировать все детали на Солнце и отметить на карте их положение и форму. На нижнем срезе карты указаны моменты, когда данный меридиан был направлен на Землю. Таким образом, каждая синоптическая карта представляет собою изображение развернутой

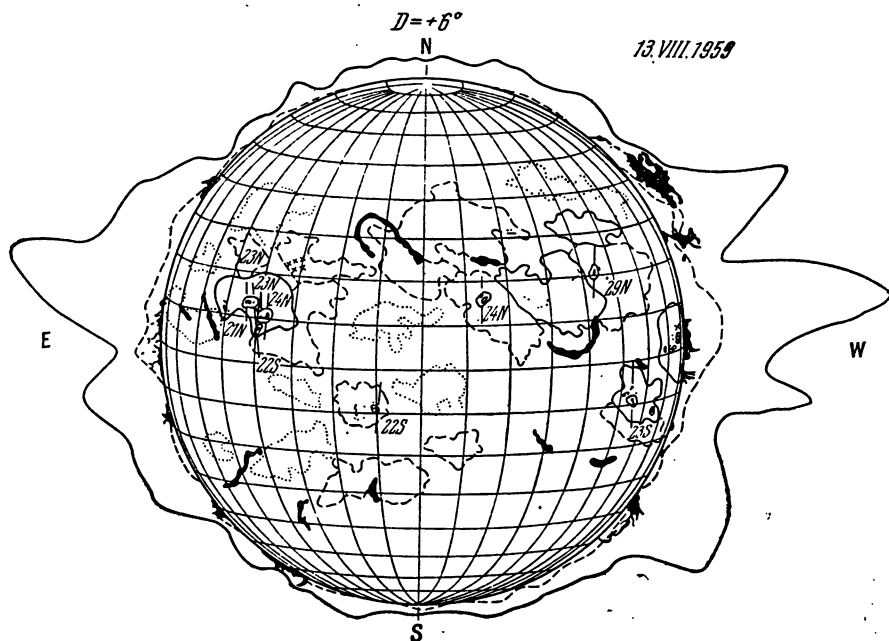


Рис. 59.

поверхности Солнца для данного оборота Солнца. Недостатком таких карт является то, что на них трудно отобразить изменения в солнечных образованиях, происшедшие в течение данного оборота Солнца. Тем не менее такие карты позволяют судить о распределении основных очагов активности, а путем сопоставления карт, относящихся к последовательным оборотам, видеть основные изменения в активности.

Пунктирной «прямой» отмечается положение проекции Земли на Солнце. Очевидно, что пересечение этой линии с данным меридианом отмечает место на Солнце, находившееся в центре видимого диска Солнца в день, указанный на нижнем срезе карты. Синоптические карты позволяют легко решить любую геометрическую задачу, которая может встретиться при сопоставлении солнечных и земных явлений.

Факелы, часто имеющие большие размеры, наносятся на синоптические карты частями по мере того, как они выходят из-за восточного края или скрываются за западным. В результате на синоптической карте вырисовывается полная истинная форма факела, и тем исключается тот недостаток,

что они могут быть видимы только вблизи края Солнца. Регулярное составление и публикация таких фотосферных синоптических карт выполняется Цюрихской обсерваторией [9] начиная с 1926 г.

С 1932 г. такие же фотосферные синоптические карты, составляемые по наблюдениям советских обсерваторий, публикуются в Пулковском каталоге солнечной деятельности.

Так как синоптические карты не отражают изменений в солнечных образованиях от дня ко дню, то в последние годы их стали дополнять публикацией для каждого дня карт солнечной поверхности, на которые по возможности точно, с соблюдением формы и размеров, наносятся пятна, кальциевые флоккулы, волокна и протуберанцы, как они видны на фотогелиограммах и спектрогелиограммах. Кроме того, на этих картах дается распределение интенсивности зеленой и красной корональных линий вокруг Солнца по наблюдениям на внеатмосферных коронографах. На рис. 59 представлена одна из таких ежедневных карт из бюллетеня «Солнечные данные», в котором они публикуются с 1954 г. Аналогичные карты публикуются также Медонской обсерваторией и Фраунгоферовским институтом.

§ 52. Хромосферные индексы солнечной активности. В качестве хромосферных индексов употребляются координаты, площадь и интенсивность флоккулов, главным образом, ионизованного кальция, площадь, форма, положение и интенсивность водородных протуберанцев, волокон и извержений. К хромосферным индексам также относится и напряженность магнитного поля пятен, поскольку она определяется по расщеплению хромосферных линий вследствие эффекта Зеемана.

Наличие кальциевых и водородных флоккулов ранее характеризовалось весьма грубым, определяемым на глаз индексом, учитывавшим одновременно площадь всех флоккулов, их компактность и интенсивность. Эти оценки производились глазомерно путем сравнения картины, видимой в спектрогелиоскопе, со стандартами — спектрогелиограммами, снятыми в дни с различной активностью. Такие оценки публиковались в квартальном бюллетене солнечной активности Международного астрономического союза с 1917 по 1940 г. [10].

С 1921 г. [11] Д'Азамбужа были начаты регулярные наблюдения хромосферных образований на большом спектрогелиографе в Медоне. В дальнейшем в эту работу включились также обсерватории Маунт Вилсон и Кодайканал на аналогичных инструментах. Синоптические карты хромосферы, построенные на основании этих наблюдений и публикуемые ежегодно Медонской обсерваторией, являются до сих пор непревзойденными по своей полноте и точности. (Эти же карты в срочном порядке публикуются ежемесячно в «L'Astronomie».) На рис. 60 приведена одна из таких карт. Способ построения этих карт тождествен способу построения вышеописанных фотосферных карт. На хромосферных картах нанесены изображения кальциевых флоккулов с сохранением их формы и масштаба.

Густотой штриховки показана интенсивность флоккулов по пятибалльной шкале. На картах нанесены также волокна с сохранением их формы и схематически пятна в виде кружков, размер которых пропорционален площади пятен. Отдельные части волокон зачернены тем сильнее, чем дольше они существовали. К хромосферным картам прилагаются таблицы, содержащие численные характеристики волокон, изображенных на картах.

Необходимо также отметить альбомы обсерваторий в Коимбре, в которых на каждый день наблюдения приводятся отпечатки спектрогелиограмм, получаемых на большом спектрогелиографе в случаях K_1 и K_3 ионизованного кальция [12].

В последние годы спектрогелиограммы очень высокого качества стали получаться на большом солнечном телескопе Крымской астрофизической

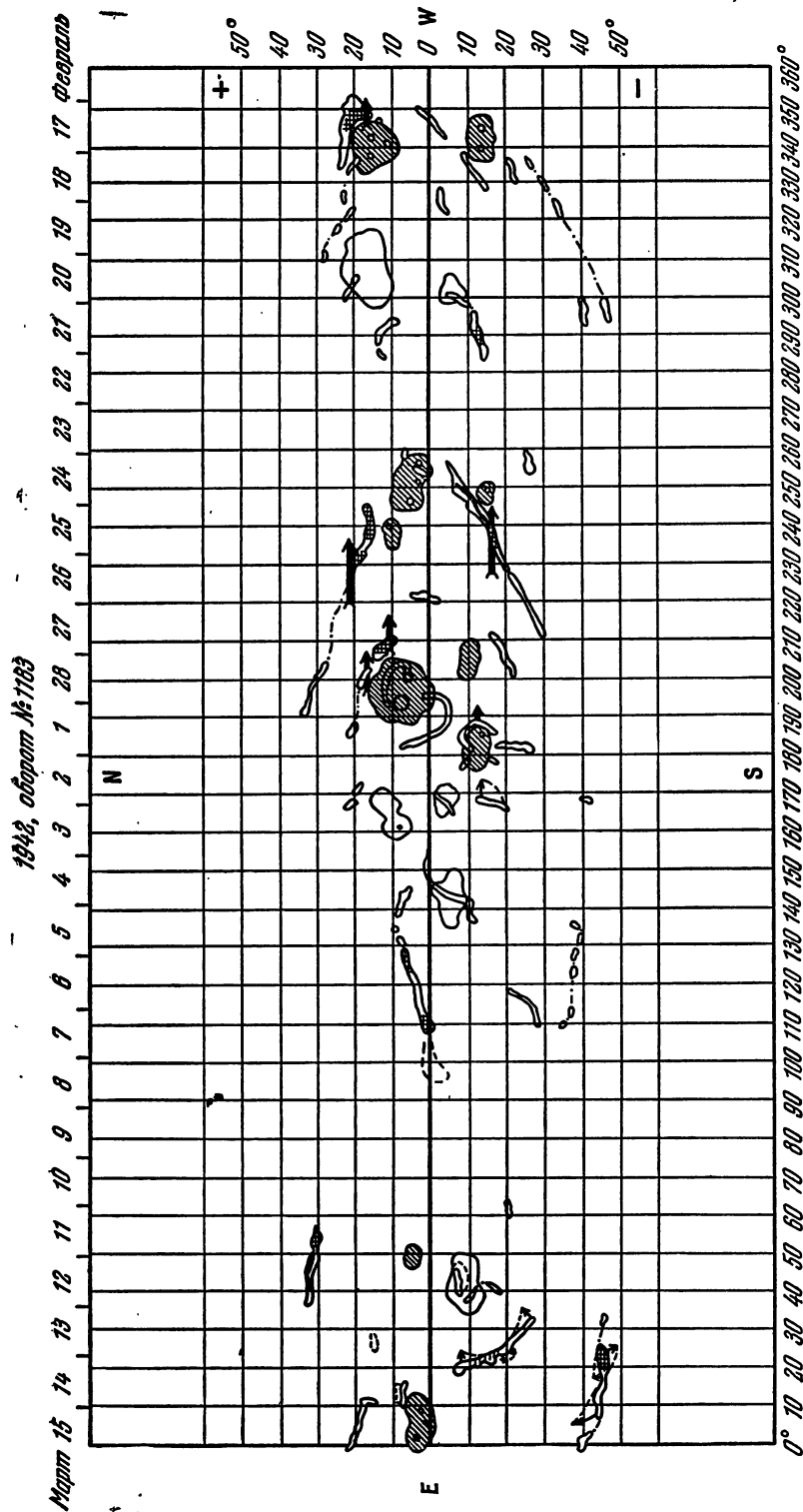


Рис. 60.

обсерватории, а также на Горной астрономической станции. Снимки небольшого размера получаются в Харькове, Абастумани и Симеизе.

Данные о протуберанцах систематически публикуются в изданиях Цюрихской обсерватории [9] в виде таблиц. В них на каждый день наблюдения для каждых 5° позиционного угла дается площадь протуберанцев. В Пулковском «Каталоге солнечной деятельности» с 1933 по 1956 г. давалась суммарная площадь протуберанцев по 30-градусным интервалам широт по наблюдениям обсерваторий в Симеизе, Ташкенте, Абастумани и на Горной астрономической станции Пулковской обсерватории.

С 1957 г. публикуются более полные данные по наблюдениям на внезатменных коронографах на Горной астрономической станции Пулковской обсерватории, Горной станции Астрофизического института в Алма-Ате и Крымской астрофизической обсерватории. По этим наблюдениям на ежедневные карты бюллетеня «Солнечные данные» наносятся протуберанцы с сохранением их положения, формы и масштаба, а в «Каталоге солнечной деятельности» в таблицах приводятся численные данные о положении, площадях, высотах и интенсивности всех протуберанцев.

Кроме этих данных, имеются отрывочные, более или менее длинные ряды наблюдений протуберанцев, полученные отдельными наблюдателями. Из них следует упомянуть наблюдения лучевых скоростей протуберанцев в Пулкове [13].

Большой прогресс в исследованиях протуберанцев был достигнут применением замедленной киносъемки. В настоящее время этот метод получил столь широкое применение, что уже можно говорить о наличии кинематографической службы протуберанцев. Киносъемка протуберанцев широко применяется на обсерватории Маунт Вилсон — с 1936 г., на обсерватории Мак-Мас — Халберт — с 1937 г., на Высокогорной обсерватории в Клаймаксе — с 1942 г., на станции на пике Сакраменто — с 1950 г. В СССР широкое применение киносъемка протуберанцев получила на Крымской астрофизической обсерватории с 1950 г.

Большой интерес представляют наблюдения хромосферных вспышек, проливающие свет на природу процессов в активных областях Солнца и обнаруживающие наиболее отчетливую связь с явлениями в верхних слоях атмосферы Земли.

До недавних пор наблюдения хромосферных вспышек велись только визуально на большом числе обсерваторий, снабженных спектрогелиоскопами или монохроматическими фильтрами. Результаты этих наблюдений систематически публикуются в квартальном бюллетене солнечной активности Международного астрономического союза. Наблюдения советскими обсерваториями вспышек публикуются в Пулковском каталоге и в бюллетене «Солнечные данные». С недавнего времени при наблюдениях хромосферных вспышек также стала применяться киносъемка [14]. С началом Международного геофизического года в СССР началась киносъемка вспышек на хромосферных телескопах. Хромосферные вспышки так тесно связаны с некоторыми электрическими явлениями в атмосфере Земли, что последние могут использоваться как индикаторы, сигнализирующие о появлении вспышки. Наиболее удобным для этой цели явлением оказалось усиление интенсивности и частоты атмосферных разрядов на частоте 27 mc во время хромосферных вспышек. Так как эти разряды (атмосферики) регистрируются непрерывно самописцами, то такие наблюдения дают возможность отмечать все случаи появления вспышек независимо от погоды и с большей легкостью, чем при оптических наблюдениях, которые требуют постоянного присутствия наблюдателя.

Аналогичным образом для суждения о возникновении вспышки можно использовать появление больших всплесков в широком диапазоне частот

позиционного угла, считаемого от северного полюса Солнца, и относятся к точкам короны, находящимся на расстоянии 40 секунд дуги от края Солнца. Данные обсерваторий Канцельхойе и Вендельштейн печатаются также и в бюллетене Фраунгоферовского института «*Sonnen Zircular*» как в табличной форме, так и в виде синоптических карт (рис. 61), аналогичных синоптическим картам фотосферы и хромосферы. На этих картах проведены изолинии равных интенсивностей коронального свечения.

В СССР систематические внезатменные наблюдения корональной линии 5303 Å начаты с конца 1953 г. на Горной астрономической станции Пулковской обсерватории вблизи г. Кисловодска. На той же станции с начала 1954 г. ведутся наблюдения линии λ 6374, с 1956 г. — линии λ 5694 и инфракрасных корональных линий λ 10747 и 10798 Å. Кроме того, систематические наблюдения корональных линий λ 5303 и λ 6374 с 1955 г. ведутся на Высокогорной станции Астрофизической обсерватории в Алма-Ате. На обеих этих станциях оценки интенсивностей линий также делались в условной шкале, но с начала Международного геофизического года был осуществлен переход к абсолютным измерениям. Данные советских станций публикуются в Пулковском «Каталоге солнечной деятельности», в бюллетене «Солнечные данные», а также в Международном квартальном бюллетене солнечной активности. Методика наблюдений корональных линий вне затмений описана в [18]. Очевидно, что использование данных о корональных линиях требует сведения в одну систему результатов наблюдений различных обсерваторий.

§ 54. Индексы радиоизлучения Солнца. В последние годы открылись новые возможности наблюдения за активными образованиями в хромосфере и солнечной короне, основанные на измерениях интенсивности и поляризации радиоволн разной длины, излучаемых активными образованиями на Солнце. При этом сквозь верхние слои хромосферы, как сравнительно более плотный слой ионизованного газа, могут пройти только радиоволны с длиной не больше нескольких сантиметров (например, волны с длиной 3 см приходят из верхних слоев хромосферы, с длиной 1 см — из средних слоев), и потому наблюдения на этих волнах характеризуют состояние хромосферы на разной глубине. Радиоволны с длиной порядка нескольких десятков сантиметров и длиннее могут приходить только от областей не ниже корональных, и потому наблюдения на этих волнах характеризуют состояние активных областей в короне.

В тех случаях, когда наблюдается расщепление радиоволн на обыкновенный и необыкновенный лучи, измерения поляризации позволяют судить о магнитных полях.

Все вышеизложенное привело, естественно, к тому, что возникла необходимость в систематических наблюдениях за радиоизлучением Солнца в различных частотах, поскольку получаемые в результате данные являются важным дополнением к получаемым оптическими методами.

Такие наблюдения проводятся рядом институтов и лабораторий, причем число наблюдательных станций все время увеличивается, а методика наблюдений и аппаратура совершенствуются с поразительной быстротой.

Систематические данные о результатах наблюдений регулярно публикуются в квартальном солнечном бюллетене Международного астрономического союза. В бюллетенях приводятся на каждый день наблюдения значения интенсивности излучения Солнца на различных частотах от 38 до 9400 *Mc* и показатель поляризации, вычисляемый по соотношению интенсивности (I_R и I_L) двух взаимно перпендикулярных векторов по формуле

$$100 \frac{I_R - I_L}{I_R + I_L}.$$

Интенсивности векторов приводятся в отдельной таблице на каждый день

наблюдения. Значение показателя поляризации, вычисляемого по этой формуле, равное нулю, очевидно, соответствует отсутствию поляризации.

Далее, на каждый день наблюдения для ряда частот приводится индекс изменчивости радиоизлучения по четырехбалльной шкале (0 — спокойно, 3 — сильная изменчивость). Кроме того, приводится таблица выдающихся явлений. В ней указываются время начала возмущения, его продолжительность, тип, интенсивность, поляризация и с каким из оптически наблюдаемых явлений оно было связано.

В СССР такие наблюдения проводятся в Пулковке, в Научно-исследовательском радиофизическом институте в г. Горьком, на Горной астрономической станции вблизи г. Кисловодска, в Абастуманской, Крымской и Бюраканской обсерваториях и на Иркутской и Уссурийской станциях. Советские наблюдения публикуются в бюллетене «Солнечные данные».

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ VIII

1. Гневывшева Р. С., Наблюдения Солнца, Изд. Комитета МГГ, стр. 3, 1959.
2. КATALOGИ солнечной деятельности, а также бюллетень «Солнечные данные», издаваемые ГАО АН СССР.
3. Гневывшева Р. С., Солнечные данные 8—9, 22, 1953.
4. Roggenhausen M., Zs. f. Ap. 30, 249, 1952.
5. Maunder A. S. D., MN 67, 451, 1907.
6. Деже Л., Изв. КрАО, 16, 208, 1956.
7. Spörer G., Publ. der Astron. Gesellschaft 13, 1, 1874.
8. Гневывшева Р. С., Солнечные данные 8—9, 27, 1953.
9. Astronomische Mitteilungen, Zürich.
10. Quarterly Bulletin on Solar Activity, Zürich.
11. Cartes synoptiques de la chromosphere solaire, Meudon.
12. Anais do Observ. Astr. da Univ. de Coimbra.
13. Вязаницын В. П., Изв. ГАО 145, 68, 1950.
14. Северный А. Б., Изв. КрАО 9, 3, 1952.
15. Magnetic Observations of Sunspots, Pub. Carnegie Inst., 1938.
16. Publ. of the Astron. Soc. of the Pacific.
17. Waldmeier M., Die Sonnenkorona, Bd. I, 1951 u. II, 1957, Basel.
18. Гневывшев М. Н., Техника и методика корональных наблюдений, Изд. комитета МГГ, стр. 36, 1959.

ГЛАВА IX

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЦА

Радиоастрономические методы исследования Солнца начали применяться совсем недавно: первые случайные наблюдения были произведены в 1942 г. радиолокационными станциями на волнах $4 \div 6$ м.

Существование радиоволн, приходящих от Солнца, очевидно уже из тех соображений, что всякое нагретое тело должно излучать электромагнитные волны со всеми частотами, в том числе и входящими в радиодиапазон (если оно способно поглощать волны этого диапазона). Поэтому первые предположения о наличии излучения Солнца в этом диапазоне делались уже в 1894 г. Лоджем. Примерно тогда же предпринимались попытки регистрации такого излучения, но безуспешно из-за недостаточной чувствительности аппаратуры (Шейнер и Вильзинг — 1897 г.). Первые радионаблюдения Солнца с научными целями были произведены Саусвортом в 1942—1943 гг. на волнах 1,25; 3,2 и 10 см. С тех пор накоплен большой материал наблюдений и сделаны попытки его интерпретации, причем было найдено, что, кроме тепловой составляющей, имеются составляющие с излучением, возникшим в связи с неравновесными процессами в атмосфере Солнца [1]—[17].

§ 55. Методы наблюдений. Радиоастрономические установки имеют некоторые особенности, отличающие их от оптических и сказывающиеся на результатах наблюдений [13]. Эти особенности необходимо учитывать при сравнении материалов наблюдений, полученных в упомянутых диапазонах. Прежде всего, отметим, что угловая разрешающая способность всех радиоастрономических установок, применяемых в настоящее время (в том числе и интерферометрических), значительно меньше таковой оптических приборов. Это вполне естественно, так как разрешающая способность определяется отношением λ/D (D — размер антенны, λ — длина волны), а длина электромагнитных волн в радиодиапазоне на несколько порядков больше длины оптических. В то же время размеры антенных устройств (зеркал или многодипольных систем) не могут быть сделаны очень большими из-за технических трудностей. Затем следует иметь в виду, что особенностью радиоприемных устройств в отличие от оптических является простота получения относительно узкой полосы пропускаемых частот ($\Delta f/f \approx 10^{-3}$) и сложность ее расширения. Наконец, радиоастрономические наблюдения, ведущиеся в настоящее время в диапазоне от миллиметровых волн до волн длиной $15 \div 20$ м, в широком диапазоне ($5 \text{ см} < \lambda < 3 \text{ м}$) практически не зависят от состояния атмосферы Земли *).

Первая из перечисленных особенностей явилась причиной того, что большинство радиоастрономических наблюдений до последнего времени производилось радиотелескопами с малой угловой разрешающей способностью. Исследование деталей солнечной поверхности, подобно тому как это делается при оптических наблюдениях, для таких устройств было недоступно.

*) При более коротких волнах становится значительным поглощение в молекулах O_2 и H_2O земной атмосферы, а при более длинных волнах сказывается влияние ионосферы.

Частично этот недостаток восполнялся наблюдениями солнечных затмений, при которых геометрические соотношения таковы, что дифракционные явления на краю лунного диска не препятствуют разделению излучения

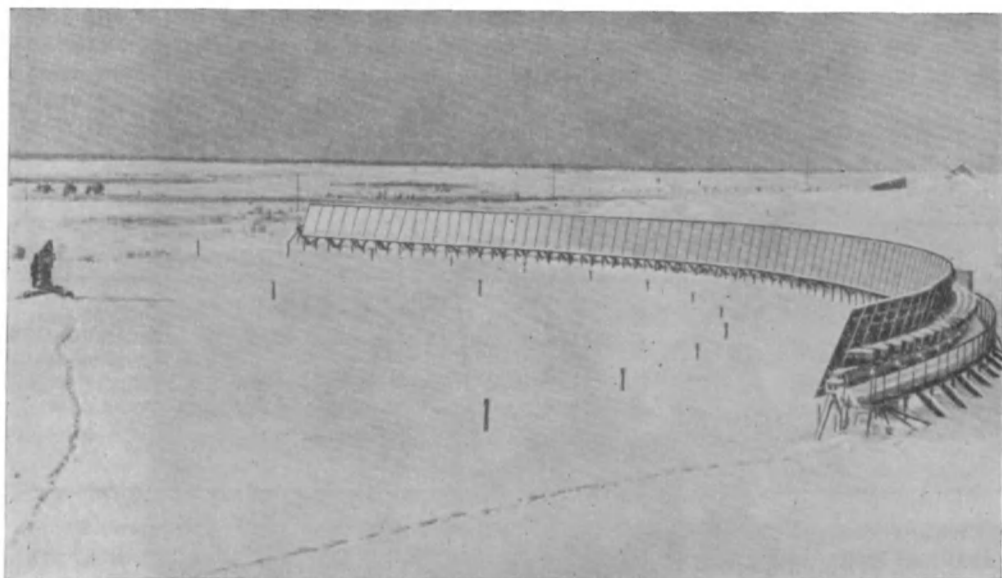


Рис. 62.

отдельных источников, находящихся на угловом расстоянии в несколько секунд друг от друга.

Лишь сравнительно недавно радиоастрономические наблюдения стали производиться с большими антеннами. Характеристики крупнейших действующих радиотелескопов (для определенных диапазонов волн *) помещены в табл. 1, а внешний вид Пулковского радиотелескопа и радиотелескопа Физического института АН СССР вблизи Серпухова показан на рис. 62 и 63.

Таблица 1

λ , см	Размеры и форма	Разрешающая способность при λ min в угловых минутах	Местонахождение
0,8—20	Параболоид диаметром 22 м	2	Серпухов (Физический ин-т АН СССР)
3,2—35	Усеченный параболюид 130×3 м	1	Пулково (Главная астрономическая обсерватория АН СССР)
10	Интерферометр из щелевых антенн в прямоугольном волноводе	1	Близ Оттавы (Канада)
9,1	Интерферометр из 16×16 антенн. База 114×114 м	3,1	Стэнфорд (Калифорния, США)
20—20000	Параболоид диаметром 66,5 м	15	Джодрелл Бенк (Англия)
21	Интерферометр из 32×32 антенн. База 378×378 м	3	Сидней (Австралия)

*) Ошибки при изготовлении отражающих поверхностей антенн не должны превышать значения $\sim \frac{\lambda}{10}$. Поэтому одной из важных характеристик антенн является наиболее короткая волна, при которой они могут работать.

Как видно из таблицы, даже крупнейшие радиотелескопы по разрешающей способности еще значительно уступают оптическим.

Кроме непосредственных наблюдений радиоизлучения Солнца, используются также покрытия радиотуманностей солнечной атмосферой. При этом



Рис. 63.

сведения об атмосфере Солнца получаются по величине изменения интенсивности и направления потока радиоизлучения радиотуманности во время ее покрытия *).

Перечисленные особенности радиоастрономических наблюдений следует всегда учитывать при интерпретации получаемых результатов.

§ 56. Общая характеристика радиоизлучения Солнца. Согласно современным представлениям, основная часть радиоизлучения Солнца с $\lambda < 10$ см возникает в хромосфере. На более длинных волнах главная часть энергии излучается короной. Это объясняется увеличением поглощения атмосферой Солнца излучения в более длинноволновом диапазоне, а, как известно из общей физики, нагретая поглощающая среда излучает колебания с такой волной, на которой происходит поглощение (закон Кирхгофа). Согласно кри-

*) Такие наблюдения были впервые поставлены В. В. Виткевичем и привели к открытию им сверхкороны Солнца.

терию Милна (см. стр. 181), основная часть излучения, доходящая до наблюдателя, возникает в тех слоях, для которых оптическая глубина на пути от наблюдателя имеет порядок единицы. Таким образом, чем длиннее волна излучения, тем выше в атмосфере Солнца оно возникает.

По характеру изменения радиоизлучения во времени отчетливо различаются невозмущенная и возмущенные составляющие, причем последние в свою очередь делятся на типы, перечисление которых с указанием их особенностей будет сделано ниже.

Некоторые общие характеристики составляющих приведены в табл. 2.

Таблица 2

Составляющая	Длительность существования	Диапазон волн	Место на Солнце
Невозмущенная	Постоянно	Весь	Весь диск
Возмущенная, медленно изменяющаяся	Часы и дни	Весь	Области над пятнами и флоккулами
Возмущенная, быстро изменяющаяся (всплески)	От десятых долей секунд до нескольких часов	Весь	Большинство всплесков возникает в областях хромосферных вспышек

Соотношение между первыми двумя составляющими хорошо видно на графике рис. 64. На нем отложены максимальные и минимальные значения

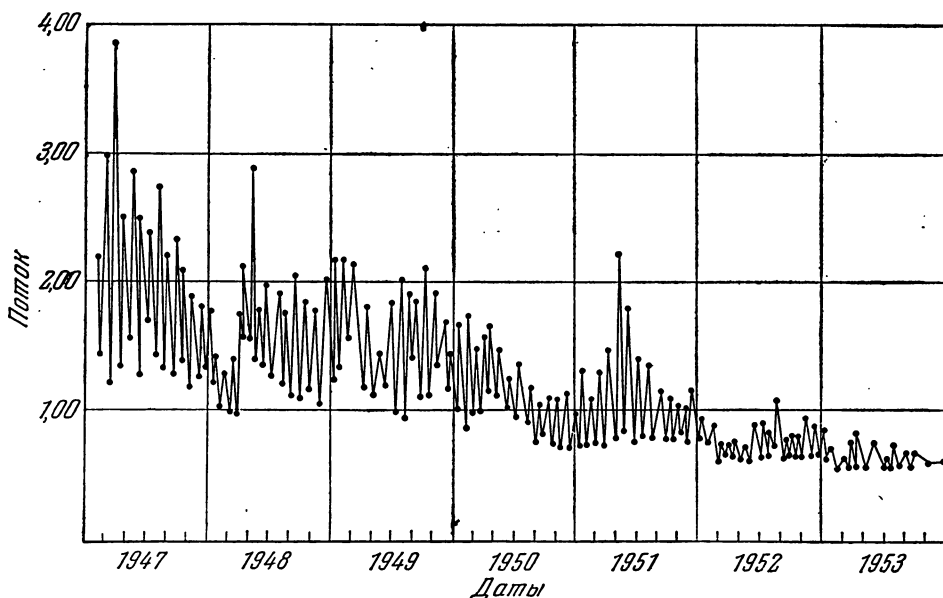


Рис. 64.

медленно меняющейся составляющей ($\lambda = 10,7$ см) для каждого месяца за 7 лет наблюдений.

Невозмущенная составляющая приблизительно (см. § 57) соответствует огибающей, построенной по точкам минимумов.

Всплески представляют собой составляющую, сильно отличающуюся от первых двух: они обычно связаны с хромосферными вспышками, длятся сравнительно короткое время и достигают очень большой интенсивности.

В коротковолновой части радиодиапазона они увеличивают среднюю интенсивность излучения Солнца в несколько раз, а в длинноволновой части иногда в миллионы раз. Примеры записей всплесков показаны на рис. 65.

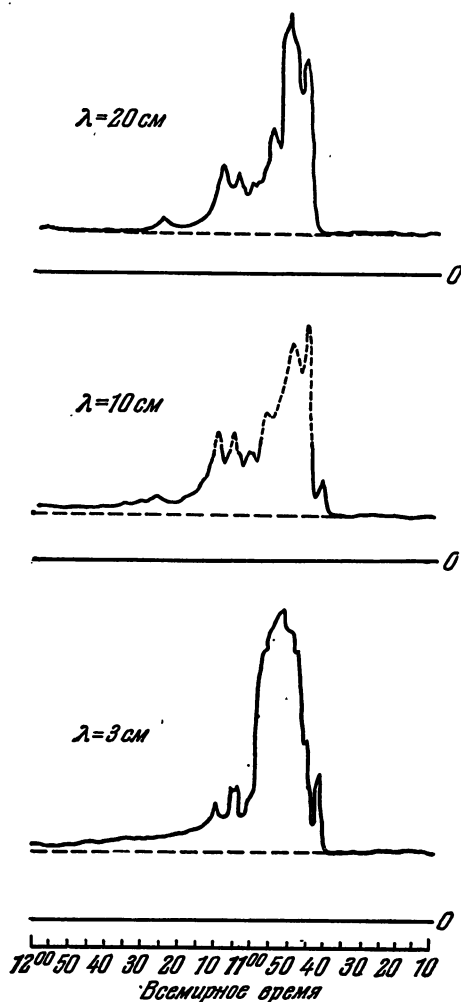


Рис. 65.

§ 57. Невозмущенная составляющая радиоизлучения Солнца. Как всякое деление излучения на составляющие, различие невозмущенной и возмущенной составляющих не является совершенно строгим. Прежде всего, очень трудно указать такой промежуток времени, во время которого можно быть уверенным, что Солнце «спокойно». Ведь те проявления активности, которые регистрируются в настоящее время, — пятна, вспышки, факелы, протуберанцы — возможно, являются лишь некоторыми проявлениями более общих процессов, пока еще не изученных, и не исчерпывают понятия «центра активности», но отсутствие даже только этих проявлений наблюдается настолько редко, что и при таком ограниченном понятии «спокойного» Солнца наблюдения последнего маловероятны.

Невозмущенной составляющей радиоизлучения принято считать тепловое излучение «спокойного» Солнца. Поскольку большинство наблюдавшихся до сих пор проявлений активности Солнца было связано с увеличением потока радиоизлучения, то, по-видимому, невозмущенная составляющая должна соответствовать наименьшему наблюдаемому потоку. В соответствии с этим иногда ее приблизительно определяют по огибающей минимальных значений измеряемого потока за достаточно большой период времени в годы малой активности Солнца.

Некоторые расчетные соотношения. Тепловую составляющую излучения можно оценить расчетным путем, используя уравнение переноса и формулы для определения поглощения радиоизлучения в ионизованном газе (см. курсы и монографии, посвященные распространению радиоволн в плазме, например [18]).

Уравнение переноса излучения вдоль луча зрения наблюдателя через площадку 1 см^2 записывается следующим образом (рис. 66):

$$\frac{d}{dt} I_\lambda = \chi I_\lambda^* - \chi I_\lambda, \quad (1)$$

где I_λ — удельная интенсивность излучения на границе a рассматриваемого элементарного объема, I_λ^* — удельная интенсивность излучения, возникающего там же (ее значение на границе b); для радиодиапазона эта величина

достаточно точно определяется формулой Рэля — Джинса:

$$I_{\lambda}^* = \frac{2kT_e}{\lambda^2} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{степ}}; \quad (2)$$

χ — коэффициент поглощения радиоизлучения, T_e — электронная температура газа, dl — элемент пути по направлению распространения, k — постоянная Больцмана ($k = 1,32 \cdot 10^{-16}$ эрг/град), λ — длина волны в сантиметрах, χI_{λ}^* — излучательная способность, определенная согласно закону Кирхгофа — Клаузиуса для полупрозрачной среды, χI_{λ} — величина ослабления удельной интенсивности излучения в рассматриваемом объеме после прохождения излучения через него. Ослабленная величина, таким образом, определяется по формуле

$$\left. \begin{aligned} I_{\lambda} &= I_{0\lambda} e^{-\int_0^{l_0} \chi dl} = I_{0\lambda} e^{-\tau}, \\ \tau &= \int_0^{l_0} \chi dl. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

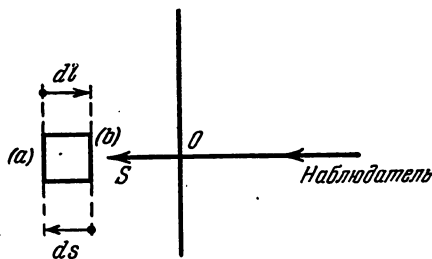


Рис. 66.

Величина τ носит название оптической глубины. Поскольку при $\tau = 1$

$\frac{I_{\lambda}}{I_{0\lambda}} \approx 0,37$ и значительная часть излучения поглощается на пути l_0 , то условно относят уровень излучения в газообразной среде к тому слою, на пути от которого до наблюдателя $\tau \approx 1$ («критерий Милна»).

Перейдем теперь к системе координат с началом отсчета на наружной границе атмосферы Солнца. В этом случае проще находить уровень излучения по условию $\tau = 1$ на пути от наблюдателя. Разделим уравнение (1) на χ и заметим, что теперь

$$\chi dl = -\chi ds.$$

Тогда

$$\frac{d}{d\tau} I_{\lambda} = I_{\lambda} - I_{\lambda}^*. \quad (4)$$

Уравнение (4) легко записать в виде полного дифференциала, если умножить его на $e^{-\tau}$:

$$\left(\frac{d}{d\tau} I_{\lambda} - I_{\lambda} \right) e^{-\tau} = -I_{\lambda}^* e^{-\tau}.$$

Таким образом,

$$\frac{d}{d\tau} (I_{\lambda} e^{-\tau}) = -I_{\lambda}^* e^{-\tau}.$$

Интегрируя обе части по τ в пределах от 0 до τ_0 , находим:

$$I_{\lambda(\tau=\tau_0)} e^{-\tau_0} - I_{\lambda(\tau=0)} = - \int_0^{\tau_0} I_{\lambda}^* e^{-\tau} d\tau. \quad (5)$$

Полученное выражение может служить для вычисления удельной интенсивности радиоизлучения атмосферы Солнца.

Следует оговорить, что при его выводе были сделаны некоторые допущения. К допущениям, носящим принципиальный характер, относится использование формул Рэля — Джинса и Кирхгофа — Клаузиуса. Эти формулы верны для среды, в которой существует термодинамическое равновесие. Применяя их к малым объемам, мы тем самым допускаем, что в них

выполняется «локальное» термодинамическое равновесие, не существующее во всем объеме атмосферы в целом.

Такое допущение делается также при расчетах в оптическом диапазоне волн, и его справедливость подтверждается, в частности, хорошим согласием результатов расчетов с данными наблюдений. Как будет видно ниже, в радиодиапазоне положение такое же.

К допущениям, не носящим принципиального характера и сделанным лишь для упрощения записи уравнений, относятся следующие:

А. Уравнение (4) записано для центрального луча. Для остальных лучей элементарные отрезки пути ds в каждом слое увеличиваются и заменяются на $ds \sec \theta$, где θ — угол между направлением на наблюдателя и направлением на центр Солнца.

Б. В уравнении (4) предполагается, что коэффициент преломления $n = 1$. Это верно для малых λ (сантиметровый диапазон). При малых λ $n \neq 1$, только в таких слоях, на пути к которым (от наблюдателя) $\tau \gg 1$, излучение этих слоев не выходит наружу. Для более длинных волн учет коэффициента преломления обязателен.

Уравнение (4) без сделанных упрощений имеет следующий вид:

$$\frac{d}{d\tau \cos \theta} \left(\frac{I_\lambda}{n^2} \right) = \frac{I_\lambda}{n^2} - \frac{I_\lambda^*}{n^2}. \quad (6)$$

Коэффициент преломления определяется следующим выражением:

$$\left. \begin{aligned} n^2 &= 1 - \frac{4\pi e^2 N_e}{m\omega^2} \approx 1 - 3,18 \cdot 10^9 \frac{N_e}{\omega^2} \\ \text{или} \quad n^2 &= 1 - \frac{81 \cdot 10^6 N_e}{f^2} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

где e , m — заряд и масса электрона в единицах CGS, N_e — концентрация электронов в 1 см^3 , ω — круговая частота, $\omega = 2\pi f$.

Поскольку для сантиметровых волн $n \approx 1$, пути распространения для них являются прямыми линиями, и вычисление, производимое по формуле (4), становится сравнительно простым. В отличие от этого при более длинных волнах учет искривления пути распространения излучения значительно усложняет картину возникновения радиоизлучения в атмосфере Солнца. Примеры путей распространения радиоволн различной длины показаны на рис. 67.

Коэффициент поглощения χ вычисляется по следующим формулам (см., например, [18]):

$$\chi = v_{\text{эфф}} \frac{1-n^2}{cn}, \quad (8)$$

$$v_{\text{эфф}} \approx \frac{5,5}{T_e^{3/2}} N_e \ln \left(220 \frac{T_e}{N_e^{1/3}} \right). \quad (9)$$

Объединяя формулы (7), (8) и (9), находим:

$$\chi = \xi \frac{N_e^2}{f^2 T_e^{3/2}}, \quad (10)$$

где

$$\xi = \frac{5,5e^2}{\pi c m n} \ln \left(220 \frac{T}{N^{1/3}} \right).$$

При тех же значениях N_e , T_e и f , которые характерны для солнечной атмосферы, функция ξ очень мало изменяется и ее значение можно считать постоянным. В расчетах различных авторов эта величина колеблется в пределах $0,07 \div 0,14$.

В некоторых частных случаях запись решения уравнения переноса значительно упрощается. Этому способствует то обстоятельство, что для всей толщины солнечной атмосферы в радиодиапазоне $\tau_0 \gg 1$. В этом нетрудно убедиться, подставляя значения $N_e(h)$ и $T_e(h)$, найденные приближенно

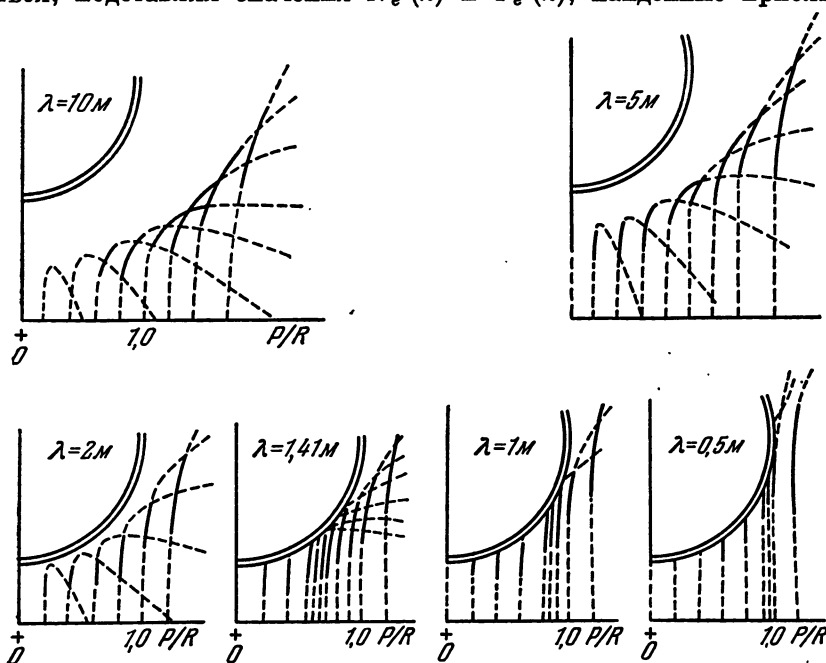


Рис. 67.

из результатов оптических наблюдений, в формулу (10). Значит, из (5) следует, что для оптически глубокого слоя

$$I_{\lambda}(\tau=0) = \int_0^{\tau_0} I_{\lambda}^* e^{-\tau} d\tau. \quad (11)$$

Если независимо от предыдущего условия имеется уверенность в том, что излучение, приходящее к рассматриваемому слою с обратной стороны (по направлению к наблюдателю), значительно слабее излучения, возникающего в самом слое, то в (5) $I_{\lambda}(\tau=\tau_0) \ll I_{\lambda}(\tau=0)$ и выражение (11) опять остается в силе.

Далее для упрощения изложения будут использоваться некоторые идеализированные случаи:

С л у ч а й 1. Если в рассматриваемом слое атмосферы Солнца можно полагать $T_e \approx \text{const}$, то $I_{\lambda}^* = \text{const}$ и

$$I_{\lambda} \approx I_{\lambda}^* (1 - e^{-\tau_0}). \quad (12)$$

С л у ч а й 2. Если к тому же $\tau_0 \ll 1$, а излучением, приходящим из более глубоких слоев, можно пренебрегать, то

$$I_{\lambda} \approx I_{\lambda}^* \left(\tau_0 - \frac{\tau_0^2}{2} + \dots \right) \approx I_{\lambda}^* \tau_0. \quad (13)$$

Второй случай имеет место при вычислении излучения, возникающего в оптически тонком, но горячем слое атмосферы, например при оценке излучения короны Солнца или корональных конденсаций в сантиметровом диапазоне волн.

Тепловую составляющую радиоизлучения естественно оценивать не только в единицах потока, но и в единицах температуры. Для этого заменяют реальную излучающую среду черным телом и полагают, что оно имеет такую эффективную температуру $T_{эфф}$, при которой удельная интенсивность излучения черного тела равна таковой у рассматриваемой реальной среды. Таким образом, используя для подобной оценки формулу Рэлея — Джинса (2), имеем после введения ее в обе части выражений (11), (12) и (13):

$$T_{эфф} = \int_0^{\tau_0} T e^{-\tau} d\tau \quad (14)$$

и

$$T_{эфф} \approx T_e (1 - e^{-\tau_0}), \quad (15)$$

а для $\tau_0 \ll 1$

$$T_{эфф} \approx T_e \tau_0. \quad (16)$$

Учитывая (10), находим для последнего случая простую зависимость $T_{эфф}$ от частоты:

$$T_{эфф} \sim \frac{1}{f^2} \text{ или } T_{эфф} \sim \lambda^2. \quad (17)$$

Несколько другой будет зависимость от частоты потока излучения, связанного с I следующим соотношением (для источника излучения с $T_e = \text{const}$): $F = I\Omega$. Согласно (10), (13) и (2) для оптически тонкого слоя

$$F \approx \text{const}. \quad (18)$$

Для достаточно оптически глубоких слоев $\tau_0 \gg 1$ и из выражений (12) и (2) следует, что

$$T_{эфф} = \text{const}, \quad \text{а } F \sim \frac{1}{\lambda^2}. \quad (19)$$

Соответствие спектральных характеристик излучения этим зависимостям часто служит одним из основных аргументов, подтверждающим его тепловой характер.

Значения $T_{эфф}$ для определенной точки на поверхности Солнца называют яркостной температурой $T_{я}$. Среднюю эффективную температуру излучения всего Солнца $T_{ср}$ находят, суммируя $T_{я}$ по всей поверхности и находя ее среднее значение.

При радиоастрономических наблюдениях измеряемым эффектом является величина эффективной температуры антенны, направленной на Солнце. При небольших площадях антенных устройств диаграмма направленности антенны широка и температура антенны пропорциональна $T_{ср}$ и отношению телесных углов Солнца и диаграммы:

$$T_A \approx T_{ср} \frac{\Omega_{\odot}}{\Omega_A}, \quad (20)$$

где $\Omega_{\odot}$ — телесный угол Солнца (в радиоизлучении), Ω_A — телесный угол диаграммы антенны.

При очень больших антеннах, если диаграмма направленности антенны значительно меньше угловых размеров Солнца,

$$T_A \approx T_{я}. \quad (21)$$

Оценка потока радиоизлучения в единицах температуры антенны оказалась очень удобной, так как мощность, поступающая на вход приемника, связана с T_A простым соотношением:

$$P_{вх. пр} = k T_A \Delta f,$$

где k — постоянная Больцмана, Δf — ширина полосы частот, пропускаемой приемником.

Такая оценка вполне естественна в случае теплового излучения, рассмотренного выше, но ее условно применяют и в других случаях. Поэтому то обстоятельство, что в действительности источники радиоизлучения часто не являются абсолютно черными телами, а само излучение даже не носит

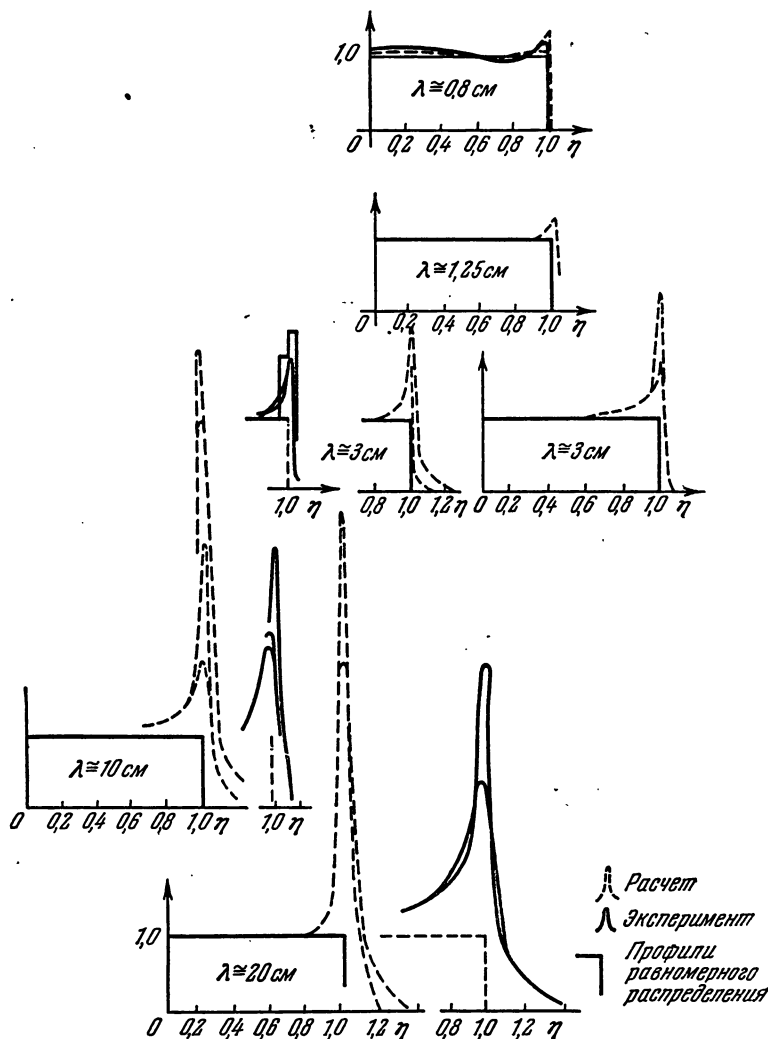


Рис. 68.

теплового характера, заставляет пользоваться величиной $T_{\text{эфф}}$ с большой осторожностью, избегая связывать ее применение с механизмом излучения.

Расчеты радиоизлучения Солнца по приведенной выше схеме были выполнены рядом авторов (см. обзоры [1], [2], [3] и [9]). При этом использовались распределения с высотой N_e и T_e , известные из оптических наблюдений. Результаты этих расчетов приведены в виде графиков распределений T_n по поверхности Солнца, изображенных на рис. 68 и 69.

Распределения T_n , показанные на рисунках, обладают интересной особенностью — повышением «яркостной» температуры на краях солнечного

диска в отличие от наблюдаемого в оптическом диапазоне (особенно в ультрафиолетовой его части) потемнения к краю солнечного диска. Последнее объясняется повышением уровня излучения в фотосфере для нецентральных лучей и переходом его в более холодные слои (положительный градиент температуры). Подобно этому в радиодиапазоне для нецентральных лучей

уровень также повышается. Однако в радиодиапазоне излучение возникает в слоях выше фотосферы, где температурный градиент отрицателен (температура T_e растет с высотой) и соответственно T_λ излучения на краю диска оказывается больше, чем в центре. Подобное же явление наблюдается и при исследовании распределения T_λ в далекой ультрафиолетовой области оптического диапазона (рентгеновское излучение), которое возникает также в высоких слоях атмосферы Солнца (результаты наблюдений на искусственных спутниках Земли).

Особенность радиоастрономических наблюдений, заключающаяся в том, что они дают значение T_e для солнечной атмосферы, сделала заманчивым привлечение их к построению распределения $T_e(h)$. Препятствием к выполнению этой задачи является то, что уровни излучения для данной длины волны

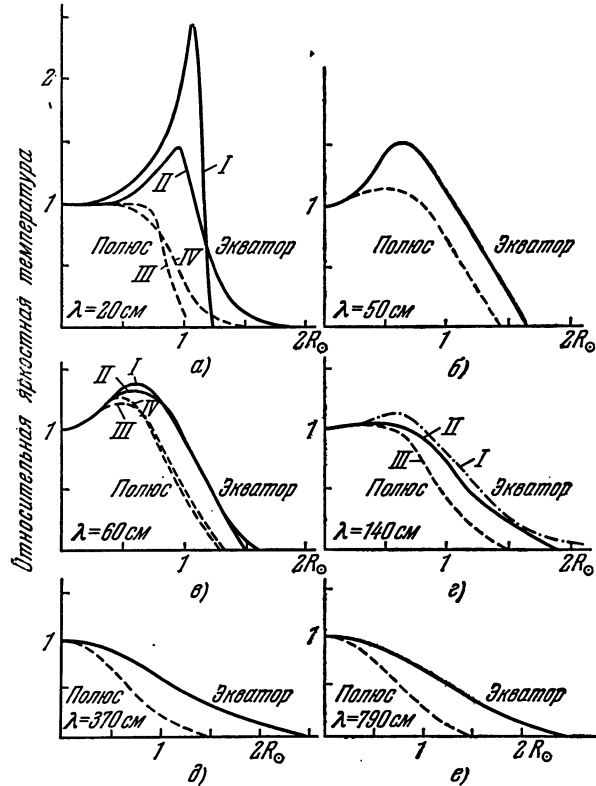


Рис. 69.

зависят в свою очередь от распределения $N_e(h)$. Однако распределение $N_e(h)$ известно лучше, чем $T_e(h)$. Это обстоятельство делает целесообразным вычисление $T_e(h)$ из данных радиоастрономических наблюдений в сочетании с оптическими результатами для $N_e(h)$.

Расчет может вестись методом последовательных приближений. Распределение $N_e(h)$ оставляется неизменным, а значения $T_e(h)$ изменяются до тех пор, пока расчетная температура $T_{эфф}$ не приблизится к значениям, найденным наблюдениями. В расчете, выполненном по приведенной схеме [19], для распределения $N_e(h)$ в короне ($R > 1,03 R_\odot$) были использованы значения, выведенные из результатов наблюдений яркости свечения короны. Для хромосферы ($1,0007 < R < 1,021$) использовались менее надежные данные, характеризовавшиеся как гипотетические. При вычислениях использовались формулы, приводившиеся выше. Экспериментальные значения $T_{ср}$, полученные из наблюдений и использованные в расчете, приведены во втором столбце табл. 3.

Температура $T_e(h)$ при первом приближении предполагалась возрастающей экспоненциально от 4830°K ($h = 0$) до 10^6°K ($h = 50\,000\text{ км}$).

Результат расчета в виде графика функции $T_e(h)$ приведен на рис. 70. Там же построена использовавшаяся зависимость $N_e(h)$. Приведенный рас-

чет интересен тем, что он выполнен для таких значений $T_{\text{ср}}$ (расчет), которые довольно хорошо соответствуют данным, выведенным из статистической обработки наблюдений за длительный промежуток времени (1955—1956 гг.). Эти значения помещены в третьем столбце табл. 3.

Таблица 3

λ , см	$T_{\text{ср}}$ (расчет), °К	$T_{\text{ср}}$ (наблюдения), °К
0,85	7 400	—
3,2	12 700	13 000
10	43 000	41 000
50	420 000	—

Несомненно, однако, что нахождение $T_e(h)$ с использованием распределения $N_e(h)$, взятого из неточных оптических наблюдений, снижает в значительной степени достоинства независимого определения $T_e(h)$ радиоастрономическими методами. В этом отношении несколько более интересной является возможность (впрочем, также не полностью свободная от указанного недостатка) связать результаты радиоастрономических наблюдений с отношением

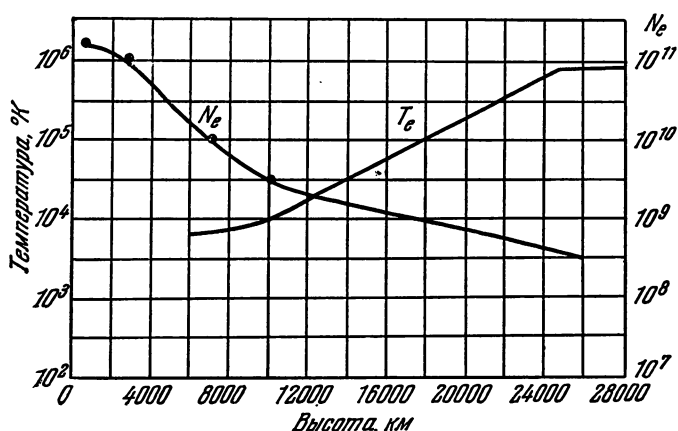


Рис. 70.

$\frac{N_e^2}{T_e^{3/2}}$, известным из оптических наблюдений. Согласно последним, выполняемым во время затмений, оно выражается следующей формулой:

$$\frac{N_e^2}{T_e^{3/2}} \approx a e^{-bh} \quad (22)$$

(a — коэффициент).

В то же время поглощение радиоволн, определяющее радиоизлучение, также пропорционально $\frac{N_e^2}{T_e^{3/2}}$. Как было найдено выше для центрального луча (14),

$$T_{\text{я}} = \int_0^{\tau_0} T_e e^{-\tau} d\tau,$$

где

$$\left. \begin{aligned} \tau &= \int_0^{l_0} \chi dl = \frac{\xi}{f^2} \int_0^{l_0} \frac{N_e^2}{T_e^{3/2}} dl = \frac{\alpha}{f^2}, \\ \alpha &= \xi \int_0^{l_0} \frac{N_e^2}{T_e^{3/2}} dl. \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Для нахождения из этих выражений $T_e(h)$ надо знать $T_\pi(f)$. Для центрального луча, для которого верна формула (14), $T_\pi(f)$ можно приближенно найти из значений $T_{\text{ср}}$, полученных при обычных радиоастрономических наблюдениях среднего значения потока со всего диска. Нужно лишь из этой величины вычесть долю излучения короны (конечно, лучше находить T_π из наблюдений с большой разрешающей силой, при которых можно непосредственно определять T_π в центре солнечного диска).

Зависимость T_π от f на основании данных наблюдений приближенно выражается полиномом

$$T_\pi(f) = c + df^{-1} \quad (24)$$

(c , d — коэффициенты).

Подстановка (24) и (22) в (14) приводит к следующему выражению:

$$cf^2 + df = \int_0^\infty T_e e^{-\frac{\alpha}{f^2}} d\alpha. \quad (25)$$

Из таблиц преобразований Лапласа сразу можно найти, что для выражения (25)

$$T_e = c + \frac{d}{\sqrt{\pi\alpha}}. \quad (26)$$

Подстановка (22) в (26) дает

$$T_e = c + \frac{d}{\sqrt{\pi}} \left[\xi \int_0^{l_0} \frac{N_e^2}{T_e^{3/2}} dl \right]^{-\frac{1}{2}}; \quad (27)$$

наконец, подставляя (22) в (27) и учитывая, что $h = -l$ и $e^{bl_0} \ll 1$, приходим к установлению окончательных зависимостей:

$$\left. \begin{aligned} T_e(h) &= c + \frac{d}{a} \sqrt{\frac{b}{\pi}} e^{\frac{b}{2}h} \\ N_e(h) &= bT_e(h)^{\frac{3}{4}} e^{-\frac{b}{2}h} \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

Расчеты по формулам (28) делались дважды. В одном случае были использованы значения $T_{\text{ср}}$ и $\frac{N_e^2}{T_e^{3/2}}$ разновременных наблюдений [19], в другом — одновременных, произведенных во время затмения 1952 г. [20]. Последний расчет, по-видимому, более достоверен.

В первом случае значения коэффициентов в формулах (22), (24) оказались следующими: $a = 1,44 \cdot 10^{16}$, $b = 1,2 \cdot 10^{-8}$ (при отсчете высоты h в сантиметрах выше уровня 1500 км), $c = 4800$, $d = 9,1 \cdot 10^{13}$.

Во втором случае:

$$\begin{aligned} a &= 1,45 \cdot 10^{18}, & b &= 2,19 \cdot 10^{-8} & (\text{для } h < 2500 \text{ км}), \\ a &= 3,72 \cdot 10^{17}, & b &= 1,75 \cdot 10^{-8} & (\text{для } h > 2500 \text{ км}), \\ c &= 5830, & d &= 2,84 \cdot 10^{13}. \end{aligned}$$

Для вычисления коэффициентов и во втором случае использовались результаты оптических и радионаблюдений затмения Солнца в 1952 г. Последние дали следующие значения $T_{\text{ср}}$:

$$\begin{aligned} T_{\text{ср}} &= 6700^\circ\text{K} (\lambda = 0,85 \text{ см}), \\ T_{\text{ср}} &= 12500^\circ\text{K} (\lambda = 3,2 \text{ см}), \\ T_{\text{ср}} &= 50000^\circ\text{K} (\lambda = 10 \text{ см}). \end{aligned}$$

В обоих случаях для получения величины $T_{\text{я}}$ для центрального луча из измеренных значений $T_{\text{ср}}$ вычиталась доля излучения короны $T_{\text{кор}}$, величина которой, полученная расчетом, приведена в табл. 4.

Распределения $T_e(h)$ и $N_e(h)$, полученные таким образом, помещены в табл. 5. Данные, относящиеся к первому случаю, занимают столбцы 2 и 3, ко второму — 4 и 5.

Эти данные (столбцы 2 и 3) могут служить для сравнения со средними значениями $T_e(h)$ и $N_e(h)$, получаемыми в различных моделях хромосферы и в других комплексных наблюдениях, могущих быть поставленными в будущем. Однако возможные изменения условий в хромосфере для разных периодов наблюдений заставляют относиться к подобным сравнениям с осторожностью.

Таблица 4

λ , см	$T_{\text{ср}}$, °К	$T_{\text{кор}}$, °К	$T_{\text{я}}$, °К
1,25	10 000	180	9 800
3,2	17 000	1 150	15 800
10	54 000	11 400	42 600

Таблица 5

1	2	3	4	5
h , км	T_e , °К	N_e , см ⁻³	T_e , °К	N_e , см ⁻³
1000	5850	$2,7 \cdot 10^{11}$	—	—
2000	5900	$9,7 \cdot 10^{10}$	5041	$3,10^{11}$
3000	6000	$3,1 \cdot 10^{10}$	5240	$1,7 \cdot 10^{11}$
4000	6200	$1,3 \cdot 10^{10}$	5595	$9,8 \cdot 10^{10}$
5000	6750	$5,7 \cdot 10^9$	6250	$5,8 \cdot 10^{10}$
6000	8000	$2,7 \cdot 10^9$	7460	$3,8 \cdot 10^{10}$
7000	11000	—	9630	$2,43 \cdot 10^{10}$
9000	39000	—	20800	$2,3 \cdot 10^{10}$

Кроме того, использовавшиеся при упомянутых расчетах спектры невозмущенной составляющей не являются надежными из-за малой точности абсолютных измерений потока излучения радиоастрономических источников. Этот недостаток не преодолен полностью и до настоящего времени, так как абсолютная калибровка радиотелескопов обычно производится по частям, причем отсутствуют надежные абсолютные эталоны величин, подлежащих определению [21].

Особенно ненадежными являются измерения на более длинных волнах. Для $\lambda < 10$ см можно, отбирая из опубликованных данных наиболее надежные (специально поставленные рутинные наблюдения потоков и одновременные наблюдения на нескольких волнах солнечных затмений, когда легко исключать влияния возмущенных составляющих), составить эмпирические выражения для спектра *) невозмущенной составляющей $F_0(\lambda)$:

для нижней границы, примерно соответствующей периоду малой активности Солнца ($1 \text{ см} < \lambda < 10 \text{ см}$),

$$F_{0 \text{ min}} \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \text{ гц} = 1400 \lambda^{-1,7} e^{0,1(\lambda-1,5)}, \quad (29)$$

для верхней границы спектра, соответствующей большой активности ($1 \text{ см} < \lambda < 7 \text{ см}$),

$$F_{0 \text{ min}} \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \text{ гц} = 1400 \lambda^{-1,7} e^{0,2(\lambda-0,8)}. \quad (30)$$

Здесь λ должно быть выражено в сантиметрах.

*) Так как излучение Солнца является суммарным результатом излучения в результате случайных процессов, то, строго говоря, речь идет не о спектре с монохроматическими составляющими, а о зависимости от длины волны спектральной плотности излучения. Для удобства записи в дальнейшем термин «спектр» сохраняется, но должен всегда сопровождаться сделанной оговоркой.

Первое приближение в описании невозмущенной составляющей, предполагающее сферическую симметричность солнечной атмосферы. Приведенные выше расчеты являются первым приближением в описании радиоизлучения Солнца. Основной неточностью здесь является допущение сферической симметричности слоев солнечной атмосферы. В действительности известно, что это довольно далеко от реально существующего строения атмосферы.

Однако ряд выводов, полученных в этом приближении, оказался весьма важным. Прежде всего, полученное расчетом и подтвержденное экспериментом повышение T_e излучения к краю солнечного диска подтверждает наличие отрицательного градиента температуры в солнечной атмосфере и правильность исходного предположения о тепловом характере излучения, высказанного впервые И. С. Шкловским и независимо от него В. Л. Гинзбургом и Мартином в 1946 г. Затем большие значения $T_{\text{ср}} \approx 10^6$ °К, определенные наблюдениями в метровом диапазоне волн, подтвердили существование очень высокой электронной температуры в короне, до этого осторожно выводимой из некоторых оптических наблюдений.

Детальных заключений о распределении параметров солнечной атмосферы с высотой h сделать из радионаблюдений, однако, не удалось. Основным препятствием для этого явилась упоминавшаяся выше известная произвольность в выборе распределений $N_e(h)$ и особенно $T_e(h)$ в атмосфере Солнца, вызванная трудностью наблюдений в оптическом диапазоне волн. Особенно это относится к хромосфере. Оценка результатов радионаблюдений чаще всего сводилась к заключению об их непротиворечивости предлагаемым моделям. Такое заключение (не являющееся основанием для утверждения однозначности делаемых выводов) тем не менее часто служило подтверждением реальности той или другой модели слоистой хромосферы. Надежными выводами из наблюдений в первом приближении, полагая солнечную атмосферу слоистой и сферически симметричной, можно считать:

А. Радиоизлучение одной длины волны возникает тем дальше от уровня фотосферы, чем больше длина волны *). Такой вывод следует как из любых вариантов расчета, так и из наблюдений. Пример распределения уровней излучения и доли вклада каждого уровня показаны на рис. 71. Нетрудно подсчитать по формулам, приводившимся выше, что даже при произвольных изменениях распределений $N_e(h)$ и $T_e(h)$ в пределах, граничащих с физически нереальными значениями, все же сохраняется такое положение уровней, при котором практически все излучение с длинами волн, заключенными в интервале $2 \div 10$ см, возникает в верхних слоях хромосферы ($5000 \text{ км} < h < 13\,000 \text{ км}$), а все излучение с $\lambda < 2$ см — в нижних слоях хромосферы ($h < 7000 \text{ км}$). Излучение же с $\lambda \geq 50$ см возникает почти целиком в слоях короны Солнца: $h > (1,8 \div 2,0) \cdot 10^3 \text{ км}$.

Данные наблюдений подтверждают эти выводы. Особенно наглядным является определение «радиодиаметра» Солнца. Превышение радиодиаметром оптического диаметра дает для границы излучающего слоя верхний предел, поскольку при этом регистрируется излучение по касательной к Солнцу, т. е. по пути с наибольшим значением величины τ . Данные радиорадиусов, полученные при некоторых наблюдениях во время затмений, сведены в табл. 6, где R_p — радиус Солнца по радиоастрономическим наблюдениям, $R_\odot$ — радиус фотосферы, h — высота наружной границы излучающих слоев.

Весьма наглядными также являются графики, показывающие изменение отношения K остаточных потоков $F_{\text{ост}}$ при $\lambda = 10$ см и $\lambda = 3,2$ см при разных степенях покрытия Солнца Луной (рис. 72). Возрастание K заведомо превышает возможные ошибки измерений и свидетельствует о быстром увеличении вклада излучения с $\lambda = 10$ см для $\eta = R_\odot/R_\odot > 1,025$ ($h > 17\,000 \text{ км}$).

*) Строго говоря, речь идет о полосе частот вблизи некоторой средней волны.

Таблица 6

λ , см	Время наблюдения	$R_p/R_\odot$	h , км
0,8	30 июня 1954 г.	$1,0085 \pm 0,0025$	~ 6000
0,86	30 июня 1954 г.	$1,007 \pm 0,0005$	~ 5000
3,2	25 февр. 1952 г.	1,029	$\sim 20\,000$
3,2	1 сент. 1951 г.	$1,030 \pm 0,003$	$\sim 21\,000$
3,2	30 июня 1954 г.	$1,032 \pm 0,005$	} $\sim 23\,000$
3,2	31 июля 1962 г.	$1,034 \pm 0,003$	
		$1,033 \pm 0,003$	
		$1,034 \pm 0,005$	
4,5	31 июля 1962 г.	$1,032 \pm 0,005$	} $\sim 25\,000$
		$1,035 \pm 0,008$	
10	30 июня 1954 г.	$1,06 \pm 0,01$	$\sim 42\,000$
50	30 июня 1954 г.	$\sim 1,35$	$\sim 250\,000$
150	20 мая 1947 г.		

Тот вывод, что невозмущенная составляющая излучения при $\lambda < 10$ см мало зависит от состояния весьма изменчивой во времени короны Солнца,

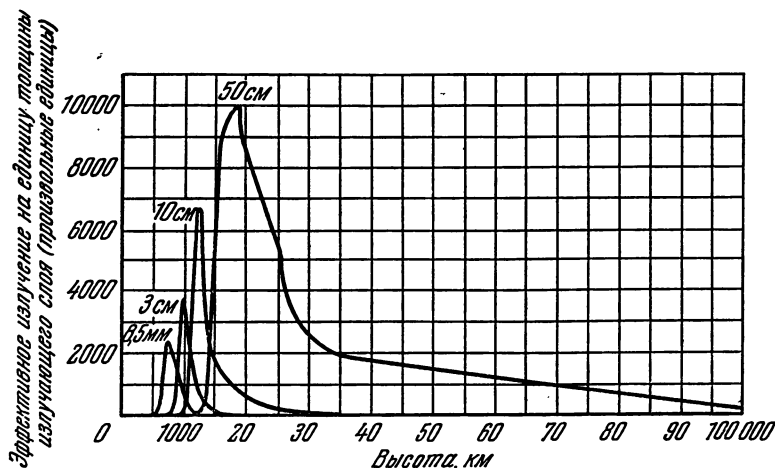


Рис. 71.

позволяет производить сравнение остаточных потоков радиоизлучения, найденных при затмениях Солнца в разные годы. При этом отношения разностей остаточных потоков к разностям геометрических площадей перекрытия Луной Солнца дают относительные значения T_n для рассматриваемых участков диска. Подобное сравнение дало распределение T_n по диску Солнца ($\lambda = 3,2$ см), показанное на рис. 73 (б) и хорошо согласующееся с расчетами (кривая а), упомянутыми выше. (Это распределение также не выходит за рамки первого приближения, сформулированного выше.)*)

Б. Электронная температура T_e нижних слоев хромосферы сравнительно невысока и не превышает $10\,000^\circ\text{К}$. Основываясь на предыдущем выводе, это заключение можно сделать из результатов наблюдений, сведенных

*) Исследованиями последнего времени установлено, что распределение T_n по диску Солнца несколько зависит от активности последнего и на $\lambda = 3,2$ см. Если, учитывая это, сравнивать $F_{\text{ост}}$ только для затмений «спокойного» Солнца, то повышение T_n на краю диска оказывается значительно меньшим, чем показано на рис. 73, и достигает лишь 20—30%. (Примечание при корректуре.)

в табл. 6 и 7 (данные включают повышенное излучение на краю солнечного диска).

Заключение о температуре нижних слоев атмосферы Солнца является весьма важным, так как в значительной мере подкрепляет выводы некоторых оптических наблюдений в пользу невысокой температуры хромосферы в противовес существовавшим одновременно противоположным мнениям, допускавшим в слое с $h \approx 1500$ км $T_e = 30\,000$ °К.

В. Электронная температура короны высока. Градиент температуры во внешних слоях короны положителен. Большое значение T_e во внутренней короне проявилось в том, что повышение T_e на краю солнечного диска, наблюдаемое даже в сантиметровом и деци-

метровом диапазонах, значительно превышает температуру их основного слоя излучения. Прямые указания на высокую температуру короны дают наблюдения при $\lambda > 50$ см, дающие $T_{cp} > 0,5 \cdot 10^6$ град.

При расчетах распределения T_e , упоминавшихся выше, была использована модель изотермической короны и предполагалось, что температура во всех ее слоях одна и та же — порядка 10^6 град. Такая модель приводит к выводу, что максимум яркости диска располагается только на самом его краю или даже несколько вне границы фотосферы.

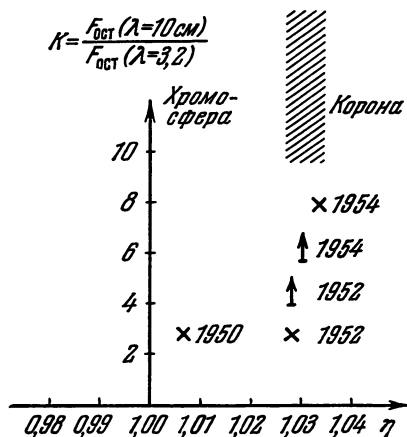


Рис. 72.

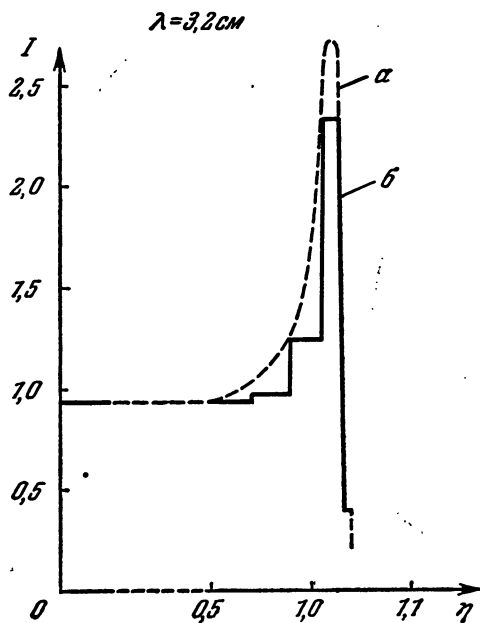


Рис. 73.

Этот вывод становится очевидным из рассмотрения рис. 74. Лишь для лучей, отстоящих от границы фотосферы (вне диска) настолько, что атмосфера Солнца становится прозрачной для них, начинается падение T_e . Этот весьма существенный вывод, связанный с предположением изотермичности короны, оказался в противоречии с данными наблюдений, на что было обращено внимание [22]. Оказалось, что максимальное значение T_e для дециметрового диапазона сдвинуто ближе к центру диска. Эти данные приведены в табл. 8.

Вполне естественно этот сдвиг можно объяснить, если предположить наличие положительного градиента температуры во внешних слоях короны.

В этом случае при увеличении высоты уровня излучения он будет последовательно проходить (рис. 75) через слой с низкой температурой T_1 , затем с высокой температурой $T_2 > T_1$ и затем опять с более низкой температурой $T_3 < T_2$. Грубо говоря, для самых коротких волн градиент T_e везде, где излучение возникает, отрицателен, и максимум яркости диска находится вне края фотосферы; для самых длинных волн градиент температуры для всех слоев, где излучение возникает, положителен и наблюдается потемнение к краю диска, для промежуточных слоев имеют место оба эти эффекта, и их совместное действие, очевидно, смещает положение максимума T_n в сторону центра диска.

Второе приближение в описании невозмущенной составляющей, учитывающее эллиптичность солнечной короны. Все данные, приводившиеся выше, являясь весьма интересными, оставались в рамках первого приближения, использовавшего представления о слоистой сферически симметричной атмосфере Солнца. В то же время из оптических наблюдений известно, что корона Солнца не является таким образованием, наоборот, она отличается сложной структурой.

Например, для различных элементов короны, наблюдавшейся в 1914 и 1941 гг., были найдены значения концентраций электронов, отличающиеся друг от друга в 2—3 раза, а превышение концентрации электронов в корональных лучах над средним значением в короне может оказаться десятикратным при расстояниях от фотосферы до $4R_\odot$.

Известно также, что в годы минимума активности Солнца концентрация электронов N_{eq} в области экватора значительно превосходит таковую в области полюсов N_{ep} . Отношение этих величин P для внутренней короны достигает 1,3—2,2. Лишь в течение нескольких месяцев вблизи максимума активности Солнца оно уменьшается. Результаты нахождения N_e из некоторых оптических наблюдений для полюсов и у экватора приведены в табл. 9.

Несомненно, что упомянутые особенности строения короны должны сказаться на радиоизлучении Солнца. Они могут в полной мере выявиться в дециметровом и метровом диапазонах, излучение в которых возникает в короне, и слабее проявиться в сантиметровом диапазоне — в той мере, в какой излучение короны играет здесь роль.

Остановимся сначала на влиянии неоднородностей короны на результаты, полученные выше в первом приближении. Очевидно, что наличие неоднородностей, в которых существуют повышенные значения N_e , вызывает увеличение оптической глубины τ по сравнению с однородной атмосферой

Таблица 8

λ , см	$\frac{R_{T_n=\max}}{R_\odot}$	$\frac{T_{n\max}}{T_{n\text{центр}}}$	Год наблюдений
21	0,96	1,6	1953—1954
24	1,0	2,0	1952
24	1,0	2,2	1956
50	0,65	1,6	1955—1956
60	0,80	1,5	1954—1955
60	0,60	1,5	1954
140	—	1,0	1952
145	0,65	1,1	1953—1955

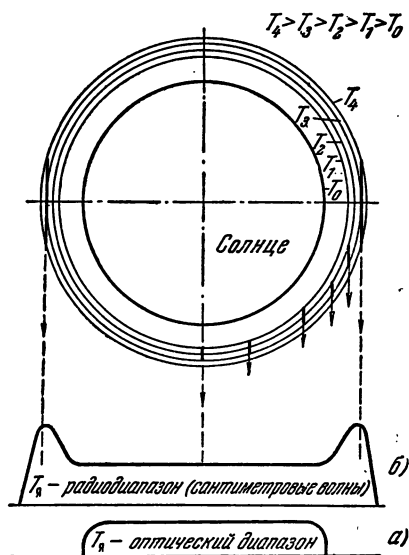


Рис. 74.

Таблица 9

$\eta = \frac{R}{R_{\odot}}$	Для минимума активности			1941—1957 гг.			Повышение активности Солнца		
	ван де Холст *)			Вальдмейер **)			Ньюкирк ***)		
	$N_{\text{еп}} \cdot 10^{-6},$ см ³	$N_{\text{еэ}} \cdot 10^{-6},$ см ³	P	$N_{\text{еп}} \cdot 10^{-6},$ см ³	$N_{\text{еэ}} \cdot 10^{-6},$ см ³	P	$N_{\text{еп}} \cdot 10^{-6},$ см ³	$N_{\text{еэ}} \cdot 10^{-6},$ см ³	P
1,00	174	227	1,3	—	—	—	240	530	2,2
1,03	127	178	1,4	106	255	2,4	—	—	—
1,06	87,2	132	1,6	39	96	2,4	—	—	—
1,10	53,2	90,0	1,7	29,4	72,8	2,4	—	—	—
1,125	—	—	—	—	—	—	77	170	2,2
1,15	—	—	—	20,0	53,0	2,6	—	—	—
1,20	16,3	39,8	2,4	13,2	35,9	2,7	—	—	—
1,25	—	—	—	—	—	—	32	70	2,2
1,3	5,98	21,2	3,5	7,1	23,3	3,3	—	—	—
1,375	—	—	—	—	—	—	15	34	2,25
1,4	—	—	—	4,7	15,5	3,3	—	—	—
1,5	1,41	8,3	6,0	—	—	—	8,6	19	2,2
1,6	—	—	—	2,6	8,1	3,1	—	—	—
1,625	—	—	—	—	—	—	5,4	12	2,2
1,7	0,542	4,0	7,4	—	—	—	—	—	—
1,750	—	—	—	—	—	—	3,5	7,7	2,2
1,8	—	—	—	1,7	4,9	2,9	—	—	—
1,875	—	—	—	—	—	—	2,4	5,2	2,15
2,0	0,196	1,58	8,0	1,4	2,9	2,0	1,6	3,6	2,2
2,6	0,040	0,374	9,3	—	—	—	—	—	—
3,0	0,017	0,176	10,3	—	—	—	—	—	—
4,0	0,004	0,050	12,5	—	—	—	—	—	—

*) Из наблюдений яркости короны во время затмений. По-видимому, отношения P несколько меньше действительных.

**) Из наблюдений красной линии 6374 Å.

***) Из наблюдений короны вне затмений К-коронOMETром, $\lambda = 5300 \text{ Å}$, конец 1956 г. — 1957 г.

на тех же расстояниях, проходимых лучом. Это увеличение приводит к перемещению уровней излучения той же длины волны в более высокие слои атмосферы Солнца. Для того чтобы можно было пользоваться графиками распределений, приводившимися раньше, можно формально полагать, что наличие неоднородностей сдвигает все ранее полученные результаты в области более длинных волн, т. е. распределения, полученные ранее для диапазона метровых волн, в действительности (после учета неоднородностей) соответствуют диапазону дециметровых волн.

Результаты наблюдений, давшие толчок к учету неоднородностей короны, заключались вначале в том, что наблюдаемое уменьшение $T_{\text{я}}$ к краю диска (на более длинных волнах) происходит медленнее, чем это следует из расчета. Этот эффект и наблюдаемые размеры радиодисков на дециметровых и метровых волнах оказались значительно большими, чем следовало из расчетов, в которых использовалось распределение $N_{\text{е}}$ в короне по расчетам ван де Холста.

Наконец, прямые указания на отклонения от упомянутого распределения дали наблюдения покрытий солнечной короной радиоизлучающей крабовидной туманности (Телец А), выполненные В. В. Виткевичем и Хэвишем. Согласно этим наблюдениям было установлено наличие электронных неоднородностей короны в пределах от $R = 4,5R_{\odot}$ до $R = 20R_{\odot}$. Расчеты для метрового диапазона, использовавшие экстраполяцию сведений о неоднородностях, полученных для сверхкороны $R > 5R_{\odot}$, на область $R < 5R_{\odot}$, также дали результаты, хорошо согласующиеся с данными наблюдений.

Возможно, что неоднородности короны связаны с проявлениями активности Солнца и особенности радиоизлучения в этом случае относятся к переменной составляющей излучения. Такая связь неоднородностей, возникающих в нижних слоях короны в областях над пятнами, в настоящее время уже стала очевидной и соответственно рассматривается ниже, в § 58.

Вторая особенность строения короны, заключающаяся в повышении средней концентрации электронов у экватора по сравнению с полярной областью, должна приводить к несимметрии радиоизлучения Солнца (его эллиптичности), особенно заметной при более длинных волнах.

Уже в одних из первых наблюдений затмения из двух точек в диапазоне $\lambda = 50$ см и $\lambda = 1,78$ м эллиптичность Солнца была отчетливо зарегистрирована. Затем подобные же результаты были получены и на более коротких волнах. Результаты некоторых наблюдений, давших оценку эллиптичности в виде отношения осей эллипса, которым аппроксимируется излучение Солнца при предположении $T_n = \text{const}$, приведены в табл. 10.

Распределения T_n в областях экватора и полюса на волнах 9,4 см и 20 см также иллюстрируются построениями на рис. 76 и 77.

Эллиптичность в распределении $N_e(h)$ замечена также в свехкоропе на расстояниях от фотосферы примерно до $17R_\odot$, причем обнаружено, что она зависит от активности Солнца.

Таким образом, результаты радиоастрономических наблюдений подтверждают сведения о форме короны Солнца, полученные из оптических наблюдений.

Третье приближение в описании невозмущенной составляющей, учитывающее волокнистость строения солнечной хромосферы. Третье приближение в описании невозмущенной составляющей радиоизлучения Солнца достигается учетом того факта, что хромосфера не является сферически симметричным слоистым образованием, а состоит из волокон, направленных преимущественно радиально и имеющих различные физические свойства.

Наличие «зазубренности» хромосферы отмечалось при оптических наблюдениях уже давно. После этого неоднократно составлялись модели

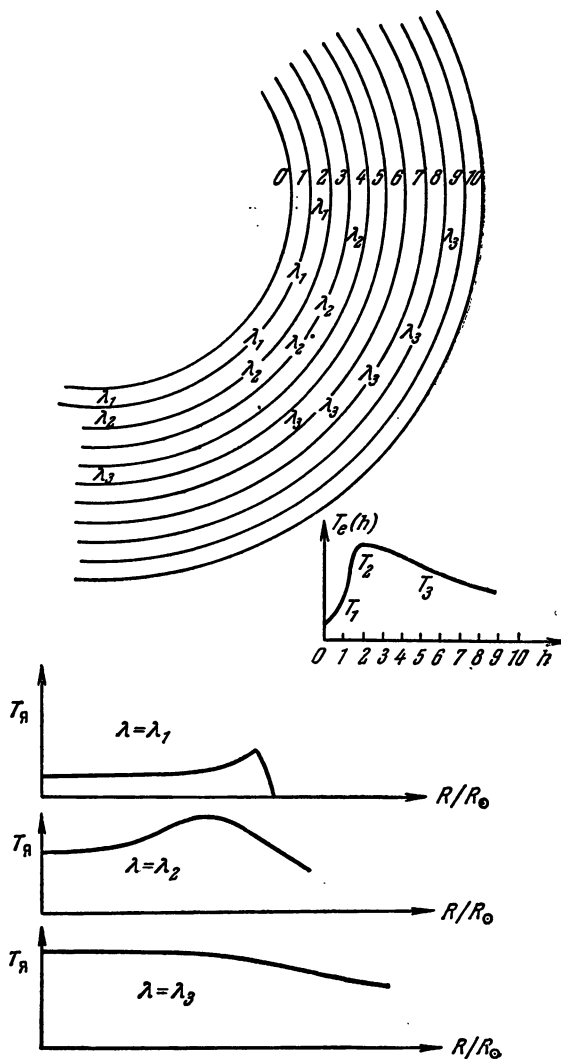


Рис. 75.

Таблица 10

λ , см	Отношение осей эллипса	Метод наблюдения	Дата	Примечание
3,2	$< 1,1$	Измерение второй гармоники при вращении диаграммы антенны по периметру Солнца во время кольцеобразного затмения	19.IV. 1958	Высокая активность Солнца
3,2	1,12	Тот же метод, но вне затмения	1961	Невысокая активность Солнца
9,4	См. рис. 76	Наблюдение затмения	20.VI. 1955	
20	$\frac{1}{1,33}$	Наблюдение затмения в двух точках	30.VI. 1954	
21	$\frac{1}{1,25}$	Наблюдение с интерферометром	1953	
50	$\frac{1}{1,3}$	Наблюдение затмения в трех точках	1.XI. 1948	
50	$\frac{1}{1,25 \div 1,30}$	Наблюдения с интерферометром	1953—1954	
60	$\frac{1}{1,25}$	Наблюдения с интерферометром	1953—1954	
150	$\frac{1}{1,25 \div 0,04}$	Наблюдения затмения	30.VI. 1954	
178	$\frac{1}{1,5 \div 1,6}$	Наблюдение затмения в двух точках	1.XI. 1948	

хромосферы, обоснованные эмпирически или теоретически, но значительно отличавшиеся одна от другой. Наименьшее отличие было в оценке протяженности волокон (4000—7000 км) и их толщины (1000—1500 км). Что же касает-

ся электронной концентрации и особенности температуры, то разнообразие значений, полученных из наблюдений в оптическом диапазоне и из расчетов, может удовлетворить почти любые имеющиеся результаты радиоастрономических измерений.

Электронная температура в волокнах (спикулах) определялась равной и 10 000° К, и 58 000° К. Пространство между спикулами в одних случаях полагалось заполненным более горячей материей, чем материя спикул, в других — более холодной. Та-

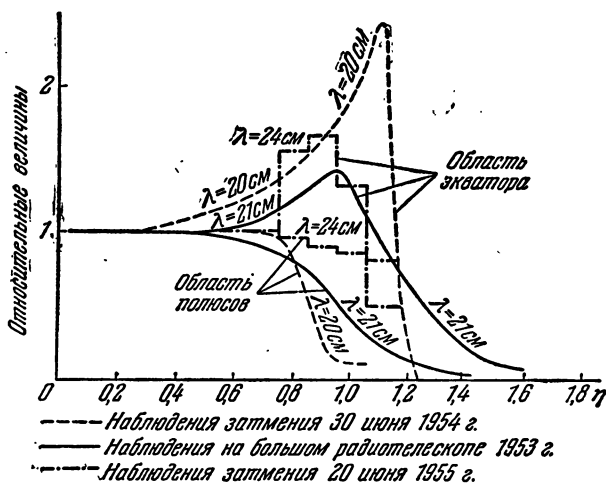


Рис. 76.

кие расхождения, по-видимому, объясняются тем, что электронная температура определяется из оптических наблюдений всегда при некоторых более или менее произвольных допущениях (постоянство температуры или равенство турбулентных скоростей для волокон с различной температурой и т. п.). Естественно, что в этих случаях вычисляемые значе-

ния T_e являются функцией делаемых допущений и могут служить для сравнения с радиоастрономическими наблюдениями лишь с большой осторожностью. Здесь уместно отметить достоинство последних, заключающееся

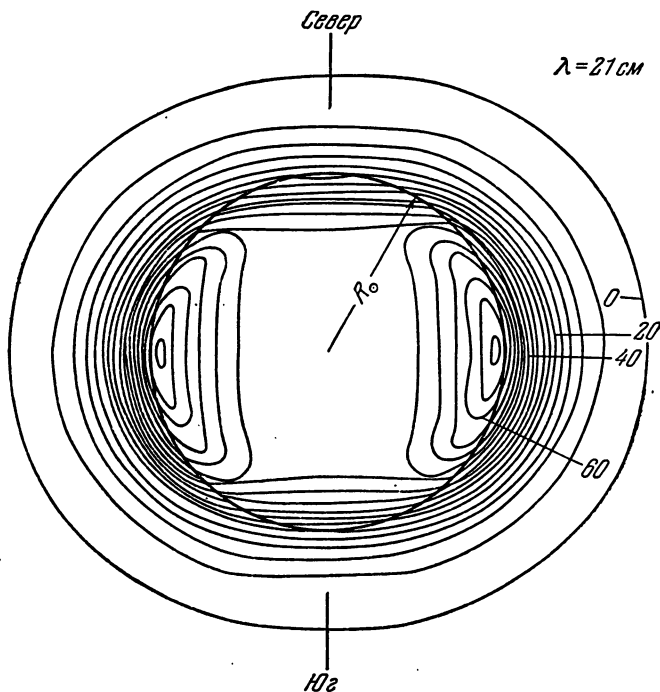


Рис. 77.

в том, что они определяют прямыми измерениями эффективную температуру антенны, связанную непосредственно с электронной температурой T_e . К сожалению, высота излучающего слоя является при этом не очень определенной.

Как было показано выше, для оценки T_e в хромосфере имеют значения эффективные температуры излучения при $\lambda < 3,2$ см. Последние же оказываются сравнительно низкими и для $h < (3 \div 6) \cdot 10^3$ км не превосходят 10.000°K . Однако эти цифры являются средними значениями для излучения всего диска. Сложная же структура хромосферы может являться причиной таких особенностей распределения T_e по солнечному диску, которые окажутся доступными только

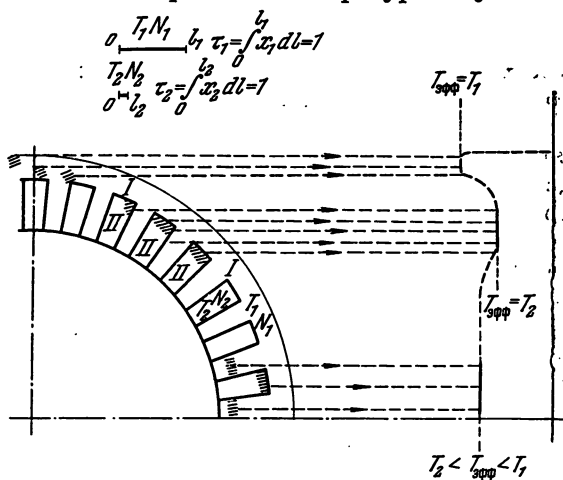


Рис. 78.

наблюдениям на инструментах с высокой разрешающей способностью.

Обратимся к рис. 78, на котором дано схематическое изображение волокон хромосферы, имеющих одинаковую высоту и направленных радиально. Температура газа в волокнах T_2 значительно ниже температуры T_1 газа,

заполняющего пространство между ними. Концентрация электронов в волокнах N_2 много больше, чем N_1 . Такое различие в физических свойствах этих сред приводит к тому (см. § 55), что оптические глубины, определяющие уровень излучения в них, значительно отличаются друг от друга, причем, $\tau_1 \ll \tau_2$.

На рисунке область I изображена для простоты рассуждений ограниченной. При таких упрощениях наглядно видно, что часть излучения, выходящего из центра солнечного диска, возникает в области I и часть — в области II (заштрихованные участки). Таким образом, эффективная температура центра диска будет иметь некоторое среднее значение между T_1 и T_2 , определяемое густотой заполнения хромосферы волокнами.

При таком рассуждении предполагается, что градиент на краю спикулы невелик и радиоизлучение практически все поглощается прежде, чем оно успеет отразиться от более плотной среды. Другими словами, спикулы для рассматриваемого диапазона полагаются «черными телами». Эффективная температура для излучения, приходящего от областей диска, близких к его краю, будет практически определяться только температурой волокон. Излучение области I в этом случае мало сказывается, так как глубокие слои газа с температурой T_1 , для которых $\tau_1 > 1$, оказываются экранированными «холодными» волокнами. Наконец, на самом краю диска излучение исходит из области I и совершенно не встречает волокон. Таким образом, в этой области так же, как для сферически симметричной атмосферы, температура возрастет и образуется «яркий лимб» вокруг солнечного диска.

На возможность существования такого распределения указывали наблюдения во время солнечного затмения на $\lambda = 0,8$ см, что и послужило толчком к учету волокнистой структуры хромосферы при интерпретации радиоастрономических наблюдений. Они после подтверждения полученных результатов могут явиться также дополнительным и весьма существенным подтверждением результатов оптических наблюдений, приведшим к формулировке сложной структуры хромосферы с холодными волокнами *).

В диапазоне с $\lambda = 0,43$ см повышения яркости радиоизлучения в центре диска не было обнаружено. Этот результат, полученный с ошибкой менее 1%, можно объяснить тем, что обе среды — и первая и вторая — становятся настолько прозрачными, что основная часть излучения при всех направлениях лучей возникает вблизи от фотосферы: в слое, имеющем низкую температуру во всех точках диска.

Для более длинных волн отсутствие повышенной яркости излучения в центре диска может объясняться обратным явлением: поглощение в среде I достаточно велико, и уровни, где $\tau \approx 1$, настолько высоки, что влияние волокон оказывается незначительным.

На основании данных радионаблюдений при $\lambda = 0,43$ см и $\lambda = 0,86$ см была построена модель двухкомпонентной хромосферы с холодными спикулами и горячим заполнением между ними. Температура спикул в этой модели была принята равной 6400°K , а N_e — у основания $8,91 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и при $h > 4000$ км $2,21 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Газ, заполняющий промежутки между спикулами, имеет в этой модели $T_e = 6400^\circ \text{K}$ при $h = 2000$ км, $T_e = 19\,000^\circ \text{K}$ при $2000 < h < 4000$ км и $19\,000^\circ \text{K} < T_e < 10^8^\circ \text{K}$ при $4000 \text{ км} < h < 10\,000$ км. При таких параметрах распределение радиоизлучения по диску Солнца при $\lambda = 0,43$ см и $\lambda = 0,86$ см удовлетворительно соответствовало результатам упомянутых выше наблюдений.

Уместно отметить здесь, что плотные волокна (или спикулы), для которых коэффициент преломления $n = 0$, могут оказаться не «черными телами»,

*) Малая зависимость радиорадиуса от длины волны в некоторой части сантиметрового диапазона (см. табл. 6), возможно, объясняется влиянием границы распространения холодных и плотных непрозрачных волокон.

а, наоборот, отражать значительную часть радиоизлучения. Подобное явление может иметь место, несмотря на сильное поглощение сантиметровых радиоволн в ионизованном газе, если градиент N_e на границах волокон достаточно велик. Таким образом, доля площади диска, занятая спикулами в области, близкой к лимбу, может оказаться отражающей и излучение, идущее от нее, — имеющим температуру, определяющуюся только долей, вносимой вышележащими прозрачными слоями. Поскольку они для коротких сантиметровых волн вносят очень малую долю в излучение — порядка нескольких сотен градусов, практически спикулы в этом диапазоне играют охлаждающую роль не в силу своей низкой температуры, а благодаря способности к отражению. Подобная трактовка объясняет некоторое уменьшение $T_{\text{я}}$ между центром и краем диска точно так же, как это делалось раньше с помощью рис. 78, с той лишь разницей, что температура $T_{\text{я}}$ теперь является не температурой спикул, а эффективной температурой излучения на пути луча в вышележащих слоях. При этом на рис. 78 пути лучей не должны заканчиваться на спикулах, а должны отражаться от них наподобие лучей при более длинных λ , как это было показано на рис. 67.

Возможность различных толкований свойств спикул приводит к затруднениям при установлении однозначной связи радиоастрономических данных с оптическими. Например, обоснованная оптическими наблюдениями многокомпонентная модель хромосферы состоит из волокон четырех типов:

1) металлические с $N_e < 10^9 \text{ см}^{-3}$,	$T_e \approx 6000 \text{ }^\circ\text{K}$;
2) водородные с $N_H \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$,	$T_e \approx 8500 \text{ }^\circ\text{K}$;
3) гелиевые с $N_e \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$,	$T_e \approx 25\,000 \text{ }^\circ\text{K}$;
4) субкорональные с $N_e \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$,	$T_e \approx 150\,000 \text{ }^\circ\text{K}$.

Нетрудно подсчитать по формулам (3) и (10), что для $\lambda < 3,2 \text{ см}$ только гелиевые и водородные волокна (если в последних положить $N_e \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$) являются непрозрачными. В этом случае, однако, среднее суммарное излучение оказывается слишком горячим и для удовлетворения результатов радионаблюдений [$T_{\text{я}} \approx (7 \div 8) \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$] следует предположить, что между волокнами материя имеет $T_e < 6000 \text{ }^\circ\text{K}$ вместо более высокой температуры по упомянутой модели. Таким образом, для удовлетворения данных наблюдений по значению $T_{\text{я}}$ приходится считать, что плотные спикулы горячее газа между ними, т. е. поярчение в центре диска невозможно. Устранить эту трудность можно, как указывалось, например, полагая плотные волокна отражающими, для чего, согласно (7), достаточно (для $\lambda \approx 0,8 \text{ см}$) предположить, что $N_e \geq 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Следует предупредить, что приведенные выше материалы радиоастрономических наблюдений, полученные во время затмений Солнца, дали недостаточно надежные результаты для распределения излучения по диску. Поэтому их нельзя считать окончательными, и для ограничения диапазона существующих значений параметров волокнистой хромосферы требуются тщательные совместные и одновременные наблюдения в оптическом и радиодиапазонах с использованием радиотелескопов, обладающих высокой разрешающей способностью.

§ 58. Возмущенная медленно изменяющаяся составляющая радиоизлучения Солнца. Наблюдениями установлено, что доля медленно изменяющейся составляющей в общем радиоизлучении Солнца сильно зависит от активности Солнца и особенно тесно связана с его пятнообразовательной деятельностью. Появление группы пятен с достаточно большой площадью, как правило, сопровождается значительным увеличением интенсивности радиоизлучения из локальной области, находящейся приблизительно над группой. Это увеличение может происходить в десятки и даже сотни раз, достигая максимального значения в метровом и дециметровом диапазонах волн. Такая

необычайная контрастность отличает проявление пятнообразовательной деятельности Солнца от ее характеристик в оптическом диапазоне, где области пятен холоднее фотосферы и их температура отличается от температуры последней всего на 30—40%. В сантиметровом диапазоне эта составляющая становится менее заметной, а при $\lambda < 1$ см наблюдается с трудом.

Таким образом, в радиодиапазоне при не очень коротких волнах поток излучения Солнца может изменяться гораздо больше, чем в оптической части спектра. Это обстоятельство позволяет изучать некоторые проявления активности Солнца радиоастрономическими методами более детально, чем при оптических наблюдениях.

Основные характеристики источников излучения над группами пятен. Радиоастрономические наблюдения в сантиметровом и дециметровом диапазонах волн, производимые даже с небольшими антеннами, но достаточно длительное время для статистической обработки получаемых результатов, а также эпизодически во время солнечных затмений, позволили установить следующие особенности излучения локальных источников над группами пятен, являющегося, по-видимому, главной частью медленно меняющейся составляющей радиоизлучения Солнца: 1) излучение источников над группами пятен в среднем медленно изменяется во времени и часто остается сравнительно постоянным в течение нескольких дней; 2) величина потока радиоизлучения таких источников (далее мы их называем «источники А») тесно связана с площадью пятен, вблизи от которых (как правило, непосредственно «над которыми») они находятся; чем больше суммарная площадь пятен, тем больше поток радиоизлучения; 3) размеры источников А в сантиметровом диапазоне волн приблизительно равны размерам групп пятен, а в дециметровом сравнимы с факельными полями вокруг групп; 4) эффективная температура излучения источников А в сантиметровом (при не очень коротких волнах) и дециметровом диапазонах волн сравнима с температурой короны Солнца; 5) часть излучения этих источников (до 50% в сантиметровом диапазоне волн) имеет круговую поляризацию; 6) поток излучения при не очень коротких волнах заметно зависит от угла между направлением на наблюдателя и нормалью к группе пятен (к поверхности фотосферы), уменьшаясь при перемещении источника от центра к краю солнечного диска в 3—4 раза; 7) спектр потока излучения источников А имеет максимум в области $4 \text{ см} > \lambda > 8 \text{ см}$; 8) восход источников опережает восход соответствующих им групп пятен.

Наблюдения на больших радиотелескопах с высокой разрешающей способностью, производившиеся в последние годы, не только подтвердили приведенные выше характеристики, но сделали их более конкретными и точными. Кроме того, они дали новые сведения, недоступные наблюдателям ранее, а именно высоту источников h , подтвердили постоянство потоков излучения отдельных источников $F_{\text{и}}$ (а не суммарного потока нескольких источников), распределение яркостной температуры излучения $T_{\text{я}}$ по солнечному диску и т. д.

Основными результатами этих наблюдений в настоящее время являются следующие: 1) излучение отдельных источников весьма стабильно во времени и часто мало изменяется в течение нескольких суток. Положение источников А соответствует положению оптически наблюдаемых групп пятен. Многочисленные наблюдения неизменно подтверждают это соответствие. Оно видно также на примерах, показанных на рис. 79 и 80*), где черные

*) На рис. 79 сверху — наблюдения в Пулковке на $\lambda = 3,2$ см, внизу — наблюдения в Сиднее на $\lambda = 21$ см. На рис. 80 сверху слева — распределение $T_{\text{я}}$ для $\lambda = 21$ см, сверху справа — карта солнечных пятен и хромосферных полей, внизу — «изофоты» наприженности магнитного поля; пунктир — для S, сплошная линия — для N. Пунктир с точкой на правом и нижнем рисунках повторяет контур сплошной линии на левом рисунке.

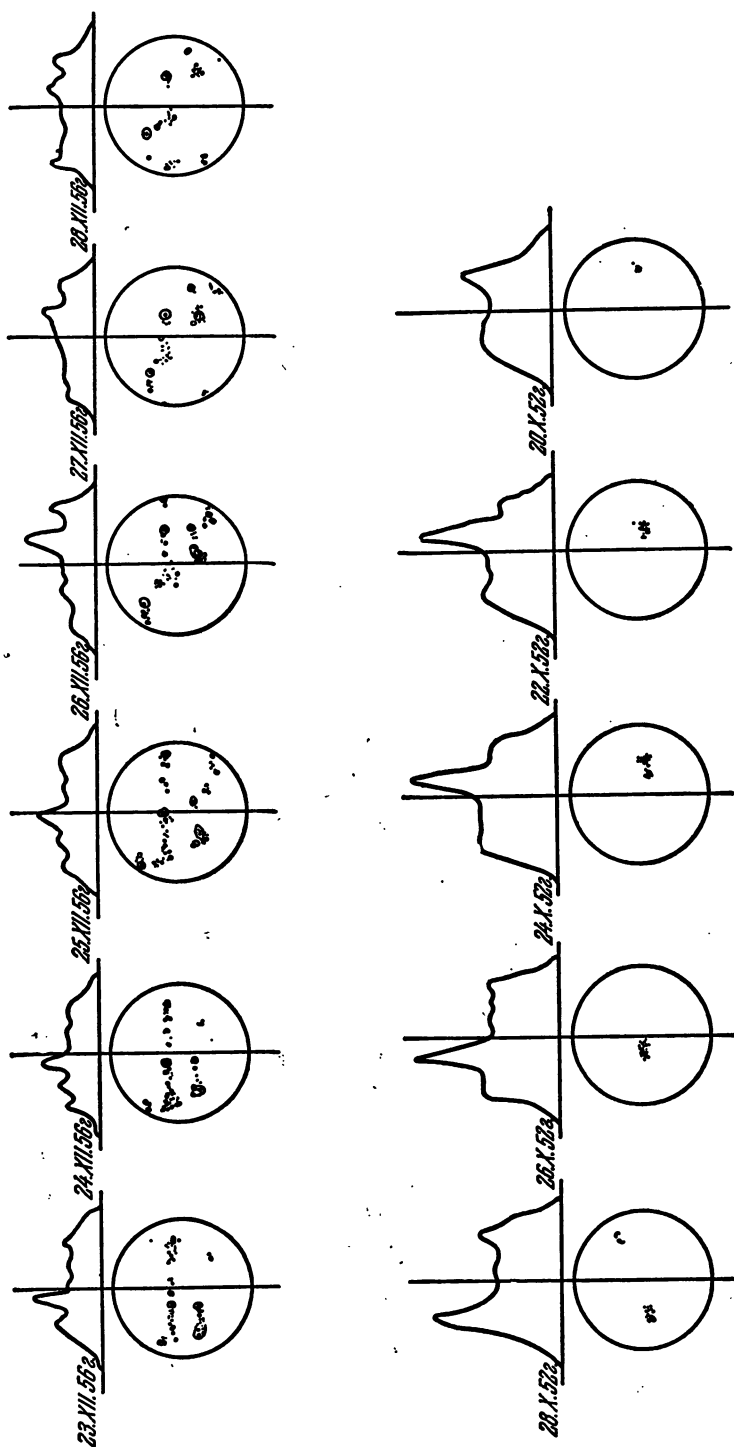


Рис. 79.

области соответствуют пятнам; 2) размеры источников A в сантиметровом диапазоне примерно соответствуют размерам групп пятен и обычно не превышают 1—3 угловых минут. Размеры областей, излучение которых частично поляризовано по кругу, еще меньше; 3) высота источников A (центра тяжести излучения) при не очень длинных волнах составляет 0,05—0,07 радиуса фотосферы; 4) восход радиоисточников опережает восход оптически видимых пятен тем более, чем длиннее волна. В ряде случаев такое опережение достигало трех суток при $\lambda = 21$ см, полутора-двух суток при $\lambda \approx 10$ см и одних-полутора суток при $\lambda \approx 3$ см.

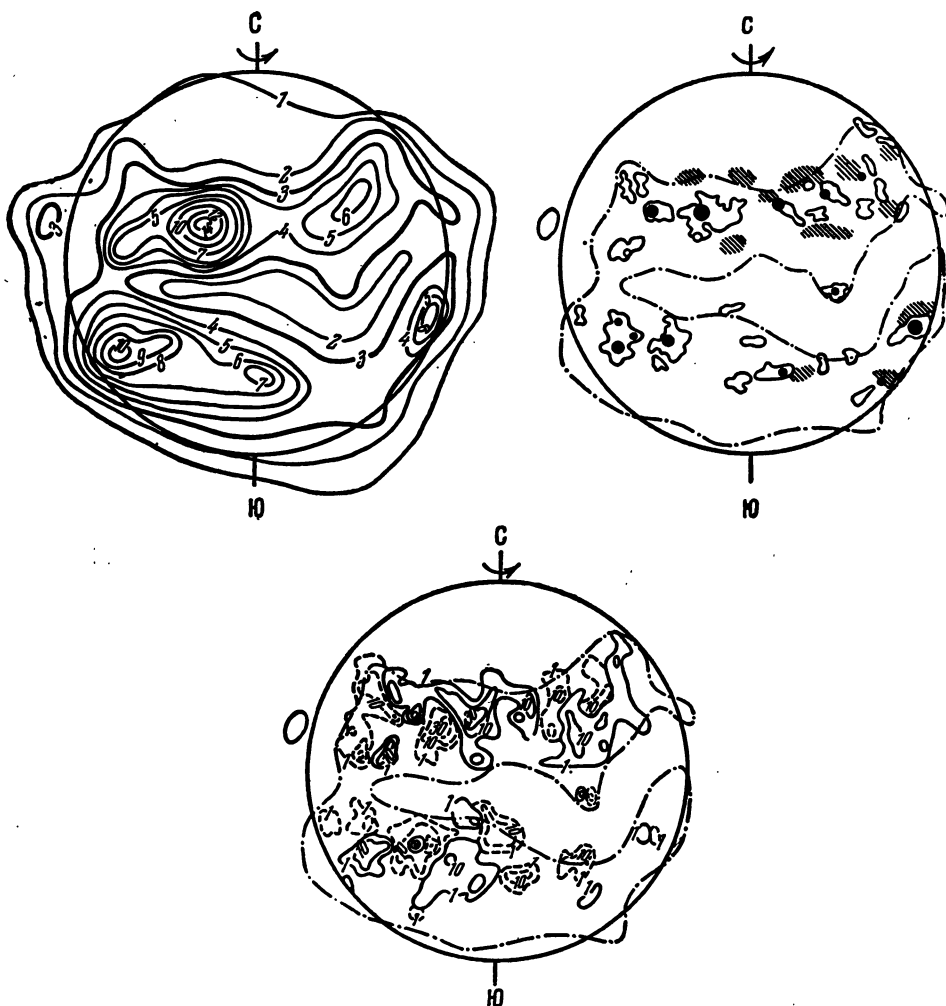


Рис. 80.

Остановимся на более подробном описании приведенных характеристик с указанием методов их определения.

1. Постоянство потока излучения источников и его связь с площадью пятен S_p (в долях полусферы) были найдены путем систематических измерений суммарного потока излучений Солнца F_Σ . Последующее сравнение F_Σ с суммарной площадью пятен ΣS_p , наблюдаемых одновременно оптически, выполненное статистическими методами для достаточно больших промежутков времени, показало, что корреляция изменений ΣS_p и F_Σ весьма велика.

Для $\lambda = 3,2$ см, например, коэффициент корреляции r оказался близким к 0,79 (ноябрь 1948 г.—март 1949 г.), а для $\lambda = 10$ см $r \approx 0,78$.

Еще более наглядную связь с активностью Солнца показали наблюдения смещений центра тяжести радиоизлучения Солнца относительно его геометрического центра. Упомянутое явление состоит в том, что локальные источники радиоизлучения, находясь на некотором расстоянии $\theta_{\text{и}}$ от геометрического центра Солнца и создавая дополнительный поток излучения $F_{\text{и}}$, нарушают симметричность распределения суммарного излучения. Центр тяжести излучения возмущенного Солнца смещается в сторону наиболее сильных источников на величину $\Delta\theta$, достигающую до 4—5 угловых минут

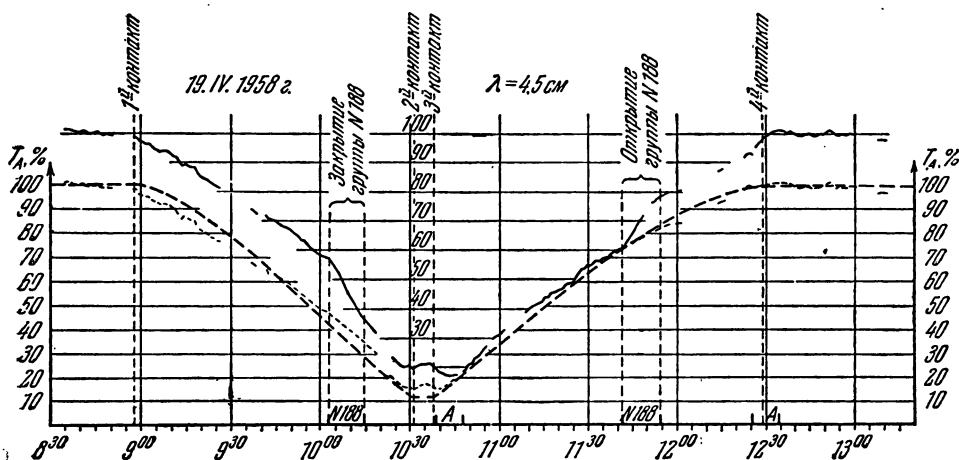


Рис. 81.

в диапазоне $3 \text{ см} < \lambda < 50 \text{ см}$. Связь величины $\Delta\theta$ с потоками и положением источников определяется по формулам для вычисления центра тяжести плоских фигур:

$$\Delta\theta = \frac{\sum_{i=1}^n F_{\text{и}i} \theta_{\text{и}i}}{(F_0 + \sum_{i=1}^n F_{\text{и}i})} = \frac{\sum_{i=1}^n \theta_{\text{и}i} \frac{F_{\text{и}i}}{F_0}}{\left(1 + \sum_{i=1}^n \frac{F_{\text{и}i}}{F_0}\right)} \quad (34)$$

(F_0 — поток невозмущенного Солнца).

В выражение (34), кроме потоков источников, входят их расстояния от центра Солнца. Таким образом, сильная связь между $\Delta\theta$ и $S_p \theta_{\text{и}}$ заставляет предполагать, что существует хорошая корреляция не только между $F_{\text{и}}$ и S_p , но и между расположениями источников радиоизлучения и групп пятен, для которых бралось S_p . Действительно, вычисление коэффициента корреляции между $\Delta\theta$ и $S_p \theta_{\text{и}}$ для периода наблюдений, выполнявшихся с 4 декабря 1956 г. по апрель 1957 г., дало значение $r \approx 0,77$ ($\lambda = 3,2$ см).

2. Размеры локальных источников и эффективная температура $T_{\text{эфф}}$ их излучения наиболее точно были определены из результатов наблюдений солнечных затмений. При закрытии спокойного Солнца Луной поток радиоизлучения, принимаемый во время затмения, постепенно уменьшается, а после момента максимального закрытия постепенно увеличивается. Если же во время наблюдений на Солнце имелся локальный источник, то его закрытие или открытие Луной приводит к дополнительному изменению регистрируемого потока, хорошо видимому на фоне монотонного изменения, происходящего за счет закрытия невозмущенных областей солнечного диска. Пример подобной записи показан на рис. 81. Здесь сплошная линия — изменения потока излучения во время затмения, жирным пунктиром показана

незакрытая площадь оптически видимого диска, тонким пунктиром — изменение потока после исключения влияния источников. Зная скорость относительного движения Луны, по времени и величине дополнительного изменения потока легко оценить размеры и поток источника. Таким образом, становится возможным вычисление его эффективной температуры:

$$T_{\text{н}} = \frac{F}{\Omega_{\text{н}}} \frac{\lambda^2}{S_{\text{А}} 2k} \quad (32)$$

($S_{\text{А}}$ — эффективная площадь антенны).

За время с 1942 по 1962 г. наблюдения затмений производились неоднократно. Результаты некоторых из них сведены в табл. 11.

Таблица 11

λ , см	Дата наблюдения	Размер источника в угловых минутах	$T_{\text{н}}$, °К
3,2	1.XI. 1951		$0,6 \cdot 10^6$
3,2	2.XII. 1956	0,5	10^6
3,2	11.IX. 1950		$2 \cdot 10^6$
3,2	19.IV. 1958	~ 3	$1,7 \cdot 10^6$
3,3	19.IV. 1958		$1,6 \cdot 10^6$
4,5	19.IV. 1958	~ 3	$1,9 \cdot 10^6$
5,1	19.IV. 1958		$3,6 \cdot 10^6$
10,7	23.XII. 1946		$1,5 \cdot 10^6$
10	1.XI. 1948		10^6
10	20.VI. 1955	4	10^6
4,5	15.II. 1961	1,2	10^6
9	15.II. 1961	$0,5 \times 1,14$	$2,7 \cdot 10^6$
21	15.II. 1961	$2 \times 4,6$	$2 \cdot 10^6$

Приведенные значения $T_{\text{н}}$ близки к электронной температуре короны Солнца ($\sim 10^6$ град), а размеры локальных источников радиоизлучения близки

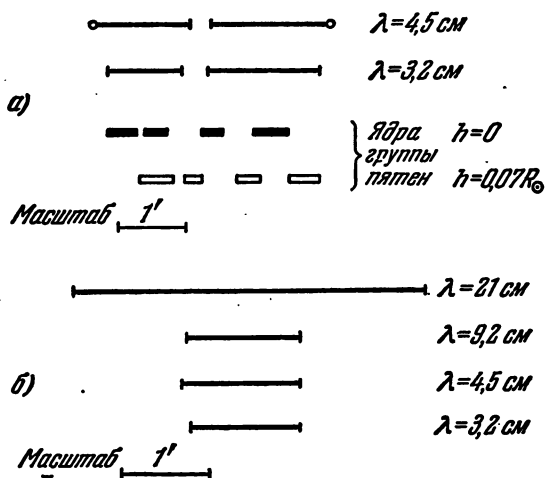


Рис. 82.

к размерам оптических групп пятен. Примеры сравнения этих размеров, найденных во время наблюдений затмений 19 апреля 1958 г. (а) и 15 февраля 1961 г. (б), показаны на рис. 82.

3. Высота источников A радиоизлучения определяется относительно уровня фотосферы, на котором видны группы пятен. Метод определения заключается в измерении скорости перемещения проекции источника излучения на диске Солнца при вращении последнего. Очевидно, что, чем больше высота h , тем больше отличается эта скорость от скорости перемещения оптических образований, так как радиус сферы, по

которой перемещается источник радиоизлучения, больше радиуса фотосферы (рис. 83). Измерение разности упомянутых скоростей дает возможность определить h . Некоторые результаты таких определений сведены в табл. 12. Перечисленные выше факты — близость $T_{\text{н}}$ к температуре короны, медленность изменения потока $F_{\text{н}}$, близость размеров источников к разме-

Таблица 12

λ , см	$h/R_{\odot}$	h , км	Время измерения	Антенна
2	$0,06 \pm 0,07$	$42\,000 \div 50\,000$	1959 г.	} Радиотелескоп с ножевой диаграммой, Пулково, СССР (см. табл. 1)
3,2	$0,07 \pm 0,02$	$50\,000 \pm 14\,000$	1957—1958 гг.	
10				
7,5	0,05	35 000		Интерферометр с горизонтальной базой, Япония
21	$0,035 \div 0,1$	$20\,000 \div 100\,000$		} Интерферометр с горизонтальной базой, Австралия
60	$0,05 \pm 0,02$	$35\,000 \pm 15\,000$		
150	} $0,4 \pm 0,04$	280 000	1949 г.	Интерферометр с вертикальной базой, Крым, СССР
200				

рам групп пятен — позволили сделать предположение, что описываемыми источниками являются корональные конденсации, располагающиеся над большими группами пятен.

Выше уже указывалось, что, согласно оптическим наблюдениям, в подобных конденсациях плотность электронов может возрастать в 20 раз по

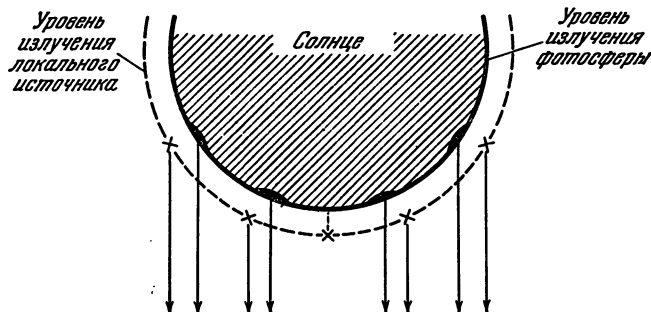


Рис. 83.

сравнению с нормальной на том же уровне атмосферы Солнца, а электронная температура — доходить до 10^7 град. Примеры расположения конденсаций над группой пятен, полученные при оптических наблюдениях, показаны на рис. 84 (а — в видимом свете, б — в желтой линии $\lambda = 5694 \text{ \AA}$) и рис. 85 (примеры расположения линий $\lambda = 5694 \text{ \AA}$ и $\lambda = 5303 \text{ \AA}$; на первом и третьем рисунках сверху — расположение конденсаций в видимом свете).

Согласно оптическим наблюдениям, высота корональных конденсаций над фотосферой Солнца обычно составляет $(0,05 \div 0,1)R_{\odot}$, что хорошо соответствует величине, найденной для источников радиоизлучения. Значит, восход радиоисточников, если они расположены над группами пятен, должен опережать во времени восход пятен, а заход — соответственно запаздывать точно так же, как это было замечено во время наблюдений. Таким образом, можно, используя радиоастрономические наблюдения смещений центра тяжести радиоизлучения Солнца, выполнить прогнозирование выходов групп пятен.

Еще более удобно выполнять такое прогнозирование с помощью больших радиотелескопов, высокая угловая разрешающая сила которых позволяет замечать восход отдельного источника без учета излучения остальных, уже имеющих на солнечном диске.

Используя результаты систематических наблюдений на волне $\lambda = 10,7 \text{ см}$, накопленные к 1949 г., Вальдмейер произвел расчет радиоизлучения конденсации. При этом он, используя упрощенную модель, показанную на рис. 86 (где $\rho = r/r_{\odot}$), получил результаты, согласующиеся с наблюдениями

хаотически поляризованного излучения источников. Согласно его расчетам, одна средняя конденсация увеличивает поток радиоизлучения Солнца на волне $\lambda \approx 10$ см примерно на 7÷8%. На других волнах это увеличение становится меньшим. Несколько более подробные расчеты с использованием резуль-

татов наблюдений затмений выполнили Пиддингтон и Миннет. Они учли также влияние магнитного поля, полагая его равным 1500 гаусс. Результаты этих расчетов также примерно соответствовали наблюдениям и объясняли, кроме того, появление поляризованной составляющей излучения локальных источников. Таким образом, оставляя пока в стороне наличие поляризованной составляющей излучения, можно было на основании приведенных выше материалов полагать, что основной частью медленно изменяющейся составляющей радиоизлучения Солнца является излучение корональных конденсаций, образующихся над солнечными пятнами.

Поляризация излучения источников над группами пятен. Остановимся теперь на упоминавшемся выше свойстве локальных источников создавать некоторую составляющую излучения с круговой поляризацией. Оно следует логически из установленного факта — расположения источников над группами пятен, т. е. в их магнитном поле. Ранее уже указывалось, что магнитное поле присутствует у всех пятен, проходя у больших до 4000 гаусс. Прямым следствием расположения источника излучения в магнитном поле является анизотропность среды, в которой распространяются радиоволны, что приводит к появлению составляющей, поляризованной по кругу.

Рассмотрим это явление несколько подробнее и сначала оценим такую характеристику среды распространения, которая определяет поглощение радиоволн в ней, а именно проводимость σ . Действительно, электрическая мощность W , затрачиваемая при прохождении тока в проводящей среде (ионизованный газ в рассматриваемом случае), определяется, как известно, формулой

$$W = \frac{E^2}{2R} = \frac{E^2}{2} \sigma, \quad (33)$$

где E — амплитудное значение напряженности поля радиоволны, R — сопротивление среды.

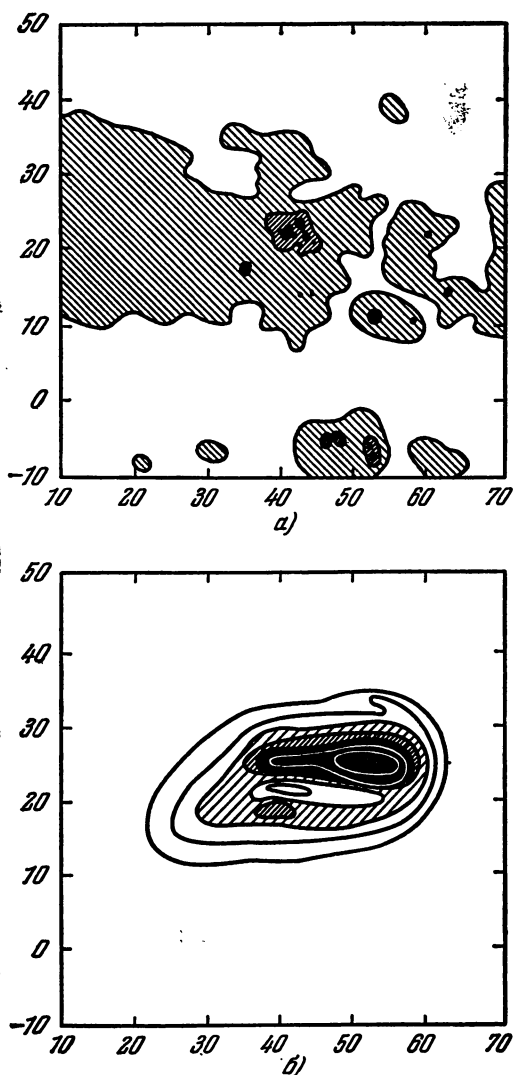


Рис. 84.

Значит, проводимость непосредственно определяет поглощение сигнала. С другой стороны, эта же величина может определяться как затрата мощности на приращение энергии колеблющихся зарядов, сталкивающихся в электрическом поле с остальными частицами, по сравнению с энергией столкновений при отсутствии радиоволн (при действии только теплового движения):

$$W^* = \frac{mv^2}{2} \nu N_e, \quad (34)$$

где m — масса заряженной частицы (в солнечной атмосфере — масса электрона), ν — число соударений в секунду, N_e — концентрация зарядов в 1 см^3 , v — дополнительная скорость движения зарядов, вызванная электромагнитным полем.

Величина W^* , находящаяся по формуле (34), определяется на единицу времени — секунду и, следовательно, может сравниваться со значением W , находимым по формуле (33). Такое сравнение позволяет связать величину σ с величинами, характеризующими состояние атмосферы Солнца. Из (33) и (34) находим:

$$\sigma = \frac{m}{E^2} v^2 \nu N_e. \quad (35)$$

Для того чтобы определить значение E и v , введем в (35) следующие простые соотношения механики и электростатики:

$$mv = pt, \quad p = Ee, \quad (36)$$

где p — сила, действующая на заряд e , t — время действия этой силы.

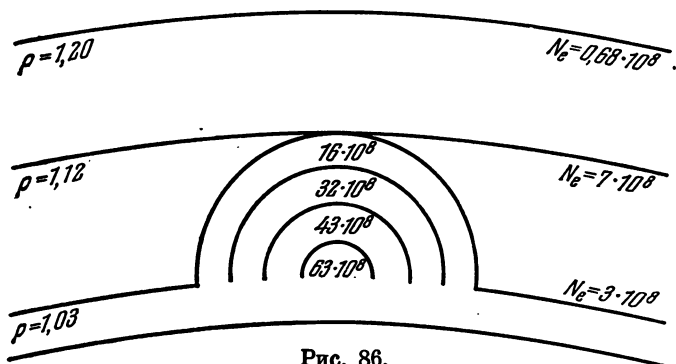


Рис. 86.

В результате окажется, что проводимость среды распространения можно вычислить по следующей формуле:

$$\sigma = N_e \frac{e^2}{m} \nu t^2. \quad (37)$$

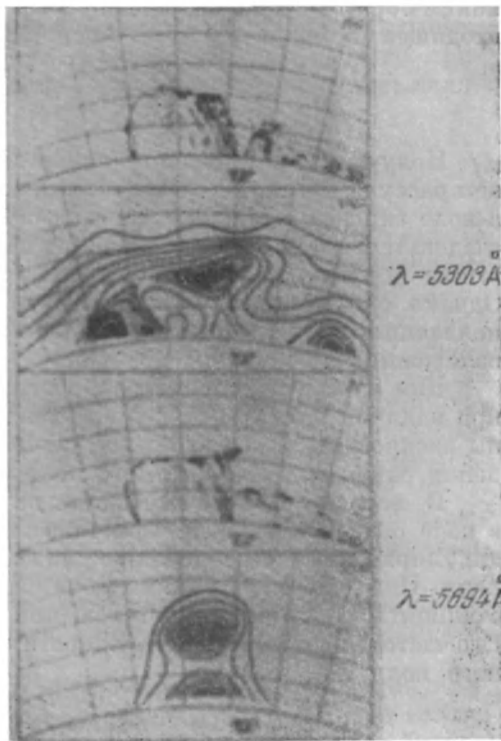


Рис. 85.

Из выражения (35) следует, что проводимость σ определяется средней скоростью перемещения заряда. Естественным, что средняя скорость тем больше, чем дольше сохраняется неизменным направление действия силы p . Таким образом, при синусоидальном изменении поля E с частотой ω время t , входящее в формулу (37), пропорционально половине периода. Значит,

$$\sigma \sim N_e \frac{e^2}{m} v \frac{1}{\omega^2} \sim N_e \frac{e^2}{m} v T^2. \quad (38)$$

Полученное соотношение является приближенным, так как в приведенном рассуждении не учитывалось влияние процесса столкновений движущихся в поле зарядов с другими частицами на среднюю скорость перемещения и, следовательно, на время сохранения направления действия силы. Это приближение допустимо, очевидно, только при выполнении неравенства $\omega \gg \nu$. Однако оно не препятствует правильному описанию физических причин появления поляризованной составляющей и сохраняется в дальнейшем изложении *).

Для описания условий распространения радиоволн в атмосфере Солнца при наличии магнитного поля рассмотрим два частных случая: 1) радиоволны распространяются вдоль магнитного поля и 2) направления распространения радиоволн и магнитного поля взаимно перпендикулярны.

В первом случае, очевидно, на электрические заряды, движущиеся в поле радиоволны, будет действовать сила Лоренца, приложенная перпендикулярно как к направлению движения, так и к направлению магнитного поля. Под действием этой силы заряд e , кроме движения по полю E , будет отклоняться в сторону, двигаясь (при постоянной скорости) по окружности. Его частота вращения по окружности ω_H зависит от напряженности магнитного поля H :

$$\omega_H = H \frac{e}{m}. \quad (39)$$

Согласно (38) для нахождения проводимости σ надо оценить период T действия силы поля на заряд e в одном направлении. Для этого удобно линейно поляризованное колебание представить в виде суммы двух составляющих колебаний с частотами ω , имеющих круговую поляризацию в противоположных направлениях.

Теперь легко установить, что если вектор составляющей вращается в том же направлении, куда поворачивается заряд, то период T сохранения направления силы p увеличивается, а следовательно, растет и проводимость σ . В этом случае в отношении (8) следует вместо значения ω подставлять $\omega^* = \omega - \omega_H$, и тогда

$$\sigma_1 \sim N_e \frac{e^2}{m} v \frac{1}{(\omega - \omega_H)^2}. \quad (40)$$

В частном случае, когда $\omega = \omega_H$, прохождение радиоволн через такой участок атмосферы оказывается невозможным из-за сильного поглощения [см. (33)]. Составляющую, испытывающую повышенное поглощение, часто называют «необыкновенной» волной.

Другая составляющая, у которой вектор E вращается навстречу движению заряда по окружности, очевидно, будет чаще менять направление

*) В диапазоне, используемом в радиоастрономии для исследования Солнца, всегда $\omega \gg \nu$. Из (9) следует, что наибольшая опасность нарушения этого неравенства возникает при малых T_e и больших N_e . Но нельзя предположить $T_e < 6 \cdot 10^3$ град, а $N_e > 10^{10}$, однако и при этом даже для самых длинных волн $\lambda \approx 50$ м $\frac{\nu_{эфф}}{\omega} < 10^{-2}$.

действия силы тока на заряд, и для нее проводимость окажется меньше:

$$\sigma_2 \sim N_e \frac{e^2}{m} v \frac{1}{(\omega + \omega_H)^2}. \quad (41)$$

Эта составляющая часто называется «обыкновенной» волной и испытывает меньшее поглощение при распространении. Более детальные расчеты приводят к следующему выражению для коэффициента поглощения χ при наличии продольного магнитного поля:

$$\chi_{1,2} = \xi \frac{N_e^2}{T_e^{3/2}} \frac{1}{(f \pm f_H)^2}. \quad (42)$$

Нетрудно видеть, что эта формула отличается от (10) только тем, что вместо f в ней для обыкновенной волны (индекс 2) стоит $f + f_H$, а для необыкновенной (индекс 1) $f - f_H$.

Из сказанного следует, что линейно поляризованные колебания, распространяясь в ионизованной атмосфере Солнца вдоль магнитного поля, расщепляются на две составляющие со взаимно противоположными круговыми поляризациями. При этом поглощение этих составляющих в атмосфере различно и зависит от направления поляризации. Значит, при возникновении излучения в не очень плотной области с заметным магнитным полем одна из составляющих, а именно необыкновенная, для которой χ больше [см. (16)], а следовательно, и оптическая глубина также больше, окажется преобладающей, и все излучение будет иметь некоторую долю круговой поляризации, тем большую, чем сильнее магнитное поле H .

Аналогичными рассуждениями легко установить отличие в значениях диэлектрической постоянной среды для обыкновенной и необыкновенной волн.

Во втором случае, когда радиоволны распространяются перпендикулярно к силовым линиям магнитного поля, для части колебаний, у которых вектор E совпадает с направлением магнитного поля, величина последнего безразлична. Для них никаких изменений в движении зарядов не произойдет, так как лоренцева сила пропорциональна синусу угла между направлениями движения заряда и магнитного поля. Однако для тех колебаний, у которых вектор E перпендикулярен к силовым линиям поля H , взаимодействие заряда, движущегося в поле радиоволн перпендикулярно к магнитному полю, с этим полем будет иметь место; скорость движения заряда и поглощение этих колебаний будут несколько увеличенными *).

Таким образом, если через атмосферу Солнца при наличии в ней перпендикулярного магнитного поля проходят радиоволны с хаотической поляризацией, то две группы из них с поляризациями во взаимно перпендикулярных плоскостях будут иметь различную интенсивность. Значит, к наблюдателю будет распространяться излучение не с полностью хаотической поляризацией, а с некоторой долей линейной поляризации.

Рассуждения, приводившиеся выше, являлись приближенными ($\omega \gg \nu$) и касались только двух частных случаев взаимного расположения направлений распространения радиоволн и линий. Более подробное изложение особенностей распространения можно найти в специальной литературе, например в [18].

Особенности распространения радиоволн при наличии магнитного поля имеют очень большое значение для излучения локальных источников радиоизлучения, располагающихся в областях пятен, где магнитные поля могут

*) В предельном случае, когда время поворота заряда под действием магнитного поля совпадает с периодом T (см. выше), период $T^* \rightarrow \infty$ и $\sigma \rightarrow \infty$.

быть достаточно сильными. Из сказанного следует, что излучение таких локальных источников должно быть частично поляризовано по кругу, а направление вращения вектора поляризации должно определяться направлением магнитного поля пятна. Можно также предполагать, что при смещении пятен к краю солнечного диска степень поляризации будет уменьшаться (изменяется угол между магнитным полем и вектором) и возможно появление частичной линейной поляризации. Первое предположение хорошо подтверждается наблюдениями.

Радиоастрономические наблюдения зарегистрировали круговую поляризацию излучения локальных источников сначала на более длинных волнах ($\lambda = 310$ см), затем — по мере совершенствования аппаратуры — наблюдения поляризованной составляющей распространялись в область более коротких волн.

В сантиметровом диапазоне волн доля поляризованной составляющей доходит до 45% (от общего неполяризованного потока источника). На волнах короче одного сантиметра ее измерить пока не удалось, — возможно, из-за недостаточной чувствительности аппаратуры.

С п е к т р ы и з л у ч е н и я и с т о ч н и к о в н а д г р у п п а м и п я т е н. Весьма важной характеристикой источника является его спектр. Используя соотношения (18) и (19), можно представить себе характер ожидаемого в этом случае спектра: если магнитного поля нет, то для коротких радиоволн конденсация может иметь малую оптическую глубину $\tau \ll 1$ и $F_H \approx \text{const}$; при увеличении длины волны оптическая глубина конденсации может стать большой: $\tau \geq 1$, и тогда $T_H \sim \frac{1}{\lambda^2}$.

В присутствии магнитного поля поглощение в конденсации возрастает тем больше, чем длиннее волна. Действительно, вернемся к выражению (42) и запишем его для упрощения последующих рассуждений приближенно в следующем виде (для $f_H/f \leq 1$):

$$\chi_{1,2} \approx \xi \frac{N_e^2}{T_e^{3/2}} \frac{1}{f^2 \left(1 \pm \frac{f_H}{f}\right)^2} \approx \xi \frac{N_e^2}{T_e^{3/2} f^2} \left[1 \mp 2 \frac{f_H}{f} + 3 \left(\frac{f_H}{f}\right)^2 \right]. \quad (43)$$

Но когда производится регистрация общего потока излучения, то, как было указано на стр. 208, он составляется из двух потоков с круговыми поляризациями разного направления (обыкновенная и необыкновенная волны):

$$F_\Sigma = \frac{F_1 + F_2}{2}. \quad (44)$$

Для почти прозрачного источника

$$F_\Sigma = \frac{I^*}{2} \int (\chi_1 + \chi_2) dl = \frac{I^*}{2} \int \chi_\Sigma dl,$$

где

$$\chi_\Sigma = \chi_1 + \chi_2.$$

Используя (44), можно найти

$$\chi_\Sigma \approx \xi \frac{N_e^2}{T_e^{3/2} f^2} \left[1 + 3 \left(\frac{f_H}{f}\right)^2 \right]. \quad (45)$$

Значит, присутствие магнитного поля увеличивает поглощение в конденсации тем больше, чем длиннее волна. Таким образом, для тонкого источника следует ожидать спектр соответствующим не $F_H \approx \text{const}$, а

$$F_H \approx \text{const} \left[1 + 3 \left(\frac{f_H}{f}\right)^2 \right]. \quad (46)$$

Вспоминая, что при $\tau \geq 1$ $F_H \sim 1/\lambda^2$, можно прийти к выводу о существовании максимума спектра $F(\lambda)$, тем яснее выраженного, чем сильнее магнитное поле. Поскольку у всех групп пятен имеется магнитное поле, указанная зависимость должна иметь место, по-видимому, для всех источников.

Ее можно рассчитать по точной формуле, если предположить излучение источника тепловым. Используя (12) и (44), нетрудно найти

$$F_{\Sigma} = \frac{kT_e}{\lambda^2} \Omega_H (2 - e^{-\chi_1 l} - e^{-\chi_2 l}), \quad (47)$$

где Ω_H — телесный угол источника, l — протяженность источника по лучу зрения.

Расчеты по выражению (47) приводят к спектрам, изображенным на рис. 87 (здесь $a = kT_e \Omega_H$ и $E \approx 10^{-22} \frac{N_e^2}{T_e^{3/2}} l$).

Построение спектра по результатам наблюдений встречается с уже неоднократно упоминавшейся трудностью выполнения абсолютных измерений. Поэтому более надежным является использование затмений Солнца, позволяющих определять при наблюдении на нескольких волнах относительный спектр $\frac{F_H(\lambda)}{F_0(\lambda)}$. Переход от него к абсолютному спектру в некоторой части диапазона более коротких волн может быть сделан, например, если использовать эмпирическое выражение для спектра $F_0(\lambda)$, приводившееся выше [формулы (29) и (30)].

Подобные расчеты были выполнены по результатам наблюдения затмений 19 апреля 1958 г., а также 15 февраля 1961 г. и привели к определению спектров, показанных на рис. 88.

Из сказанного выше следует, что волна λ_0 , при которой наклон спектра изменяется на обратный, соответствует такому увеличению оптической глубины конденсации для необыкновенной волны ($\chi_2 \rightarrow \infty$), что источник становится непрозрачным. По левой части спектра ($\lambda < \lambda_0$), определяя его наклон при $\lambda \ll \lambda_0$, или по значению λ_0 (если концентрация электронов не очень велика) нетрудно, используя соотношение (45) или (47), оценить магнитное поле на уровне источника.

Одним из следствий зависимости коэффициента поглощения χ от магнитного поля является уменьшение наблюдаемого потока излучения источников при их перемещении от центрального меридиана к краю солнечного диска.

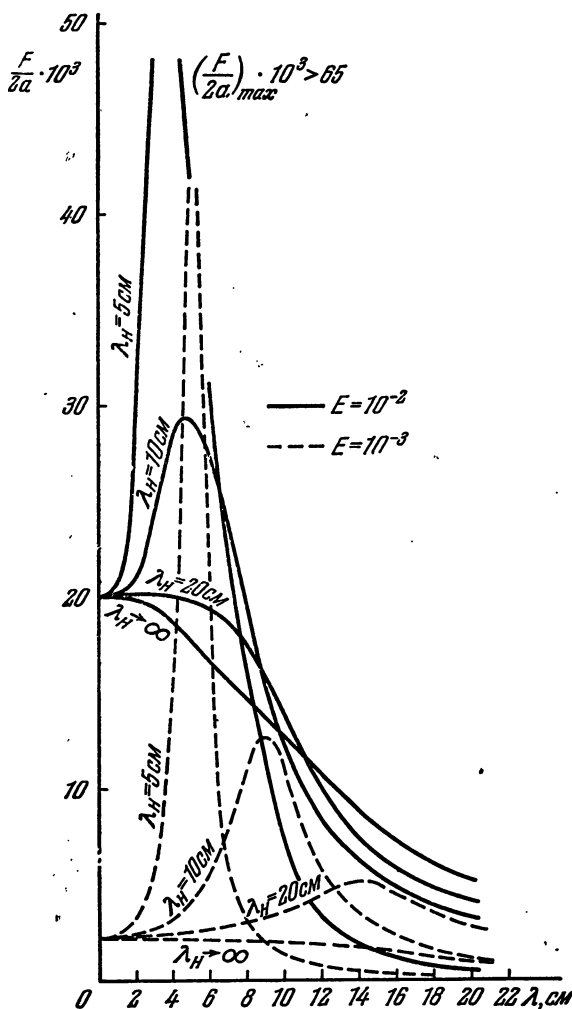


Рис. 87.

Это объясняется тем, что увеличение χ , определяемое формулой (44), относится только к продольному магнитному полю, т. е. к положению источника около центрального меридиана. При поперечном поле (край диска) поглощение

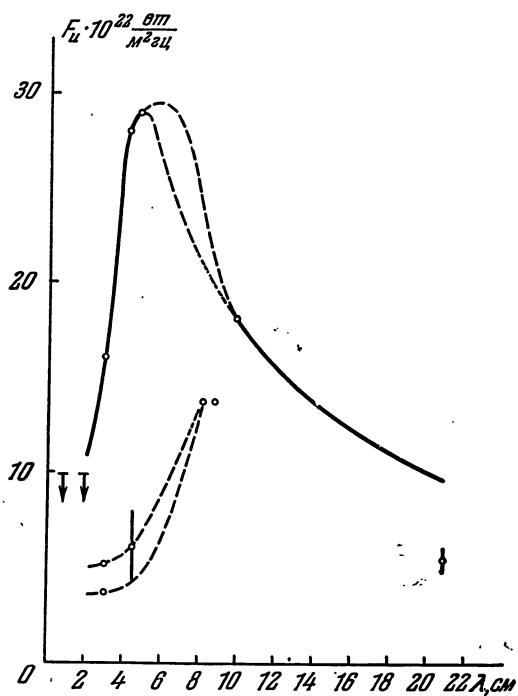


Рис. 88.

меньше, значит, меньше τ и соответственно F . Изложенные соображения относятся к диапазону волн $\lambda < \lambda_0$, когда оптическая глубина источников невелика. Если же $\tau \geq 1$, то поток излучения определяется произведением $T_e \Omega_{\text{и}}$. В этом случае также может проявиться зависимость $F_{\text{и}}$ от положения источника в силу изменения его видимого размера, что возможно для некруглого источника.

Сравнение результатов наблюдений средних потоков излучения Солнца с перемещениями групп пятен по его диску позволило установить, что в среднем упомянутые зависимости существуют*). Их характер показан на рис. 89, на котором θ — расстояние источника от центра диска, $i(\theta)$ — степень уменьшения потока источника; пунктирная линия соответствует случаю $i(\theta) = \cos \theta$.

Связь между оптическими и радиоастрономическими характеристиками

и площадями пятен над группами пятен. Теперь можно вернуться к вопросу о корреляции между измеренными потоками

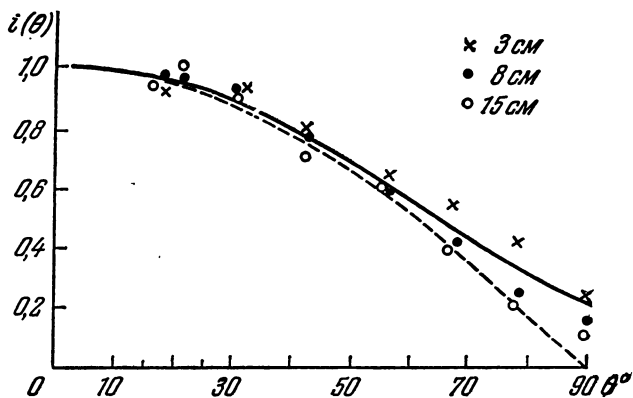


Рис. 89.

и площадями пятен. При обработке результатов систематических наблюдений было установлено уменьшение коэффициента корреляции между этими величинами с увеличением длины волны. После отождествления локаль-

*) Это обстоятельство следует учитывать при статистической обработке результатов наблюдений, в которые входит и поток источника $F_{\text{и}}$ и его положение.

ных источников радиоизлучения с корональными конденсациями это явление можно объяснить, если учесть, что излучение дециметрового диапазона более тесно связано с конденсациями, чем сантиметрового, так как для первого они малопрозрачны, а для второго почти прозрачны. В то же время известно, что конденсации существуют более продолжительное время, чем видимые пятна.

Этот факт, замеченный в оптическом диапазоне волн, объясняет то обстоятельство, что локальные источники радиоизлучения, связанные с пятнами, могут быть активными даже после исчезновения последних. Статистическая обработка результатов наблюдений позволила предположить, что некоторые источники существуют в течение почти двух оборотов Солнца после исчезновения пятна. Таким образом, становится ясным, что при попытках установить

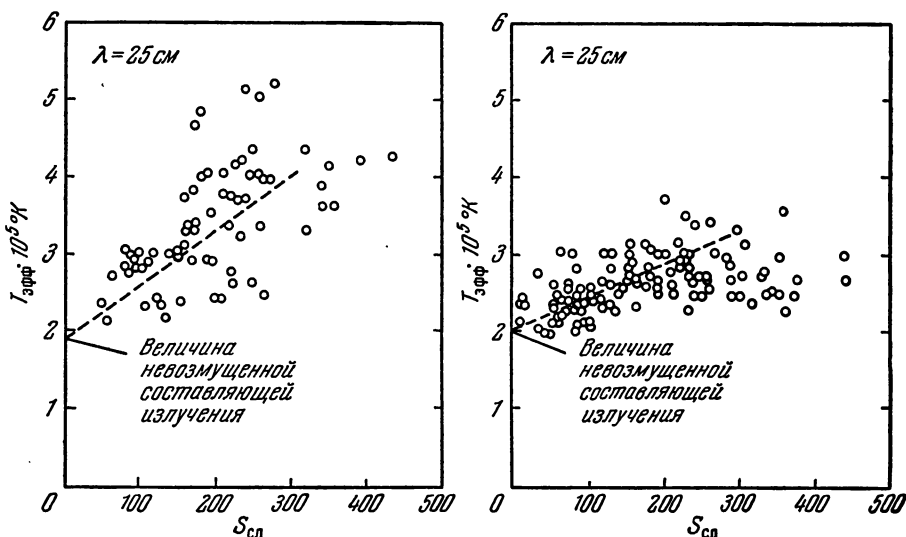


Рис. 90.

связь между $F_{\text{и}}$ и $S_{\text{р}}$ необходимо учитывать не только параметры пятен, видимых в момент наблюдения, но и параметры пятен, существовавших за предыдущие обороты Солнца. Наибольший коэффициент корреляции при таком учете получается между оптическими и радионаблюдениями (в диапазоне $25 \text{ см} < \lambda < 50 \text{ см}$), если при вычислениях использовать сложную площадь пятен $S_{\text{сл}} = 0,4S_0 + 0,3S_{-1} + 0,25S_{-2} + 0,15S_{-3}$ (индекс указывает номер оборота Солнца).

Для $\lambda = 10 \text{ см}$ сложная площадь пятен наиболее удачно выражается формулой $S_{\text{сл}} = 0,85S_0 + 0,55S_{-1} + 0,45S_{-2} + 0,35S_{-3}$. При этом $r = 0,92$ в отличие от упоминавшегося выше (стр. 202) значения $r = 0,78$, полученного при использовании суммарной площади на момент наблюдения.

Как следует ожидать на основании сказанного, при $\lambda < 10 \text{ см}$ коэффициент корреляции должен уменьшаться при переходе от «простых» площадей пятен к сложным. Действительно, для смещений центра тяжести радиоизлучения Солнца, измерявшихся при $\lambda = 3,2 \text{ см}$, в первом случае $r \approx 0,75$, а во втором (сложные площади) $r \approx 0,60$.

Долговечность локальных источников в дециметровом диапазоне приводит к тому, что определение невозмущенной составляющей по минимальным значениям потока радиоизлучения Солнца возможно только в тех редких случаях, когда оно длительное время было «спокойным». Обычно приходится строить график зависимости $T_{\text{ср}}(S_{\text{сл}})$ и находить $T_{\text{ср min}}$ в точке пересечения кривой с осью ординат (рис. 90).

Используя достаточно длинные ряды наблюдений F_2 и подвергая их статистической обработке с учетом явлений, описанных выше, можно находить $T_{\text{ср}}$ и отношение $\frac{T_{\text{и ср}}}{S_p} = \gamma$ *). Результаты подобных расчетов, выполненных в НИРФИ, приводятся в табл. 13.

Т а б л и ц а 13

λ , см	$T_{\text{ср}}$ (1955— 1956 гг.)	$T_{\text{ср}}$ (1956— 1957 гг.)	γ	r	
				при $S_{\text{сл}}$	при S_p
1,6	—	8 000	1	—	—
3,2	13 000	17 000	3	—	$0,6 \pm 0,7$
10	41 000	45 000	14	$0,92 \pm 0,05$	$0,78 \pm 0,05$
145	—	1 000 000	1000	$0,60 \pm 0,06$	$0,28 \pm 0,03$

Не вступает в противоречие с предложенным объяснением природы медленно меняющейся составляющей возмущенного излучения сантиметрового диапазона почти полное ее отсутствие при $\lambda < 1$ см, поскольку тепловое излучение с очень короткими волнами возникает в низких слоях атмосферы Солнца, где действие корональных конденсаций сказывается мало: они почти прозрачны для этих волн.

Вступают, однако, в противоречие со сказанным выше результаты наблюдений на еще более длинных — метровых волнах. Расхождение заключается в том, что в этом диапазоне время жизни источников не превышает времени жизни пятна, а повышенное излучение заметно только при их приближении к центральному меридиану, т. е. оно имеет сильную направленность (ширина диаграммы направленности обычно порядка 35° при $\lambda = 60$ см и уменьшается до 15° при $\lambda = 3,7$ м). Кроме того, интенсивность радиоизлучения областей пятен настолько велика (превышает нормальную в сотни и тысячи раз), что предполагать для этого диапазона существование теплового механизма возбуждения нельзя. Делая такое предположение, мы должны допустить эффективную температуру источника порядка 10^{15} град, что противоречит результатам наблюдений в оптическом диапазоне волн.

Таким образом, сведения, накопленные радиоастрономией к настоящему времени, говорят в пользу существования двух различных причин возникновения медленно меняющейся части возмущенной составляющей. В сантиметровом и дециметровом диапазонах основной причиной является тепловое излучение корональных конденсаций. В метровом диапазоне, возможно, главную роль играет излучение, возникающее при движении релятивистских электронов в магнитном поле или при колебании плазмы. Такой вывод находит некоторое подтверждение в характере спектра рассматриваемого излучения. На рис. 91 и 92 показаны записи излучения за первую половину 1951 г. на разных волнах, а на рис. 93 — спектры для некоторых дней (пунктир на рис. 91 и 92 — невозможная составляющая). Отчетливо видно, что в области $\lambda \approx 30$ см имеется минимум, который можно приписать границе влияния двух механизмов, упоминавшихся выше.

О механизме излучения источников над группами пятен. Приводившиеся выше результаты наблюдений и их интерпретация привели к предположению, что основная часть медленно изменяющейся составляющей излучения имеет тепловой характер. Однако многие выводы делались на основании наблюдений с малой разрешающей способ-

*) При этом вводится предположение, что $\gamma = \text{const}$. Последние исследования показали, что либо $\gamma \neq \text{const}$, либо $T_{\text{и ср}} = \gamma S_p^n i(0)$, где $n > 1$. (Примечание при корректуре.)

ностью, и, естественно, они относятся к некоторым средним параметрам источников. Не было исключено, что отдельные источники излучения могут по своим характеристикам довольно значительно отличаться друг от друга.

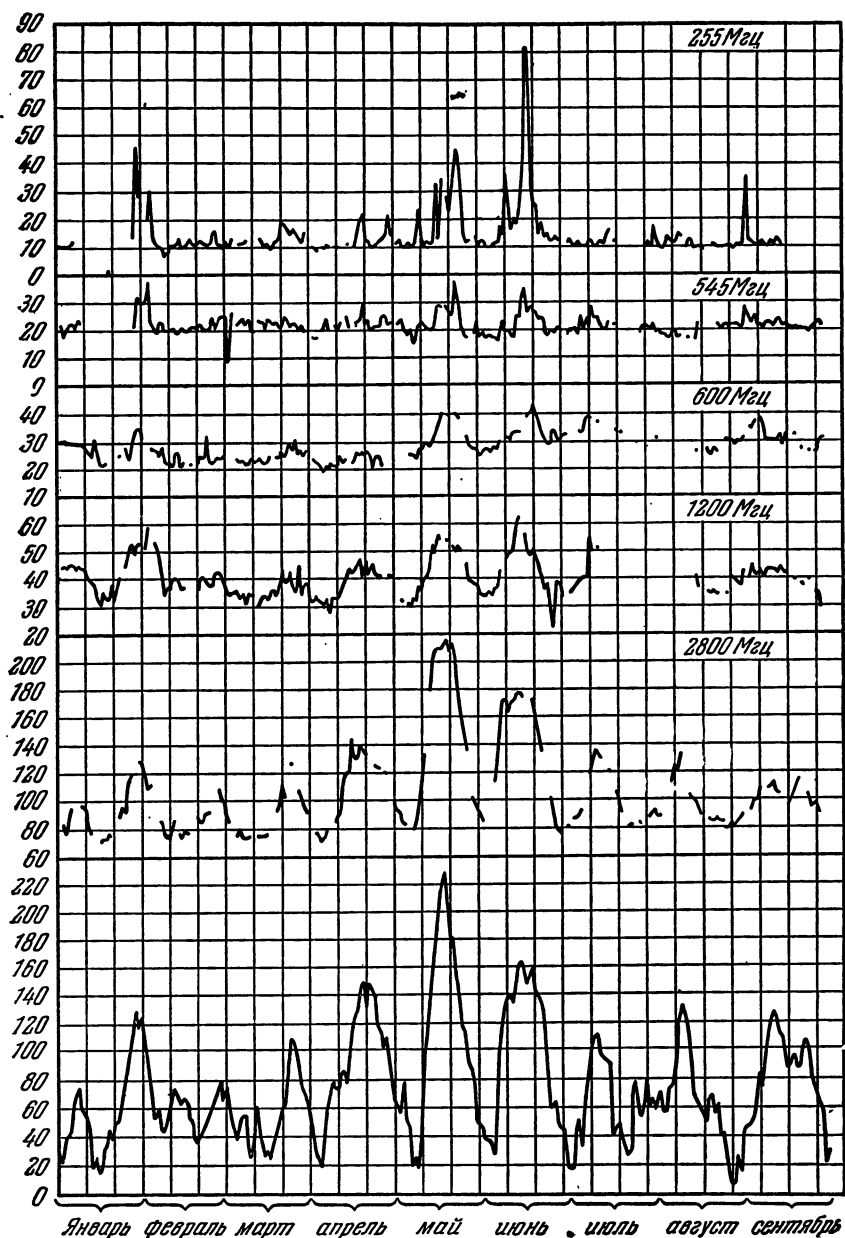


Рис. 91.

Некоторые характеристики (размеры источников S , их яркостная температура T_j и т. п.) были уточнены по наблюдениям затмений и на больших радиотелескопах. Однако первые, позволяя различать очень близкие друг к другу источники, являются разовыми наблюдениями, которые нельзя повторять по желанию, а вторые пока не позволяют получать надежные сведения о спектрах источников и характеристиках поляризации излучения,

поэтому эти сведения также не позволяют составить законченное описание излучения локальных источников.

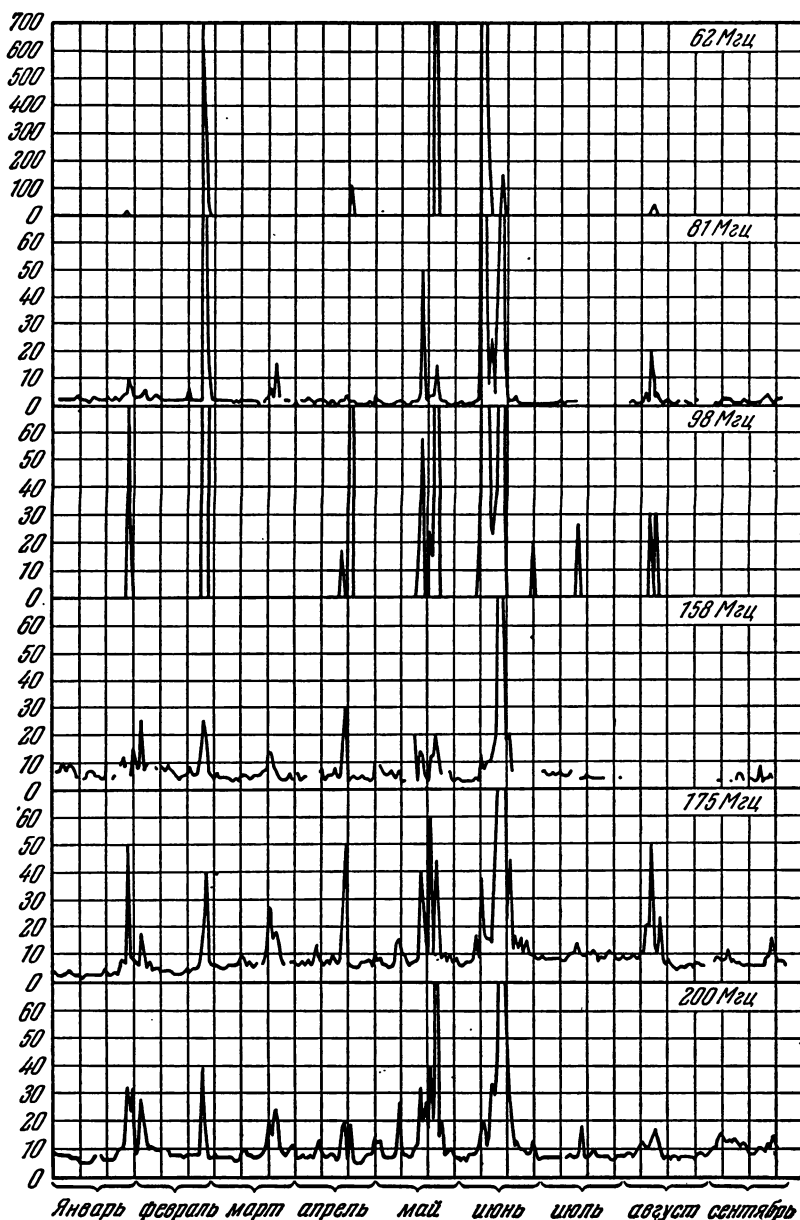


Рис. 92.

Более того, в самое последнее время обнаружались такие противоречия в результатах наблюдений, которые не удается объяснить только тормозным*) механизмом излучения [23]. К ним относятся следующие факты:

*) Имеется в виду излучение, возникающее при торможении электронов во время соударений. Излучение при ускорении электронов, меняющих направление движения в магнитном поле, носит название магнитно-тормозного. Оба механизма являются равновесными, т. е. тепловыми.

А. Значения напряженности магнитного поля в источниках на основании соотношений, верных для тормозного излучения, полученные по результатам поляризационных наблюдений, значительно отличаются от значений, найденных из вычислений по одновременно наблюдавшимся спектрам. Во втором случае напряженность поля получается в 2—3 раза больше.

Б. Зависимость потока излучения источника от его расстояния от центра солнечного диска оказалась больше, чем можно предполагать при тормозном излучении.

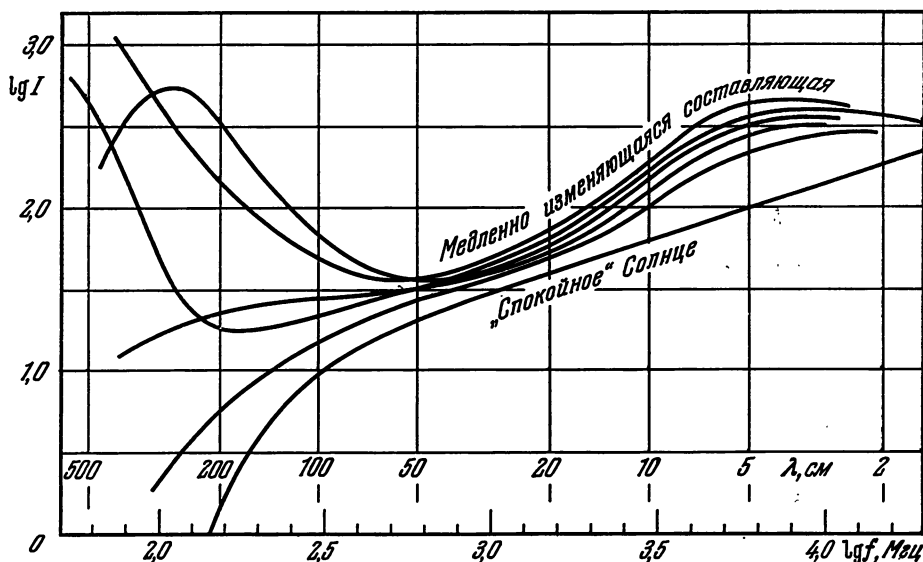


Рис. 93.

Кроме того, теоретические исследования излучения электронов, тормозящихся в магнитном поле источников [24], показали, что излучение такого происхождения может иметь существенное значение в сантиметровом диапазоне волн. Интересно то обстоятельство, что в таком случае потоки излучения, соответствующие наблюдаемым, возникают в таких конденсациях, концентрация электронов в которых не превышает 10^8 — 10^9 см $^{-3}$, что на один-два порядка ниже требуемых концентраций для тормозного излучения.

Изложенные обстоятельства не позволяют сейчас ограничиваться объяснением излучения источников А, находящихся в магнитном поле, только

тормозным механизмом. По-видимому, в некотором диапазоне волн в той области, где велико магнитное поле, главная часть излучения возникает вследствие торможения электронов в поле.

В настоящее время теория магнитно-тормозного излучения находится в стадии развития и пока не позволяет производить количественные оценки

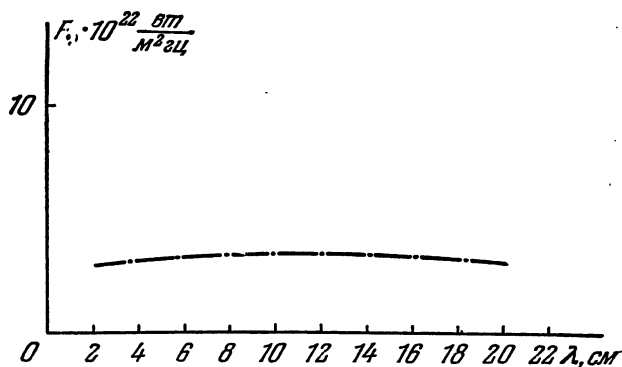


Рис. 94.

для сравнения их с результатами наблюдения. Поэтому дальнейшее ознакомление с вопросом о природе излучения источников *A* следует производить по работам, публикуемым в периодической литературе.

Кроме источников излучения, наблюдающихся над группами пятен, имеются источники над флоккулами (источники *B*). Их яркостная температура значительно меньше, но размеры больше, поэтому поток излучения может регистрироваться. Во время наблюдения затмения 15 февраля 1961 г. удалось зарегистрировать спектр такого источника, приведенный на рис. 94. Из характера спектра ($F \approx \text{const}$) следует, что можно предполагать излучение в этом случае имеющим тормозной характер, а оптическую глубину излучающего слоя малой. Недостаточное количество наблюдений не позволяет пока делать описание подобных источников более подробным.

§ 59. Возмущенная быстро изменяющаяся составляющая — всплески. Возмущения подобного типа наблюдаются во всем радиодиапазоне, от миллиметровых волн до самых длинных, метровых. Некоторые из них связываются

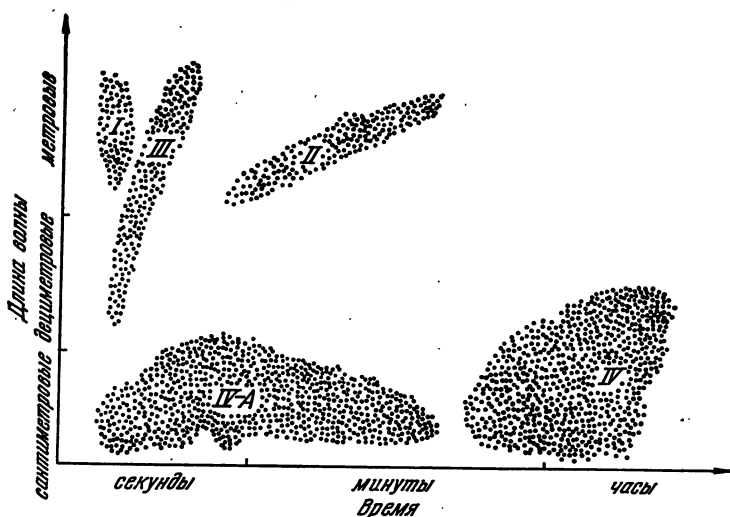


Рис. 95.

с хромосферными вспышками, наблюдаемыми оптически в видимом излучении, в излучении линии H_{α} и других. Однако, несмотря на большую важность исследований этих явлений, физическая природа как всплесков, так и хромосферных вспышек до сих пор неясна. По-видимому, все же они возникают как различные проявления одного и того же процесса, отличаясь лишь спектром из-за количественных различий в условиях возникновения.

Наблюдения показали, что всплески радиоизлучения отличаются большим разнообразием. Они могут быть или неполяризованными, или иметь составляющие, поляризованные по кругу и линейно. Они проявляются в данный момент лишь в одном диапазоне волн, либо их средняя частота перемещается во времени с большой скоростью. По длительности и интенсивности они также бывают различными. Исследования, производившиеся в годы невысокой активности Солнца (1950—1951 гг.), показали, что в среднем интенсивность всплесков увеличивается с длиной волны, часто превышая в тысячи раз невозмущенную составляющую в метровом диапазоне, иногда составляя около 30% от нее при $\lambda \approx 0,8$ см и очень редко достигая заметного уровня при $\lambda \leq 0,4$ см. Эффективная температура всплесков в метровом диапазоне волн часто составляет 10^8 град и достигает в отдельных случаях 10^{12} град. Это обстоятельство затрудняет привлечение к объяснению физической природы таких всплесков механизма теплового излучения. Оче-

видно, что эффективная температура теплового радиоизлучения не может быть выше кинетической температуры газа, а допущение для последней таких больших значений противоречит материалам оптических наблюдений.

По известным из наблюдений характеристикам их излучения всплески обычно делят на типы. Пока не установлены достоверно физические причины их возникновения, такое деление, приведенное в табл. 14, остается, по существу, феноменологическим. Данные таблицы, относящиеся к спектрам и их изменению во времени, иллюстрируются рис. 95.

Таблица 14

Тип всплеска	Длительность существования	Диапазон волн	Поляризация	Положение на Солнце	Примечание
I (отдельные выбросы, пички)	Секунды	Метровый (каждый всплеск охватывает узкую полосу частот в несколько мегагерц)	Круговая	Активные области	
II (большие выбросы)	Минуты	Метровый, дециметровый (полоса всплеска составляет несколько мегагерц)	Хаотическая, иногда слабая круговая	Области хромосферных вспышек	Полоса смещается с небольшой скоростью, около $0,25-1 \text{ Мгц/сек}$
III (изолированные выбросы)	Секунды	Метровый, дециметровый (полоса частот всплеска составляет десятки мегагерц)	Хаотическая, иногда слабая круговая	Часто отождествляются с хромосферными вспышками	Полоса смещается со скоростью до 100 Мгц/сек . Наблюдаются чаще всплесков II типа
IV	Минуты и часы	Весь	Хаотическая и часто круговая	Отождествляются с яркими хромосферными вспышками на высоте до 10^5 км над фотосферой	Источник иногда быстро смещается со скоростью $100-1000 \text{ км/сек}$. Часто совпадает со всплесками II типа. Наблюдаются редко
IV-A	Минуты	Главным образом сантиметровый и дециметровый	Хаотическая и круговая	Отождествляются с яркими хромосферными вспышками на высоте до 10^5 км над фотосферой (высота над фотосферой около $50\,000 \text{ км}$)	Скорости смещения источника достигают 3000 км/сек . Часто сопровождаются всплесками III типа

Кроме типов, перечисленных в таблице, иногда рассматриваются отдельно и другие типы быстро изменяющейся составляющей радиоизлучения Солнца: отнесенные выше к медленно изменяющейся составляющей радиобури (шумовые бури), медленные изменения, U-всплески, перевернутые всплески и т. п.

Конечно, по мере накопления материалов наблюдений, поддающихся интерпретации, характеристики, помещенные в этой таблице, могут изменяться.

Три первых типа всплесков (I, II и III) отличаются друг от друга главным образом скоростью смещения средней частоты того диапазона, где они были замечены. У первого типа такого смещения не замечается, у второго оно составляет около 1 Мгц/сек , у третьего доходит до 100 Мгц/сек .

Для подробного исследования спектра всплесков и его изменения во времени производятся наблюдения на специальных установках. В них или непрерывно смещается полоса принимаемых частот, или имеется набор приемников, постоянно настроенных на различные волны. В наиболее совершенных устройствах такого рода постоянная времени при измерениях не превышает $1/200 \text{ сек}$.

Результаты этих наблюдений, позволившие произвести упомянутую выше классификацию всплесков, иллюстрируются динамическими спектрами всплесков I, II и III типов, приведенными на рис. 96, 97 и 98 соответственно. Однако эти спектры трудно интерпретировать, не пользуясь каким-либо предположением о природе всплесков. Поэтому целесообразно принять в качестве гипотезы наиболее правдоподобную теорию, предложенную в 1946 г. И. С. Шкловским и объясняющую всплески радиоизлучения возбуждением плазменных колебаний в атмосфере Солнца.

Квазинейтральный ионизованный газ, каковым является атмосфера Солнца,

в физике называемый «плазмой», имеет собственные свободные колебания, возникающие при его возбуждении внешними причинами. Частота этих колебаний зависит от концентрации электронов в газе и определяется следующей формулой:

$$\omega_0 = \left(\frac{4\pi e^2 N_e}{m} \right)^{1/2}. \quad (48)$$

Более подробное рассмотрение свойств плазмы приводит к заключению, что в ней возможно распространение волн (продольных) с частотами, несколько отличными от ω_0 — как меньшими, так и несколько большими.

Нетрудно видеть из сравнения выражения (48) с формулой (7), что значение ω_0 соответствует условию $n = 0$, т. е. подобные колебания могут возникать как раз на границе слоя, в котором возможно распространение колебаний данной частоты. Распространяться во внешние области будут при этом колебания с $\omega > \omega_0$. Некоторая трудность возникает при теоретиче-

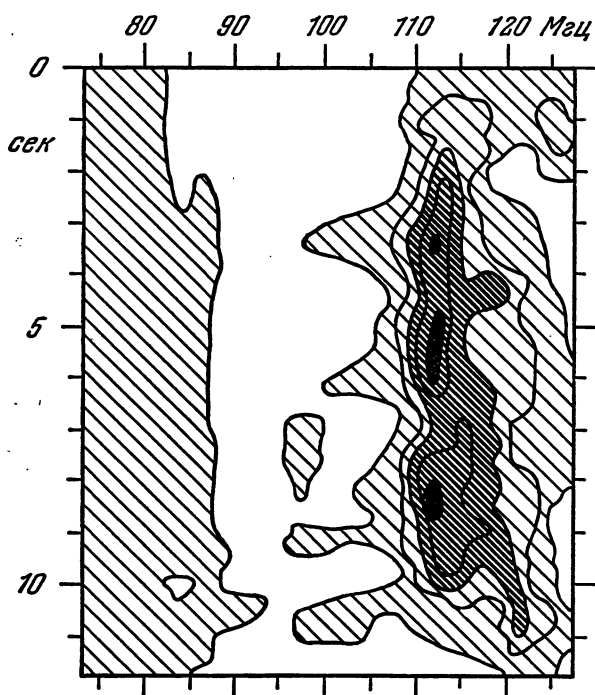


Рис. 96.

ском объяснении перехода энергии продольных колебаний плазмы в излучение поперечных полей электромагнитных волн. Однако в последнее время эти вопросы также начинают разрешаться [18].

Пользуясь гипотезой «плазменных колебаний», можно весьма наглядно интерпретировать динамические спектры всплесков, полученные во время наблюдений.

Всплеск I типа, не имеющий частотного дрейфа (рис. 96), можно объяснить возбуждением плазмы в уплотнениях солнечной короны, находящихся обычно вблизи активных областей. Длительность существования всплеска I типа обычно составляет несколько десятых долей секунды. Расчеты показывают, что для условий в уплотнениях короны ($\nu \approx 5-20 \text{ сек}^{-1}$, $T_e \approx 10^6-10^7$) затухание собственных колебаний плазмы имеет тот же порядок: 0,1—6 сек.

Возбуждающая сила для всплеска I типа остается неизвестной. Поскольку дрейфа частоты не наблюдается, можно полагать, что эта сила или локализована в небольшой области, или слаба и возбуждает колебания только в сравнительно плотной конденсации корональной плазмы. В то же время можно предположить

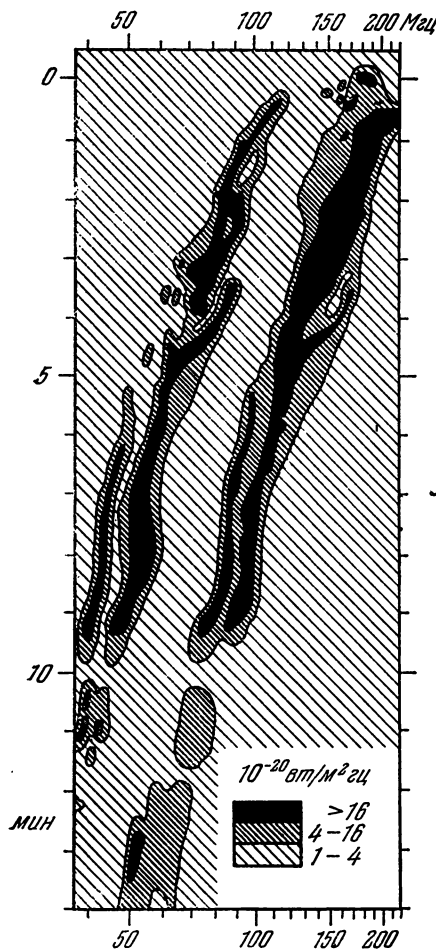


Рис. 97.

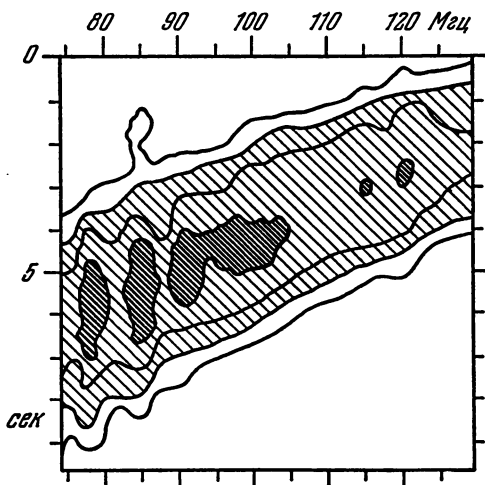


Рис. 98.

также существование в некоторых конденсациях таких физических условий, при которых происходит усиление колебаний, достаточное, чтобы они были обнаружены наблюдениями в виде всплеска.

Всплески I типа наблюдаются при $\lambda > 50-60 \text{ см}$. Они представляют собою отдельные выбросы, замечаемые на фоне повышенного излучения из активной области, связанной с группами пятен, находящихся не очень далеко от центра солнечного диска. Каждый всплеск I типа занимает очень узкую полосу частот. Наблюдения на интерферометрах позволили установить, что все всплески I типа, связанные с одной активной областью, возникают в одной и той же области с разбросом менее трех угловых минут. Степень поляризации близка к поляризации медленно изменяющейся составляющей

излучения из той же области, но соответствует обыкновенной волне. Эти особенности соответствуют упомянутому предположению о возникновении таких всплесков в сравнительно однородных и небольших по размерам уплотнениях корональной плазмы. В частности, наличие и характер поляризации объясняются в этом случае наличием в уплотнениях сильных магнитных полей, что приводит к неодинаковому поглощению составляющих излучения с разными направлениями вращения. Как следует из (40), необыкновенная составляющая колебаний поглощается сильнее и в излучении колебаний плазмой будет преобладать обыкновенная составляющая.

Всплески II типа встречаются сравнительно редко: даже в периоды высокой активности Солнца это событие в среднем происходит 1 раз за 50 часов. Они отличаются очень большой интенсивностью, длительностью и смещением средней частоты, которое можно связать с прохождением возбуждающего агента через толщу солнечной атмосферы (рис. 97). При движениях последнего от фотосферы наружу колебания плазмы возникают постепенно на все более высоких уровнях, где N_e , а следовательно, и ω_0 уменьшаются. Наблюдения действительно показывают, что положение источника на различных частотах разное и он смещается наружу с увеличением длины волны. Полагая распределение $N_e(h)$ известным — например, по ван де Холсту (см. § 57), — легко, используя соотношение (48), по скорости дрейфа частоты рассчитать и скорость перемещения возбуждающего агента. Для всплесков II типа эта скорость оказывается порядка 500 км/сек. Независимо от такого расчета прямые наблюдения положения всплесков интерферометрическими методами также показали, что области возникновения всплесков II типа перемещаются со скоростью 500—3000 км/сек.

Величина скорости наводит на мысль, что возбуждение плазменных колебаний в этом случае вызывается веществом, поднимающимся из областей хромосферных вспышек и эруптивных протуберанцев со скоростью до 1100 км/сек. Близкую величину скорости (1500—2000 км/сек) имеют также корпускулярные потоки, вызывающие магнитные бури с внезапным началом и полярные сияния через 22—30 часов после появления хромосферной вспышки вблизи центральной части солнечного диска. В связи с этим следует отметить хорошую корреляцию всплесков II типа с геофизическими явлениями на Земле, что также говорит в пользу приводившихся выше соображений о связи корпускулярных потоков со всплесками этого типа.

Наконец, весьма важной особенностью всплесков II типа (а также III типа) является часто замечаемое (более 60 % случаев) существование одновременно со всплеском на частоте ω_0 всплеска на удвоенной частоте $2\omega_0$. Как видно из рис. 97, развитие явления при $2\omega_0$ даже в деталях повторяет процесс при ω_0 . Подобие этих спектров и соотношение частот заставляют предполагать, что они возникают в одной среде, обладающей к тому же заметной нелинейностью своих параметров *).

При этом интересна одна деталь: отношение частот близко к 2, но всегда несколько меньше двух (около 1,95). Объяснение подобному обстоятельству можно находить в том, что колебания в полосе частот, занимаемой всплеском со средней частотой ω_0 (особенно при $\omega \approx \omega_0$), поглощаются гораздо сильнее, чем в полосе со средней частотой $2\omega_0$. При этом, как упоминалось выше, более низкочастотная часть полосы около ω_0 поглощается сильнее, чем более высокочастотная часть (рис. 99). Вследствие этого регистрируемая наблюдением средняя частота ω_0^* несколько сдвигается в сторону высоких частот, т. е. отношение $2\omega_0/\omega_0^*$ становится несколько меньше двух. Большое поглощение в областях возникновения всплесков, в частности, может объяснить их

*) В среде, параметры которой зависят от интенсивности процессов в ней (нелинейной среде), при распространении колебаний будут возникать гармонические составляющие с кратными частотами.

меньшую интенсивность на более коротких волнах. В этом диапазоне уровни, где поглощение радиоволн велико ($\tau \approx 1$), находятся значительно выше уровней $n = 0$, где возникают колебания плазмы. Поэтому всплески радиоизлучения, возникшие в этом слое, будут при выходе наружу сильно поглощаться.

Весьма интересным обстоятельством является то, что теория плазменных колебаний предсказывает расщепление средних частот, соответствующее зеemanовскому. Нечто аналогичное иногда встречается в записях динамических спектров (см., например, рис. 97 в области изменения времени t от 7 до 9 сек). Если в дальнейшем такая связь подтвердится, то исследование динамических спектров позволит находить магнитное поле в областях короны, расположенных высоко над активными областями Солнца.

Всплески III типа носят такой же характер, как всплески II типа, и к ним можно отнести все сказанное (см. рис. 98). Отличие их заключается в том, что скорость изменения средней частоты этих всплесков очень велика, и если считать, что они также вызываются колебаниями в короне типа плазменных, то расчеты, о которых уже упоминалось, приводят к линейным скоростям возбуждающего агента порядка 30 000—100 000 км/сек (0,1—0,3 скорости света). Измерения на интерферометрах подтвердили такие большие скорости. Потoki частиц с такими скоростями соответствуют мягкому компоненту космических лучей солнечного происхождения. Поэтому сейчас делаются попытки связать между собою эти два явления. К определенным результатам они пока еще не привели.

Во всплесках III типа часто наблюдается замедление изменения частоты при всплеске, оно правдоподобно объясняется незначительностью концентрации электронов во внешних слоях короны. Так как частота колебаний плазмы ω_0 определяется общим количеством электронов как плазмы, так и возбуждающего потока [см. формулу (48)], то при постоянстве последнего суммарная концентрация в области разреженной внешней короны, а значит, и частота будут оставаться почти неизменными.

Длительность всплесков III типа составляет 3—15 сек, а интенсивность превышает уровень невозмущенного Солнца в сотни раз. Так же, как и при всплесках II спектрального типа, связанных с хромосферными вспышками, всплески III типа могут иметь вторую гармонику, что указывает на наличие нелинейных явлений в областях возникновения излучения.

Сопоставление всплесков III типа с оптическими явлениями на Солнце показало, что более 60% всплесков связано с хромосферными вспышками с видимой площадью более $20 \cdot 10^{-6}$ долей площади диска.

Всплески IV типа встречаются сравнительно редко и отличаются от других своей продолжительностью: они длятся от нескольких минут до нескольких часов, занимая широкий спектр частот. Яркостная «температура» излучающих областей при таких всплесках доходит до 10^{12} . Они чаще всего возникают после сильной фотосферной вспышки и всплесков II типа.

В отличие от всплесков II и III типа, у всплесков IV типа нет зависимости их положения на солнечном диске от частоты. Существование такой

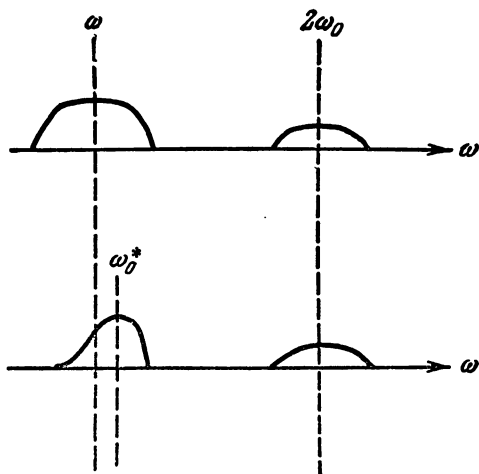


Рис. 99.

зависимости хорошо согласовалось с объяснением происхождения всплесков II и III типа в результате колебаний плазмы. Таким образом, в настоящем случае подобное предположение становится менее вероятным.

Измерение скорости перемещения области возникновения вспышек IV типа дает величину до 5000 км/сек . Размеры этих областей значительно больше, чем в случае всплесков, описывавшихся выше.

Всплески типа IV-A отличаются от других главным образом тем, что они возникают в сантиметровом диапазоне волн, обычно предшествуют остальным всплескам (если последние появляются), наблюдаются в широкой полосе частот без заметного дрейфа последней и очень тесно связаны с хромосферными вспышками. Систематические исследования этих всплесков начались лишь недавно, но уже привели к интересным результатам:

А. Систематические наблюдения наклона спектров всплесков типа IV-A показали, что в большинстве случаев в моменты своего максимума они плохо соответствуют тепловому механизму излучения и лучше объясняются магнитно-тормозным механизмом. Некоторые особенности наблюдавшихся значений наклона спектра вблизи $\lambda = 3,04 \text{ см}$ позволяют предполагать наличие монохроматического излучения возбужденного водорода в области всплеска. Другие наблюдения спектров в широком диапазоне сантиметровых и дециметровых волн позволяют предполагать, что для некоторых всплесков, особенно после их максимума, преобладающим является тепловое излучение.

Б. Систематические наблюдения спектров потоков всплесков в еще более широком диапазоне, захватывающем метровые волны, показали, что в них, как правило, замечаются два максимума: один в области волн длиной 6—7 см, другой в области метровых волн. Минимум, разделяющий их, соответствует волнам примерно 0,5—1 м. Такая особенность, напоминающая особенность спектров медленно изменяющейся составляющей, согласуется с приведенным выше разделением механизмов излучения: для всплесков I, II, III типов, наблюдаемых в метровом диапазоне, основную роль играют колебания возбужденной плазмы, для всплесков типов IV, IV-A, наблюдаемых на более коротких волнах, — магнитно-тормозное излучение.

В. Была замечена хорошая корреляция сильных и длительных всплесков типов IV и IV-A с последующим попаданием на Землю мощных протонных потоков с энергией 10—50 Мэв. Возникновение последних в солнечной атмосфере связано с яркими хромосферными вспышками. Протонные потоки достигают Земли с запаздыванием от 1 до нескольких десятков часов. Путь потоков от Солнца до Земли искривлен благодаря наличию магнитных полей на их пути. Вследствие этого наибольшую вероятность попадания на Землю имеют потоки, возникшие на западной части солнечного диска.

Изложенные факты позволяют надеяться, что по наблюдениям всплесков типа IV-A можно будет прогнозировать появление ионизирующего излучения в районе Земли. Последнее имеет очень важное значение, например, для обеспечения безопасности космических полетов человека. Приведенные результаты являются предварительными и нуждаются в тщательной проверке, но они показывают, какие интересные задачи и возможности имеются здесь.

Гипотезы о механизмах излучения, несмотря на правдоподобность объяснения некоторых явлений колебаниями плазмы, а других — торможением релятивистских электронов в магнитных полях, пока еще не имеют окончательного подтверждения результатами наблюдения. Одна из причин этого — незавершенность теоретической разработки этих вопросов, не позволяющая производить надежные расчеты, сравнимые с наблюдениями, и предвидеть такие явления, которые ранее наблюдениями не обнаруживались.

Быстрое развитие этих исследований, однако, позволяет надеяться на быстрый и в высшей степени интересный прогресс в этой области в ближайшем будущем.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ IX

1. Гинзбург В. Л., УФН 32, 26, 1947; УФН 34, 13, 1948.
2. Гетманцев Г. Г., УФН 44, 527, 1951.
3. Райл М., УФН 46, 508, 1952.
4. Проблемы современной физики, 1951, сер. 3, вып. 15; 1953, вып. 11.
5. Шкловский И. С., Радиоастрономия, Гостехиздат, 1955.
6. Ловелл и Клегг, Радиоастрономия, ИЛ, 1953.
7. Солнечная система, под ред. Койпера, т. I, Солнце, ИЛ, 1957.
8. Позн Дж. Л., Брейсвелл Р. Н., Радиоастрономия, ИЛ, 1958.
9. Шкловский И. С., Физика солнечной короны, Физматгиз, 1962.
10. Waldmeier M., Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung, Leipzig, 1955.
11. Железняков В. В., УФН 64, № 1, 1958.
12. Гурзadyн Г. А., Радиоастрофизика, Изд. АН АрмССР, 1956.
13. Хайкин С. Э., Радиотехника 10, № 47, 1955.
14. Труды V совещания по вопросам космогонии, Изд. АН СССР, 1956.
15. Радиоастрономия, Парижский симпозиум 1958 г., ИЛ, 1961.
16. Изв. ГАО, № 164 (радиоастрономия), 1960.
17. Изв. ГАО, № 172 (радиоастрономия), 1963.
18. Гинзбург В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, Физматгиз, 1960.
19. Piddington J. H., Proc. Roy. Soc. 203A, 417, 1950.
20. Шкловский И. С., Кононович Э. В., Астрон. журн. 35, 37, 1958.
21. Троицкий В. С., Цейтлин Н. М., Изв. вузов, Радиофизика 4, 3, 393, 1961.
22. Пановкин Б. Н., Астрон. журн. 34, 505, 1957.
23. Молчанов А. П., Астрон. журн. 38, № 5, 849, 1961.
24. Железняков В. В., Астрон. журн. 39, вып. 1, 5, 1962.

ЧАСТЬ II

ПЛАНЕТНАЯ СИСТЕМА

ГЛАВА X

ЛУНА

§ 60. Луна как небесное тело. Правильное представление о природе лунной поверхности сейчас особенно необходимо ввиду того, что в ближайшие годы предстоит эпоха ее непосредственного освоения человеком.

Диаметр спутника Земли — Луны равен 3476 км, а масса ее составляет $1/81,53$ массы Земли. Поэтому средняя плотность Луны равна 0,66 плотности Земли, или 3,33 плотности воды. Из-за малости своей массы Луна не в состоянии удержать достаточно заметную атмосферу.

Исследование фигуры Луны показало, что она есть неравноосный эллипсоид с большей из осей, направленной к Земле, что объясняется воздействием приливных сил, возбуждаемых притяжением Земли. Однако различие в длине осей незначительно и не превосходит нескольких сотен метров.

При вращении Луны вокруг своей оси, происходящем сейчас в 27 дней 7 часов 43 минуты 11 секунд, т. е. во время, равное периоду *сидерического* обращения Луны вокруг Земли, эта наиболее длинная ось лунного эллипсоида остается все время направленной к Земле. Поэтому Луна обращена к Земле одной стороной. Однако благодаря лунной либрации по ширине и долготе с Земли бывает видно 0,59 всей поверхности Луны.

Почти абсолютная неизменность очертаний пятен на лунном диске показала еще древним наблюдателям, что Луна движется в пространстве так, что одно ее полушарие остается всегда повернутым к Земле. Из этого уже стало ясно, что период оборота вокруг оси для Луны должен совпадать с периодом ее оборота вокруг Земли. Когда начались телескопические наблюдения Луны, то было обнаружено явление *либраций*, состоящих в небольших поворотах лунного шара относительно осей, перпендикулярных к направлению от его центра на Землю.

В 1610 г. была обнаружена *либрация по широте*. Это «покачивание» происходит из-за наличия наклонности плоскостей лунного экватора и ее орбиты к эклиптике. Она выражается в том, что наблюдателю становятся видными то северный, то южный полюсы Луны. Селенографическая широта видимого центра Луны из-за этого меняется в пределах $\pm 6^{\circ},8$.

В 1654 г. была открыта *либрация Луны по долготе*, из-за которой селенографическая долгота видимого центра Луны меняется в пределах $\pm 7^{\circ},9$. Причина этой либрации лежит в том, что вращение Луны вокруг оси происходит равномерно, в то время как ее движение по эллиптической орбите вокруг Земли, согласно второму закону Кеплера, неравномерно.

Д. Кассини в 1693 г. сформулировал три закона, определяющие вращение Луны вокруг оси:

I. Луна вращается в прямом направлении с постоянной угловой скоростью вокруг оси, сохраняющей постоянное положение в теле лунного шара. Период оборота вокруг оси точно равен сидерическому времени обращения Луны вокруг Земли.

II. Плоскость лунного экватора составляет с плоскостью эклиптики постоянный угол в $1^{\circ}32'$.

III. Оси эклиптики, лунной орбиты и вращения лунного шара всегда лежат в одной плоскости, причем ось эклиптики расположена между двумя другими. Отсюда следует, что восходящий узел лунного экватора всегда совпадает с нисходящим узлом лунной орбиты. Узлы орбиты Луны непрерывно перемещаются по эклиптике, давая оборот в 18,6 года. Из законов Кассини следует, что с таким же периодом должны перемещаться по орбите узлы экватора Луны, а стало быть, и ось вращения Луны в пространстве. Это создает для лунной оси некоторую аналогию прецессионному движению земной оси.

Законы Кассини описывают так называемую *оптическую либрацию* Луны. Однако дальнейшее изучение Луны выяснило существование другой, по величине меньшей неравномерности в обращении Луны вокруг оси, названной *физической либрацией*. Это действительно существующее колебание оси не превосходит $0^{\circ},02$. Физическую либрацию разделяют на *свободную* и *вынужденную*: первая есть качание Луны около среднего положения, существующее сейчас, может быть, из-за того, что когда-то время оборота Луны вокруг оси было другим; вынужденная либрация вызывается тем, что наибольший радиус лунного шара в результате оптической либрации периодически отклоняется от направления к Земле.



Рис. 100.

По строению поверхности Луна сильно отличается от всех планет солнечной системы, за исключением Меркурия. Лунная поверхность покрыта очень большими неровностями. Большая, относительно светлая часть ее сильно покрыта горными цепями (до 8 км высотой), кольцевыми горами и кратерами (до 230 км поперечником), а также трещинами. Остальная часть лунной поверхности покрыта несколько более темными, углубленными равнинами. Большинство таких равнин, достигающих иногда 800 км в поперечнике, имеют примерно круговую форму. Эти равнины, по ошибке названные первыми наблюдателями Луны морями, оказываются зачастую окруженными высокими горами. Как видно на рис. 100 (снимок получен на 10-й день после новолуния), лунный рельеф особенно хорошо заметен у терминатора, где, благодаря низкой высоте Солнца над горизонтом, неровности поверхности очень сильно подчеркиваются их тенями.

Около полнолуния теней от гор мы не видим и контраст яркости, наблюдаемой тогда на Луне, зависит от различия отражательных способностей ее частей. В это время на Луне особенно выделяется ряд систем светлых лучей, почти радиально расходящихся от нескольких десятков кольцевых гор, валы которых в этом случае очень ярки (рис. 101). Некоторые из светлых лучей прослеживаются на расстоянии до $\frac{1}{4}$ длины лунной окружности. Следует добавить, что светлые лучи, не меняя своего главного направления, проходят и через «моря», и через горные районы Луны. При этом, однако,

внимательное изучение такого луча позволяет обнаружить, что, как правило, он состоит из массы отдельных светлых прожилок, только в общем следующих главному направлению луча. Отмечены также случаи, когда отдельные боль-



Рис. 101.

шие светлые лучи исходят не из центра кратера, а идут касательно к его внешнему валу. Влияния светлых лучей на изменение лунного рельефа не замечено.

§ 61. Фотометрические и поляризационные свойства лунной поверхности. Своеобразное строение лунного рельефа сказалось и на особенностях в отражении света от поверхности Луны. Измерения интегральной звездной величины Луны в разные фазы показали, что среднее сферическое визуальное альbedo Луны (см. т. I, гл. XXII) равно 0,07 и что блеск Луны с углом фазы α убывает значительно быстрее, чем это дает расчет по закону Ламберта для гладкого, диффузно рассеивающего свет шара. Изменения яркости отдельных

участков лунных «морей» и горных районов в зависимости от фазы [1, 2, 3] показали, что для всех без исключения деталей Луны максимум их яркости для земного наблюдателя наступает не при максимальной высоте Солнца над их горизонтом, а в полнолуние, когда мы не видим на Луне теней. Это говорит о большом количестве мелких, невидимых в телескоп неровностей во всех частях лунной поверхности.

Значения отражательной способности $\rho = \frac{\pi B}{E}$ (B — яркость, E — освещенность) для полнолуния ($\alpha \rightarrow 0^\circ$) варьируются: у «морей» от 0,05 до 0,08, у кратеров от 0,06 до 0,16 и у светлых лучей от 0,10 до 0,21. Промеры ρ доказали, что на Луне нет участков площадью больше 368 км^2 (100 кв. секунд), покрытых сплошь горными породами с $\rho > 0,21$.

Исследования цветовых контрастов на лунной поверхности с помощью светофильтров, колориметров и спектральной аппаратуры, со своей стороны, показали, что в среднем Луна имеет красновато-коричневый оттенок. Интегральный показатель цвета Луны в международной системе на $+0^m,35$ больше показателя цвета Солнца.

Сводные данные об отражательной способности деталей Луны и разностях показателей цвета их и Солнца Δ приведены в табл. 1. Там же указаны данные для некоторых земных пород и метеоритов.

Мы видим, что осадочные и кислые горные породы по отражательной способности и цвету менее похожи на лунную поверхность, чем основные горные породы. Метеориты по отражательной способности ближе к Луне, но в отдельных случаях несколько голубее [4].

Фотометрические исследования деталей Луны с помощью спектральной аппаратуры велись в Германии, СССР и Америке. В то время как визуальные

Таблица 1

Лунные объекты	q, %	Δ
«Моря»	5—8 от +0 ^m ,40	до +0 ^m ,36
«Болота»	9—10	+0,23
«Материки»	8—12	+0,12
Кратеры	6—16	+0,20
Светлые лучи	10—21	+0,10
Земные породы		
Известняк	5—80 от —0 ^m ,13	до +1 ^m ,52
Песчаник	6—54	+0,03
Глины, сланцы	12—50	—0,24
Гранит, кислые породы	4—70	—0,25
Базальт, основные породы	6—28	—0,31
Метеориты		
Кора плавления	4—48 от —0,16	до +0,36
	2—17	—0,10
		+0,38

спектрофотометрические примеры Вильзинга (рис. 102) для пределов $\lambda\lambda$ от 450 до 650 $m\mu$ подтвердили, что осадочные породы и гранит краснее лунных образований, они показали также, что базальтовые породы ближе по спектральной отражательной способности к лунным «континентам», а лавы — к лунным «морям».

Если сопоставить с данными Вильзинга данные о средней спектральной отражательной способности всей Луны [5], полученные недавно (рис. 103) фотоэлектрически для пределов $\lambda\lambda$ 320—550 $m\mu$, то при этом обнаруживается следующее. Во-первых, подтверждается для лунного спектра реальность небольшой депрессии отражательной способности и ее увеличение в пределах $\lambda\lambda$ 460—530 $m\mu$ (особенно у «материки»). Во-вторых, то, что обнаруженная новым способом малая депрессия средней отражательной способности всей Луны для пределов $\lambda\lambda$ 420—360 $m\mu$ (кроме общего падения ее от $\lambda = 480$ до $\lambda = 320 m\mu$) также, несомненно, реальна. Отсюда теперь делают вывод о том, что лунная поверхность может быть покрыта силикатами (SiO_2).

Спектрофотометрическое исследование большого количества отдельных деталей лунной поверхности было выполнено в 1957—1960 гг. на трех советских обсерваториях: Т. А. Положенцева в Пулковке ([6], стр. 148) исследовала 10 участков «материки» и «морей», сравнив их с Заливом Радуги. Н. П. Барабашов, А. Г. Чекирда, В. И. Езерский и В. А. Федорец ([6], стр. 148—150) сделали то же для ряда деталей, сравнив их спектры со спектром Моря Дождей. Наконец, В. Г. Тейфель в Алма-Ате [7] сравнил спектральную отражательную способность 261 мелкого объекта на Луне в 11 областях с отражательной способностью Моря Паров.

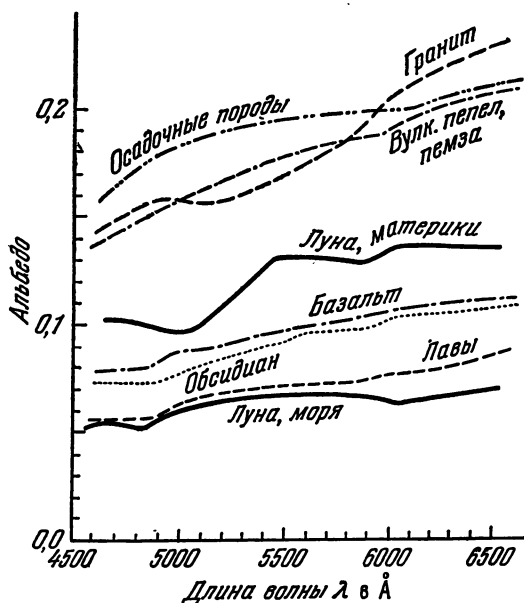


Рис. 102.

Т. А. Положенцева из обработки своего небольшого пулковского ряда, измеренного еще в 1957 г., пришла к следующим выводам о цветовых и спектральных характеристиках исследованных ею районов Луны:

1) цветовые контрасты между измеренными деталями Луны оказались небольшими; они лежат в пределах 10—15%;

2) исследованные «материковые» участки оказались, как правило, краснее «морских».

Более обширный харьковский ряд привел Н. П. Барабашова и его сотрудников к таким же выводам. В. Г. Тейфель на основании обработки своего обширного ряда также подтвердил наличие малых цветовых различий на Луне. Следует отметить, что, кроме того, он сравнил спектр своей опорной области (Море Паров) со спектром α Возничего (G0) методом абсолютной спектрофотометрии, в пределах ошибок, вносимых в такие измерения изменением спектральной прозрачности атмосферы, получил показатели цвета S деталей Луны, внесенных в его каталог.

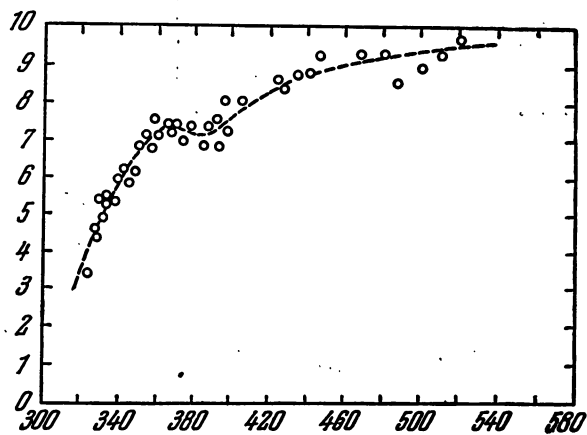


Рис. 103.

Приняв для α Возничего значение показателя цвета равным $+0^m,82$, Тейфель для всех деталей Луны по своим измерениям определил пределы колебаний их показателей цвета всего от $+0^m,76$ до $+0^m,97$, причем для опорной детали (Море Паров) $S = 0^m,77 \pm 0^m,05$.

При этом цветовые оттенки деталей Луны по Тейфелю с увеличением альбеда оказались, как и у других авторов, несколько краснее. Мелкие детали Луны не обнаружили при этом различий в цвете существенно больших, чем наблюдались у протяженных объектов.

Сравнение значений среднего показателя по Тейфелю у наиболее темных ($+0^m,76$) и светлых ($+0^m,97$) зон, а также спектральные характеристики их [8] с прежними промерами, произведенными разными методами, даны в табл. 2.

Таблица 2

Автор	Год	Метод	Показатель цвета	Спектральный класс
Рессел	1916	Разность фотографической и визуальной величин Луны	$+1^m, 18$	—
Петтит	1925	Красно-синее отношение	$+0,92$	
Барабашов	1925	Фотографическая фотометрия	—	F9—K0
Ружье	1936	Фотоэлектрический метод	$+1,11$	—
Радлова	1938	Визуальный колориметр	$+1,07$	
Радлова	1939	Фотографическая фотометрия	$+1,08$	
Марков	1948	Фотоэлектрическая фотометрия	—	F9—K2
Тейфель	1962	Спектрофотометрия	$+0,85$	G0

Исследования поляризации света, отражаемого как всей Луной в целом, так и ее отдельными образованиями, велись в последние годы в Америке, Франции и СССР [6]. Они позволили установить, что степень поляризации лунного света $P = \frac{I_1 - I}{I_1 + I}$, где $I_1 - I$ — интенсив-

ность поляризованного, а I — неполяризованного компонентов, меняется с углом фазы.

Лунный свет наиболее поляризован около квадратур, когда величина P доходит до 15—20%, причем в последней четверти P несколько больше, чем в первой.

Изменения поляризации света, отраженного отдельными деталями Луны, кроме того, показали, что в среднем около квадратур степень поляризации уменьшается с увеличением отражательной способности деталей B и поэтому она больше у «морей», чем у «материков» (рис. 104).

Однако новое исследование [9] этого явления выявило, что около квадратур степень поляризации зависит не только от угла фазы α , но и от геологического строения лунных деталей (рис. 105; здесь $\alpha = 79^\circ$; по оси ординат справа указана отражательная способность; номера образований даны по Федорцу [3]).

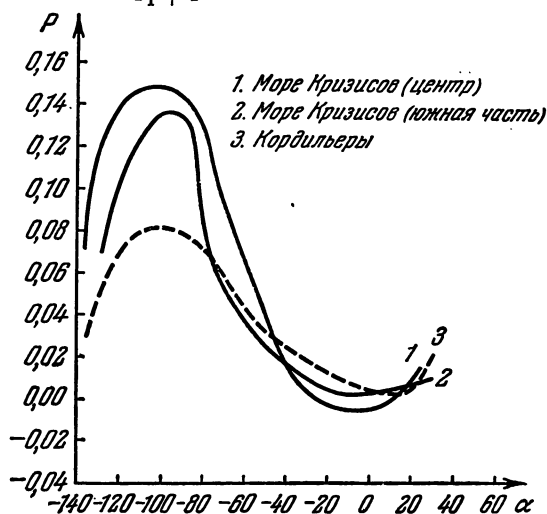


Рис. 104.

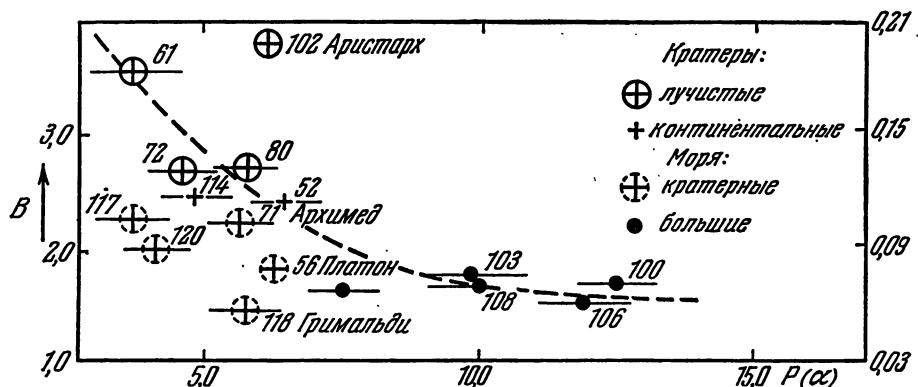


Рис. 105.

Оказалось, что в эти фазы, одинаковые по отражательной способности поверхности обычных и кратерных «морей», сильно различаются по поляризации и, вероятно, и по структуре поверхностей. Кратерные «морья», как правило, дают меньшую поляризацию и не укладываются на среднюю кривую зависимости $P = f(B)$.

Изменение поляризации света, отражаемого деталями Луны, с фазой таково (рис. 104): около новолуния P растет и достигает максимума [10] незадолго до первой четверти при $\alpha \sim -100^\circ$, затем по мере приближения

к полнолунию P уменьшается, и при угле фазы $\alpha \sim -20^\circ$ поляризация пропадает. Около полнолуния (в интервале углов фазы от -20 до $+20^\circ$) поляризация лунного света вновь появляется, но она при этом отличается от поляризации при больших углах фазы, во-первых, малой величиной P и, во-вторых, другим положением плоскости поляризации.

В то время как при больших фазах Луны колебания электрического вектора поляризованной составляющей лунного света происходят перпендикулярно к плоскости, проходящей через Луну, Солнце и наблюдателя (т. е. в плоскости экватора интенсивности), около полнолуния (при фазах $\pm 10^\circ$) плоскость колебаний приближается к плоскости экватора интенсивности. В первом случае условилось считать степень поляризации лунного света положительной, а во втором — отрицательной. Относительно причины появления при малых углах фазы отрицательной поляризации Оман высказал предположение, что этой причиной является взаимное засвечивание противоположных друг другу очень наклонных к лучам Солнца склонов и взаимодействие рассеянного ими друг к другу поляризованного света.

Сравнивая кривые хода степени поляризации с фазой для лунных объектов и земных пород [11, 12, 13, 14], удалось установить, что на лунные кривые похожи кривые поляризации для вулканического пепла.

Такое же сравнение [9] показало, что, хотя на Луне можно найти участки, поляризующие свет так же, как обычные неоплавленные поверхности метеоритов, ни одна деталь Луны не дает в квадратуре столь большой степени поляризации, которая найдена у оплавленных поверхностей метеоритов.

Интересно отметить также, что светлые лучи не отличаются по поляризации от соседних объектов и что кратерное «море» Архимед, образовавшееся на обширном Море Дождей, также дает равную с последним степень поляризации.

§ 62. Исследование температуры лунной коры с помощью тепловых приемников и радиометодами. Следующим эффективным методом, очень расширившим наши знания о строении лунной коры, оказались радиометрические промеры температур деталей Луны (см. т. I, гл. XXVI, стр. 445).

Полученное таким способом распределение абсолютной температуры T и теплового излучения E по диску Луны в разные полнолуния представлено на рис. 106 [6].

Величина энергии, излучаемой поверхностью Луны с квадратного сантиметра в полнолуние, представляется в среднем формулой

$$E = E_0 \cos^{2/3} \varepsilon,$$

где ε — угол испускания энергии в направлении Земли, а $E_0 = 2,05 \frac{\text{э кал}}{\text{см}^2 \text{ мин}}$ — энергия, излучаемая в центре диска Луны.

Следствием из этой формулы является то, что распределение абсолютной температуры по диску полной Луны должно подчиняться формуле

$$T = T_0 \cos^{1/6} \varepsilon,$$

так как абсолютное излучение лунной поверхности связано с ее температурой законом Стефана — Больцмана. В данной формуле $T_0 = 400^\circ\text{K}$.

Изменения температуры детали, находящейся в видимом центре лунного диска, показали, что в зависимости от фазы и высоты Солнца над горизонтом (от 90° около полнолуния до 0° в квадратурах) температура ее меняется от 390 до 330°K и что ночная сторона Луны имеет температуру около 100 — 120°K .

Известно, что такие радиометрические определения температуры планет ведутся путем сравнения всей радиации, улавливаемой термоэлементом,

стоящим в фокусе рефлектора, с более коротковолновой частью радиации ($\lambda < 1,5 \text{ мк}$), проходящей через слой воды толщиной в 1 см или через покрывное стекло ($\lambda < 5 \text{ мк}$).

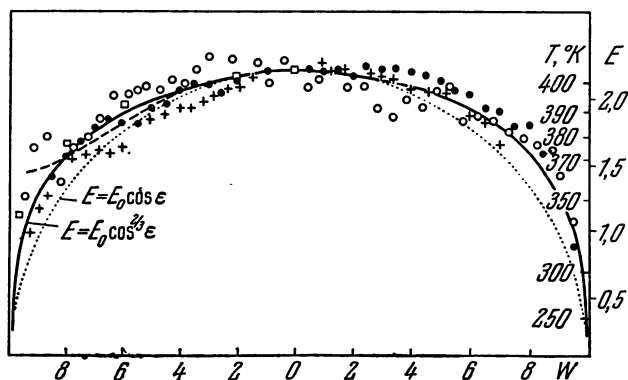


Рис. 106.

Длинноволновая ($\lambda > 8,0 \text{ мк}$) радиация, излучаемая нагретой Солнцем поверхностью Луны, доходит к нам через полосу пропускания нашей атмосферы, лежащую между 8 и 14 мк. При использовании упомянутых выше фильтров это позволило выделить собственное излучение деталей Луны

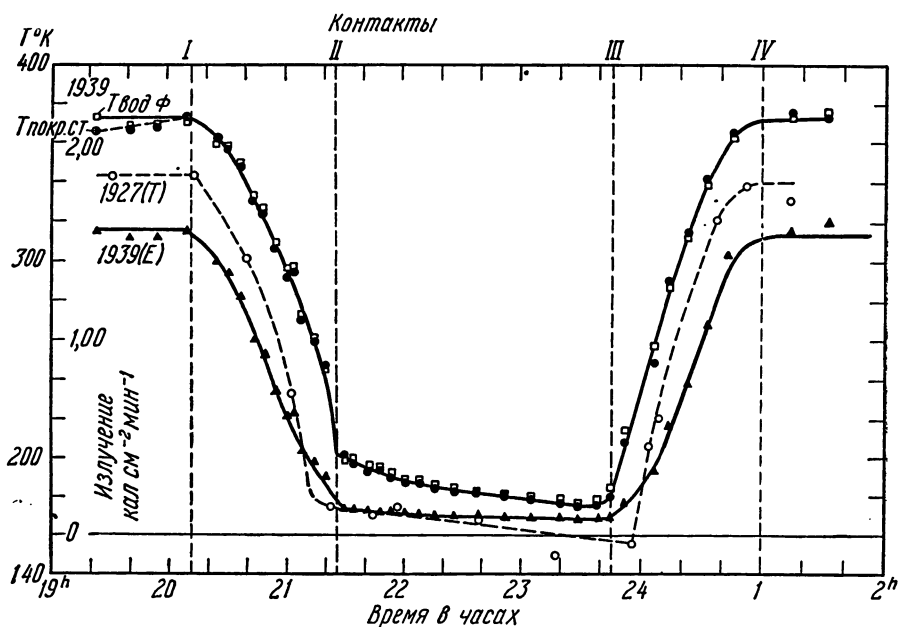


Рис. 107.

во время полных лунных затмений 1927 и 1939 гг. (рис. 107) и дало возможность вычислить ход изменения их температур при быстром изменении нагревания лунной поверхности. Наблюдения выяснили, что в 1927 г. температура детали Луны за время пребывания в полутени в течение часа понизилась с 340 до 174 °K. Во время полной фазы в течение $2\frac{1}{2}$ часов ее температура

снизилась с 174 до 156°K . После схождения с детали тени Земли температура опять быстро поднялась с 156 до 339°K .

Последнее, а также запаздывание приблизительно на 10 минут моментов наименьшей температуры поверхности относительно начала полного затмения, а также начала быстрого подъема температуры относительно конца полного затмения говорит об очень малой теплопроводности материала, покрывающего лунную поверхность. Во время полной фазы затмения Луна, получая от Солнца энергию не больше чем $0,01 \frac{\text{г кал}}{\text{см}^2 \text{ мин}}$, снижала излучение энергии с поверхности лишь с $0,07$ до $0,04 \frac{\text{г кал}}{\text{см}^2 \text{ мин}}$.

Наблюдения с термоэлементом и фильтрами позволили также измерить сферическое альbedo Луны для тепловых лучей, оказавшееся равным $0,13$.

Для сравнения значения средних температур узких полосок лунной поверхности шириной в $3'$, проходящих через весь диск Луны, проводились

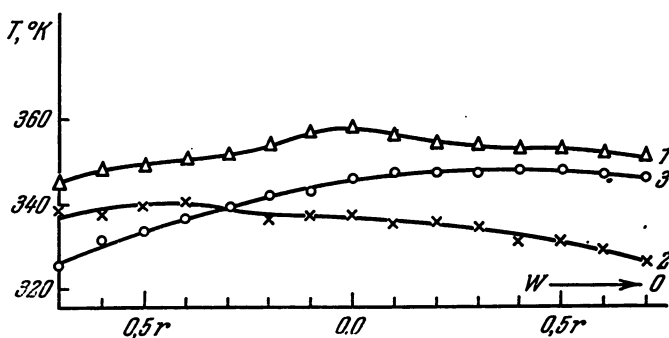


Рис. 108.

промеры на пулковском радиометре с помощью термоэлементов в участке спектра от $1,4$ до 12 мк . При этом использовались видоизмененный радиометр М. С. Зельцер и А. В. Маркова и специально разработанные Б. П. Козыревым вакуумные термоэлементы. По промерам на радиометре в полнолуние 25 апреля и 18 сентября 1956 г. и 4 апреля 1958 г. по видоизмененной формуле Мензела была рассчитана средняя температура таких полосок, расположенных по кругу склонений на расстояниях $\pm 0,7$ радиуса лунного диска к западу и востоку от его центра (рис. 108; 1 — 24/25 апреля 1956 г., 2 — 18/19 сентября 1956 г., 3 — 4/5 апреля 1958 г.), а также среднее инфракрасное альbedo этих полосок.

Измерения А. В. Маркова и Ю. Н. Чистякова отчетливо показали зависимость температур полосок от угла фазы в пределах изменения последнего от $-15,5$ до $+10,8$; значение среднего инфракрасного альbedo полосок оказалось $0,12$ для полоски, более богатой «морями», и $0,15$ — для более «континентальной» полоски.

Обработка пулковских промеров температуры Луны потребовала расчета величины атмосферного поглощения ее низкотемпературного собственного излучения по одновременным определениям хода луча количества водяного пара [6].

Средняя температура такой полоски, проходившей в полнолуние 25 апреля 1956 г. через центр видимого диска Луны при угле фазы $2,8$, промеренная в Пулковке, равнялась 358°K . Теоретический расчет средней температуры такой центральной полоски по промерам Петтита распределения T по диску Луны в полнолуние дал среднее ее значение 360°K . Сходимость пулковских промеров лунных температур в разные ночи, зависящая от точ-

ности учета поглощения длинноволнового излучения атмосферой, оказалась порядка $\pm 18^\circ$. Сходимость измерений этих же температур в течение одной и той же хорошей ночи достигает $\pm 4^\circ$.

Полученные уже результаты говорят о возможности использования таких термоэлектрических измерений при дальнейшем определении теплопроводности по совместным с ними радиоизмерениям собственного излучения лунной коры.

В работе по промерам и расчету в Пулковке значений температур зон лунной поверхности участвовала М. С. Зельцер [15].

Более длинноволновое излучение, в том числе и радиоволны, выходит через толщу твердой породы с большей глубины, чем видимые и инфракрасные лучи. Поэтому промер температуры Луны по излучению ее в диапазоне $\lambda \sim 1$ мм может дать представление об изменении с фазой температуры лунных пород, лежащих на больших глубинах.

Очень важные результаты дал промер температур Луны с новым индикатором излучения, улавливающим его в пределах $\lambda\lambda$ от 0,2 до 1,6 мм. Таковым оказался оптический инфракрасный детектор Голея [16]. Более коротковолновое излучение (до $\lambda \sim 0,9$ мм) при этом отрезалось фильтром из черной фотографической бумаги и винилита. Длинноволновая граница $\lambda = 1,6$ мм получалась благодаря полосе поглощения водяного пара в земной атмосфере с максимумом поглощения $\lambda \approx 1,7$ мм.

Детектор был установлен в фокусе прожекторного зеркала диаметром 600 мм и фокусом 240 мм, и с его помощью измерялась средняя температура Луны в разные фазы, а также ее средняя температура во время фаз полного затмения 18—19 января 1954 г.

Во время лунного затмения 1954 г. Синтон мерил среднюю температуру лунного диска в течение всего затмения, причем кривая изменения средней температуры Луны оказалась менее крутой, чем кривая изменения температуры отдельного участка Луны по радиометрическим измерениям Петтита во время затмений 1927 и 1938 гг.

При вхождении Луны в полутень по промерам Синтона средняя температура лунного шара оказалась около $295^\circ\text{K} \pm 20^\circ$, при касании к нему тени $236^\circ \pm 10^\circ$, при начале полного затмения $180^\circ \pm 10^\circ$, в середине его $175^\circ \pm 10^\circ$ и в конце $170^\circ \pm 8^\circ$, а при выходе из тени и полутени средние температуры Луны оказались соответственно равными $175^\circ \pm 8^\circ$ и $180^\circ \pm 25^\circ$. Сопоставление этих данных со средней температурой лунного диска вне затмения, которая по данным Синтона в том же диапазоне длин волн равна $\sim 350^\circ\text{K}$, и с тем, что кривая средней температуры Луны во время затмения

дала запоздание по фазе на $1\frac{1}{2}$ часа относительно момента середины полного затмения, приводит к выводу, что волны с длиной порядка 1,5 мм позволяют определять температуру более глубоких слоев лунной коры.

Во время затмения 1960 г. Синтон произвел промеры изменения температур дна и окрестностей вала кратеров Коперник и Тихо в зависимости от фазы затмения. Наблюдения обнаружили, что температура дна кратера (инфракрасное альbedo 0,18) на 50° выше температуры окрестностей кратера (инфракрасное альbedo 0,10). Впервые в истории исследования Луны была экспериментально установлена [16] зависимость хода температуры детали во время затмения от альbedo, хотя теоретически этого и следовало ожидать.

В книгах по радиоастрономии [6, 18] излагаются определения хода изменения средних температур Луны в зависимости от фазы и от длины радиоволны в пределах от 10 до 12 мм. При этом отмечается, что средняя температура Луны получается тем ниже, чем больше длина волны, т. е. глубина слоя, с которой приходит данная волна.

При $\lambda \sim 30$ мм радиоизмерения даже не улавливают зависимости средней температуры от фазы. Средняя температура Луны при этом (с точностью $\pm 30^\circ$) получалась у советских исследователей около 156°K .

Австралийские исследователи, измерявшие зависимость средней радиотемпературы Луны от фазы для $\lambda = 12$ мм, дали эту зависимость в таком виде:

$$\overline{T}_0(\alpha) = 215^\circ \text{K} + 36^\circ \cos(\alpha - 45^\circ).$$

Второй член их формулы означает, что на длине волны в 12 мм максимум температуры соответственных слоев лунной коры наступает почти на 3 дня позднее полнолуния [19].

Объяснением этих явлений считают то, что наиболее глубокие слои лунной коры, излучение которых определяет интенсивность радиоволн длиной в 30 мм, мало прогреваются Солнцем и имеют поэтому все время постоянную температуру, в то время как менее глубокие слои лунной коры, определяющие интенсивность излучения радиоволн длиной порядка 10 мм,греваются Солнцем. Наличие запаздывания *) максимальной температуры подобно такому же запаздыванию температуры глубоких слоев земной коры в течение года.!

Что касается самих значений глубин этих слоев лунной коры, то они зависят, во-первых, от степени дисперсности лунной почвы и, во-вторых, от электропроводности лунной коры.

Если считать, что по всей глубине лунной коры, откуда проникают еще радиоволны, она имеет одинаковое строение, то в зависимости от ее электрических свойств получается, что радиоволны длиной в 3 см могут проникать с глубин от 60 до 9 см, а при длине волны в 1 см они могут доходить с глубин от 20 до 3 см.

Упомянутые выше радиоизмерения, так же как измерения детектором Голея и термоэлементами температур Луны, использовались для теоретических расчетов величины теплопроводности верхних слоев лунной коры [6].

Так как температура лунной поверхности меняется периодически в зависимости от фазы Луны, то в этом случае уравнение, описывающее проникновение тепловой волны в глубь поверхности при установившемся режиме, написанное в предположении, что коэффициент теплопроводности постоянен и что лунную поверхность можно рассматривать как полупространство **), имеющее одинаковую температуру на расстоянии, во много раз превышающем глубину проникновения тепловой волны, имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{k}{\rho C} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad (1)$$

где T — температура, t — время, k — коэффициент теплопроводности, C — теплоемкость, принимаемая для лунной поверхности равной 0,2, ρ — плотность коры, принимаемая у лунной поверхности равной 2, x — глубина.

Интегрирование этого уравнения дает для зависимости температуры от глубины выражение

$$T = \sum C_0 e^{-x \sqrt{\frac{\pi m}{a^2 \tau}}} \cos\left(m \frac{2\pi t}{\tau} - x \frac{\pi m}{a^2 \tau}\right), \quad (2)$$

где τ — период, m — произвольное число, $a^2 = \frac{k}{\rho C}$ — температуропроводность и C_0 — амплитуда при $x = 0$, т. е. на поверхности.

*) В последние годы это запаздывание было подтверждено промером изотермического распределения температуры в лунной коре с помощью советского радиотелескопа на длине волны в 8 мм [20].

**) То есть тело, ограниченное с одной стороны плоскостью и неограниченно простирающееся в другую сторону.

На глубине x амплитуда будет иметь величину

$$C_0 e^{-x \sqrt{\frac{\pi m}{a^2 \tau}}} = C_x, \quad (3)$$

т. е. амплитуда с глубиной убывает, и тем быстрее, чем больше период и коэффициент теплопроводности. Сам же период от глубины не зависит.

Логарифмируя уравнение (3) и принимая $m = 1$, имеем для основной волны

$$\lg^2 \frac{C_0}{C_x} = \frac{x^2 \pi}{a^2 \tau}. \quad (4)$$

В момент t фаза на поверхности будет равна

$$\frac{m 2 \pi t}{\tau} = Y_0 \quad (5)$$

и на глубине x

$$Y_x = \frac{m 2 \pi t}{\tau} - x \sqrt{\frac{\pi m}{a^2 \tau}}. \quad (6)$$

Следовательно, запаздывание по фазе на глубине x по отношению к поверхности равно

$$R = Y_0 - Y_x = x \sqrt{\frac{\pi m}{a^2 \tau}}, \quad (7)$$

и для $m = 1$ имеем $R^2 = x^2 \frac{\pi}{a^2 \tau}$, т. е. с увеличением глубины запаздывание по фазе растет тем быстрее, чем меньше коэффициент теплопроводности и период. Следовательно, колебания малых периодов затухают уже на небольшой глубине, и ниже сложное колебание температуры можно рассматривать как простое периодическое изменение со временем лунации, и уравнение (2) принимает вид

$$T(x, t) = B + C_0 e^{-x \sqrt{\frac{\pi}{a^2 \tau}} \cos \left(\frac{2 \pi}{\tau} t - x \sqrt{\frac{\pi}{a^2 \tau}} \right)}, \quad (8)$$

где B — средняя температура.

Излучение лунной поверхности, имеющей температуру T , по закону Стефана — Больцмана равно σT^4 :

$$\sigma T^4 = A + F_0, \quad (9)$$

где A — количество солнечной энергии, поглощаемой одним квадратным сантиметром лунной поверхности в минуту, и

$$F_0 = K \frac{\partial T}{\partial x} \quad (10)$$

— тепловой поток внутрь или из глубины лунной поверхности. Полуамплитуда F_0 потока у поверхности (т. е. для $x = 0$) будет

$$F_0 = C \left(\frac{2 \pi k q c}{\tau} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

Из этих уравнений исходит в своих вычислениях Весселинк. В уравнениях (1), (9) и (10) он вместо x подставляет величину

$$\xi = \frac{x}{2 \left(\frac{\pi k}{q c} \tau \right)^{1/2}} = \frac{x}{l}. \quad (12)$$

Тогда уравнения (1) и (10) принимают вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = (4\pi r q)^{-1} \frac{\partial^2 T}{\partial \xi^2} \quad (13)$$

и

$$F = (4\pi t)^{-1/2} (k\rho c)^{1/2} \frac{\partial T}{\partial \xi}. \quad (14)$$

Уравнение (14) Весселинк решал численным интегрированием и отсюда получал величину $(k\rho c)^{1/2}$ как из промеров в течение лунных суток, так и из наблюдений во время затмения. Вычисления по суточному ходу температуры дали для $(k\rho c)^{1/2}$ значение $0,012 \frac{\text{кал}}{\text{см}^2 \text{ мин}^{1/2} \text{ град}}$.

Значение $(k\rho c)^{1/2}$, вычисленное Весселинком по наблюдениям Петтита затмения 28 октября 1939 г., было получено равным $0,0084 \frac{\text{кал}}{\text{см}^2 \text{ мин}}$, что очень близко к значению $(k\rho c)^{1/2} = 0,0083$, полученному Эшштейном тем же путем по затмению 14 июня 1927 г.

Подставляя вместо q и c вероятные величины ($q \approx 2-3$ и $c \approx 0,2$), получаем для k значение порядка $1 \cdot 10^{-4} \frac{\text{кал}}{\text{см}^2 \text{ мин град}}$, т. е. примерно на 3 порядка ниже тех значений, которые мы имеем для земных пород.

Из-за этого отток тепла внутрь лунного шара за счет теплопроводности не превышает $0,05-0,02$ падающего потока энергии. Квадратный сантиметр лунной поверхности при нормальном падении на него излучения Солнца испускает, по промерам, от $1,66$ до $1,61 \frac{\text{кал}}{\text{см}^2 \text{ мин}}$. Отсюда, по закону Стефана, температура поверхности Луны получается около $377-374^\circ \text{К}$.

Все полученные результаты приводят к мысли о наличии на поверхности Луны сильно пористого или пылевого слоя. Это предположение как будто находит подтверждение в лабораторных исследованиях Смолуховского, изучавшего зависимость теплопроводности раздробленных частиц различных пород от их диаметров и плотностей заключенных в частицах газов. Результаты исследований показали резкое уменьшение коэффициента теплопроводности с падением давления от нормального до $0,05$ миллиметра ртутного столба.

У разных авторов упомянутая выше и получаемая из промеров величина произведения $x = (k\rho c)^{-\frac{1}{2}}$ оказывалась при этом $120-1000 \frac{\text{см}^2 \text{ мин}^{1/2} \text{ град}}{\text{кал}}$. Базируясь на этом, можно заключить, что верхняя часть лунной коры находится в раздробленном (или очень пористом) состоянии.

Теоретические расчеты позволили предложить для модели лунной коры два варианта. Некоторые теоретики считают, что самый внешний слой толщиной $1-4$ мм состоит из мелкодисперсной пудрообразной пыли, а ниже него на небольшую глубину простирается слой обломков пород или пемзообразный слой. Пудрообразный слой, даже при незначительной толщине, объясняет очень низкую теплопроводность лунной коры.

Другие теоретики не прибегают к предположению о существовании пудрообразного слоя пыли и ограничиваются допуском существования довольно глубокого гравийного слоя на лунной поверхности.

Вопрос о том, какой из этих вариантов более правдоподобен, еще не решен. Дальнейший прогресс в представлениях о физическом строении лунной поверхности можно ожидать от развития астрофизических исследований, описанных выше.

Важным вопросом, решение которого необходимо для более подробного изучения советской астронавтикой поверхности нашего спутника, является

дальнейшее уточнение наших сведений о структуре верхнего слоя лунной коры.

Мы уже отмечали ([6], гл. V и VI), что до 1960 г. имелось много исследований температуры, радиоизлучения и изрезанности поверхности Луны. На этом основании считали, что на ней мог существовать слой пыли и мелких обломков глубиной в несколько сантиметров.

На лунном симпозиуме в Ленинграде в декабре 1960 г. мы поддержали предположение Фирсова ([6], заключение) о том, что плотность верхнего слоя лунной коры может быть малой (порядка $0,6 \text{ г/см}^3$). Слой этот, по нашим расчетам, должен быть по строению пористым и может простираться на глубину до 0,40 м. Этим, между прочим, хорошо объясняются очень малая теплопроводность, а также фотометрические и поляризационные особенности отражения Луной света. В. С. Троицкий [24] опубликовал доклад на том же симпозиуме о своих радионаблюдениях Луны, в котором он отмечал, что для объяснения свойств ее радиоизлучения нужна плотность верхнего слоя коры порядка $0,5 \text{ г/см}^3$ до глубин в 1—1,5 м, что сходится при некоторой экстраполяции с нашими результатами термоэлектрических промеров лунных температур.

Однако наличие на некоторых участках поверхности Луны (поверх ее коры, например на светлых лучах и дне кратеров — центров систем светлых лучей) очень тонкого и малотеплопроводного слоя пыли вероятно. Именно этим американский астроном Синтон объяснил замеченное им во время лунных затмений значительно более медленное падение температуры дна таких лучистых кратеров, чем других частей лунной коры.

Наличие на Луне слабых остатков прежней очень сильной вулканической деятельности подтверждено недавно работой Н. А. Козырева [6], а затем исследованиями А. А. Калиняка [22] полученного спектра дна цирка Альфонс. Считается установленным наличие здесь истечения газов из трещины дна.

Наконец, для тех же работ по подготовке астронавтических исследований, связанных с Луной, нужно решение вопроса о средней величине малых неровностей и впадин размерами порядка дециметров.

По опубликованным результатам радиолокации разных зон [23] лунного шара оказалось, что обращенная к Земле средняя часть лунного шара в зоне с углом падения ε параллельного пучка лучей от земного радара, лежащим в пределах от 0 до $29^\circ,8$, дает ослабление отраженного пучка радиолучей (при совпадении плоскости поляризации падающих и отраженных лучей) в 32 раза (рис. 109). При этом на расстоянии до $29^\circ,8$ отраженный радиолуч рассеивается лунной поверхностью по закону $\cos^0 \varepsilon = 1$, т. е. так же, как в полнолуние отражает свет вся поверхность лунного шара. Можно считать установленным, что в последнем случае лунные неровности должны превышать в несколько раз длину волны, но что зеркальное отражение в центре лунного диска возможно при величине неровностей, минимум

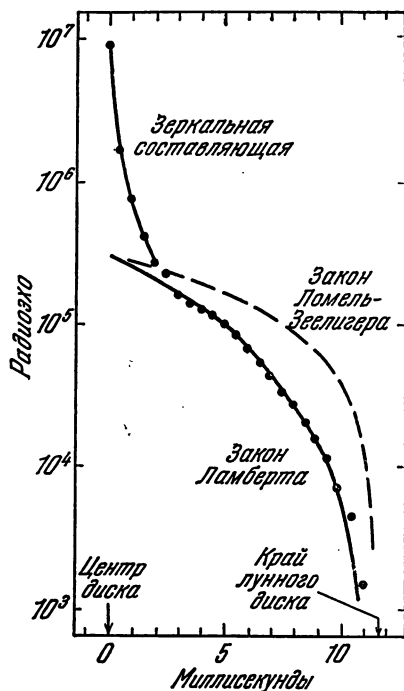


Рис. 109.

в 20 раз меньшей длины волны, которая в описанных опытах равнялась 10 см. Поэтому вероятно, что мелкие пыль и осыпи на горизонтальных площадках в центре обращенной к Земле части лунного шара по своим размерам не больше 3—5 мм. При $\varepsilon = 29^\circ,8$ эта мелкая осыпь в углублениях уже экранирована от нас более крупными (порядка нескольких дециметров) неровностями. Этому не противоречит и то обстоятельство, что, начиная с $\varepsilon = 46^\circ,5$



Рис. 110.

до 80° , отражение поляризованного таким образом пучка лучей радара происходит уже по закону Ламберта ($\cos^2 \varepsilon$) — так же, как отражение видимых лучей от диффузного шара, покрытого копотью окиси магния. Известно, что при копчении размеры частичек последней получаются от 0,1 до 1 мк (с наиболее частым поперечником $\sim 0,25$ мк).

Мы имеем, таким образом, следующее: если признать такую же зависимость отражения (по закону Ламберта) существующей и для отражения лунной радиоволны длиной 70 см при $46^\circ,5 < \varepsilon < 80^\circ$, то средние размеры микронеровностей в этих зонах лунного шара должны лежать в пределах от 7 до 90 см, причем максимальное число из них будет иметь размеры порядка 25—50 см. Все эти выводы будут уточнены дальнейшими исследованиями.

Что же касается уточнения данных о макрорельефе, т. е. о значениях глубин «морских» впадин видимого полушария Луны и величины возвышения

над средними размерами лунного шара горных хребтов и хода горизонталей на «морях» и «материковых» щитах, то последние стереофотограмметрические измерения [24] дали картину распределения на видимом полушарии горизонталей, показавшую, что самые глубокие «морья» (Море Влаги, восточная часть Моря Дождей) имели углубление зон ниже средней горизонтали Моря Паров у южной границы (рис. 110) лунных Апеннин на $3,0 \cdot 10^{-3}$ лунного радиуса, или на 5 км. Самые же высокие большие плато расположены выше дна Моря Паров на 3,5 км. Таковы последние данные о природе и структуре лунной поверхности.

§ 63. Эндогенная и экзогенная гипотезы образования лунного рельефа. Для выяснения способов образования различных форм лунного рельефа был выдвинут ряд гипотез, делящихся на два класса. К первому классу нужно отнести гипотезы, которые основными силами, являющимися причиной образования форм лунного рельефа, считают эндогенные силы, действующие изнутри планеты [6]. Ко второму классу относятся гипотезы о причинах происхождения лунных гор, считающие, что этими причинами, по-видимому, являются внешние силы, например падение на уже образовавшуюся лунную кору крупных метеоритов.

Следует отметить, что оба класса гипотез рассматривают образование рельефа только с момента образования лунной коры и не решают вопросов как о происхождении Луны в целом, так и о том, была ли она в первый период своего существования сгустком газов, перешедших затем в огненно-жидкое состояние и впоследствии отвердевших, или же Луна была сначала холодным телом, затем нагретым.

Прежде всего, следует отметить, что обилие на Луне образований с круговой симметрией — как, например, у большинства «морей» и цирковых равнин — заставляет считать, что центральные части их были местом действия сил, создавших эти образования.

Для ученых, считающих внутренние силы планеты причиной образования рельефа, некоторое сходство лунных цирков, во многих случаях имеющих центральные горки, с земными вулканами явилось основанием считать главной причиной образования лунных гор явления, подобные земному вулканизму. При этом учитывалось, что сила тяжести на Луне в 6 раз меньше земной и что поэтому размеры лунных кратеров могли во много раз превысить размеры земных вулканов.

Сторонники очень быстрого в геологическом смысле образования всех форм лунного рельефа, считающие, что Луна обязательно проходила огненно-жидкую стадию и выделила при этом атмосферу в период затвердевания коры, пытались учесть также возможность мощного прорыва через лунную кору газов, что должно было, по их мнению, способствовать сильному развитию вулканизма на Луне.

Не вдаваясь в дальнейшую детализацию таких предположений, мы переходим к изложению варианта гипотезы образования лунного рельефа под влиянием внутренних сил, разработанного в СССР А. В. Хабаковым в 1949 г. Хабаков пришел к выводу, что образование лунных гор не могло быть в геологическом смысле мгновенным, и отметил для Луны существование пяти «геологических» периодов. Он считает, что самыми древними на Луне образованиями, уцелевшими еще до сего времени, являются те «материковые» (или «континентальные») щиты, которые, как правило, отличаются большей отражательной способностью и белизной. Эта первобытная лунная кора не имела на себе еще кольцевидных гор. Так же, как и земная кора под действием внутренних сил планеты, лунная кора в дальнейшем подверглась ряду опусканий и поднятий.

Следствием первого из таких расширений коры, следы которого мы можем еще найти, было появление на Луне ряда трещин и одновременно с ними

образование большого числа кольцевых гор типа Гиппарха (см. геологическую карту Луны А. В. Хабакова в сб. «Луна», Физматгиз, 1960), в большом числе покрывавших всю поверхность, не имевшую еще в этот второй лунный «геологический» период ни одной «морской» впадины.

В состоянии лунной коры, предшествующем упомянутому ее расширению во второй период, на Луне уцелели почти без изменений лишенные кратеров районы Апеннинских гор, берега Залива Радуги, Моря Кризисов и т. д.

Затем, при наступлении третьего периода, покрытая во многих местах древнейшими цирками лунная кора под действием внутренних сил опускалась. Это дало возможность образоваться ряду древнейших «морских» впадин, из которых не подверглось уничтожению в последующие периоды горообразования только одно огромное «море», занимавшее место теперешнего Моря Нектара, но простиравшееся до Алтайского хребта, являвшегося тогда его «берегом».

Новое расширение лунной коры, сменившее этот «алтайский» период, дало начало четвертому геологическому периоду на Луне, когда одновременно с появлением ряда новых трещин на Луне создается огромное число новых цирковых равнин типа цирков Теофила, Кирилла, Катарины (отчасти заостривших «алтайскую» впадину), Птолемея, Шикарда, Платона, а также Фракастора и Фра-Мауро. Последние образовались тогда еще на «континенте», на том месте его, где потом образовались Море Нектара и Океан Бурь, изменившие вид этих цирков.

Причиной образования пояса более «молодых» лунных «морей», к которым Хабаков отнес Моря Кризисов, Изобилия, Нектара, Спокойствия, Ясности, Дождей и Океан Бурь, является, по его гипотезе, последнее на Луне опускание коры, наступившее в 5-й лунный «геологический» период. Именно тогда магмой, излившейся в трещины на новых «морских» равнинах, были частично разрушены валы Залива Радуги в Море Дождей и цирка Фракастора в Море Нектара и почти совсем разрушены валы цирка Фра-Мауро.

При этих поднятиях и опусканиях коры горообразовательная деятельность на Луне постепенно угасала. При последнем расширении коры в отдельных ее местах в 6-й, предшествующий современному, геологический период произошло образование 300 новейших цирков типа цирков Тихо и Коперника. Эти цирки, отличающиеся сейчас большим альбедо, при своих извержениях образовали системы светлых лучей, о которых мы говорили выше.

Однако следует сказать, что такой взгляд на происхождение лучей разделяют не все селенологи, так как ряд светлых лучей не исходит от центра своего главного кратера и идет касательно к его валам.

Ряд селенологов считает, что при расширении лунной коры, создавшем лучевые системы, лунная кора давала ряды радиальных систем трещин, центром которых и является главный кратер системы.

По некоторым из гипотез, радиально расположенные трещины и жерла центральных кратеров таких лучистых систем заполнились изнутри Луны лавой, которая после застывания имеет высокое альбедо.

В современную эпоху, т. е., вернее, в те последние 100 лет, в течение которых астрономы ведут непрерывные наблюдения лунной поверхности, горообразовательная деятельность на Луне временно затихла.

Следует указать, что проявлениями вулканизма на Луне в 1956—1958 гг. объясняются очень интересные изменения вида некоторых деталей дна цирка Альфонс. В западной его половине имеется трещина, не всегда одинаково видимая при идентичных условиях освещения Солнцем и неодинаково выходящая в этих случаях на обычных и инфракрасных снимках дна. Были случаи, когда эту трещину можно было одинаково хорошо различить и в окуляр

телескопа, и на снимках в синих и инфракрасных лучах. Наоборот, в других случаях при аналогичном ее освещении она не была видна или была видна плохо (визуально и в синих лучах). Это явление послужило американскому астроному Альтеру основанием для того, чтобы подозревать здесь наличие временного выхода 26 октября 1956 г. газов из недр Луны через трещину.

Достоверность того, что выход газов в Альфонсе временами действительно имеет место, была окончательно подтверждена уникальной спектрограммой центральной горки цирка, полученной Н. А. Козыревым в ночь со 2 на 3 ноября 1958 г. с помощью спектрографа 50"-телескопа Крымской обсерватории [6].

Следует отметить, что Н. А. Козырев еще в октябре 1958 г. получил несколько спектров других участков дна этого цирка, в районе тех трещин на нем, видимость которых в красных и синих лучах изучалась в октябре 1956 г. Альтером.

Однако до 2 ноября 1958 г. на своих спектрах дна Альфонса Козырев не обнаружил ничего особенного. В ночь со 2 на 3 ноября 1958 г. Н. А. Козырев при участии В. И. Езерского получил ряд спектров центральной горки Альфонса при низкой высоте заходящего Солнца над его дном и при угле фазы $\alpha = +77^\circ,6$, т. е. почти в тех же условиях, при которых получил свои снимки дна Альфонса в 1956 г. Альтер.

Когда советские наблюдатели, получив в ночь со 2 на 3 ноября 1958 г. еще несколько спектров дна Альфонса (на этот раз в районе трещин, заинтересовавших Альтера), проявили эти спектры, они обнаружили [6] в спектре центральной горки Альфонса, снятой 3 ноября 1958 г. с 3^h до 3^h30^m U. T., наличие спектра свечения газов. Следует отметить, что на втором спектре той же горки, снятой с 3^h30^m до 3^h40^m U. T., следов этого свечения не было обнаружено, что наблюдатели считают доказательством кратковременности явления.

Поскольку все спектры Козырева были откалиброваны, природу этого явления, происшедшего в цирке в ночь со 2 на 3 ноября 1958 г., выяснили в результате фотометрической обработки этих спектров в Пулкове Н. А. Козырев и А. А. Калиняк.

Кроме того, за все годы в литературе писалось лишь о трех сравнительно незначительных изменениях на Луне:

1) перемены в районе кратера Линней в Море Ясности, который до 1866 г. имел поперечник 10 км, а после 1866 г. — не более 4 км;

2) появление (у центра лунного диска) около трещины Гигинуса нового кратера диаметром около 4 км;

3) изменение отражательной способности участков дна на цирковой равнине Платона в 1870—1923 гг.

Если рассматривать гипотезу о внешних силах как о причине образования лунных гор, то первым ученым, предположившим, что эта причина есть выпадение метеоритов на незащищенную атмосферой лунную поверхность, был Груитуйзен (1825 г.).

Подсчеты показали, что в таком случае — при скоростях метеоритов около 40 км/сек и достаточной их массе — вследствие мгновенной остановки метеоритов при ударе о лунную поверхность должен был происходить ряд взрывов, достаточных для образования кратеровидных впадин.

Для метеоритной гипотезы (в отличие от всех предыдущих) не обязательно расплавление лунной коры, так как «взрывные» кратеры могут образоваться в твердой коре, как это имело место и у нас на Земле, где найдено четыре метеоритных кратера позднего происхождения.

Однако если с точки зрения проверки этой гипотезы пересмотреть типичные особенности лунного рельефа, то даже немногих из них окажется достаточно, чтобы отвергнуть внешние силы как основную причину образования лунного рельефа.

В самом деле:

1) вследствие движения Луны по орбите большее число таких кратеров должно образоваться в области лунного экватора, а на деле их больше у полюсов;

2) средняя частота мелких лунных кратеров на «морях» и на валах более крупных цирков должна быть по этой гипотезе одинаковой, а на деле на валах кратеров частота больше, чем на «морях»;

3) рядом исследователей у лунных кратеров установлено существование закономерности: чем моложе кратер, тем он меньше и ниже. Выпадение крупных метеоритов не могло происходить только в далеком прошлом.

Наконец, метеоритная гипотеза все-таки не может объяснить происхождение лунных «морей», хотя отдельные авторы [6] высказывались за это. Поэтому надо считать более достоверным, что основная причина образования лунного рельефа — внутренние силы. Вполне вероятно, что на Луне существует — как результат падения крупных метеоров — небольшое число метеорных кратеров не больше 5—10 км диаметром.

Поскольку в современную эпоху лунная поверхность особенно сильно изучается не только для решения вопросов космогонии, но и для того, чтобы, имея в виду осуществление посылки к Луне межпланетных ракет [25], астрофизика имела возможность внести нужную ясность в вопрос о структуре поверхностного слоя лунной коры, нам остается подытожить предположения о том, что могут представлять собой вещества, ее устилающие.

Резюмируя изложенное выше, заключаем:

1. Вся лунная поверхность сильно изрыта, а местами покрыта трещинами, видимыми в телескоп, и более мелкими, причем большая часть ее неровностей, невидимая в телескоп, имеет размеры меньше 40 м.

2. Лунная поверхность имеет малую отражательную способность, понижающуюся к ультрафиолетовому концу спектра, причем около $\lambda\lambda$ 390 и 480 мμ имеются местные понижения ее, что считают указанием на существование на Луне SiO_2 .

3. Поляризация света лунной поверхности похожа на поляризацию света, отраженного вулканическим пеплом. Она много ниже, чем поляризация света оплавленной поверхностью метеоритов.

4. Изучение теплопроводности и электропроводности лунной поверхности позволяет предложить две модели строения лунной коры:

а) Луна покрыта гравиеобразными мелкими частицами пород до глубины от 10 до 60 см или до той же глубины пориста [21];

б) существующие тепло- и электропроводность лунной коры воспроизводятся ее двухслойной моделью.

Верхний из этих слоев, имея толщину не больше 2—4 мм, состоит из пудрообразно размельченной пыли. Внутренний слой может состоять из пемзобразных пород.

Что касается предположений о строении лунной коры, то здесь выдвигаются три гипотезы:

I. Ряд астрономов и геологов [6] считает, что в отдельных местах Луны (например, на хребтах) имеются выходы на поверхность первозданных пород в виде скал.

II. Сторонники метеоритной бомбардировки лунной поверхности [4, 6] считают, что Луна либо примерно на сантиметровую глубину сплошь засыпана метеоритной пылью, являющейся остатком взрывов на поверхности Луны метеоритов, либо эти взрывы обращали в пар не только метеориты, но и часть окружающего места падения вещества лунной коры. Тогда после охлаждения пара, по их мнению, эта материя оседала на лунную поверхность в форме измененного высокой температурой продукта.

Так как лунная кора, по-видимому, подобна магматическим породам Земли, то полученный в виде оплава или шлака продукт должен иметь темную окраску (как кора оплава метеоритов в земной атмосфере).

III. Сторонники эндогенной гипотезы образования лунного рельефа указывают на то, что поверхность Луны в сильной степени может быть засыпана вулканическим пеплом.

При выборе между этими заключениями прежде всего нужно помнить, что совершенно однородных свойств по всем участкам, как это следует из выводов сторонников метеоритной теории, лунная поверхность не показывает и что для окончательного решения вопроса о строении (микро- и макрорельефа) лунной поверхности необходимо использовать новые советские [20] и американские [23] радиоисследования Луны.

§ 64. Карты обратной стороны Луны. Настоящая глава была написана в то время, когда все ускоряющийся прогресс развития советской науки дал возможность нашей стране осуществить посылку к Луне трех ракет с попаданием на ее поверхность второй из них.

Из сообщений ТАСС известно, что первая советская лунная ракета, запущенная 2 января 1959 г., прошла от нашего спутника на расстоянии 6000 км и после этого стала первой искусственно созданной планетой, обращающейся вокруг Солнца.

Это прохождение ракеты около Луны дало первое указание на почти полное отсутствие у нее магнитного поля. Этот же запуск ракеты подтвердил данные о малой метеоритной опасности для космических полетов [25].

Вторая лунная ракета, запущенная в Советском Союзе 12 сентября 1959 г., достигла Луны и опустилась на ее поверхность 14 сентября в 0^h2^m24^s по московскому времени. Радиоопределения ее траектории в момент прилунения дали возможность с точностью ± 100 км рассчитать селенографические координаты места ее посадки. По этим данным, она опустилась в Море Дождей, в область, лежащую у восточного вала кратера Автолик, с координатами $\varphi = 30^\circ \pm 1^\circ,8$ и $\lambda = 0^\circ \pm 3^\circ,6$.

В результате запуска этой ракеты были подтверждены данные о почти полном отсутствии у Луны магнитного поля и получены сведения о том, что искусственная радиоактивность незащищенной атмосферой лунной поверхности, вызываемая коротковолновым и рентгеновским облучением Солнца и потоками космической радиации, много меньше ожидаемой.

Кроме того, приборы ракеты дали указание на возможность существования около Луны — на расстоянии порядка 10 000 км от нее — слабого скопления космических частиц.

Третья советская лунная ракета, запущенная 4 октября 1959 г., вывела нашу первую автоматическую межпланетную станцию (АМС) на орбиту, двигаясь по которой она обогнула обратную, никогда не видимую с Земли сторону Луны на расстоянии около 60 000 км и сфотографировала ее.

В изданиях АН СССР [26, 27] опубликовано, что эти снимки невидимой стороны Луны были сделаны, когда наша автоматическая станция находилась над участком Луны, имеющим селенографические координаты $+17^\circ$ северной широты и -120° западной долготы, расположенным по долготе на 60° западнее Моря Кризисов и лежащим на его широте.

Опубликованные снимки обратной стороны Луны показывают довольно большое различие рельефа по сравнению с гипотетическими картами этой стороны.

Просмотр фотографий показал, что это невидимое полушарие Луны покрыто главным образом «континентами» и что в северной его части существует только два новых «моря» и много кратеров.

Зона этого полушария, лежащая в пределах от -110° до -80° западной долготы, по-видимому, имеет меньшее альbedo, чем остальная часть его,

но по отражательной способности сходна с «болотами» видимой стороны. На этом основании можно сказать, что вывод Уилкинса о существовании в центре этого полушария большой «морской» впадины типа Океана Бурь оказался ошибочным, что может заставить селенологов изменить свои прежние заключения о форме всей Луны как небесного тела.

В СССР и за рубежом советскими учеными опубликован ряд работ [28—32], посвященных как обработке снимков обратной стороны Луны,

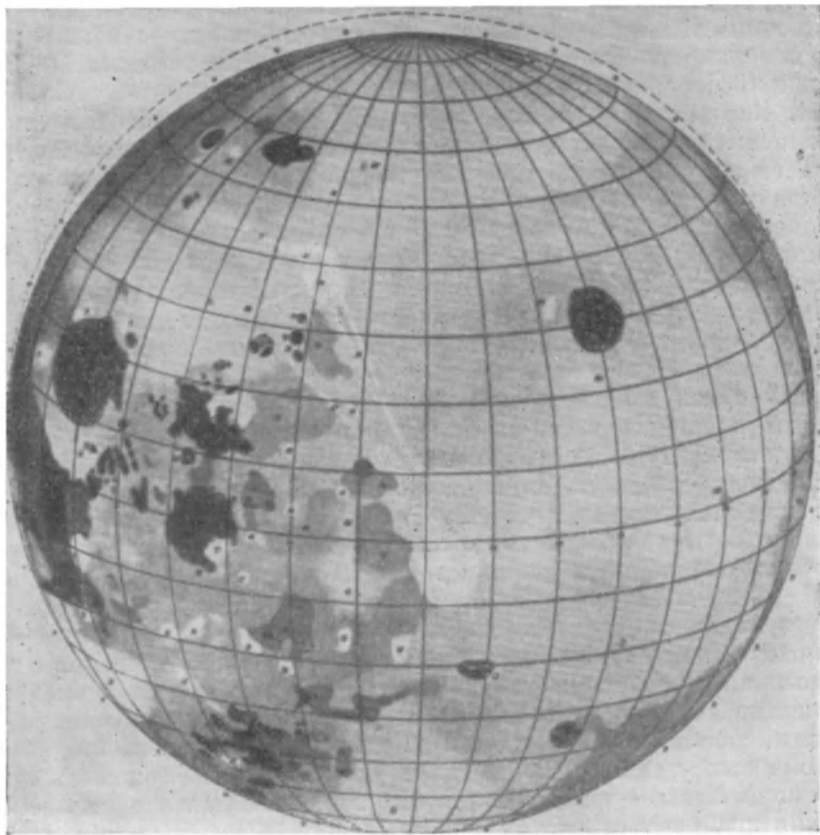


Рис. 111

полученных 7 октября 1959 г. третьей советской ракетой, так и выводам о строении этого невидимого нам с Земли полушария Луны.

Мы остановимся сначала на уточнении сведений о строении невидимого полушария Луны. Попытка произвести такое уточнение была произведена в Пулкове, где была составлена независимо карта обратной стороны Луны (рис. 111) [29] в процессе подготовки общей ее карты для «Атласа обратной стороны Луны» [27], изданного АН СССР.

После завершения работы над советской картой и каталогом обратной стороны Луны достоверность выводов [33] была проверена аналогичной обработкой специально полученных в Пулкове 13 марта 1960 г. снимков видимого полушария Луны в полнолуние. Эти пулковские снимки были также пересняты и проявлены в соответствующей лаборатории (как и оригиналы снимков обратной стороны) аппаратурой АМС, и телевизионные изображения снимков были вновь обработаны в Пулковке. Здесь до этого был произведен

контроль точности фотометрического изучения природы деталей поверхности обратной стороны Луны [30] только по промерам ее телевизионных оригинальных снимков. Наши выводы из такого фотометрического анализа телевизионных снимков обратной стороны Луны о природе ее деталей были следующими:

1. «Моря» (Краевое, Смита, Москвы) и части «морей» (Гумбольдта и Южного), лежащие на обратной стороне Луны, являются такими же типичными «морскими» впадинами, каких много на видимой стороне Луны. В районах Морей Краевого и Южного на обратной стороне замечены новые пятна, подобные лунным кратерам с более темным дном. Море Мечты, нанесенное на карты обратной стороны, имеет яркость большую, чем лунные «болота» или, во всяком случае, не уступает им по яркости.

2. Дно цирка Циолковского представляется более темным, чем самые темные донья других цирков и морей.

3. Обширная область обратной стороны Луны с более яркими темными и светло-серыми участками, расположенная между Морем Смита и Хребтом Советским, по своей отражательной способности может быть подобна лунным «континентам» средней яркости с наличием «болот», полузатопленных лунных цирков и равнин типа Птолемея и Петавий.

4. Светлая часть «континента» обратной стороны вблизи северного полюса Луны, лежащая за Морем Москвы, по яркости подобна светлому «материковому» щиту, окружающему на видимой стороне цирк Тихо и покрытому множеством кольцевых гор.

5. Цирк Джордано Бруно и район Хребта Советского на обратной стороне Луны по отражательной способности подобны центрам лучевых систем Тихо и Коперника на видимой стороне. Это подтвердило и наличие отдельных, идущих от них светлых лучей. Мы пришли к выводу, что по степени изрытости и диапазону градации отражательной способности, в пределах точности проведенной фотометрии, детали поверхности обратной стороны, вероятно, не отличаются существенно от подобных образований на видимой стороне.

Необходимая проверка этих выводов была проведена нами фотометрическим и другими анализами Пулковских снимков видимого полушария Луны, полученных в полнолуние 13 марта 1960 г. [33]. Не останавливаясь на деталях этой работы, мы считаем важным отметить, что фотометрия телевизионных передач изображений видимого полушария Луны таким же методом, как это было сделано для снимков обратной стороны Луны 7 октября 1959 г., дала по телевизионным негативам известные значения отражательной способности деталей видимой стороны, снятых в Пулкове в полнолуние, с точностью около $\pm 20\%$. Эти же пулковские негативы, их пересъемка камерой АМС и обработка упомянутых выше телевизионных негативов были нами также использованы для уточнения возможности (в условиях освещения, близких к полнолунию) обнаружения на обратной стороне известных нам типов лунных кратеров. В результате получены следующие выводы:

1. Трудно обнаружить методом фотометрирования и изучения таких негативов древние, зачастую огромные цирки I периода горообразования, нанесенные желтой краской на геологической карте А. В. Хабакова ([6], гл. VII, стр. 241), так как в этих условиях распределение яркости на верхнем покрове таких цирков не зависит от их геологической структуры. Оно завуалировано последующими процессами, происходящими в поверхностном слое лунной коры.

2. Цирки II периода горообразования на Луне (по Хабакову), а особенно кратерные «моря» типа Питата и Птолемея, благодаря несколько меньшим альбедо их дна, оказалось возможным обнаружить, но на упомянутых телевизионных снимках количество таких образований оказалось лишь около

40% от их числа, вышедшего на пулковском основном снимке Луны 13 марта 1960 г.

3. Молодые цирки и кратеры III периода горообразования (по Хабакову), окруженные светлыми лучами (типа Тихо), из-за большой яркости их валов и венцов обнаруживались по телевизионным снимкам всегда. Следовательно, для будущих исследований невидимой с Земли части лунной поверхности мы можем сделать вывод о том, что все детали, нанесенные по телевизионным негативам на пулковскую карту и включенные в первую категорию в «Атлас обратной стороны Луны», реальны. Природу же и достоверность существования на Луне Моря Мечты установят дальнейшие исследования ее обратной стороны.

Дальнейшее, более подробное изучение этого полушария приведет к составлению его более подробной по сравнению с рис. 111 карты и к более правильным выводам о природе его поверхности, 80% площади которого уже удалось заснять. Поскольку при этом была также снята область у Моря Кризисов и Моря Изобилия, где имелись участки известного альbedo, приближенная фотометрия этих снимков приводит к следующим выводам о природе объектов обратной стороны Луны: на ней имеются несколько ярких центров лучевых систем, большая яркая «континентальная» зона с отдельными цирками диаметром в сотни километров и отдельные цирки с темным дном. Яркие части «континентов» обратной стороны Луны по отражательной способности подобны «континенту» южной части видимого полушария.

Моря Москвы, Краевое и Смита по альbedo подобны темным «морям» Луны.

Зона невидимого полушария между районом Хребта Советского и Морем Кризисов с наибольшими альbedo соответствует гористым районам видимой половины Луны, называемым «болотами».

Некоторые цирки с темным дном, найденные на невидимом полушарии, в том числе и цирк Циолковского, являются темнейшими объектами, существующими на Луне, и имеют альbedo, близкое к альbedo дна цирка Платона.

Наконец, по-видимому, фактор гладкости обратной стороны Луны и распределение яркости по ней в полнолуние не отличаются от таковых на видимой стороне, что приводит к важному заключению об одинаковом строении поверхности обоих полушарий Луны.

Некоторые новые материалы для изучения окололунного пространства и поверхности нашего спутника накоплены в результате запуска в СССР 2 апреля 1963 г. 4-й советской лунной ракеты. По данным, опубликованным ТАСС в газетах 3, 4, 7 апреля, последняя ступень ракеты предварительно была выведена на промежуточную орбиту искусственного спутника Земли, а затем стартовала с этой орбиты и вышла на заданную траекторию движения. На борту этой ракеты находилась автоматическая станция «Луна IV» весом 1422 кг. Целью запуска было исследование лунной поверхности автоматическими приборами, установленными на «Луна IV», с очень близкого расстояния, что важно для уточнения выводов о структуре и физических условиях на Луне при подготовке отправки туда в будущем космонавтов.

В 1^h24^m мирового времени 6 апреля 1963 г. автоматическая станция «Луна IV» прошла над поверхностью нашего спутника на расстоянии 8500 км, и все эксперименты и измерения, которые проводились нашими учеными с помощью «Луны IV», были закончены, но после этого проводилась еще радиосвязь между ней и Землей. Получен экспериментальный материал, имеющий большое значение для решения технических проблем, связанных с освоением Луны. Обработка этого материала скоро будет закончена и опубликована.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ X

1. Барабашов Н. П., AN B217, 1923.
 2. Марков А. В., AN B221, 55, 1924.
 3. Федорев В. А., Тр. Астрон. обсерв. Харьковск. гос. ун-та, 2 (10), 1952.
 4. Сытинская Н. Н., Луна и ее наблюдения, Гостехиздат, 1956.
 5. Stair R., Johnson R., Journ. of Reas. of the Nat. Bureau of Stand. USA 81, № 2.
 6. «Луна», сб. под ред. А. В. Маркова, гл. V, §§ 2, 3, Физматгиз, 1960.
 7. Тейфель В. Г., Тр. Сектора астроботаники АН КазССР 8, 131, 1960.
 8. Шаронов В. В., Успехи астрон. наук 6, 181, Изд. АН СССР, 1954.
 9. Марков А. В., Изв. ГАО № 158, 138, 1958.
 10. Кокан Е. К., Изв. Комиссии по физике планет № 1, 41, Харьков, 1959.
 11. Luot V., Compt. rendus, Paris 177, 1615, 1923.
 12. Липский Ю. Н., Тр. ГАИШ 22, 66, 1953.
 13. Барабашов Н. П., AN B229, № 5731, 1927.
 14. Хабаков А. В., Об основных вопросах истории развития поверхности Луны, Географгиз, 1949.
 15. Марков А. В., Чистяков Ю. Н., Изв. ГАО 21, № 163, 166, 1960.
 16. Sinton M. W., Journ. Opt. Soc. of Amer. 45, № 11, 975, 1955; Sinton M. W., ArJ 123, № 2, 325, 1956.
 17. Sinton M. W., Sky and Telescope 19, № 6, 346, 1960.
 18. Труды V совещания по вопросам космогонии, стр. 325—335, Изд. АН СССР, 1956.
 19. Piddington J. H., Austr. Journ. Scient. Reas. 459, 1951.
 20. Аменицкий Н. А., Носкова Р. И., Саломонович А. Е., Астрон. журн. 37, № 1, 1960.
 21. Троицкий В. С., Изв. Комиссии по физике планет № 3, 16, 1961.
 22. Калинин А. А., Тр. Ленинградск. симпозиума МАС по Луне в декабре 1960, 1963.
 23. Green P. E. and Pettengill G. H., Sky and Telescope 20, № 1, 1960.
 24. Baldwin R. B., Sky and Telescope 21, № 2, 1961.
 25. Александров С. А. и Федоров Р. Е., Советские искусственные спутники и космические корабли, Москва, 1961.
 26. Первые фотографии обратной стороны Луны, Изд. АН СССР, 1959.
 27. Атлас обратной стороны Луны, Изд. АН СССР, 1960.
 28. Михайлов А. А., Вестник АН СССР № 1, 39, 1961.
 29. Брейдо И. И., Маркелова А. А., Щеголев Д. Е., Искусственные спутники Земли № 9, 30, 1961.
 30. Марков А. В. и Щеголев Д. Е., там же, № 9, 49, 1961.
 31. Хабаков А. В., там же, № 9, 53, 1961.
 32. Липский Ю. Н., Sky and Telescope 21, март 1961.
 33. Марков А. В., Искусственные спутники Земли № 9, 141, 1961.
-

ГЛАВА XI

ФИЗИКА ПЛАНЕТ

§ 65. Введение. Исследование природы планет и спутников солнечной системы связано с тем затруднением, что вследствие низкой температуры космические тела этого типа не испускают собственного излучения в частотах, соответствующих ультрафиолетовому, видимому и ближнему инфракрасному участкам спектра, и потому их наблюдение осуществляется преимущественно за счет отраженных солнечных лучей. Это ведет к тому, что основной метод астрофизического исследования — спектроскопия может быть применена к планетам лишь в крайне ограниченной мере; область плодотворного ее применения пока сводится к исследованию химического состава планетных атмосфер по их спектру поглощения. Что касается атмосферных аэрозолей и твердой поверхности планет и спутников, то в отношении их состава спектроскопический метод наблюдения дает мало указаний, так как процесс отражения или рассеяния потока солнечных лучей чаще всего появлением линий и полос в спектре не сопровождается. Поэтому здесь в основу физического исследования кладутся фотометрические измерения разного рода, из которых стремятся получать абсолютные значения отражательной способности для разных участков спектра, данные относительно распределения отражаемого потока по направлениям, а также данные по его поляризации и спектральному составу.

Физическая интерпретация материалов такого рода оказывается весьма затруднительной. В отношении света, рассеянного в газах атмосферы и облачных системах, она стала возможной лишь за последние десятилетия благодаря большим успехам теории рассеяния (труды академика В. А. Амбарцумяна в СССР, Чандрасекара в США и др.). Однако и теперь это дает возможность получать лишь некоторые данные физического характера и ничего не говорит о химическом составе.

Еще менее благоприятно положение с исследованием твердой поверхности. Окраска минералов, горных пород и различных форм коры выветривания крайне изменчива, и потому делать какие-либо суждения о природе вещества по отражательной способности затруднительно. Далее, ничтожный по толщине покров из постороннего материала может совершенно изменить окраску видимой поверхности. К тому же никакого теоретического обоснования для интерпретации результатов фотометрических и колориметрических определений привести нельзя. Поэтому здесь приходится ограничиваться чисто предположительными суждениями, основанными на аналогиях с окраской земных материалов и ландшафтов.

Несколько более достоверны результаты, полученные путем радиометрических измерений в далекой инфракрасной области спектра, т. е. на тех частотах, где собственное температурное излучение поверхности планеты или спутника достаточно интенсивно. Путем соответствующей интерпретации таких материалов удастся определять температуру поверхности. Большие перспективы открывают наблюдения планет в радиочастотах, уже

теперь позволившие получить новые ценные сведения о природе Луны и планет.

Из сказанного следует, что наиболее ценным и достоверным материалом, которым располагает планетоведение на сегодня, являются те классические сведения, которые были получены путем астрометрических наблюдений и небесномеханических расчетов. Сюда относятся данные о размерах, фигуре, массе, средней плотности планет, элементы вращения вокруг осей, а также материалы картографического и топографического характера.

§ 66. Диск планеты. При наблюдении в телескоп при достаточно сильном увеличении планета теряет свой вид точечного звездообразного объекта и становятся различимыми как самый шар планеты, так и расположенные на его поверхности детали. Планету мы видим в проекции на небесную сферу. Участок последней, занятый проекцией тела планеты, называется *диском* планеты.

Наблюдатель видит обращенное к нему полушарие планеты во внешней перспективной проекции (рис. 112 вверху). Это значит, что проекцией всякой точки M поверхности планеты будет точка M' небесной сферы AA' , в которой последняя пересекается с прямой NM , проведенной через точку наблюдения N и данную деталь на планете. Границей диска будет линия пересечения сферы с конусом $L'NL''$, касательным к поверхности планеты. Эта линия называется *лимбом*. Точка C' , представляющая собой проекцию как центра тела O , так и точки поверхности C , расположенной на прямой ON , очевидно, будет *центром диска*. Для небесного тела шарообразной формы диск представляет собою малый круг, угловой радиус которого δ легко находится из прямоугольного треугольника OLN , в котором $OL = R$ — линейный радиус тела, а $ON = \Delta$ — расстояние тела от точки наблюдения (практически — геоцентрическое расстояние):

$$\sin \delta = \frac{R}{\Delta} \quad (1)$$

или, ввиду того что δ всегда малый угол,

$$\delta'' = \frac{R}{\Delta \sin 1''} \quad (2)$$

Эта формула служит как для вычисления радиуса планеты R по измеренному угловому радиусу δ , так и, наоборот, для вычисления значений углового радиуса («полудиаметра») по известным R и Δ . Значения δ приводятся в астрономических ежегодниках.

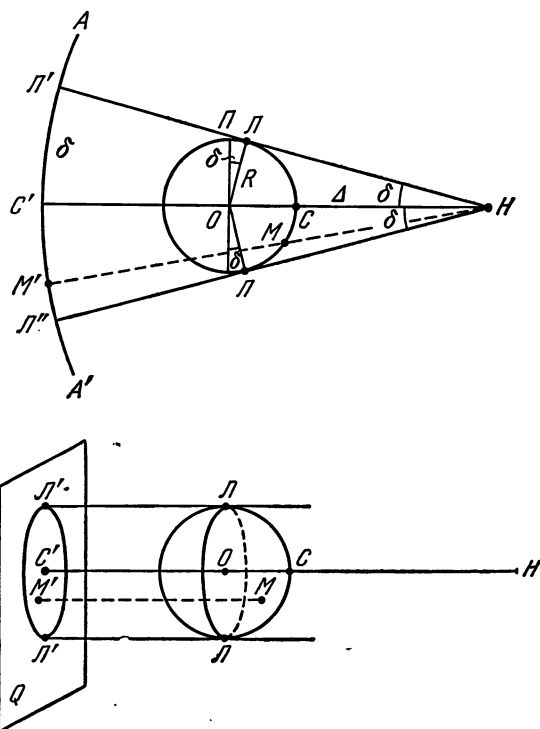


Рис. 112.

На чертеже ясно видно, что радиус $ОЛ$, проведенный через точку касания, не совпадает с перпендикуляром $ОП$ к прямой $ОН$. Из этого следует, что на поверхности планеты лимб представляет собой малый круг, перпендикулярный к $ОН$ и смещенный по отношению к сополюсному ему большому кругу в сторону наблюдателя на угол $\angle ПОЛ = \angle ЛНО = \delta$. Следовательно, наблюдатель, вообще говоря, обзоревает меньше, чем полушарие планеты.

Поскольку для планет δ не превосходит $35''$ и даже для Луны оно имеет порядок $16'$, мы можем пренебречь углом $ПОЛ$ и считать лимб большим кругом, нормальным к прямой $ОН$. Вместе с тем мы можем считать участок сферы $Л'Л''$ за плоскость, а внешнюю перспективную проекцию заменить более простой проекцией, ортографической, как это изображено на рис. 112, внизу.

Теперь у нас Q — плоскость, нормальная к $ОН$, на которую мы и будем проектировать изображенные планеты; ее называют *картинной плоскостью*. Поскольку мы углом δ пренебрегли, все проектирующие прямые теперь будут параллельны оси проекции $ОН$ и потому проекцией любой точки $М$ поверхности планеты будет основание $М'$ перпендикуляра $ММ'$, опущенного из этой точки на плоскость Q .

§ 67. Техника наблюдений деталей диска. Основным способом изучения деталей на поверхности тел солнечной системы до сих пор остается их визуальное наблюдение при помощи крупного телескопа и сильного увеличения, т. е. при возможно более высокой разрешающей способности. Необходимым условием успеха таких наблюдений является спокойствие земной атмосферы. Поэтому для планетных наблюдений рекомендуется выбирать местности с наилучшим качеством изображений, а во время самого наблюдения следить за светилом длительное время, поджидая моменты наибольшего спокойствия и резкости изображения. Фиксация виденного чаще всего выполняется в виде рисунка, составляемого от руки тут же у телескопа и сопровождаемого подробным описанием. Рисунки потом используются для получения карты планеты. В некоторых случаях положение наиболее отчетливых подробностей измеряется микрометром, но практика показывает, что это дает лишь незначительный выигрыш в точности.

Для изучения деталей фотографическим путем необходимо получать снимки планетных дисков в возможно большем масштабе. Поэтому фотографирование планет должно осуществляться длиннофокусными инструментами с эквивалентным фокусным расстоянием порядка 10—20 м. При использовании астрографа с меньшим фокусом применяют добавочные увеличительные системы.

Атмосферное дрожание сказывается на фотографическом наблюдении еще сильнее, чем на визуальном, что объясняется невозможностью «ловить» моменты успокоения изображения. В сочетании со сравнительно невысокой разрешающей способностью фотоматериалов, используемых в астрономии, это ведет к тому, что в отношении выявления деталей, малых по угловым размерам, фотография уступает визуальному наблюдению.

Зато фотографический метод позволяет обнаруживать малоконтрастные детали, глазом не воспринимаемые. Это основано на применении методов съемки и особенно печати позитивов, дающих изображение повышенной контрастности. Основным из таких методов является получение комплексных изображений с повышенным контрастом реальных деталей, состоящее в последовательном печатании позитива не с одного, а с нескольких негативов, поочередно проектируемых на одно и то же место позитива. Это ведет к тому, что контрастность зерна эмульсии и случайных дефектов снижается, а контрастность реальных деталей возрастает.

Очень полезной является съемка в узких участках спектра, вырезаемых светофильтрами. Эффективность этого способа была показана еще работами Г. А. Тихова в 1909 г. В дальнейшем особенно много дало получение изобра-

жений планет в ультрафиолетовых лучах, позволившее открыть «фиолетовые» облака на Марсе, получить полосы и положение экватора на диске Венеры и пр.

Дальнейших успехов в области получения изображений планет, крупных по масштабу и четких благодаря высокой разрешающей способности, надо ожидать от внедрения в эту отрасль наблюдательного дела электронно-оптических преобразователей и умножителей, а также телевизионной техники, с одной стороны, и от наблюдений, выполняемых вне атмосферы методами космонавтики, с другой.

§ 68. Техника измерений дисков. Весьма важной задачей является точное определение угловых диаметров дисков планет и спутников, поскольку оно позволяет, используя формулу (2), получать линейный полудиаметр и сжатие небесного тела. Для измерений такого рода применяются следующие методы.

1. **Получение углового полудиаметра** из наблюдений прохождений краев диска через меридиан места, выполняемых при обычных меридианных наблюдениях Луны и больших планет на пассажных инструментах. Ценность метода ограничена тем, что он дает только полудиаметр, совпадающий с точной параллелью, и требует дополнительной поправки за эффект фазы.

2. **Применение нитяного микрометра**, нити которого могут наводиться на края диска в любом позиционном угле. Метод применяется очень широко, но получаемые результаты отягощены значительными систематическими ошибками, проистекающими из-за иррадиации и специфики установки нитей касательно к краю диска («ошибка прикосновения»). Обычно диаметр диска получается преувеличенным.

3. **Применение гелиометра.** Последний представляет собою астрометрический прибор, состоящий из рефрактора, объектив которого разрезан по диаметру и обе половинки могут смещаться одна по отношению к другой вдоль линии разреза. При таком смещении изображение раздваивается. Установка делается на касание двух изображений противоположащими краями, что несколько снижает ошибку прикосновения. Тем не менее систематические погрешности оказываются значительными, причем измеренный диаметр, как правило, оказывается меньше истинного.

4. **Микрометр двойного изображения.** Различные варианты этого прибора основаны на том же принципе получения двух перемещаемых изображений диска, приводимых к соприкосновению, но необходимое для этого оптическое приспособление расположено в окулярном узле прибора. Это дает перед гелиометром то преимущество, что позволяет устанавливать прибор на любом телескопе, в том числе на больших рефракторах и рефлекторах, и, следовательно, вести наблюдения при большой разрешающей силе.

5. **Дисковый микрометр.** Принцип действия этого прибора состоит в том, что в поле зрения телескопа получают изображение искусственного диска, видимые размеры которого можно менять в необходимых пределах. Сначала яркость этого диска приравнивают к яркости наблюдаемого объекта и после этого делают установки на равенство видимых размеров. В отличие от ранее рассмотренных методов, для которых абсолютная случайная погрешность постоянна и потому относительная погрешность растет обратно пропорционально угловому диаметру измеряемого диска, для дискового микрометра постоянна именно относительная погрешность, что делает прибор очень выгодным для измерения малых по угловым размерам дисков.

6. **Измерение диаметра диска на фотографическом снимке.** Эффект фотографической иррадиации, в силу которого край изображения всегда размыт, а линейный диаметр изображения

на негативе растет с экспозицией, делает этот метод наименее надежным из всех.

Ни один из перечисленных методов не обладает желательной точностью. Поэтому имеет значение такая обработка наблюдений, при которой наиболее существенные систематические ошибки исключаются. Из предложенных для этого способов наибольшее применение на практике находят нижеследующие три: 1) получение постоянной поправки с измерений данной серии за иррадиацию путем измерения искусственного диска с точно известным угловым поперечником; 2) получение поправок на основании теоретических соображений относительно происхождения подлежащих исключению погрешностей и 3) представление результатов достаточно обширной серии условными уравнениями вида

$$\delta'' = \frac{\delta_0''}{\Delta} + c, \quad (3)$$

где δ'' — измеренное значение полудиаметра, Δ — геоцентрическое расстояние светила, δ_0'' — истинное значение δ при $\Delta = 1$ и c — постоянная поправка за иррадиацию; решение системы уравнений по способу наименьших квадратов позволяет получить неизвестные δ_0'' и c .

Сводки результатов определений размеров тех или иных планет публиковались многократно. В табл. 1 приводятся данные Рессела, которые, хотя

Таблица 1

Название планеты	Астрономический знак	Среднее расстояние до Солнца		Сидерический оборот (в звездных годах)	Средний диаметр		Сжатие, e	Вращение вокруг оси		Количество спутников
		астрон. единицы	$\times 10^6$ км		км	относительный (Земля-1)		период	наклон экватора к орбите	
Меркурий	☿	0,3871	57,85	0,2408	5 000	0,39	0	88 ^d	7° ?	0
Венера	♀	0,7233	108,1	0,6152	12 400	0,97	0	?	14° ?	0
Земля	♁	1,0000	149,4	1,0000	12 742	1,00	1/297	23 ⁿ 56 ^m	23°27'	1
Марс	♂	1,5237	227,7	1,8808	6 770	0,53	1/192	24 37	25 10	2
Юпитер	♃	5,2028	777,6	11,862	140 000	10,95	1/15	9 50	3 7	12
Сатурн	♄	9,5388	1426	29,457	115 000	9,02	1/10	10 14	26 45	10
Уран	♅	19,1910	2868	84,013	51 000	4,00	1/14	10 49	98	5
Нептун	♆	30,0707	4494	164,783	50 000	3,92	1/40	15	29	2
Плутон	♇	39,46	5894	294,	14 000?	1,1?	?	6 4	?	0

и не являются самыми последними по времени, но по достоверности не уступают позднейшим, имея перед последними то существенное преимущество, что в них различные характеристики каждой планеты находятся в полном соответствии между собой.

§ 69. Фазы. Поскольку часть поверхности небесного тела, не освещаемая солнечными лучами, на фоне ночного неба, как правило, не видна, видимые очертания диска определяются проекцией только освещенной части поверхности светила. Линия на поверхности последнего, отделяющая освещенную часть от неосвещенной, называется *терминатором*. Очевидно, что терминатор представляет собой геометрическое место точек касания поверхности тела с конусом лучей, вершина которого находится в центре Солнца.

При рассмотрении вопроса о фазах мы ограничимся случаем планеты шарообразной формы, что для практики достаточно, поскольку все три небесных тела, у которых можно с Земли наблюдать весь диапазон смены фаз, а именно: Луна, Меркурий и Венера, обладают исчезающе малым

сжатием. Кроме того, решая задачу приближенно, мы будем считать Солнце точечным источником света, расположенным от освещаемого тела на бесконечно большом расстоянии. Это позволит нам принимать солнечный свет за цилиндрический пучок лучей, параллельный направлению планета — Солнце, — случай, аналогичный изображенному на рис. 112 внизу, с тем отличием, что теперь в направлении H находится не Земля (наблюдатель), а Солнце.

Легко понять, что при сделанных предположениях терминатор представляет собой большой круг на поверхности планеты, плоскость которого

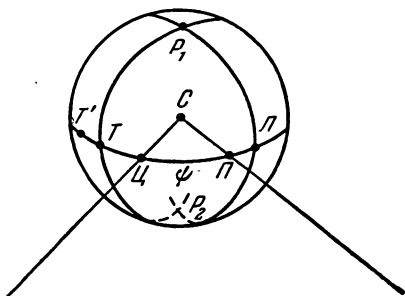


Рис. 113.

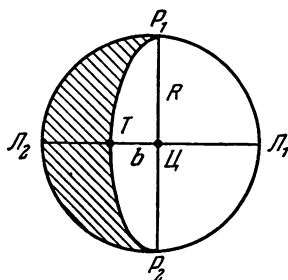


Рис. 114.

перпендикулярна к радиусу-вектору планеты. Его проекция на картинную плоскость будет половиной эллипса, большая полуось которого равна радиусу диска, а малая меняется с фазой.

Основной численной характеристикой фазы является *фазовый угол* ψ . Он представляет собой угол при центре C планеты, составляемый направлениями на центр Солнца и на наблюдателя (рис. 113). Точки пересечения этих направлений с поверхностью тела будут: полюс освещения (или подсолнечная точка) $П$, для которого Солнце стоит в зените, и центр диска $Ц$. Большой круг на поверхности тела, проходящий через эти точки и лежащий в плоскости планеты — наблюдатель — Солнце, называется *экватором интенсивности*. Легко понять, что дуга $ПЦ = \psi$ и что лимб P_1LP_2 является полярной точки $Ц$, а терминатор P_1TP_2 — полярной точки $П$, так что $\sphericalangle ЦЛ = \sphericalangle ПТ = 90^\circ$. Точки P_1 и P_2 , в которых лимб пересекается с терминатором как на поверхности тела, так и на видимом крае диска, называются *точками рогов*. Диаметр диска P_1P_2 (рис. 114), соединяющий рога, называется *линией рогов*, перпендикулярный к нему диаметр L_1L_2 представляет собой проекцию экватора интенсивности. Последний делится терминатором P_1TP_2 на две части: освещенную часть L_1T и темную часть TL_2 . Под термином *фаза планеты* понимают отношение

$$\Phi = \frac{L_1T}{L_1L_2}. \quad (4)$$

Из элементарных геометрических соображений следует, что малая полуось эллипса терминатора $ЦТ$ связана с фазовым углом ψ равенством

$$b = ЦТ = R \cos \psi, \quad (5)$$

откуда для фазы имеем формулу

$$\Phi = \frac{R + R \cos \psi}{2R} = \frac{1}{2} (1 + \cos \psi) = \cos^2 \frac{\psi}{2}. \quad (6)$$

Последняя приводит к последовательности смены фаз, показанной в табл. 2.

Таблица 2

ψ	Наименование фазы или аспекта	b/R	Φ
0°	Истинное нижнее соединение (новолуние)	-1	0
$0^\circ < \psi < 90^\circ$	Серп	$-1 < \frac{b}{R} < 0$	$0 < \Phi < \frac{1}{2}$
90°	Дихотомия (первая и последняя четверти)	0	$\frac{1}{2}$
$90^\circ < \psi < 180^\circ$	Неполная фаза	$0 < \frac{b}{R} < +1$	$\frac{1}{2} < \Phi < 1$
180°	Истинное противостояние (полнолуние)	$+1$	1

Наблюдения фаз планет состоят в измерении при помощи микрометра или иного прибора дуг P_1P_2 и L_1T и расчете видимой фазы Φ' по формуле (4). Сопоставление с истинной фазой Φ , полученной по формуле (6) и сообщаемой в астрономических ежегодниках, нередко приводит к результату $\Phi' > \Phi$, что естественно приписать сумеречным явлениям в атмосфере планеты, вследствие которых свет распространяется на часть ночного полушария и видимый терминатор смещается на отрезок дуги экватора интенсивности $T'T$ (рис. 113), называемый *сумеречной дугой*. Бывает и обратное, когда фаза Φ' , полученная из наблюдений, оказывается меньше истинной, что соответствует отрицательной сумеречной дуге.

§ 70. Планетографические координаты точек поверхности. Поскольку всякая планета вращается вокруг оси, на ее поверхности можно нанести полюсы оси вращения, экватор, меридианы, параллели и далее выражать положение точек поверхности *планетографическими координатами* — широтой β и долготой λ , вполне аналогичными географическим широтам и долготам точек земной поверхности. На планетах, как и на Земле, широты считаются положительными в сторону северного полюса (т. е. того, который расположен ближе к северному полюсу эклиптики), а долготы — от произвольно выбранного начального меридиана в сторону, обратную направлению вращения.

Меридиан, проходящий в данный момент через центр C диска, называется *центральный*. Благодаря вращению планеты его долгота, вообще говоря, монотонно возрастает со временем, но необходимо помнить, что на это явление оказывает влияние также взаимное перемещение Земли и планеты в пространстве. Легко понять, что, поскольку наблюдатель всегда находится в плоскости центрального меридиана, последний проектируется на картинную плоскость в виде прямой линии, составляющей один из диаметров диска.

Для того чтобы практически получать координаты λ и β из наблюдений, используется система вспомогательных величин, называемых *физическими координатами*, которые определяют видимое положение координатной сетки на картинной плоскости. Основными физическими координатами, сообщаемыми в астрономических эфемеридах, являются:

P — позиционный угол проекции оси вращения планеты и совпадающей с нею проекции центрального меридиана. Отсчитывается от северного направления круга склонения, проходящего центр C диска планеты против часовой стрелки, т. е. к востоку;

D (иногда B) — планетографическая широта центра диска $\mathcal{C}$. Соответствует планетоцентрическому склонению Земли, отнесенному к экватору планеты;

L — долгота центрального меридиана, отнесенная к начальному меридиану.

К физическим координатам относят также планетографические широту и долготу подсолнечной точки Π .

Определение планетографических координат состоит в том, что при помощи микрометра или иным способом измеряют прямоугольные координаты детали x и y в картинной плоскости, причем за начало берется центр диска $\mathcal{C}$, а ось OY принимается совпадающей с северным направлением круга склонения, проходящего через точку $\mathcal{C}$. Далее, по формулам

$$\varrho'' = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad \operatorname{tg} U = \frac{y}{x}$$

переходят к полярным координатам и вычисляют планетоцентрический угол γ , составляемый направлениями на наблюдателя и на деталь, по формуле

$$\sin(\gamma + \varrho) = \frac{R}{\Delta} \sin \varrho,$$

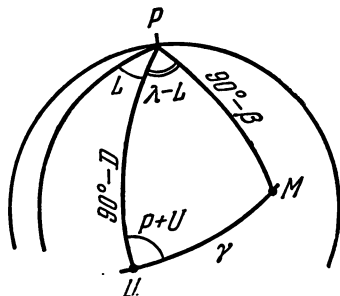


Рис. 115.

получаемой из плоского треугольника деталь — центр планеты — наблюдатель, причем через Δ обозначена сторона наблюдатель — планета, а R — радиус шара планеты.

Для перехода от координат U, γ к искомым координатам λ, β рассматриваем сферический треугольник на планетоцентрической сфере, вершинами которого являются: северный полюс планеты P , центр диска $\mathcal{C}$ и проекция детали M (рис. 115). Замечая, что стороны этого треугольника имеют величины $PC = 90^\circ - D$, $PM = 90^\circ - \beta$, $CM = \gamma$, а углы при точках P и $\mathcal{C}$ соответственно составляют $\lambda - L$ и $P + U$, легко получаем:

$$\left. \begin{aligned} \sin \beta &= \sin D \cos \gamma + \cos D \sin \gamma \cos (P + U), \\ \cos \beta \cos (\lambda - L) &= \cos D \cos \gamma - \sin D \sin \gamma \cos (P + U), \\ \cos \beta \sin (\lambda - L) &= \sin \gamma \sin (P + U), \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

что и решает нашу задачу.

Точность определения планетографических координат, как правило, невелика, а потому тригонометрический расчет целесообразно заменять различными упрощенными графическими и вычислительными приемами, которых предложено довольно много.

Результаты определения координат большого количества деталей обычно выражают в форме каталога, а также в виде карты или глобуса поверхности изучаемого тела. Заметим, что при описании отдельных планет соответствующим планетографическим координатам дают наименования, связанные с греческим названием данного небесного тела. Так, широты и долготы объектов на Луне называют *селенографическими* (от греческого Селена — Луна), на Марсе — *ареографическими* (от Арес — Марс) и т. д.

§ 71. Элементы вращения и их определение из наблюдений. Наблюдение за видимым перемещением пятен и деталей по диску планеты позволяет находить элементы, определяющие вращение планеты вокруг оси. Такими элементами являются: 1) наклон i плоскости экватора планеты к плоскости орбиты, 2) долгота Ω восходящего узла экватора, представляющего собой точку весеннего равноденствия для данной планеты, и 3) продолжи-

тельность звездного оборота планеты вокруг оси T или угловая скорость вращения $\xi = 360^\circ/T$, выражаемая в градусах за сутки. В некоторых случаях элементы i и Ω относят не к плоскости орбиты планеты, а к плоскости эклиптики; в других случаях их заменяют эклиптикальными или экваториальными координатами северного полюса планеты на небесной сфере.

Указанные выше элементы полностью решают вопрос о смене суток и сезонов на данной планете. Звездный оборот вокруг оси практически (если пренебречь прецессией) равен продолжительности звездных суток для данной планеты; средние солнечные сутки будут длиннее на величину среднего суточного движения планеты по орбите, выраженного во времени.

Наклон i экватора к плоскости орбиты определяет характер смены сезонов. Амплитуда последней астрономически выражается разностью полуденных высот Солнца для некоторой точки поверхности планеты в дни летнего

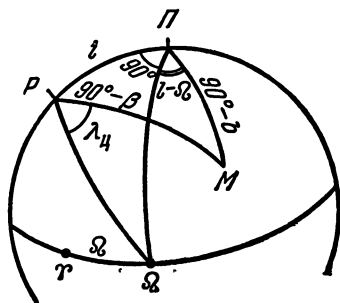


Рис. 116.

и зимнего солнцестояний, а эта разность для умеренного пояса равна $2i$. Значением i определяется и расположение климатических поясов на планете: поскольку тропики представляют собой параллели, для которых полуденное зенитное расстояние Солнца в соответствующих солнцестояниях равно нулю, широта таких параллелей будет равна i ; равным образом широты полярных кругов будут $90^\circ - i$.

Время наступления сезонов определяется планетоцентрической долготой Солнца, отнесенной к плоскости планетной орбиты. Если такие долготы отсчитывать от соответствующей точки весеннего равноденствия, т. е. от вос-

ходящего узла планетного экватора на орбите, то весеннее равноденствие соответствует долготы Солнца 0° , летнее солнцестояние 90° , осеннее равноденствие 180° и зимнее солнцестояние 270° .

Вопрос о прецессии планетных осей решается теоретическим путем, поскольку точность определения Ω из наблюдений для этого недостаточна. Зная массы и элементы орбит спутников, а также величину сжатия планеты, можно найти величину общей прецессии, вызываемой возмущающим действием спутников и Солнца, на основе теории прецессии, излагаемой в небесной механике.

Если элементы вращения планеты совсем неизвестны, то можно получить для некоторой детали поверхности планетоцентрические координаты, отнесенные к плоскости эклиптики. Обозначим выраженную в такой системе широту через b , а долготу — через l , причем последнюю будем отсчитывать от точки весеннего равноденствия Земли.

Рассмотрим сферический треугольник PRM (рис. 116), вершинами которого являются: северный полюс эклиптики P , северный полюс оси вращения планеты R и проекция детали M . Поскольку в нем $MP = 90^\circ - \beta$, $MP = 90^\circ - b$, $RP = i$ — наклон экватора планеты к эклиптике, $\angle MPR = 90^\circ + (l - \Omega)$, где Ω — долгота восходящего узла экватора планеты на эклиптике, $\angle MRP = 90^\circ - \lambda_\Omega$, где λ_Ω — долгота детали, отнесенная к экватору планеты и считаемая от восходящего узла, получаем:

$$\sin \beta = \sin b \cos i - \cos b \sin i \sin (l - \Omega), \quad (8)$$

$$\left. \begin{aligned} \cos \beta \sin \lambda_\Omega &= \sin b \sin i + \cos b \cos i \sin (l - \Omega), \\ \cos \beta \cos \lambda_\Omega &= \cos b \cos (l - \Omega). \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Имея три последовательных наблюдения детали, соответствующих трем различным моментам времени t_1 , t_2 и t_3 , мы получим систему из трех уравне-

ний вида (8), решая которую мы можем найти три неизвестных: элементы вращения i , Ω и широту детали β , а также скорость вращения ξ :

$$\xi = \frac{\lambda_{3п} - \lambda_{1п}}{t_3 - t_1}. \quad (10)$$

Однако в настоящее время этот классический способ получения элементов вращения применяется редко. В связи с применением фотографических наблюдений чаще используется метод, предложенный американским астрономом Тремплером. Он состоит в том, что, имея серию последовательных снимков планеты, получая прямоугольные координаты детали в картинной плоскости и при помощи метода наименьших квадратов или графическим путем находят видимую траекторию детали, которая будет полуэллипсом. Поскольку последний представляет собой проекцию планетографической параллели, его малая ось укажет направление проекции оси вращения, эксцентриситет даст угол наклона экватора к направлению на наблюдателя, а большая полуось — широту детали. Преимущество такого метода состоит в том, что при его применении систематические погрешности наведения нитей измерительного прибора на края изображения, обычно весьма значительные из-за фотографической иррадиации, влияния на результат не оказывают.

Поскольку в настоящее время элементы вращения известны для всех планет, кроме Венеры и Плутона, задача дальнейших исследований в этой области сводится к получению поправок к элементам. Дифференцируя равенство (8), получаем:

$$\cos \beta d\beta = -\sin b \sin i di - \cos b \sin(l - \Omega) \cos i di + \sin i \cos b \cos(l - \Omega) d\Omega.$$

При помощи равенств (9) приводим это выражение к виду

$$d\beta = \cos \lambda_{\pi} \sin i d\Omega - \sin \lambda_{\pi} di. \quad (11)$$

Заменяя дифференциалы конечными приращениями и обозначая через β значение широты, отнесенное к предварительно принятым элементам, а через β_0 — значение, отнесенное к исправленным элементам, вводим обозначения:

$$\beta - \beta_0 = \Delta\beta, \quad \Delta\Omega = \sin i = X, \quad \Delta i = -Y.$$

Это позволяет переписать равенство (11) в форме

$$\beta = \beta_0 + \Delta\beta = \beta_0 + X \cos \lambda_{\pi} + Y \sin \lambda_{\pi}. \quad (12)$$

Таким образом, если принятые значения элементов заметно отличаются от истинных, то отнесенные к ним значения β будут меняться с λ_{π} по синусоиде; получив последнюю, легко найти и искомые поправки элементов $\Delta\Omega$, Δi .

Для нахождения поправки $\Delta\xi$ к исходной угловой скорости вращения ξ получают для ряда моментов значения долготы λ некоторой детали, отнесенной к начальному меридиану, вращающемуся со скоростью ξ . Систематический ход полученных значений λ со временем указывает, что принятая скорость ξ наблюдениям не удовлетворяет. Представляя результат наблюдений в форме условных уравнений вида

$$\lambda = \lambda_0 + \Delta\xi(t - t_0), \quad (13)$$

где λ_0 — значение долготы в некоторый начальный момент t_0 , и решая эту систему по способу наименьших квадратов, получаем поправку скорости вращения $\Delta\xi$.

§ 72. Исследование вращения спектроскопическим путем. Другой способ исследования вращения планеты основан на применении принципа Доплера—Физо. В случае небесного тела, которое лишь отражает поступающую на него солнечную радиацию, смещение спектральных линий определяется

как скоростью $v_z = \frac{dR_z}{dt}$ небесного тела по отношению к Земле, так и скоростью $v_c = \frac{dR_c}{dt}$ этого тела по отношению к Солнцу (здесь R_z и R_c — геоцентрическое и гелиоцентрическое расстояния светила). Изменение $\Delta\lambda$ длины волны λ спектральной линии, соответствующее этим скоростям, выражается общей формулой

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{c} (v_z + v_c), \quad (14)$$

где c — скорость света, а скорости v_z и v_c следует считать положительными в случае удаления и отрицательными при приближении.

Смещение $\Delta\lambda$ прежде всего вызывается движением Земли и планеты по их орбитам; очевидно, что в этом случае оно будет одинаковым для всех точек диска светила. Кроме того, некоторое влияние будет оказывать вращение планеты вокруг оси, что дает смещения, различные для различных точек диска.

Легко понять, что эффект вращения будет наибольшим в точках края диска, лежащих на экваторе. Пусть фазовый угол равен нулю и потому диск полностью освещен. Вследствие вращения точки, лежащие на экваторе планеты, движутся со скоростью v_0 , определяемой равенством

$$v_0 = \frac{2\pi R}{T}, \quad (15)$$

где R — радиус экватора, а T — период оборота. Поскольку планеты, как правило, вращаются в прямом направлении, точка пересечения экватора

с восточным краем диска приближается к наблюдателю и к Солнцу со скоростью v_0 , а на западном крае удаляется с той же скоростью, что и вызывает соответствующее смещение спектральных линий. Правда, так будет только в том случае, когда Земля и Солнце находятся в плоскости экватора планеты. Рассмотрим общий случай взаимного расположения наблюдателя, планеты и Солнца.

Пусть O (рис. 117) — центр планетоцентрической сферы, PP' — ось вращения планеты, $TMKЛ$ — экватор последней, C и Z — проекции Солнца и Земли, T и L — точки пересечения экватора с терминатором и лимбом. Построив проекции планетографических меридианов $PЗМ$ и $РСК$, будем иметь: $\widehat{ЗМ} = D_z$, $\widehat{СК} = D_c$, $\widehat{KM} = \Lambda_c - \Lambda_z$, где Λ_c и Λ_z — планетографические долготы Солнца и Земли. Найдем смещение линий, соответствующее точке T . Скорость v_0 движения экватора в этой точке, будучи перпендикулярна к радиусу сферы OT , будет параллельна радиусу OK . Проектируя эту скорость на направления OC и OZ , получим компоненты скоростей v_{TC} и v_{TZ} , определяющие смещение линий:

$$v_{TC} = -v_0 \cos D_c, \quad v_{TZ} = -v_0 \cos D_z \cos (\Lambda_c - \Lambda_z).$$

Отсюда, согласно (14), для смещения линий $\Delta\lambda_T$ будем иметь:

$$\Delta\lambda_T = -v_0 \frac{\lambda}{c} [\cos D_c + \cos D_z \cos (\Lambda_c - \Lambda_z)]. \quad (16)$$

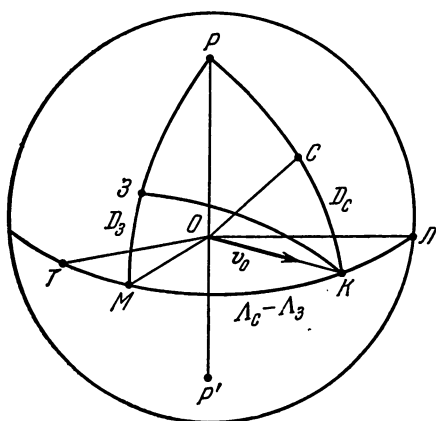


Рис. 117.

Аналогично скорость вращения в точке лимба L будет параллельна радиусу MO , перпендикулярному к OL . Проектируя радиус MO на направления OZ и OC , получим компоненты скоростей v_{LZ} и v_{LC} для точки L :

$$v_{LZ} = +v_0 \cos D_3; \quad v_{LC} = +v_0 \cos D_3 \cos (\Lambda_C - \Lambda_3),$$

что для смещения спектральных линий $\Delta\lambda_L$ дает

$$\Delta\lambda_L = v_0 \frac{\lambda}{c} [\cos D_3 + \cos D_C \cos (\Lambda_C - \Lambda_3)]. \quad (17)$$

На практике наблюдения чаще всего ведутся так, что получается смещение $\Delta\lambda$ линий в точке L по отношению к точке T . Оно будет равно

$$\Delta\lambda = \Delta\lambda_L - \Delta\lambda_T = v_0 \frac{\lambda}{c} (\cos D_3 + \cos D_C) [1 + \cos (\Lambda_C - \Lambda_3)]. \quad (18)$$

Измерения выгоднее всего вести около противостояния. В идеальном случае, когда $D_3 = D_C = 0$ и $\Lambda_C - \Lambda_3 = 0$, получаем:

$$\Delta\lambda = 4v_0 \frac{\lambda}{c}. \quad (19)$$

Наличие множителя 4 облегчает измерения, так как обеспечивает даже при малых значениях скорости v_0 довольно значительное смещение $\Delta\lambda$.

Имея v_0 , получаем период вращения планеты T по формуле

$$T = \frac{2\pi R}{v_0}, \quad (20)$$

где R — радиус экватора.

Техника наблюдений состоит в том, что при помощи длиннофокусного объектива или зеркала на щель спектрографа, обладающего возможно большей дисперсией, проектируется изображение диска исследуемой планеты. Спектрограф поворачивается так, чтобы направление щели совпадало с проекцией отрезка меридиана TL . На полученной спектрограмме эффект вращения планеты проявится тем, что, поскольку края спектра будут соответствовать спектрам точек T и L , концы линий сместятся в противоположные стороны, благодаря чему линии будут несколько наклонены к нормальному их направлению (рис. 118 слева). Для получения скорости v_0 по такой спектрограмме предложены следующие три метода.

1. Абсолютные измерения лучевых скоростей v_T и v_L для точек T и L методами, описанными в I томе, после чего искомая скорость экватора получается по формулам (16) и (17). Недостатки метода: трудоемкость, влияние систематических ошибок, обусловленных размытостью краев спектра на спектрограмме из-за дрожания изображения и фотографической иррадиации, неточность фиксации измеряемых точек на диске (фактически измеряются не сами точки T и L , но участки диска, смещенные к центру последнего), влияние инструментальных факторов.

2. Относительное сравнение положений линий на противоположных краях того же спектра или двух разных спектров. Выполняется на спектро-

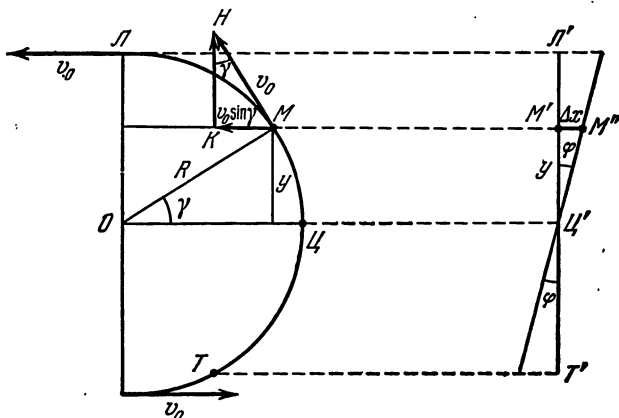


Рис. 118.

компараторе, дает линейное относительное смещение концов линий Δx и далее через дисперсию $D = \frac{d\lambda}{dx}$ — соответствующую разность длин волн $\Delta\lambda$, выражаемую формулой (18). Погрешности те же, что и в предыдущем методе.

3. Измерение наклона линий. Для уяснения этого метода рассмотрим рис. 118, на котором $TЦЛ$ — обращенная к наблюдателю половина экватора, M — некоторая точка на ней, $MН$ — вектор скорости v_0 . Для наблюдателя, расположенного в направлении $ОЦ$, точка M проецируется на картинную плоскость $T'Л'$ в точке M' , отстоящей от $Ц'$ на расстоянии $y = R \sin \gamma$, где R — радиус экватора, а γ — планетоцентрическое угловое расстояние точки M от центра диска $Ц$. Проекция скорости v_0 на линию зрения $ММ'$ изображается вектором $МК$ и, следовательно, равна $v_{03} = v_0 \sin \gamma$. Из этого вытекает, что $v_{03} = v_0 \frac{y}{R}$ и линейное смещение спектральной линии в точке спектрограммы M' , соответствующей точке M диска, будет

$$M''M' = \Delta x = D \Delta\lambda = v_0 \frac{D}{R} \frac{\lambda}{c} y.$$

Отсюда видно, что смещение Δx пропорционально расстоянию y от центральной линии спектрограммы в правой части рис. 118, соответствующей точке $Ц'$. Это означает, что эффект Доплера, обусловленный вращением, вызывает поворот линии относительно ее нормального направления $Л'Ц'$ на некоторый угол φ без искривления линии.

Из чертежа имеем:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\Delta x}{y} = v_0 \frac{D}{R} \frac{\lambda}{c},$$

откуда и находим v_0 :

$$v_0 = c \frac{R \varphi^\circ \sin 1^\circ}{\lambda D}. \quad (21)$$

Определение угла φ выполняется при помощи измерительной машины, позволяющей измерять позиционные углы. Оно сводится к тому, что нити измерительного микроскопа устанавливают сначала параллельно несмещенным линиям источника сравнения (направление $М''Ц'$), а потом по наклонным линиям спектра планеты. Разность отсчетов по позиционному кругу и дает искомый угол φ . Такой процесс не очень точен в смысле погрешностей случайных, но зато в значительной мере свободен от погрешностей систематических, присущих другим методам.

Принцип Доплера как средство исследования вращения планет одним из первых применил А. А. Белопольский в Пулковке, который по спектрограммам, полученным на 30-дюймовом рефракторе, успешно определил периоды вращения Юпитера, Сатурна и различных зон сатурновых колец.

§ 73. Диск планеты, обладающей заметным сжатием. Пусть планета представляет собой сфероид, имеющий сжатие ε и соответствующий эксцентриситет e .

Если наблюдатель находится в плоскости экватора планеты, т. е. если $D = 0$, то диск планеты будет иметь вид эллипса с полуосями a , b и эксцентриситетом e . С увеличением D эксцентриситет умень-

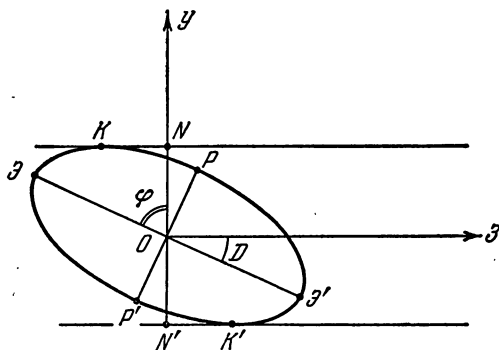


Рис. 119.

шается, и при $D = 90^\circ$ $e = 0$, поскольку в этом случае лимб совпадает с экватором — случай, реально наблюдаемый только для Урана.

Для получения зависимости между e и D рассмотрим рис. 119. На нем эллипс $P\mathcal{P}'\mathcal{O}'$ представляет собой центральный меридиан планеты, $OP = b$ и $O\mathcal{O}' = a$ — полуоси меридиана, $O\mathcal{O}'$ — направление на Землю, $\angle \mathcal{O}\mathcal{O}' = D$. Строим касательные к эллипсу NK и $N'K'$. Очевидно, что расстояние NN' между ними определяет полярный диаметр диска на картинной плоскости.

Берем систему прямоугольных координат с началом в центре эллипса O и направляем оси OX и OY вдоль большой и малой полуосей эллипса. Координаты точки касания K обозначим через x_1 и y_1 . Вспоминая уравнение прямой, касательной к эллипсу в заданной точке, напишем:

$$x \frac{x_1}{a^2} + y \frac{y_1}{b^2} - 1 = 0. \quad (22)$$

С другой стороны, замечая, что $ON \perp NK$, и полагая $NO = b_1$, $\angle \mathcal{O}ON = \varphi$, можем написать уравнение той же прямой в «нормальной» форме:

$$x \cos \varphi + y \sin \varphi - b_1 = 0$$

или

$$x \frac{\cos \varphi}{b_1} + y \frac{\sin \varphi}{b_1} - 1 = 0.$$

Сравнивая коэффициенты при x и y в этом уравнении и в уравнении (22), приходим к равенствам:

$$\frac{x_1}{a^2} = \frac{\cos \varphi}{b_1}, \quad \frac{y_1}{b^2} = \frac{\sin \varphi}{b_1}$$

или

$$\frac{x_1}{a} = \frac{a}{b_1} \cos \varphi, \quad \frac{y_1}{b} = \frac{b}{b_1} \sin \varphi.$$

Возводя эти выражения в квадрат и складывая, получим:

$$\frac{x_1^2}{a^2} + \frac{y_1^2}{b^2} = \frac{a^2}{b_1^2} \cos^2 \varphi + \frac{b^2}{b_1^2} \sin^2 \varphi = 1.$$

Решая это уравнение относительно b_1 и принимая во внимание, что $b^2 = a^2(1 - e^2)$, имеем:

$$b_1^2 = a^2 \cos^2 \varphi + b^2 \sin^2 \varphi = a^2 (1 - e^2 \sin^2 \varphi).$$

Используя равенства

$$e^2 = 2\varepsilon - \varepsilon^2, \quad \varphi = 90^\circ - D,$$

окончательно получим для полярного полудиаметра диска b_1 такое выражение:

$$b_1 = a \sqrt{1 - (2\varepsilon - \varepsilon^2) \cos^2 D}. \quad (23)$$

Для видимого сжатия диска ε_1 это дает:

$$\varepsilon_1 = \frac{a - b_1}{a} = 1 - \sqrt{1 - (2\varepsilon - \varepsilon^2) \cos^2 D}. \quad (24)$$

Поскольку ε — величина небольшая, а точность, с которой на практике определяются a и b в настоящее время, невелика, целесообразно пренебречь членами второго и высших порядков относительно ε . Получаем:

$$\varepsilon_1 = 1 - (1 - 2\varepsilon \cos^2 D)^{1/2} = \varepsilon \cos^2 D.$$

В соответствии с этим формула для получения истинного сжатия сфероида планеты ε по измеренному видимому сжатию ее диска ε_1 будет иметь вид

$$\varepsilon = \varepsilon_1 \sec^2 D. \quad (25)$$

§ 74. Характеристики планеты, связанные с массой. Масса является основной характеристикой всякого космического тела. Проблема определения масс рассматривается в руководствах по небесной механике. Здесь достаточно напомнить, что существуют два способа нахождения массы. Первый способ основан на применении третьего закона Кеплера в его обобщенной Ньютоном форме к движению спутников, обращающихся вокруг данной планеты. Его применение требует разработки точной теории движения спутника, поскольку только такая теория может дать необходимые для расчета величины: большую полуось эллипса орбиты a и период оборота T . Второй метод основан на анализе тех возмущений, которые данное тело вызывает в движении других тел. Этот метод применяется в первую очередь для определения масс планет, не имеющих спутников, а также для определения масс крупных спутников в системах планет группы Юпитера. Нередко он наряду с первым применяется и к планетам, имеющим спутников. Для малых членов солнечной системы, к числу которых должны быть отнесены астероиды и мелкие спутники, определение масс невозможно, а потому тут приходится довольствоваться чисто предположительными оценками, основанными на тех или иных косвенных соображениях.

Имея массу, легко получить среднюю плотность небесного тела $\bar{\kappa}$, разделив массу M на объем V :

$$\bar{\kappa} = \frac{M}{V}. \quad (26)$$

Для шарообразного тела объем вычисляется по общеизвестной формуле $V = \frac{4}{3} \pi R^3$. В случае заметного сжатия используется эта же формула, но вместо R подставляется так называемое среднее значение радиуса $\bar{R} = \frac{1}{3} (2a + b) = a(1 - \frac{1}{3} \varepsilon)$, где a и b — большая и малая полуоси сфероиды, ε — сжатие, либо применяется обычная формула для объема эллипсоида $V = \frac{4}{3} \pi a^2 b$.

Далее, масса позволяет вычислить среднее ускорение силы тяжести на поверхности планеты, выражаемое формулой

$$g = G \frac{M}{\bar{R}^2}, \quad (27)$$

где G — постоянная тяготения, равная $6,67 \cdot 10^{-8}$ единицы CGS. Распределение силы тяжести по поверхности планеты может быть выражено известной формулой Клеро

$$g = g_0 (1 + \eta \sin^2 \beta), \quad (28)$$

где β — планетографическая широта, g_0 — ускорение силы тяжести на экваторе, в первом приближении выражаемое формулой (27), а параметр η имеет значение

$$\eta = \frac{g_{90^\circ} - g_0}{g_0} = \frac{5}{2} q - \varepsilon.$$

Здесь q представляет собой отношение центробежного ускорения на экваторе планеты к g_0 , которое с приближением, достаточным для нашей цели, может быть выражено равенством

$$q = \frac{3}{4} \frac{\omega^2}{G \bar{\kappa}} = \frac{3\pi}{G \bar{\kappa} T}, \quad (29)$$

где ω — угловая скорость вращения планеты, а T — период ее оборота вокруг оси. Параметр q представляет тот интерес, что в сочетании со сжатием

планеты ε он позволяет делать некоторые заключения о внутреннем строении тела. Именно, как показал Клеро, значение отношения ε/q для всякого реального тела должно заключаться между $1/2$ и $1^{1/4}$, причем нижний предел соответствует случаю предельной концентрации вещества к центру, когда вся масса практически сосредоточена в центре тела, а верхний предел соответствует постоянной плотности вещества во всем объеме тела.

Важной физической характеристикой тела является также критическая скорость, или скорость убегания v_k , при которой движение у поверхности планеты является параболическим*):

$$v_k = \sqrt{2G \frac{M}{R}} = \sqrt{2gR}. \quad (30)$$

Связанные с массой характеристики, перечисленные выше, приводятся в табл. 3.

Таблица 3

Название планеты	$\frac{M}{M_3}$	$\bar{\kappa},$ г/см	$\bar{\kappa}$ кЗ	$\frac{g}{g_3}$	$\frac{\varepsilon}{q}$	$\frac{v_k}{\text{км/сек}}$
Меркурий	0,04	3,8	0,70	0,27	—	3,6
Венера	0,81	4,9	0,88	0,85	—	10,2
Земля	1,00	5,5	1,00	1,00	0,97	11,2
Марс	0,11	4,0	0,72	0,38	1,14	5,0
Юпитер	316,9	1,3	0,24	2,64	0,63	60
Сатурн	94,9	0,7	0,13	1,17	0,54	36
Уран	14,7	1,3	0,23	0,92	0,74	21
Нептун	17,2	1,6	0,29	1,12	0,57	23
Плутон	0,99					

Здесь M_3 , κ_3 , g_3 обозначают массу, среднюю плотность и ускорение силы тяжести для Земли.

§ 75. Блеск, величина и цвет планеты. В случае планет и спутников, как и в случае звезд (см. т. I, § 122), ту освещенность E_n , которую светило создает в точке наблюдения, называют термином *блеск*. Десятичный логарифм блеска, умноженный на коэффициент— 2,5, представляет собой *звездную величину планеты* m_n . Последняя измеряется путем фотометрического сравнения со звездами, величины которых достаточно хорошо известны (северный полярный ряд, стандартные площадки), причем применяется та же методика, что и при фотометрии звезд. Некоторые затруднения, требующие иногда специальных предосторожностей, создаются, с одной стороны, собственным движением планет и спутников, придающих их изображениям на негативах продолговатую форму и делающих их несравнимыми со звездами, а с другой стороны, значительными угловыми размерами дисков больших планет.

Блеск и величина планет довольно быстро меняются со временем, что в первую очередь вызывается изменением расстояния до Земли и до Солнца и изменением фазы. Известное влияние могут иметь и другие факторы, как, например, наклон плоскости экватора к направлению на наблюдателя, вращение вокруг оси, изменяющее расположение светлых и темных пятен на

*) Скорость v_k , при которой тело удаляется с поверхности планеты в бесконечность, получило также название второй космической скорости. При первой космической скорости, равной $\sqrt{gR}$, тело становится спутником планеты, обращающимся по круговой орбите радиуса R .

диске, сезонные изменения окраски поверхности и другие, но влияние это второстепенно.

Рассмотрим планету, имеющую форму шара радиуса R . Ее блеск E_{Π} будет пропорционален площади проекции шара πR^2 и солнечной освещенности E_C на некотором стандартном расстоянии Δ_0 и обратно пропорционален квадратам радиуса вектора Δ и геоцентрического расстояния L . Обозначая коэффициент пропорциональности через Γ , напишем:

$$E_{\Pi} = \Gamma E_C \frac{\Delta_0^2}{\Delta^2} \frac{\pi R^2}{L^2} f(\psi). \quad (31)$$

Здесь $f(\psi)$ — так называемая *фазовая функция* или *фазовая кривая*, выражающая изменение блеска в зависимости от фазового угла ψ . Она нормируется так, чтобы $f(0) = 1$. Переходя к звездным величинам, представим формулу (31) так:

$$m_{\Pi} = -2,5 \lg E_{\Pi} = -2,5 \lg \pi \Gamma E_C \Delta_0^2 R^2 + 5 \lg \Delta L - 2,5 \lg f(\psi). \quad (32)$$

Обычно принимают Δ_0 равным астрономической единице, E_C — солнечной освещенности на среднем расстоянии Земли от Солнца, а Δ и L тоже выражают в астрономических единицах. В этом случае первый член правой части формулы (32)

$$g = -2,5 \lg \pi \Gamma E_C R^2, \quad (33)$$

очевидно, представляет собой ту звездную величину, какую планета имела бы для наблюдателя, находящегося в центре Солнца, если бы расстояние Δ до последнего было равно астрономической единице. Величину g называют *абсолютной величиной* планеты или спутника; это основная фотометрическая постоянная небесного тела. В других случаях, и притом только для верхних планет, приводят *звездную величину в средней оппозиции* m_0 . Под этим термином понимают ту величину, которую имела бы планета при $\psi = 0$, если бы ее расстояние до Солнца равнялось большой полуоси орбиты a , а расстояние L до Земли составляло бы $a-1$. Легко найти, что зависимость между m_C и g сводится к равенству

$$m_C = g + 5 \lg a (a - 1). \quad (34)$$

Фазовая кривая получается эмпирически, путем измерения величины планеты при разных значениях фазового угла ψ . С достаточной полнотой это можно выполнить только для трех светил: Меркурия, Венеры и Луны, поскольку верхние планеты могут наблюдаться только в ограниченном диапазоне ψ . Результаты измерений обычно представляют в форме степенного ряда:

$$-2,5 \lg f(\psi) = k\psi + l\psi^2 + n\psi^3 + \dots$$

В случае верхних планет, для которых наблюдения дают только начальную часть кривой, ограничиваются первым членом, коэффициент k которого называют *фазовым коэффициентом* или *коэффициентом фазы*. Этот коэффициент — очень важная фотометрическая характеристика небесного тела.

Объединяя обозначения и равенства, приведенные выше, мы получим нижеследующую формулу для расчета m_{Π} :

$$m_{\Pi} = g + k\psi + l\psi^2 + n\psi^3 + 5 \lg \Delta L. \quad (35)$$

Формулы такого вида применяются, в частности, для предвычисления тех значений m_{Π} , которые сообщаются в астрономических ежегодниках. Численные значения параметров g , m_0 и k , а также фотометрические характеристики планет, которые будут рассмотрены ниже, приведены в табл. 4.

Измеряя величину планеты в двух участках спектра, например фотографическом и фотовизуальном, можно получить показатель цвета C . Поскольку

Таблица 4

Название планеты	m_0	g	h	δ_1	A_r	A_H	q	A_c	Показатель цвета
Меркурий I . . .	-2,94	-0,88	0,037	3",45	0,164	0,246	0,42	0,069	
Меркурий II . . .	-2,12	-0,06	0,023	3,45	0,077	0,115	0,72	0,055	
Венера	-4,77	-4,06	0,013	8,55	0,492	0,738	1,20	0,59	+0,78
Земля	-4,57*	-3,52*	0,016*	8,79*	0,29*	0,44*			0,45
Марс	-1,85	-1,36	0,015	4,67	0,139	0,208	1,11	0,154	1,38
Юпитер	-2,29	-8,99	0,015	95,23	0,375	0,562	—	—	0,96*
Сатурн	+0,89	-8,67	0,015	77,95	0,420	0,63	—	—	1,12
Уран	+5,74	-6,98	—	36,00	0,42	0,63	—	—	
Нептун	+7,15	-7,06	—	34,5	0,49	0,74	—	—	
Плутон	+14,71*	-1,19*	—	—	0,03*?	0,04*?	—	—	0,67*

Все числа даны по сводке Рессела, кроме отмеченных знаком *.

ку планеты и спутники светят отраженным солнечным светом, эта характеристика для них имеет не столь большое значение, как для звезд. Более удобной является величина, называемая *цветовым избытком* или *показателем желтизны*, которая выражается равенством

$$D = C - C_{\odot}, \quad (36)$$

где C — значение показателя цвета для планеты, а $C_{\odot}$ — для Солнца. Очевидно, что когда $D > 0$, то это указывает на преимущественное отражение поверхностью тела лучей длинноволновой части спектра, в случае же $D < 0$, — напротив, на усиленное рассеяние коротковолновых лучей, в то время как при $D = 0$ мы будем иметь нейтральное отражение. На практике определение величины D встречается с тем обстоятельством, что трудно получить показатель цвета Солнца $C_{\odot}$ в той же цветовой системе. Поэтому предложены методы прямого сравнения цвета планеты и солнечных лучей, отражаемых белым экраном. С другой стороны, считается допустимым заменять солнечный свет светом звезд, по спектральному классу одинаковых с Солнцем (класс dG2), что очень упрощает технику колориметрических наблюдений, так как сводит определение D к сравнению цвета планеты и звезды, выполняемому при равных высотах светил над горизонтом.

Более полные, нежели колориметрия, материалы дает интегральная спектрофотометрия света планет. Здесь тоже в качестве стандарта берут либо солнечный свет, либо свет звезд того же спектрального состава. Конечным результатом спектрофотометрических наблюдений, осуществляемых либо при помощи щелевого спектрографа, либо камерой с объективной призмой, является кривая изменения с длиной волны λ отношения интенсивности света планеты $j(\lambda)$ к соответствующей интенсивности солнечного света $j_{\odot}(\lambda)$. Обычно эту величину дают в относительных единицах, принимая за единицу отношение интенсивностей при некотором произвольном значении λ .

Еще одной формой изучения интегрального света, поступающего от планеты или спутника, является измерение поляризации. Отраженный свет бывает, как правило, частично поляризован, т. е. представляет собой смесь естественного неполяризованного света интенсивности E_e и лучей, поляризованных в некоторой плоскости, интенсивность которых мы обозначим через E_p . Задача наблюдений состоит в том, чтобы измерить степень поляризации p :

$$p = \frac{E_p}{E_e + E_p}, \quad (37)$$

и найти положение плоскости поляризации. Техника наблюдений такого рода была наиболее полно разработана французским астрономом Лию, который построил весьма чувствительный визуальный поляриметр и выполнил с ним обширные серии наблюдений света Луны и планет. Фотографическая фотометрия для наблюдений поляризации менее полезна, так как ее низкая точность не позволяет выявлять ту незначительную поляризацию, которой характеризуется свет планет, но фотоэлектрические методы тут могут применяться с успехом.

§ 76. Отражательная способность. Конечной целью фотометрических наблюдений планет и спутников является получение таких численных характеристик отражательной способности их поверхности, которые позволяли бы дальнейшее сопоставление с различными материалами, горными породами и участками земных ландшафтов.

Поверхность планеты и спутника является матовой или рассеивающей. Это значит, что поступающий на нее направленный пучок солнечных лучей она рассеивает во всех направлениях. Вследствие этого плоский элемент поверхности, будучи освещен извне, в любом направлении будет иметь некоторую яркость B , и эта яркость будет пропорциональна освещенности E этого элемента:

$$B = \frac{r}{\pi} E. \quad (38)$$

Входящий в эту формулу коэффициент

$$r = \frac{\pi B}{E} \quad (39)$$

называется *коэффициентом яркости* или *светлотой*; он представляет собой основную характеристику отражательной способности матовой поверхности.

Для некоторых рассеивающих материалов яркость одинакова во всех направлениях. Это означает, что коэффициент r не зависит от угла отражения ε , составляемого отраженным лучом и нормалью к поверхности. Можно себе представить такой случай, когда значение r остается одинаковым и при всех значениях угла падения i освещающего пучка лучей. Поверхность, для которой r является постоянным, т. е. одинаковым для всех комбинаций направлений падающего и отражаемого лучей, называется *идеально матовой* или *ортотропной*.

Идеально матовых материалов в природе не существует, но понятие ортотропной поверхности имеет важное теоретическое значение для фотометрии отражающих объектов. Для многих задач практической фотометрии необходимо иметь экраны, которые удовлетворяли бы условию ортотропности в пределах точности измерений. К этому условию в той или иной мере приближаются хорошо матированные поверхности таких материалов, как молочное стекло, мрамор, мел, гипс, и в еще лучшей степени - мучнистые поверхности экранов, специально изготовленных путем прессования порошкообразных веществ - окиси магния (MgO), барита ($BaSO_4$) и других. Однако при углах падения освещающего пучка лучей, близких к 90° , даже у таких экранов отклонения от ортотропности становятся значительными.

Пусть элемент ортотропной поверхности площади s освещается однородным пучком параллельных лучей, дающим на нормальной к нему плоскости освещенность E_0 . Если угол падения на элемент равен i , то освещенность будет $E_0 \cos i$, а яркость, согласно формуле (38), составляет $\frac{r}{\pi} E_0 \cos i$. Используя известное соотношение между силой света и яркостью (т. I, § 117, формула (19)), для силы света I элемента в направлении, составляющем с нормалью угол ε , будем иметь

$$I = \frac{r}{\pi} s E_0 \cos i \cos \varepsilon. \quad (40)$$

Таким образом, сила света рассеивающего элемента пропорциональна косинусам углов падения и отражения. Это положение известно под названием «закона косинусов» или «закона Ламберта». Очевидно, что этот закон будет верен только при $r = \text{const}$. Поэтому ортотропную поверхность можно определить еще так: это такая поверхность, которая строго следует закону косинусов Ламберта.

У реально существующих веществ и материалов коэффициент r с направлением меняется, причем иногда очень сильно. Введя систему сферических координат с полюсом в направлении нормали к элементу, мы будем определять некоторое направление полярным расстоянием i или ε и азимутом ϑ , считаемым от плоскости, заключающей направление освещающих лучей. Это позволяет представить коэффициент яркости как функцию трех углов:

$$r = r_0 f(i, \varepsilon, \vartheta), \quad (41)$$

где r_0 — некоторая постоянная величина. Поскольку эта функция, как правило, может быть задана только численно, ее удобно представлять графически в виде векторной диаграммы, на которой от начала координат откладывают по разным направлениям отрезки, по длине пропорциональные значениям r при данном значении i . Поверхность, проведенная через концы этих отрезков, называется *индикатрисой отражения*. Форма ее бывает самой разнообразной. Чаще других встречаются следующие два случая: 1) индикатриса, вытянутая по направлению освещающего луча в сторону источника света; это имеет место для сильно иссеченных, изрытых образований, типа вскопанной почвы, растительных покровов, нагромождений осколков и т. п.; 2) индикатриса, вытянутая по направлению зеркально отраженного луча, что указывает на наличие частичного зеркального отражения, дающего рефлексы и блики (глянцевитые материалы). Для ортотропной поверхности индикатриса, очевидно, имеет форму полусферы. Изучению индикатрис разных материалов посвящены многочисленные работы Н. С. Орловой.

Наиболее простой путь к определению коэффициентов яркости на практике состоит в сравнении яркости B данной поверхности с яркостью B_0 стандартного экрана при совершенно одинаковом освещении. Из формулы (38) вытекает, что если коэффициент яркости экрана r_0 известен, то коэффициент яркости r изучаемого образца может быть получен по формуле

$$r = r_0 \frac{B}{B_0}. \quad (42)$$

При работах не очень высокой точности в качестве абсолютного эталона для таких измерений используют белый экран (например, гипсовый), покрытый окисью магния путем копчения в пламени горящего химически чистого металлического магния. Для такого экрана в пределах точности 2—3% можно положить $r_0 = 1$.

Величину r , отнесенную к монохроматическому лучистому потоку с длиной волны λ , обозначают через $r(\lambda)$ и называют *спектральным коэффициентом яркости*. Ход последнего по спектру определяет цвет данного вещества. Если $r(\lambda)$ в пределах используемого участка спектра постоянно, то вещество называют нейтрально рассеивающим или серым.

Определение спектральных коэффициентов яркости чаще всего ведется на основании формулы (42), но сравнение яркостей в монохроматическом излучении осуществляется спектрофотометрически. Большое количество измерений $r(\lambda)$ для различных материалов и земных ландшафтов было выполнено и опубликовано Е. Л. Криновым.

§ 77. Альбе́до. Под общим термином *альбе́до*, который происходит от латинского прилагательного *albus* — белый и, следовательно, означает «белизна», в астрономии понимают группу величин, характеризующих

общую долю света, отражаемую некоторой поверхностью во всех направлениях.

Наиболее простым является понятие альbedo для однородного элемента плоской поверхности. Пусть на этот элемент поступает от источника излучения световой поток Φ_0 , а рассеивается обратно в пространстве поток Φ . Отношение

$$A = \frac{\Phi}{\Phi_0} \quad (43)$$

называют *плоским* или *истинным альbedo*; иногда также к нему применяют термин «альbedo по Ламберту»; в светотехнике его же называют *коэффициентом диффузного отражения* и обозначают буквой ρ .

Плоское альbedo данного образца, вообще говоря, меняется с условиями освещения и, в частности, с углом i падения освещающего потока лучей на поверхность образца. Оно различно также для различных участков спектра.

Поскольку падающий на элемент поток пропорционален освещенности ($\Phi_0 = sE$), а рассеиваемый¹ поток — светимости ($\Phi = sR$), альbedo A , очевидно, равно отношению R/E . Это позволяет, пользуясь формулами, приведенными в § 116 первого тома, легко получить зависимость между альbedo и коэффициентом яркости. Для этого надо в формуле (17) указанного параграфа заменить $B_{\phi}(\varphi, \vartheta)$ на $r_0 E_{\phi}(i, \varepsilon, \vartheta) \cos i / \pi$, а угол φ на ε , что дает значение R . Поскольку освещенность E равна $E_0 \cos i$, легко получаем:

$$A = \frac{R}{E} = \frac{r_0}{\pi} \int_{\vartheta=0}^{2\pi} \int_{\varepsilon=0}^{\frac{\pi}{2}} f(i, \varepsilon, \vartheta) \sin \varepsilon \cos \varepsilon d\varepsilon d\vartheta. \quad (44)$$

Для случая ортотропной поверхности $f(i, \varepsilon, \vartheta) = 1$ и потому

$$A = r_0. \quad (45)$$

В некоторых задачах фотометрии используется понятие *абсолютно белой поверхности*. Так называется ортотропная поверхность, альbedo которой равно единице. В силу равенства (45) коэффициент яркости такой поверхности тоже равен единице, что и определяет систему коэффициентов яркости, описанных выше. Таким образом, под термином «коэффициент яркости» следует понимать отношение яркости B матовой поверхности в данном направлении к яркости B_0 абсолютно белой поверхности, находящейся в точно таких же условиях освещения:

$$r = \frac{B}{B_0}. \quad (46)$$

Как было указано в предыдущем параграфе, на практике в качестве суррогата абсолютно белой поверхности используют экран, покрытый окисью магния, для которой альbedo в визуальном участке спектра составляет 0,97—0,99.

Определение альbedo A даже для земных образцов представляет не простую задачу, так как требует измерения светового потока Φ , рассеиваемого на целую полусферу, что осуществляется при помощи так называемых интегрирующих фотометров или специальных установок, называемых альбедометрами, примером которых может служить альбедометр В. Г. Фесенкова. Техника измерения альbedo естественного покрова земной поверхности в полевых условиях была разработана советским актинометристом Н. Н. Калитиным. В отношении элементов поверхности небесных тел такие методы неприменимы, а потому и плоское альbedo для них, вообще говоря, нам неизвестно.

Специально по отношению к планетам и спутникам применяют другую характеристику отражательной способности, которую называют *сферическим альbedo* (иногда также альbedo Бонда) и обозначают через A_c .

Сферическое альбе́до — отношение светового потока Φ_{π} , рассеиваемого всем освещенным полушарием планеты во всех направлениях, к световому потоку Φ_0 , поступающему от Солнца на это полушарие:

$$A_c = \frac{\Phi_{\pi}}{\Phi_0}. \quad (47)$$

Рассмотрим планету, имеющую форму шара и находящуюся на расстоянии Δ от Солнца. Пусть O — центр этой планеты (рис. 120), OC — направление на Солнце. Построим сферу KP произвольного радиуса L с центром в O и рассмотрим на ней систему сферических координат с полюсом в точке P пересечения поверхности сферы с радиусом-вектором OC . В этом случае полярное расстояние MP , очевидно, будет равно фазовому углу ψ .

Вырежем на поверхности сферы элементарный пояс MM' , ограниченный малыми кругами, полярные расстояния которых равны ψ и $\psi + d\psi$. Площадь ds этого пояса равна $2\pi L^2 \sin \psi d\psi$, а освещенность E_{π} поверхности сферы на этой площади рассеиваемым планетой светом выражается равенством (31).

Поскольку световой поток Φ равен произведению освещенности на площадь для элемента потока $d\Phi_{\pi}$, приходящегося на площадь пояса, будем иметь:

$$d\Phi_{\pi} = E_{\pi} ds = 2\pi^2 \Gamma E_c \frac{\Delta_0^2 R^2}{\Delta^2} f(\psi) \sin \psi d\psi.$$

Весь поток Φ , рассеиваемый освещенным полушарием планеты во всех направлениях, мы получим, выполнив интегрирование этого выражения по всей поверхности сферы, что дает:

$$\Phi_{\pi} = 2\pi^2 \Gamma E_c \frac{\Delta_0^2 R^2}{\Delta^2} \int_0^{\pi} f(\psi) \sin \psi d\psi.$$

С другой стороны, поток Φ_0 , падающий на освещенное полушарие, равен солнечной освещенности, умноженной на площадь сечения шара планеты:

$$\Phi_0 = \pi R^2 \frac{\Delta_0^2}{\Delta^2} E_c.$$

Подставив найденные значения Φ_{π} и Φ_0 в равенство (47), находим:

$$A_c = 2\pi \Gamma \int_0^{\pi} f(\psi) \sin \psi d\psi. \quad (48)$$

Величину $\pi \Gamma$ принято называть термином *геометрическое альбе́до*; мы ее обозначим через A_r (нередко ее обозначают также буквой p). Удвоенное значение интеграла формулы (48) называют *фазовым интегралом* и обозначают через q . С введенными обозначениями формулу (48) мы перепишем так:

$$A_c = q A_r. \quad (49)$$

Таким образом, сферическое альбе́до равно геометрическому альбе́до, умноженному на фазовый интеграл. Последний можно вычислить точно только в том случае, если известна фазовая кривая $f(\psi)$, что имеет место для Луны,

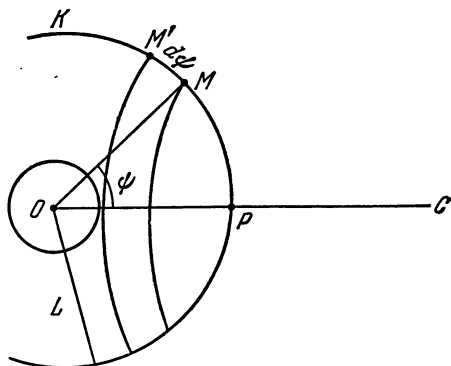


Рис. 120.

Меркурия и Венеры. Если этого нет, то прибегают к разным приемам приближенного или условного расчета. Так, для Марса известна значительная часть фазовой кривой, а потому недостающую часть можно попытаться получить путем экстраполирования. В других случаях применяют эмпирически найденные зависимости между фазовым коэффициентом и параметром q . Для наиболее далеких планет фазовый коэффициент тоже определяется очень неточно. В этом случае остается вычислять сферическое альbedo в предположении, что поверхность планеты ортотропна, т. е. следует формуле (40). Это приводит к фазовой кривой следующего вида:

$$f(\psi) = \frac{1}{\pi} [\sin \psi + (\pi - \psi) \cos \psi], \quad (50)$$

что после подстановки в (48) дает $q = \frac{3}{2}$. Вычисленное таким путем значение альbedo предложено называть *иллюстративным* и обозначать через $A_{и}$. Для тела, поверхность которого не ортотропна, физический смысл $A_{и}$ состоит в том, что оно равно отношению действительного значения блеска планеты при $\psi=0$ к тому значению, которое имело бы место, если бы вся поверхность тела была абсолютно белой. Иногда пользуются просто значениями геометрического альbedo $A_{г}$, которое представляет собой отношение, действительного блеска планеты при $\psi=0$ к блеску абсолютно белого плоского диска того же радиуса R , расположенного на месте планеты нормально к солнечным лучам.

В случае ортотропной поверхности соотношение между различными характеристиками отражательной способности будет таким:

$$r = A = A_{и} = A_c = \frac{3}{2} A_{г}.$$

Значения альbedo для планет и некоторых спутников приведены в табл. 4 (стр. 267).

§ 78. Применение поверхностной фотометрии к дискам планет и спутников. Результаты интегральной фотометрии, выражаемые в одной из форм альbedo, дают лишь некоторую осредненную характеристику целого полушария планеты. Более дифференцированные результаты можно получить путем применения поверхностной фотометрии, техника которой была описана в т. I, § 140.

В простейшем случае изучается только распределение яркости по диску светила, причем за единицу произвольно выбирается яркость того или иного участка диска. Этим путем можно исследовать, например, явление потемнения к краям диска при полной фазе планеты или ход яркости с расстоянием от терминатора либо сравнить яркости различных деталей между собой. Такой материал нередко уже представляет значительную ценность и позволяет делать существенные заключения о природе поверхности.

Более ценный материал дают такие измерения, которые позволяют получить значение коэффициента яркости тех или иных образований на поверхности планеты. Последнее требует сравнения яркости объектов на диске с интенсивностью солнечного света, что основано на выполнении некоторых специальных наблюдений, составляющих *стандартизацию* по солнечному свету.

Наиболее простой формой стандартизации является сравнение видимой яркости $B_{п}$ объекта на диске планеты с яркостью $B_{э}$ белого экрана, расположенного на Земле на достаточно большом расстоянии от телескопа, чтобы можно было его наблюдать точно тем же способом, что и диск планеты, и освещенного только прямыми солнечными лучами.

Обозначим коэффициент прозрачности земной атмосферы в момент наблюдения планеты через $p_{п}$, а соответствующее значение воздушной массы —

через m_{π} . Если радиус-вектор планеты равен Δ_{π} , а угол падения солнечных лучей на деталь i , то будем иметь:

$$B_{\pi} = \frac{r E_{\pi} p_{\pi}^{m_{\pi}}}{\pi \Delta_{\pi}^2} \cos i, \quad (51)$$

где r — искомый коэффициент яркости детали, а E_{π} — солнечная освещенность на расстоянии в 1 астрономическую единицу. Точно так же для яркости экрана B_{π} можно написать:

$$B_{\pi} = \frac{r_{\pi} E_{\pi} p_{\pi}^{m_{\pi}}}{\pi \Delta_{\pi}^2}, \quad (52)$$

где r_{π} — коэффициент яркости экрана, известный из лабораторных испытаний, p_{π} и m_{π} — коэффициент прозрачности земной атмосферы и воздушная масса для солнечных лучей в момент наблюдения экрана, а Δ_{π} — радиус-вектор Земли в этот момент. Деля равенство (51) на (52) и решая относительно r , легко получаем:

$$r = r_{\pi} \frac{B_{\pi}}{B_{\pi}} \frac{p_{\pi}^{m_{\pi}}}{p_{\pi}^{m_{\pi}}} \frac{\Delta_{\pi}^2}{\Delta_{\pi}^2} \sec i. \quad (53)$$

Рассеивающий экран, используемый в этом методе, может быть либо отражающим (в этом случае наблюдают яркость его освещенной стороны), либо рассеивающим (тогда измеряют яркость, создаваемую на обратной стороне световым потоком, прошедшим насквозь). В обоих случаях расположение экрана должно удовлетворять нижеследующим трем условиям: 1) экран должен быть доступен фотометрическому наблюдению при помощи той установки, которая используется для фотометрии планет, 2) солнечные лучи должны падать на него строго нормально или под некоторым точно известным углом i , и 3) рассеянный свет неба и земных предметов на него совсем не должен попадать. Сочетание первого условия с третьим технически весьма затруднительно и требует устройства специальных стандартизационных насадок. Иногда предпочитают рассеянный свет не устранять, но, отдельно измерив создаваемую им яркость, вводить в результаты измерений соответствующие поправки. Различные технические приемы и схемы, относящиеся к этому делу, были разработаны и описаны Н. Н. Сытинской.

Предложены и другие методы фотометрической стандартизации, например сравнение яркости диска планеты с яркостью фотосферы Солнца или с внефокальными дисками звезд. Их описание читатель найдет в специальных руководствах по фотометрии.

В некоторых случаях результаты абсолютных фотометрических измерений планетных дисков выражают в форме *яркостного фактора* или *видимого альбедо* q . Так называется отношение яркости B_{π} участка диска к яркости $B_{\text{аб}}$ абсолютно белого экрана, расположенного на том же расстоянии от Солнца, но к солнечным лучам нормально. Очевидно, что между r и q существует зависимость

$$q = r \cos i.$$

§ 79. Строение планетной атмосферы. Обсуждая вопросы природы планетных атмосфер, мы будем считать, что толщина атмосферы мала по сравнению с радиусом небесного тела и потому, во-первых, можно пренебречь кривизной атмосферных слоев и рассматривать некоторый участок атмосферы как плоский слой, а во-вторых, что атмосфера находится в однородном поле тяготения, т. е. что ускорение силы тяжести g на всех высотах одинаково. Если масса газа, расположенного над единицей площади поверхности, равна

M , то давление p_0 атмосферы у поверхности будет

$$p_0 = Mg.$$

Задача теории строения планетной атмосферы состоит в том, чтобы найти распределение массы M по высоте, или, выражаясь подробнее, дать закон изменения плотности ρ , давления p и температуры T с высотой h над поверхностью тела. Зависимость между указанными выше физическими характеристиками газа выражается известным из физики уравнением состояния

$$p = \rho \frac{R}{\mu} T, \quad (54)$$

где μ — молекулярный вес, а R — газовая постоянная.

При переходе от высоты h к высоте $h + dh$ изменение давления равно весу газа, заключенного в элементарной прослойке dh , который, если делать расчет для единицы площади, равен $g\rho dh$. Поэтому основное условие равновесия атмосферы сводится к уравнению

$$dp = -g\rho dh. \quad (55)$$

Для интегрирования этого уравнения необходимо иметь зависимость между ρ и h , которая, вообще говоря, очень сложна и в деталях неизвестна. Поэтому расчет обычно выполняют для некоторых простейших гипотетических схем строения атмосферы, из которых мы здесь рассмотрим лишь некоторые, соответствующие, в частности, условию $\mu = \text{const}$ (химический состав одинаков на всех высотах), причем через p_0 , ρ_0 и T_0 мы будем обозначать значения соответственных величин у поверхности планет, т. е. при $h=0$.

1. **О д н о р о д н а я а т м о с ф е р а.** Соответствует условию $\rho = \rho_0 = \text{const}$. Интегрирование уравнения (55) дает:

$$p = p_0 - \rho_0 gh. \quad (56)$$

При $h = H = p_0/\rho_0 g$ это дает $p = 0$. Величина H , называемая *высотой однородной атмосферы*, часто применяется как характеристика количества газа на данной планете, поскольку она пропорциональна массе M :

$$H = \frac{M}{\rho_0}.$$

Однородная схема атмосферы, несмотря на ее условность, широко применяется при решении многих задач физики атмосферы, в частности — оптических.

2. **И з о т е р м и ч е с к а я а т м о с ф е р а.** Соответствует условию $T = T_0 = \text{const}$. В ней плотность ρ монотонно снижается с высотой. Разделив (55) на (54), получаем:

$$\frac{dp}{p} = -\frac{\mu g}{RT} dh = -\beta h, \quad (57)$$

что после интегрирования и подстановки пределов: p_0 при $h=0$ и p при h — дает:

$$p = p_0 e^{-\beta h}, \quad (58)$$

а в силу равенства (54)

$$\rho = \rho_0 e^{-\beta h}, \quad (59)$$

причем $\beta = \mu g/RT$ — постоянная, характеризующая данную атмосферу. Поскольку β пропорционально g , падение давления и плотности с высотой идет тем быстрее, чем больше ускорение силы тяжести на данном небесном теле. Изотермическая атмосфера никакой границы не имеет, так как давление p и плотность ρ приближаются к нулю асимптотически.

3. **Поли тр о п н а я а т м о с ф е р а.** В этой схеме принимается линейное изменение температуры T с высотой h :

$$T = T_0 - \gamma h,$$

где $\gamma = dT/dh$ — постоянный градиент падения температуры. Равенство (57) принимает вид

$$\frac{dp}{p} = - \frac{\mu g}{R(T_0 - \gamma h)} dh = \frac{\mu g}{\gamma R} \frac{d(T_0 - \gamma h)}{T_0 - \gamma h},$$

что после интегрирования дает:

$$p = p_0 \left(\frac{T_0 - \gamma h}{T_0} \right)^{\frac{\mu g}{R\gamma}}, \quad (60)$$

т. е. степенную зависимость между p и h . Поскольку $\gamma > 0$, падение давления идет быстрее, чем в изотермической атмосфере. При $h = T_0/\gamma$ получается $p = 0$, что дает высоту атмосферы в этой схеме. Далее, для случая $\gamma = \mu g/R$ будем иметь $h = H$ и $\rho = \rho_0$. Таким образом, однородная атмосфера оказывается частным случаем политропной атмосферы.

Всякая реальная атмосфера имеет строение значительно более сложное, чем то, которое выражается рассмотренными схемами. В частности, есть основания полагать, что по ходу T с h и по другим физическим явлениям атмосферы планет, аналогично земной атмосфере, могут быть разделены на следующие слои: 1) *тропосфера*, характерная перемешиванием газов путем конвекции и монотонным убыванием температуры с высотой, причем последнее приближает ее строение к политропной схеме; 2) *стратосфера*, в которой нет ни конвекции, ни монотонного хода температуры с высотой, но наблюдаются сильные горизонтальные течения; иногда к ней в качестве первого приближения применяют зависимости, вытекающие из изотермической схемы; 3) *ионосфера*, состоящая из разреженного и ионизованного действием ультрафиолетового солнечного излучения газа; 4) *экзосфера* — наиболее разреженный верхний слой, где отдельные молекулы, получая скорости, превосходящие критические, совсем покидают небесное тело. Такое явление вызывает постепенное уменьшение атмосферы, происходящее тем быстрее, чем ниже критическая скорость v_k для данного небесного тела. Оно составляет весьма важный для космогонии процесс рассеяния, или *диссипации*, планетных атмосфер, который объясняет, почему малые тела солнечной системы — астероиды и почти все спутники — лишены газовых оболочек.

Атмосфера планеты, помимо составляющих ее основных газов, содержит, как правило, взвешенные частички жидкого или твердого вещества. Среда такого строения называется аэродисперсной системой или *аэрозолем*, причем ее газовая основа составляет *дисперсионную среду*, а взвешенные в ней частицы — *дисперсную фазу* аэрозоля. Иногда последнюю называют также *воздушным планктоном*.

Можно указать три основных пути образования природных аэрозолей. Во-первых, элементы планктона могут возникать в самой атмосфере за счет конденсации некоторых ее газов. Разрушение аэрозолей такого происхождения может происходить двумя путями, а именно: путем сублимации, т. е. обратного перехода частиц в газообразное состояние, а с другой стороны — путем осаждения на поверхность в виде осадков различного характера. Образование и разрушение аэрозолей в самой атмосфере имеет для теплового режима последней важное значение, поскольку оно сопровождается выделением или поглощением тепла парообразования. Во-вторых, источником частиц воздушного планктона является твердая поверхность небесного тела, с которой минеральные частицы пыли поднимаются ветром или выбрасываются

при вулканических извержениях. В-третьих, источником взвешенных частиц является межпланетная среда и в первую очередь метеорные тела. Можно думать, что количество метеорных тел, проникающих на единицу площади поверхности атмосферы, приблизительно одинаково для всех планет. Продукты разрушения метеоров должны представлять собой твердый материал в тонко диспергированном состоянии, возникающий в самых высоких слоях атмосферы и лишь очень медленно оседающий вниз. Его обязательное наличие в атмосфере каждой планеты ведет к тому, что чисто газовая среда, вероятно, вообще нигде в природе не существует. К тому же подсчеты, выполненные чешским ученым Линком и другими, показывают, что количество метеорного материала достаточно велико, чтобы оказывать заметное влияние на оптические свойства атмосферы.

§ 80. Оптические явления в планетных атмосферах. Как самый факт существования на некотором небесном теле газовой оболочки, так и свойства последней устанавливаются путем наблюдения различных оптических явлений, возникающих в среде газа или аэрозоля. Важнейшими из них являются следующие.

1. Рефракция. Преломление лучей в планетной атмосфере несколько смещает видимое положение деталей на диске, но смещение это слишком незначительно, чтобы его можно было обнаружить путем изучения траекторий, описываемых проекциями деталей в картинной плоскости вследствие вращения. Поэтому различные проявления рефракции наблюдаются преимущественно у края диска при покрытиях планетами звезд и других светил. Сюда относятся смещение изображения звезды благодаря преломлению лучей и постепенное изменение ее видимого блеска перед исчезновением и после появления благодаря рефракционному ослаблению, связанному с превращением пучка параллельных лучей в расходящийся.

2. Рассеяние света, данные о котором применительно к земной атмосфере были даны в т. I, гл. XXIX. В случае наблюдения планеты извне оно проявляется в форме атмосферной дымки, яркость которой добавляется к яркости, создаваемой светом, отражаемым от твердой поверхности тела, и тем сглаживает яркостные контрасты между различными деталями. При большой оптической толщине это ведет к полной невидимости поверхности. При сравнительно прозрачной атмосфере в тех участках последней, где мутность газа повышена большой примесью взвешенных частиц, будет соответственно усилен и эффект рассеяния, в результате чего такие участки оказываются более светлыми и непрозрачными, образуя облака и туманы. Распространение рассеянного света за линию терминатора обуславливает сумеречные явления в ночном полушарии планеты.

3. Поглощение лучистой энергии. Для газовой составляющей оно носит избирательный характер и проявляется в том, что в спектре лучистого потока, отражаемого планетой, появляются полосы поглощения газов атмосферы. Это открывает путь к спектроскопическому исследованию химического состава планетных атмосфер. Последнее осуществляется легко только при достаточной интенсивности полос поглощения; в противном случае разыскивать и отождествлять слабые полосы среди линий солнечного спектра оказывается крайне затруднительным. При поисках тех газов, которые входят в состав земной атмосферы, дело осложняется еще тем, что полосы поглощения планетной атмосферы налагаются на теллурические линии, создаваемые поглощением в земной атмосфере. В этом случае приходится вести наблюдения в такое время, когда лучевая скорость планеты относительно Земли достаточно велика и потому возможно разделение линий планетного и земного происхождения за счет эффекта Доплера.

Из других оптических явлений отметим влияние рассеянного в атмосфере света на поляризационную кривую, а также люминесценцию газа, аналогич-

ную полярным сияниям на Земле, существование которой можно предполагать и на других планетах.

С оптической точки зрения атмосфера некоторой планеты характеризуется рядом параметров, из которых важнейшими являются: 1) угол горизонтальной рефракции ω ; 2) коэффициент прозрачности p , представляющий собой долю лучистого потока, пропускаемую атмосферным слоем при вертикальном направлении луча, либо оптическая толщина τ , связанная с p соотношением $\tau = -\ln p$; 3) индикатриса рассеяния, т. е. векторная диаграмма, графически выражающая распределение рассеянного лучистого потока по направлениям (см. т. I, § 184); 4) фактор светлоты η , равный отношению $\tau_p/(\tau_n + \tau_p)$ компонента оптической толщины τ_p , вызываемого рассеянием, к полному значению $\tau = \tau_n + \tau_p$, где τ_n — компонент, определяемый поглощением. Все перечисленные параметры, вообще говоря, меняются с длиной волны λ ; некоторые из них, как, например, индикатриса рассеяния и фактор η могут меняться с высотой над поверхностью.

Задача фотометрической теории планетной атмосферы состоит в том, чтобы, имея значения перечисленных выше параметров и данные о законе отражения света поверхностью, дать уравнения, выражающие распределение видимой яркости по диску светила при любой фазе. Такая теория должна позволить решение и обратной задачи: имея распределение яркости по диску, получить оптические характеристики как атмосферы, так и поверхности небесного тела. Решение такой задачи в общем виде представляет собой весьма сложную проблему теоретической физики, над которой работали немецкие ученые Ломмель, Зеелигер и Шенберг, Кинг в Англии, О. Д. Хвольсон и В. Г. Фесенков в России. Значительные успехи здесь были достигнуты за последнее время благодаря выдающимся работам В. А. Амбарцумяна в СССР, а также исследованиям Чандрасекара в США. Однако и в настоящее время практическое выполнение расчета яркости возможно только для некоторых упрощенных схем, например таких, в которых пренебрегается рефракцией и кривизной атмосферных слоев, а для индикатрисы принимается достаточно простая форма.

Причина столь большой сложности проблемы лежит в необходимости принимать во внимание как эффект самоосвещения, т. е. рассеяния высших порядков в самой атмосфере, так и световой обмен между последней и поверхностью планеты и при том учитывать во всех случаях эффект поляризации. Упрощая действительность, можно сказать, что яркость в некоторой точке диска светила, имеющего атмосферу, складывается из следующих компонентов: 1) яркости твердой поверхности, определяемой отражением направленного пучка солнечных лучей (§ 76), причем световой поток ослабляется атмосферой дважды: на пути от Солнца к поверхности и от последней к наблюдателю; 2) яркости поверхности, происходящей от освещения последней рассеянным светом атмосферы, т. е. светом небесного свода; 3) яркости дымки, вызванной первичным рассеянием солнечных лучей в атмосфере; 4) яркости дымки, создаваемой рассеянием высших порядков, состоящим в том, что отраженный элемент среды луч встречает другой элемент и отражается вторично, потом в третий раз и т. д.; 5) яркости дымки, происходящей от рассеяния в атмосфере светового потока, отраженного от твердой поверхности. В разных случаях относительная роль перечисленных компонентов будет различна; здесь удобно различать нижеследующие три случая:

1. Оптическая толщина атмосферы практически бесконечна, так что свет, отражаемый твердой поверхностью тела, заметного влияния на яркость диска не оказывает. В этом случае эта яркость создается только светом, рассеиваемым в атмосфере.

2. Оптическая толщина атмосферы хотя и велика, однако бесконечной не соответствует. В этом случае прямые лучи, отражаемые поверхностью тела.

сквозь атмосферу не проходят и потому детали поверхности не видны. Но освещение атмосферы светом, отражаемым от поверхности, в результате эффекта многократного рассеяния влияет на световой режим не только нижних, но и верхних слоев атмосферы, в результате чего распределение яркости по диску зависит от альбедо поверхности.

3. Оптическая толщина атмосферы невелика. В этом случае поверхность сквозь атмосферу видна. Яркость в каждой точке диска складывается из яркости поверхности, ослабленной экстинкцией в выпележащем атмосферном слое, и из яркости света, рассеянного в этом последнем.

Планеты, имеющие облачные атмосферы, а именно: Венера, Юпитер, Сатурн, Уран и Нептун, очевидно, должны быть отнесены либо к первому, либо ко второму из перечисленных вариантов, в то время как единственным примером первого случая является Марс.

§ 81. Температурные условия. Температура поверхности и газовой оболочки небесного тела определяется в первую очередь его расстоянием от Солнца, поскольку интенсивность солнечного облучения изменяется обратно пропорционально квадрату этого расстояния. Изучать проблему распределения температуры на некотором небесном теле можно как теоретически, так и путем наблюдения.

Простейшим примером теоретического изучения температурных условий на планетах может служить расчет *равновесной температуры*. Так называется то значение температуры, которое принимает поверхность, находящаяся в условиях постоянного облучения, в том случае, если потеря тепла происходит только за счет излучения этой поверхности в окружающее пространство. Очевидно, что при такой температуре приход лучистой энергии в форме солнечных лучей должен быть равен потере на излучение, т. е. должно иметь место равновесие между приходом и расходом энергии.

Рассмотрим единицу площади поверхности, расположенной в пустоте нормально к солнечным лучам на расстоянии Δ от Солнца. В единицу времени на нее поступает количество лучистой энергии, равное E_C/Δ^2 , где E_C — солнечная постоянная, а Δ предполагается выраженным в астрономических единицах. Примем, что облучаемая поверхность является абсолютно черной, так что вся поступающая на нее энергия полностью поглощается, и что эта поглощенная энергия расходуется поверхностью только путем излучения в окружающее пространство. В этом случае потеря на излучение с единицы площади в единицу времени выражается законом Стефана, т. е. будет равна σT_1^4 , где T_1 — абсолютная равновесная температура. Условие равновесия дает:

$$\sigma T_1^4 = \frac{E_C}{\Delta^2},$$

откуда получаем значение равновесной температуры T_1 :

$$T_1 = \sqrt[4]{\frac{E_C}{\sigma \Delta^2}} = \frac{392^\circ}{\sqrt{\Delta}}. \quad (61)$$

На практике условия, в какой-то мере приближающиеся к положенным в основу расчета, будут иметь место в подсолнечной точке лишенного атмосферы небесного тела, имеющего низкое альбедо, например в центре освещенного полушария Луны и Меркурия.

Рассмотрим еще такую схему. Имеем абсолютно черное сферическое небесное тело с радиусом R , отстоящее от Солнца на расстояние Δ . Его освещенное полушарие в целом за единицу времени получает количество лучистой энергии, равное $\pi R^2 E_C / \Delta^2$. Предположим, что температура во всех точках поверхности тела одинакова и равна T_2 , т. е. что тепловая энергия равномерно распределяется по всей поверхности тела, с которой и излучается. Условие

равновесия должно быть теперь написано в такой форме:

$$4\pi R^2 \sigma T_2^4 = \pi R^2 \frac{E_c}{\Delta^2},$$

откуда следует:

$$T_2 = \sqrt[4]{\frac{E_c}{4\sigma\Delta^2}} = \frac{T_1}{\sqrt{2}} = \frac{277^\circ}{\sqrt{2}}. \quad (62)$$

Можно ожидать, что в большинстве случаев реальная температура поверхности освещенного полушария планеты будет лежать между значениями T_1 , T_2 , которые мы приводим для каждой планеты в отдельности в табл. 5.

Таблица 5

Название планеты	Облучение Солнцем при среднем расстоянии			Отноше- ние облу- чения в пери- гелии и в афелии	Температура поверхности, °C		
	относитель- ное (Земля-1)	абсолютное			равновесная		измерен- ная радио- метри- чески
		тепловое, $\frac{\text{г кал}}{\text{см}^2 \text{ мин}}$	световое, тысячи люксов		T_1	T_2	
Меркурий	6,68	12,7	901	2,31	+358	+172	+400
Венера	1,91	3,6	258	1,03	+191	+54	—40
Земля	1,00	1,9	135	1,07	+119	+4	—
Марс	0,431	0,81	58	1,45	+43	—51	{ +20 —60
Юпитер	0,0370	0,070	5,0	1,21	—100	—151	—140
Сатурн	0,0110	0,021	1,48	1,25	—145	—183	—150
Уран	0,0027	0,0052	0,366	1,21	—184	—210	—200
Нептун	0,0011	0,0021	0,149	1,04	—201	—222	—200
Плутон	0,0006	0,0012	0,087	2,77	—211	—229	—

Дальнейшее развитие теории сводится к тому, что при рассмотрении равновесной температуры учитывается, с одной стороны, угол падения солнечных лучей на поверхность, а с другой — отличия оптических свойств последней от абсолютно черной схемы. Следует иметь в виду, что большая часть энергии солнечного излучения сосредоточена в видимом и близком инфракрасном участках спектра, значение альбедо для которых и определяет количество поглощаемой энергии. С другой стороны, излучаемая энергия сосредоточена в далекой инфракрасной области спектра; соответствующее последней альбедо определяет излучательную способность реальной поверхности. Теория расчетов такого рода составляет предмет *математической климатологии*. Рассматриваемые в последней более сложные схемы принимают во внимание влияние атмосферы на температурный режим планеты. Газовая оболочка, с одной стороны, поглощает часть солнечной энергии, некоторая доля которой тратится на такие процессы, как испарение воды, образование или разрушение аэрозолей, атмосферные течения и т. п., а с другой стороны, благодаря переносу тепла ветрами, способствует равномерному распределению последнего, приближая условия к схеме расчета температуры T_2 . Кроме того, атмосфера может повышать температуру поверхности за счет *тепличного эффекта*. Последний возникает вследствие того, что спектр поглощения некоторых газов, как, например, CO_2 и паров H_2O , состоит из полос, располагающихся преимущественно в далекой инфракрасной части спектра. Благодаря этому поток солнечных лучей, сосредоточенных, как мы указали выше, в основном в видимой части спектра, поглощается в атмосфере незначительно, в то время как длинноволновый поток обратного излучения поверхности поглощается сильно, что и ведет к некоторому накоплению тепла.

Ряд весьма важных результатов исследований в области математической климатологии, относящихся как к Земле, так и к другим планетам, опубликован югославским ученым Миланковичем. Экспериментальное определение температуры на планетах выполняется путем измерения энергии, поступающей от некоторого участка поверхности, при помощи термоэлемента (см. т. I, § 165). Сводка температур также дана в табл. 5.

§ 82. Исследование планет радиоастрономическими методами. Радиоастрономические наблюдения планет и спутников могут выполняться в следующих двух формах: 1) измерение собственного излучения планеты в области соответствующих частот и 2) радиолокация, т. е. направление в сторону светила пучка радиоволн с Земли и наблюдение радиозеха, т. е. отраженных от поверхности светила сигналов.

Собственное радиоизлучение было обнаружено прежде всего для Юпитера (первые указания получены еще в 1950 г.), затем для Луны и некоторых других планет. Используемый при наблюдениях диапазон длин волн заключается в пределах от 8 мм до 75 см. Во многих случаях наблюдаемое излучение является очень слабым и потому его выявление требует применения крупных радиотелескопов и весьма совершенной измерительной техники. В СССР наблюдения такого рода получили широкое развитие в Главной астрономической обсерватории АН СССР в Пулкове (С. Э. Хайкин, Н. Л. Кайдановский), в Физическом институте АН СССР им. Лебедева в Москве, в его отделении в Крыму (А. Д. Кузьмин и А. Е. Саломонович) и в Горьковском радиофизическом институте (В. С. Троицкий и его сотрудники).

По происхождению поступающее от планеты излучение радиодиапазона можно разделить на тепловое и нетепловое. Тепловое радиоизлучение принципиально ничем не отличается от излучения, наблюдаемого оптическими средствами, и его интенсивность выражается обычными законами лучеиспускания. В частности, распределение интенсивности излучения по спектру для черного объекта представляется формулой Планка, которая для тех больших значений длины волны λ , с которыми приходится иметь дело в радиоастрономии, может быть заменена формулой Рэлея — Джинса

$$S_{\lambda} = \frac{2kT\omega}{\lambda^2}, \quad (63)$$

где S_{λ} — плотность потока, отнесенная к единице площади и единице полосы частот, ω — телесный угол, под которым диск светила виден из точки наблюдений, T — абсолютная температура, а k — постоянная. Радиоастрономические наблюдения дают значения S_{λ} , что позволяет получать по формуле (63) значение температуры T . Полученное таким путем значение принято называть радиояркостной температурой объекта; оно будет тем ближе к истинной температуре, чем ближе свойства поверхности тела к абсолютно черному излучателю. В настоящее время тепловое излучение удалось наблюдать для Меркурия, Венеры, Луны, Марса, Юпитера и Сатурна, причем найденные значения T оказываются близкими к полученным из радиометрических наблюдений в инфракрасной области спектра (8—13 мк).

При интерпретации наблюдений такого рода необходимо иметь в виду, что составляющий поверхность планеты материал для радиоволн частично прозрачен и потому наблюдаемое излучение получается не только от наружной поверхности, но и от расположенных под нею слоев грунта. Поэтому найденные значения T представляют собой осредненные значения температуры для слоя, толщина которого возрастает с длиной волны λ . Это позволяет из сопоставления измерений, выполненных для разных λ , получать температурный градиент для верхнего слоя грунта, что пока удалось выполнить только для Луны.

Нетепловое излучение характерно тем, что его распределение по частотам формуле (63) не подчиняется. Такое излучение обнаружено для Юпитера и, по-видимому, для Венеры. Его происхождение связывают с процессами, происходящими в ионосфере планеты или в окружающих ее радиационных поясах.

Метод радиолокации был сначала применен к Луне (1946 г.). В 1961 г. в СССР, США и Англии его успешно использовали по отношению к Венере, что, помимо задач планетной физики, позволило выполнить весьма точное определение астрономической единицы длины. Если прежние определения этой величины, основанные на измерениях солнечного параллакса, имели относительную погрешность порядка 10^{-3} от измеряемого значения, то данные, полученные методом радиолокации, имеют погрешность порядка 10^{-5} . В 1962 г. удалось выполнить радиолокацию Меркурия и Марса, а в 1963 г. — также Юпитера (работы В. А. Котельникова и его сотрудников).

Дальнейшее распространение метода ограничивается слабостью отраженного сигнала, интенсивность которого меняется обратно пропорционально четвертой степени расстояния до объекта. Возможность значительного усиления посылаемых сигналов и чувствительности приемной аппаратуры обеспечивает дальнейший прогресс в деле таких наблюдений.

Изучая отраженный от планеты сигнал, можно делать различные заключения о природе небесного тела. Так, сравнивая мощность отправленного и полученного сигналов, можно получать альбедо планеты в области радиочастот. Поскольку туман и облака для радиоволн прозрачны, в случае планеты, окруженной облачной атмосферой, это будет альбедо твердой поверхности, оптическими методами не наблюдаемой. Если на этой поверхности имеются области с различным альбедо, вращение планеты проявит себя в периодическом изменении среднего альбедо, что даст очень ценную информацию о природе планеты.

Другой способ изучать вращение планеты методом радиолокации состоит в следующем. Пусть посылаемый сигнал является монохроматическим, т. е. соответствующим очень узкой спектральной полосе шириной $\Delta\lambda$. Если планета вращается, то на краях диска возникает эффект Доплера, изменяющий длину волны, и потому отраженный сигнал растянется по спектру в более широкую полосу, что и позволит определить период оборота (см. § 72).

Если посылаемые сигналы представляют собой очень короткие импульсы, то отраженные сигналы будут несколько растянуты по времени. Это происходит от того, что различные зоны шарообразной поверхности планеты отстоят от Земли на неодинаковом расстоянии (краевые зоны диска дальше на величину радиуса планеты), а потому длительность прохождения сигнала будет различной. Анализ этого эффекта позволяет определить размеры и форму твердого тела планеты, а также делать выводы о характере поверхности (матовая, изрытая, зеркальная).

Возможно применение радиолокации к решению и других вопросов физики планет, например к исследованию планетных ионосфер.

ГЛАВА XII

ОПИСАНИЕ ПРИРОДЫ ОТДЕЛЬНЫХ ПЛАНЕТ

§ 83. Меркурий. Близость к Солнцу и малые угловые размеры ведут к тому, что условия наблюдения этой планеты малоблагоприятны. Визуальные наблюдения обнаруживают на диске расплывчатые пятна, расположение которых по отношению к терминатору при одноименных элонгациях примерно одинаково, при разноименных — различно. Это привело к мнению, что период оборота вокруг оси равен периоду оборота вокруг Солнца, так что Меркурий всегда повернут одной стороной к Солнцу. Значительный эксцентриситет орбиты ведет к либрации, благодаря которой в зоне терминатора существует область, для которой наблюдается своеобразная смена дня и ночи с периодом 88 суток.

Многими наблюдателями построены карты поверхности Меркурия по визуальным наблюдениям, а в 1942—1944 гг. на обсерватории Пик дю-Миди получены многочисленные снимки, позволившие составить первую фотографическую карту. При такого рода работах принимается, что экватор Меркурия совпадает с плоскостью орбиты планеты и что начальный меридиан проходит через подсолнечную точку в момент прохождения Меркурия через перигелий. Сравнение карт разных авторов обнаруживает лишь отдаленное сходство в отношении главных пятен и значительное расхождение в деталях.

Сопоставление новейших карт с составленными в XIX столетии привело Дольфюса к выводу, что периоды вращения и обращения совпадают в пределах по крайней мере в $1/10\,000$, но что согласие наблюдений получается лучшим, если принять наклон экватора к орбите в 7° .

Многочисленные и тщательные поиски признаков атмосферы при прохождении Меркурия перед солнечным диском (явление Ломоносова) или во время нижних соединений с Солнцем (удлинение рогов) дали отрицательный результат. Поэтому можно считать установленным, что газовая оболочка планеты если и существует, то по плотности не может превосходить $1/1000$ земной.

Поверхностная фотометрия к диску Меркурия еще не применялась, интегральная фотометрия, выполненная в XIX веке Мюллером, дала для зависимости величины m от фазы два выражения, практически одинаково хорошо представляющие результат ($L = 1$ а. е., Δ — среднее расстояние):

$$\text{I. } m = -1,04 + 0,0368(\psi - 50^\circ).$$

$$\text{II. } m = -0,90 + 0,0284(\psi - 50^\circ) + 0,000102(\psi - 50^\circ)^2.$$

По подсчетам Рессела этим формулам соответствуют нижеследующие значения фотометрических элементов: абсолютной величины g , геометрического альbedo A_r (при угловом полудиаметре диска на единице расстояния $3'',45$), фазового интеграла q и визуального сферического альbedo A_c :

Формула	g	A_r	q	A_c
I	-0,88	0,164	0,42	0,069
II	-0,06	0,077	0,74	0,055

Позднее Данжон провел новую серию наблюдений и получил:

$$m = -0,21 + 3,80 \frac{\psi^\circ}{100} - 2,73 \left(\frac{\psi^\circ}{100} \right)^2 + 2,00 \left(\frac{\psi^\circ}{100} \right)^3,$$

чему также соответствует сферическое альbedo 0,055.

По фотометрическим элементам Меркурий обнаруживает сходство с Луной, что дает повод предполагать и аналогию структуры поверхности. В пользу этого говорят также и поляриметрические наблюдения Лию, согласно которым кривая изменения поляризации с фазой для Меркурия такая же, что и для Луны (см. рис. 105). Из всего этого можно сделать вывод, что поверхность Меркурия представляет собой гористую, сильно изрытую каменистую пустыню. Однако попытки обнаружить какие-либо признаки гор путем тщательных визуальных наблюдений терминатора Меркурия успеха не имели.

Равновесная температура T_1 для Меркурия получается равной $+358^\circ\text{C}$, радиометрические измерения дают значение около $+400^\circ\text{C}$, что служит косвенным подтверждением медленности вращения.

§ 84. Венера. Как видно из чисел таблиц 1 и 3 главы XI, по размерам, массе и плотности Венера близка к Земле.

Условия наблюдения Венеры как нижней планеты позволяют получить фазовую кривую почти полностью и найти необходимые фотометрические параметры. Зависимость звездной величины Венеры m_0 , отнесенной к среднему расстоянию планеты от Солнца и расстоянию от наблюдателя в 1 астрономическую единицу, от фазового угла ψ по визуальным наблюдениям Мюллера выражается эмпирической формулой

$$m_0 = -4,71 + 0,01322\psi + 0,000000425\psi^3,$$

чему соответствует фазовый интеграл $q = 1,20$ и сферическое альbedo 0,59. Из этого следует, что поверхность Венеры имеет очень светлую окраску. Более поздние измерения приводят к тому же результату.

По вопросу о цвете Венеры прежние наблюдения давали противоречивые результаты; прямые сравнения с Солнцем, выполненные за последние десятилетия, доказали, что свет планеты слегка желтее Солнца, различие не превосходит $0^m,2$ показателя цвета. Визуальные телескопические наблюдения, несмотря на благоприятные для них условия (большие угловые размеры, значительная яркость диска), дают лишь немногочисленные и во многих случаях нереальные детали в виде расплывчатых пятен, просветления у рогов серпа и изломов терминатора. Таким образом, особенностью поверхности Венеры является ее исключительно однообразная светлая окраска и отсутствие на ней визуально различимых объектов. Это приводит к тому, что по вопросу о вращении Венеры вокруг оси до сих пор ничего определенного не известно. Не привели к успеху и попытки применить принцип Доплера, так как заметного смещения линий края диска по отношению к центру не обнаружено. Первые опыты определения периода вращения Венеры методом радиолокации привели к длинному периоду, превосходящему 100 суток и, возможно, близкому к периоду оборота вокруг Солнца.

Общепризнано, что указанный облик диска Венеры вызывается сплошным облачным покровом, скрывающим твердую поверхность планеты. Надежды пробить этот облачный покров путем наблюдения в инфракрасных лучах не оправдались: на инфракрасных снимках вид Венеры такой же, что и в видимом участке спектра. Зато на снимках, полученных в ультрафиолетовых лучах, обнаруживаются хорошо видимые детали, в основном имеющие вид расплывчатых темных полос, перпендикулярных к линии рогов. Койпер высказал предположение, что границы этих полос следуют планетографическим параллелям, и на этом основании сделал попытку определить

элементы экватора Венеры. Для координат северного полюса он получил: $\alpha = 53^\circ$, $\delta = +81^\circ$, чему соответствует наклон экватора к орбите 32° . Позднее Ричардсон по более обширному материалу нашел: $\alpha = 311^\circ$, $\delta = +64^\circ$, наклон 14° .

Существование атмосферы Венеры было впервые точно установлено знаменитым наблюдением М. В. Ломоносова, выполненным в Петербурге во время прохождения Венеры перед Солнцем 26 мая (6 июня) 1761 г. При вступлении планеты на солнечный диск Ломоносов заметил «тонкое, как волос, сияние», окружавшее часть лимба Венеры, еще находившуюся вне солнечного диска; аналогичное явление наблюдалось и при сходе Венеры. Ломоносов дал правильное объяснение этому явлению, написав: «Сие не что иное показывает, как преломление лучей солнечных в Венериной атмосфере»,

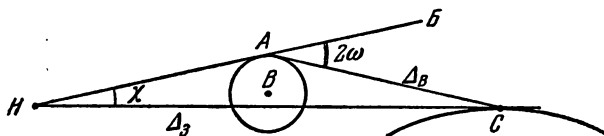


Рис. 121.

и сделал из этого вывод, что «планета Венера окружена знатною воздушною атмосферою, таковою (лишь бы не большею), какова обливается около нашего шара земного».

«Явление Ломоносова», т. е. светового ободка вокруг дуги лимба Венеры, находящейся вне солнечного диска, наблюдалось и при трех следующих прохождениях, имевших место в 1769, 1874 и 1882 гг. Ободок появляется в виде усиков, вырастающих из края Солнца и в определенный момент смыкающихся в сплошную дугу — образованное преломленными в атмосфере Венеры лучами изображение края солнечного диска. Соответствующее этому положение Венеры B показано на рис. 121, где H — точка наблюдения, C — точка солнечного края, из которой исходит луч CA после преломления в атмосфере Венеры на угол $BAC = 2\omega$, достигающий точки H . Обозначая угловое расстояние крайней точки лимба Венеры от края солнечного диска в момент смыкания усиков через $\chi = \angle BHC$ и замечая, что в треугольнике HAC стороны HC и AC с точностью, достаточной для данной задачи, можно считать равными радиусам-векторам Земли Δ_3 и Венеры $\Delta_в$, получаем:

$$\sin 2\omega = \frac{\Delta_3}{\Delta_в} \sin \chi$$

или, по малости углов ω и χ ,

$$\omega'' = \frac{\Delta_3}{2\Delta_в} \chi''. \quad (1)$$

Это позволяет легко получить горизонтальную рефракцию ω для прозрачного слоя атмосферы Венеры. Так, применение формулы (1) к результатам двух прохождений XIX века приводит к значению ω всего около $20''$. Более строгая теория чешского ученого Линка на основании того же материала приводит к большему значению ω : порядка $40''$, в отдельных случаях до $1',7$, в то время как горизонтальная рефракция земной атмосферы составляет $35'$.

Большой интерес с точки зрения исследования атмосферы Венеры представляют также наблюдения покрытий звезд планетой. В частности, организованные в разных странах многочисленные наблюдения покрытия Регула 7 июля 1959 г. были обработаны Д. Я. Мартыновым в СССР, а также Вокулером и Мензелом за рубежом и привели к нижеследующим результатам: атмо-

сферный слой, в котором рефракционное ослабление лучей приводит звезду к исчезновению, лежит на высоте порядка 70 км над видимой облачной поверхностью. Давление в нем составляет около $2,6 \text{ дин/см}^2$, а полная масса лежащего над ним газа равна $3 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^2$.

Другое явление, тесно связанное с атмосферой Венеры, а именно «удлинение рогов», было обнаружено в конце XVIII столетия Шретером и В. Гершелем. Оно состоит в том, что при тех фазах, когда Венера имеет вид достаточно узкого серпа, светлая дуга лимба составляет более 180° . Углом удлинения U называется угол, образуемый радиусом диска, проведенным через точку рога, с перпендикуляром к экватору интенсивности.

Явление удлинения рогов происходит оттого, что вследствие сумеречных явлений видимый терминатор Венеры смещен в сторону темного полушария на величину сумеречной дуги σ . Для получения зависимости между U и σ рассмотрим рис. 122, на котором P_1AP_2A' — большой круг, соответствующий положению терминатора при отсутствии атмосферы, причем к зрителю обращено ночное полушарие Венеры, A — точка, противоположная полюсу освещения (для нее Солнце находится в надири), C — центр диска, P_1LP_2 — ортографический лимб, $EA'E'$ — экватор интенсивности, $\angle CA = 180^\circ - \psi$, где ψ — фазовый угол, окружность P_1BP_2 — видимый терминатор, смещенный в сторону ночного полушария на дугу большого круга σ . Пусть видимый лимб смещен рефракцией в сторону невидимого полушария на дугу τ . Тогда видимыми рогами будут точки P'_1 и P'_2 , заключенная между ними темная дуга лимба $P'_1L'P'_2$ окажется меньше 180° , а удлинение одного рога будет представлено на чертеже сферическим углом P'_1CP_1 .

В сферическом треугольнике P'_1AC имеем: $\angle CA = \varphi = 180^\circ - \psi$, $\angle CP'_1 = 90^\circ + \tau$, $\angle AP'_1 = 90^\circ - \sigma$. Решая треугольник, получаем:

$$\sin \sigma = \cos \psi \sin \tau + \sin \psi \cos \tau \sin U. \quad (2)$$

Некоторые авторы, пренебрегая сумеречными явлениями, считали, что смещения лимба и терминатора вызываются исключительно рефракцией. В этом случае мы должны положить $\sigma = \tau = \omega$, после чего формула (2) дает:

$$\text{tg } \omega = \frac{\sin \psi \sin U}{1 - \cos \psi}.$$

Расчеты по этой формуле приводили к очень большим значениям ω (порядка $2-3^\circ$) и служили основанием для утверждений, что атмосфера Венеры обладает исключительной плотностью. Однако Рессел, а потом и другие авторы показали, что столь большая рефракция наблюдаться вообще не может, поскольку она предполагает атмосферный слой с такой большой оптической толщиной, при которой вследствие молекулярного рассеяния атмосфера будет совершенно непрозрачной, так что пучок лучей, испытавший такую рефракцию, до наблюдателя практически не дойдет. Поэтому в настоящее время многие исследователи считают правильным совсем пренебрегать рефракцией (что, в частности, можно обосновать данными по явлению Ломоносова) и относить удлинение рогов только за счет сумерек. Полагая $\tau = 0$, из

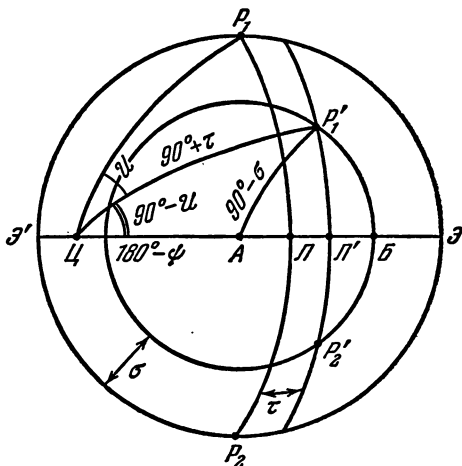


Рис. 122.

равенства (2) получаем:

$$\sin \sigma = \sin \psi \sin U$$

или, введя обозначение $\varphi = 180^\circ - \psi$ и учитывая малость углов,

$$\sigma' = \varphi' \sin U. \quad (3)$$

Измерения U , выполненные на фоне дневного неба, приводят к $\sigma = 3^\circ$, а наблюдения на фоне темного ночного неба дают σ до 7° , что указывает на значительное развитие сумеречных явлений на Венере.

Возникает вопрос, как согласовать небольшую рефракцию, получаемую из наблюдений явления Ломоносова, со столь значительным развитием сумеречных явлений. Для объяснения этого В. В. Шаронов предложил гипотезу, согласно которой облачный покров, составляющий видимую поверхность Венеры, будучи расположен в атмосфере на большой высоте, является тонким и полупрозрачным. Рефракция, наблюдаемая при прохождении Венеры, вызывается преломлением в слое прозрачного газа над облачным слоем, сумеречные явления — рассеянием в прозрачном слое газа, расположенном под облачным слоем.

Анализ фазовой кривой Венеры, выполненный В. В. Соболевым на базе упрощенной теории рассеяния высших порядков, данные поверхностной фотометрии, проведенной Н. П. Барабашовым и его сотрудниками, а также поляриметрические наблюдения Венеры и земных облачных образований, поставленные французским астрономом Лисо, говорят в пользу того, что рассеивающий слой на Венере должен состоять из сравнительно крупных элементов типа тех водяных капель, из которых состоят обычные облака земной атмосферы. Однако исследовать этот вопрос глубже и, в частности, решить вопрос о том, представляют ли собой рассеивающие элементы жидкие круглые капли, кристаллы типа снежинок или бесформенные твердые частицы вроде пылинок, по имеющимся в настоящее время материалам не представляется возможным. Таким образом, природа атмосферного аэрозоля на Венере пока является неизвестной.

Спектроскопические исследования атмосферы Венеры долгое время были безрезультатными, так как обнаружить какие-либо полосы поглощения, порождаемые атмосферой планеты, не удавалось. Лишь в 1932 г. Адамс и Дэнгем на обсерватории Маунт Вилсон нашли в ближнем инфракрасном участке спектра Венеры полосы поглощения, которые оказались принадлежащими углекислому газу. В настоящее время отождествлено до 15 полос. В целях оценки содержания CO_2 в атмосфере планеты выполнено тщательное сравнение интенсивности этих полос с данными для спектров CO_2 , получаемых в лаборатории. Однако результаты оказываются довольно противоречивыми и приводят к значениям количества углекислого газа от 100 до 1000 *м* стандартной атмосферы (давление 760 *мм*, температура 0°C). Причина заключается в том, что интенсивность линии при данном количестве газа на луче зрения зависит от давления и температуры, которые для атмосферы Венеры неизвестны; кроме того, условия наблюдения линий в лаборатории и в планетной атмосфере, освещенной Солнцем и дающей сильное рассеяние солнечных лучей, совершенно различны.

За последнее время появился ряд сообщений о том, что в спектре Венеры обнаружены слабые полосы и других газов. Так, В. К. Прокофьев, изучая теллурические полосы кислорода по спектрограммам Венеры, полученным на Крымской астрофизической обсерватории при большой дисперсии, обнаружил асимметрию профилей спектральных линий, которую можно приписать наложению слабых линий кислорода атмосферы планеты, смещенных эффектом Доплера. Обработка спектроскопических наблюдений, проведенных Россом и Муром с аэростата на большой высоте, позволила Стронгу сде-

лать вывод, что интенсивность полосы водяного пара с длиной волны $1,13 \text{ мк}$ в спектре Венеры несколько усилена, что можно приписать наличию H_2O в просматриваемой толще атмосферы в количестве 19 мк осажденной (жидкой) воды. К аналогичному заключению пришел Дольфус, который зимой 1963 г. сравнивал спектры Венеры и Луны в высокогорных условиях и на основании анализа полосы поглощения с длиной волны $1,4 \text{ мк}$ получил содержание паров H_2O в атмосфере планеты порядка 10^{-2} г/см^2 . Все эти результаты нуждаются в дальнейшей проверке.

В 1953 г. Н. А. Козырев на основании выполненных им на Крымской астрофизической обсерватории наблюдений пришел к выводу, что на неосвещенной стороне диска Венеры ему удалось обнаружить признаки эмиссионного спектра свечения атмосферы планеты, полосы которого частично могли быть приписаны молекулярному азоту. Однако аналогичные наблюдения, предпринятые на других обсерваториях, этот результат не подтвердили, да и сам Козырев в последующие годы указанное им свечение наблюдать не смог. Результат дискуссии по этому вопросу сводится к тому, что наличие в атмосфере Венеры свечения, доступного для наблюдения с Земли, остается недоказанным.

Значения равновесной температуры абсолютно черной поверхности для среднего расстояния Венеры от Солнца составляют: $T_1 = +191^\circ \text{C}$, $T_2 = +54^\circ \text{C}$, но для такой поверхности, как верхняя граница облачного покрова, реальная температура может быть совсем иной. Прежние (1924—1926 гг.) работы по радиометрическому определению температуры, дававшие -23 — 0°C для неосвещенного полушария и $+25$ — 50° и даже до $+60^\circ \text{C}$ для освещенного, в настоящее время признаны ошибочными самими авторами указанных работ. По современным данным температура видимой поверхности Венеры составляет около -40°C как на ночной, так и на дневной стороне, так что суточный ее ход практически не заметен. Синтон в 1953 г. получил для дневного полушария температуру -39°C , Петтит и Никольсон в 1955 г. опубликовали новую обработку своих измерений 1923—1928 гг., которая привела к заключениям: ночная сторона -37°C , дневная сторона -42°C , причем различие, имеющее знак, обратный ожидаемому, признается нереальным.

Другой способ определить температуру атмосферы Венеры представляет анализ тонкой ротационной структуры полос поглощения CO_2 . Он приводит к значению порядка -10°C . Очень важные данные относительно теплового режима Венеры дают радиоастрономические наблюдения. Измерения собственного излучения планеты на длине волны 8 мм дают для радиояркой стороны температуры $+80^\circ \text{C}$, измерения на различных частотах в интервале длин волн от 3 до 21 см приводят к одинаковым, но неожиданно высоким значениям температуры: 300 — 350°C .

Значительный разброс приведенных значений температуры является вполне естественным, поскольку разным методам измерения соответствует различная глубина проникновения в атмосферу планеты, а потому получаемые значения температуры относятся к разным уровням атмосферной толщи.

По вопросу о природе Венеры было высказано очень много гипотез и предположений, которые изменялись по мере накопления новых фактов. Распространенную в свое время гипотезу влажного тропического климата, аналогичного тому, который имел место на Земле в каменноугольный период, а также высказанное позднее предположение о наличии на Венере сплошного водного покрова, полностью изолирующего твердую поверхность от атмосферы, трудно согласовать с тем ничтожным значением количества водяного пара в атмосфере, которое получается из спектроскопических данных. В настоящее время (лето 1963 г.) предметом оживленного обсуждения являются нижеследующие три модели строения атмосферы планеты.

1. Парниковая модель, согласно которой температура $+320^{\circ}\text{C}$, указываемая радиоастрономическими наблюдениями в области длин волн 3—21 см, является истинной температурой поверхности и прилегающего к ней атмосферного слоя. Столь высокая температура поддерживается за счет парникового эффекта, создаваемого очень мощной атмосферой. Поскольку углекислый газ дать требуемый эффект не может, приходится допустить, что содержание водяного пара в атмосферном слое составляет 10 г/см^3 .

Расчеты Сагана приводят к таким данным: атмосферное давление у поверхности составляет 2—5 атм или даже еще выше, слой атмосферы до высоты 36 км соответствует адиабатической схеме с температурным градиентом 10° на 1 км. На границе слоя давление близко к 0,1 атм, а температура соответствует значению -40° , получаемому из радиометрических измерений. При таких условиях водяной пар будет в состоянии насыщения, а потому на данной высоте образуется сплошной облачный покров, подобный земным перистым облакам, состоящий из ледяных кристаллов. Слой атмосферы между высотами 36 и 105 км прозрачен и находится в изотермическом состоянии, имея везде одинаковую температуру -40° . Высоте 105 км соответствует слой, в котором происходит исчезновение звезды при покрытии. Давление там составляет $2 \cdot 10^{-6}$ атм. Предполагается, что примерно на этом уровне лежит второй тонкий слой дымки, прозрачной для видимых лучей, но поглощающей ультрафиолетовый конец спектра. Структура этого слоя наблюдается в виде темных образований на ультрафиолетовых снимках. Возможная природа частиц — полимеры недоокиси углерода $(\text{C}_3\text{O}_2)_n$.

2. Эолосферная модель, предложенная Эпиком. В ней принимается, что примыкающий к поверхности адиабатический слой толщиной в 15 км составляет эолосферу — сильно запыленную зону, характеризующуюся исключительно мощными атмосферными течениями. Последние связаны с конвекционным переносом тепла из дневного полушария в ночное на планете, всегда обращенной к Солнцу той же стороной. Сильное трение, порождаемое этими течениями, и поддерживает температуру поверхности на ее высоком значении — свыше 300°C . Давление у поверхности около 4 атм. На границе эолосферного слоя давление составляет 0,6 атм, а температура равна значению -10° , получаемому из ротационной структуры полос CO_2 . На этом уровне лежит мощный облачный слой, состоящий из минеральной пыли. На высоте 36 км лежит второй слой дымки; давление там составляет 0,08 атм, а температура -40° . Эта модель приводит к отсутствию изменения температуры Венеры с фазой, что, однако, верно только для радиометрической температуры и находится в противоречии с данными наблюдений, выполненных на радиочастотах.

3. Ионосферная модель основана на предположении, что излучение Венеры, наблюдаемое на волнах 3—21 см, не является температурным и испускается не поверхностью, а ионосферой планеты за счет электронных переходов. Правда, для получения наблюдаемой интенсивности излучения необходимо допустить наличие очень мощной ионосферы с мало правдоподобной высокой электронной концентрацией порядка 10^9 электронов на 1 см^3 , что в свою очередь требует ряда дополнительных гипотез. Кроме того, такая ионосфера полностью поглощала бы те радиоволны, которые применяются при радиолокации, и потому отраженный сигнал не мог бы наблюдаться, что трудно согласовать с фактом успешной локации Венеры. Согласно рассматриваемой модели атмосферное давление у поверхности планеты составляет всего 0,3—1 атм, а температура близка к значению $+80^{\circ}$, получаемому по излучению на волне 8 мм, для которого предполагаемая ионосфера прозрачна. На высоте 15 км лежит непрозрачный для видимых лучей облачный слой неизвестной природы.

Предлагались также комбинированные гипотезы, в которых принимается, что составляющая радиоизлучения Венеры, медленно меняющаяся с фазой, является температурной, в то время как указываемые некоторыми наблюдателями быстрые незакономерные колебания излучения характеризуют процессы, происходящие в ионосфере планеты. Широкое применение радиоастрономических методов наблюдений Венеры быстро пополняет запас наших сведений об этой планете; еще более широкие перспективы сулят методы исследований, основанных на применении астронавтики. Это заставляет непрерывно пересматривать модели и схемы, претендующие на описание физических особенностей Венеры.

§ 85. Земля. Исследование Земли с геометрической, механической и физической точек зрения является предметом ряда специальных наук, как, например, геодезии, геофизики, географии, геологии. Поэтому здесь мы затронем только немногие вопросы, относящиеся к изучению нашей планеты.

Измерения блеска Земли возможны путем фотометрии пепельного света на Луне. Обычно сравнивают яркости точек лимба на экваторе интенсивности, получая отношение яркостей материков, освещенных отраженным светом Земли и Солнца. Далее, имея кривую изменения яркости светового лимба с углом фазы Луны, переходят к отношению яркости пепельного света к яркости материков в полнолуние, которое непосредственно представляет собой отношение блеска Земли при данной фазе к блеску Солнца. Таким образом удастся получить значительную часть фазовой кривой Земли. Экстраполируя ее на фазовый угол 0° , находят блеск Земли при полной фазе и далее по формулам § 77 — различные типы альбедо.

Большие затруднения здесь вносятся наложением на темную часть диска рассеянного в земной атмосфере и в аппаратуре света освещенного серпа. Наиболее надежные результаты получены французским астрономом Данжоном при помощи специально сконструированного им визуального фотометра. Кривая блеска оказалась такой:

ψ	0°	30°	60°	90°	120°	150°
m	-4,57	-4,09	-3,53	-2,79	-1,82	-0,51

Значения m здесь приведены к расстояниям от Солнца и от наблюдателя, равным 1 астрономической единице. Цвет пепельного света является голубоватым, что было установлено еще Г. А. Тиховым в 1914 г. По определениям А. В. Маркова цвет Земли характеризуется спектральным классом F0, а по Н. С. Орловой — показателем цвета $-0^m,27$.

Диск Земли, наблюдаемый из мирового пространства, должен представлять собой прежде всего изменчивое сочетание белых пятен, соответствующих участкам, занятым облачностью. В промежутках между ними будет различаться земная поверхность, видимость деталей которой будет заметно понижена эффектом атмосферной дымки, особенно на краях диска.

Эти выводы, основанные на данных наземных наблюдений и теоретических соображений, нашли блестящее подтверждение в тех наблюдениях, которые были приведены первыми астронавтами — Юрием Гагариным и Германом Титовым. В частности, полученные последним прекрасные цветные снимки Земли ясно показывают как белые участки, занятые облачным покровом, так и голубые промежутки между ними, где цвет определяется рэлеевским рассеянием в атмосферной толще, которое и придает интегральному цвету Земли голубоватый оттенок, указанный выше.

Другим астрономическим явлением, связанным с земной атмосферой, является картина лунного затмения. Уже Кеплер указал, что красноватое освещение лунного диска в области земной тени происходит за счет рефракции, которая для лучей, касательных к поверхности Земли, равна удвоенному значению горизонтальной рефракции: $2\omega = 70'$. Лучи, претерпевшие

такое преломление, образуют конус, вершина которого лежит на $1/3$ расстояния до Луны. Благодаря этому весь конус тени освещается потоком преломленных лучей, а избирательная экстинкция, определяемая законом рассеяния Рэлея, придает этому освещению красноватую окраску. Таким образом, лунный диск в условиях затмения выполняет роль экрана, на котором можно наблюдать и измерять распределение освещенности в конусах земной тени и полутени, что представляет известный интерес для геофизики как метод оптического исследования земной атмосферы на разных высотах. В связи с этим астрономические наблюдения лунных затмений регулярно ведутся на многих обсерваториях. Их содержание сводится к следующему.

1. Описание общей картины явления с указаниями на кажущуюся яркость, окраску и видимость деталей лунной поверхности в тени и полутени. Этот наиболее примитивный вид наблюдений дает материал, который трудно интерпретировать астрофизически, тем более что в нем много субъективного и сильно влияют атмосферные и иные условия. Тем не менее он дает основание считать, что условия освещения лунного диска на одинаковом расстоянии от оси конуса тени при разных затмениях различны и что затмения бывают как аномально светлыми, так и аномально темными.

2. Определение углового диаметра земной тени. Выполняется прежде всего путем наблюдения контактов, т. е. моментов внешних и внутренних касаний лимба Луны с краем тени. Более обширный материал дают наблюдения моментов прохождения края тени через хорошо заметные детали лунной поверхности: отдельные горные пики, центральные горки кратеров и т. д. Размытость края тени ведет к тому, что точность таких определений невелика и выражается погрешностью в 10—20 секунд. Наблюдения описанного типа приводят к выводу, что полудиаметр фактически наблюдаемой тени в среднем на 2% больше геометрической тени земного шара, что объясняется теньевым эффектом атмосферы.

3. Фотометрия интегрального лунного света. Выполняется почти при каждом затмении, результат обычно выражается в виде разности m звездных величин Луны в данный момент затмения и при истинном полнолунии, представляемой далее как функция фазы или углового расстояния между центрами лунного диска и тени. Поскольку величина Луны при истинном полнолунии может быть получена только путем экстраполирования на фазу 0° , часто ограничиваются тем, что дают разность m' между величиной Луны во время затмения и величиной до начала или по окончании полутеневого затмения. Данные такого рода позволяют объективно сравнивать средние условия освещения в тени и полутени при разных затмениях.

4. Измерения яркости отдельных участков лунного диска во время затмения методами поверхностной фотометрии. Если все время измеряется одна и та же деталь или группа деталей с одинаковой отражательной способностью, то полученная кривая непосредственно выражает ход освещенности по данному сечению тени и полутени. Результат представляют в виде разности величин M яркости данной детали в условиях затмения и при истинном полнолунии или, поскольку последнее ненаблюдаемо, разностью M' величин яркости во время затмения и вне его. Количество наблюдений такого рода довольно велико, но, поскольку они относятся к различным фотометрическим системам, а тень имеет резкую окраску, сопоставление их результатов довольно затруднительно.

Интерпретация результатов фотометрических наблюдений лунных затмений состоит в том, что полученная кривая ослабления освещенности M в конусе полутени и тени сравнивается с результатами теоретического расчета для различных моделей строения атмосферы. Выполнение таких расчетов представляет собой весьма сложную задачу диоптрики земной атмосферы,

в основу решения которой должны быть положены изменения показателя преломления воздуха и показателя экстинкции с высотой над земной поверхностью. Разработкой таких теорий занимались Зеелигер и Петцольд в Германии, Ричардсон в Англии, В. Г. Фесенков в СССР, а за последнее время — Линк и его ученики в Чехословакии.

§ 86. Марс. По размерам и массе планета относится к числу небольших.

Благодаря хорошей видимости постоянных деталей поверхности вращения изучено точнее, чем для какой-либо иной планеты. Так, период звездного оборота вокруг оси, для которого Ашбрук из обработки всего наблюдательного материала с 1704 по 1952 г. получил значение $24^h 37^m 22^s,6689$, может считаться известным с точностью по крайней мере до $\pm 0^s,003$. Для координат северного полюса планеты при вычислении эфемерид физических координат принимают величины

$$\alpha = 21^h 11^m, \quad \delta = +54^\circ 39' (1950,0),$$

чему соответствует наклон экватора к орбите 25° . Новейшие значения, полученные Камишелем путем обработки многолетнего фотографического материала, собранного на обсерватории Пик дю-Миди во Франции, таковы:

$$\alpha = 316^\circ,81, \quad \delta = +52^\circ,94 (1950,0).$$

Они дают для наклона экватора к плоскости орбиты $24^\circ,80$. Таким образом, по продолжительности суток и по характеру смены времен года Марс очень близок к Земле, однако его год содержит 669 соответствующих суток.

Интегральная фотометрия дает для величины планеты в средней оппозиции значение $-1^m,85$ (визуальная Гарвардская система), чему соответствует геометрическое альbedo 0,139. Фазовый коэффициент составляет 0,015 зв. величины на градус, фазовая кривая может быть прослежена до фазового угла $\psi = 52^\circ$, что позволяет путем довольно уверенного экстраполирования получить фазовый интеграл и значение сферического альbedo. $A_c = 0,154$.

Данные о показателе цвета Марса крайне разноречивы, и значения, полученные разными авторами, заключаются в пределах от $+1^m,3$ до $+2^m,1$. Высказывалось мнение, что эти различия отчасти связаны с реальными колебаниями цвета планеты, обусловленными изменениями в атмосфере.

Топография поверхности Марса изучена весьма детально. По окраске области планеты принято делить на нижеследующие три группы: 1) *материки*, отличающиеся средней отражательной способностью и резко выраженным желто-оранжевым цветом; 2) *моря* — менее яркие области, с иной, не столь насыщенной окраской; ответвление области такого цвета называют *заливом* или *проливом*, изолированное пятно — *озером*, а если оно имеет малые размеры, то — *оазисом*; линейным полосам присвоено название *каналы*; 3) *полярные пятна* или *полярные шапки* — области с очень светлой беловатой окраской, окружающие полюсы планеты.

Очертания материков и морей более или менее постоянны. Определению их ареографических координат — широт и долгот — и картографированию посвящен специальный раздел исследований Марса, называемый *ареографией*. Опубликованы многочисленные каталоги ареографических координат и карты поверхности Марса. Различным деталям присвоены собственные наименования.

Материки характерны неизменностью окраски. Напротив, окраска морей изменчива, причем эти изменения носят ярко выраженный сезонный характер. Обычно окраска становится более темной во время весны в данном полушарии. На основании субъективных визуальных наблюдений неоднократно указывалось, что это сопровождается изменением цвета от желтовато-бурых тонов к зеленоватым или голубоватым. Однако объективные измерения

показывают, что отражательная способность поверхности морей всегда возрастает от фиолетового конца спектра к красному, хотя и менее быстро, чем для материков. Поэтому визуально наблюдаемые оттенки зеленоватых или голубых тонов следует отнести на счет зрительной иллюзии, порождаемой явлением цветового контраста между насыщенно оранжевым цветом материков и коричневатой, но гораздо менее насыщенной окраской морей.

Еще более резким изменениям подвержены белые полярные покровы. С приближением весеннего равноденствия для данного полушария белый покров начинает разрушаться и граница его отступает к полюсу. Ко времени осеннего равноденствия площадь, занятая белой окраской, достигает минимума, после чего она снова начинает расширяться. Накоплен большой наблюдательный материал, иллюстрирующий особенности разрушения полярного покрова в разные марсовы годы, различия этого процесса для северного и южного полушарий, местные особенности перемещения границы полярной шапки в разных точках поверхности Марса.

Большой интерес представляет фотографирование Марса через светофильтры в различных участках спектра. Г. А. Тихов еще в 1909 г. показал, что с переходом к более коротким длинам волн различие в яркости между морями и материками убывает, а различие между полярными шапками и окружающим фоном возрастает, что можно приписать отчасти вуалирующему эффекту атмосферы, а отчасти — цветовым особенностям поверхности. В дальнейшем было установлено, что в фиолетовых и ультрафиолетовых лучах видны только полярные шапки, а остальные детали совсем невидимы, так что диск Марса своим однообразием напоминает Венеру. В синих лучах моря и материка иногда не видны, а иногда слабо замечаются, что следует приписать колебаниям прозрачности атмосферы.

Особенности, описанные выше, стали предметом тщательного фотометрического исследования. Как было указано в § 80, яркость B в некоторой точке диска Марса складывается из света, отражаемого поверхностью, и света, рассеянного в атмосфере. Для момента истинного противостояния планет, когда направления Марс — Солнце и Марс — Земля практически совпадают и потому угол i падения лучей равен углу ε отражения, яркостный фактор q (см. § 78) можно выразить равенством

$$q = \frac{\pi B}{E} = r_0 \cos^2 i e^{-2\tau \sec i} + \kappa(\tau, i, r), \quad (4)$$

где r_0 — коэффициент яркости поверхности для пучка лучей, падающих и отражаемых нормально ($i = \varepsilon = 0^\circ$), τ — оптическая толщина атмосферы, q — предложенный Н. Н. Сытинской специальный параметр, называемый *фактором гладкости* и приближенно выражающий закон отражения света поверхностью (для ортотропной поверхности $q = 1$, для изрытой $q < 1$ и может доходить до нуля, для зеркалящей $q > 1$). Функция $\kappa(\tau, i, r)$ включает все компоненты яркости, связанные с рассеянием в атмосфере.

Наблюдая некоторый участок поверхности Марса при разных значениях угла i , изменяющегося благодаря вращению, и считая, что параметры формулы (4) со временем не меняются, или же измеряя распределение яркости вдоль радиуса диска и предполагая, что условия во всех измеренных точках одинаковы, можно получить систему уравнений вида (4) и из ее решения найти параметры r , q и τ , характеризующие поверхность и атмосферу Марса в данном участке спектра. Такие исследования ставили Н. П. Барабашов в Харькове, вычислявший функцию κ по формулам Шенберга, В. Г. Фесенков, предложивший для κ формулу, в которой учитывается освещение атмосферы светом, отраженным от поверхности, но пренебрегается рассеянием высших порядков, и Н. Н. Сытинская, пользовавшаяся формулами В. В. Соболева, в которых приближенно учитывается как световой обмен между поверх-

ностью и атмосферой, так и рассеяние высших порядков. В качестве примера в табл. 1 приводятся результаты, полученные по наблюдениям 1939 г. Хорошее согласие данных для поверхности при разных способах расчета τ является следствием незначительной величины τ (прозрачная атмосфера мало влияет на яркость поверхности).

Таблица 1

Истинное альbedo τ_0 для поверхности Марса и оптическая толщина атмосферы τ (по основанию 10).

Вычисления для разных моделей по данным наблюдений 1939 г.

Индикатор- рас- сеяния	Рэлеевская				Рэлеевская				Вытянутая					
	не учтено				учтено				учтено					
	τ_0			τ	τ_0			τ	τ_0			τ		
	Участок спектра, ммк	мате- рики	моря		мате- рики	моря	поляр- ные шапки		мате- рики	моря	поляр- ные шапки	мате- рики	моря	
380	0,057	0,057	0,30	0,205	0,051	0,051	0,32	0,145	0,064	0,064	0,34	0,117	0,117	
430	0,092	0,083	0,28	0,175	0,039	0,089	0,30	0,101	0,103	0,092	0,31	0,074	0,071	
560	0,190	0,163	0,28	0,103	0,184	0,159	0,28	0,047	0,179	0,159	0,29	0,034	0,034	
630	0,238	0,160	0,24	0,080	0,236	0,160	0,24	0,031	0,235	0,161	0,24	0,028	0,025	
730	0,283	0,155	0,18	0,051	0,278	0,159	0,18	0,023	0,277	0,159	0,18	0,018	0,018	
q	1,22	1,20	—	—	1,18	1,04	—	—	1,16	1,08	—	—	—	

Характерно, что τ меняется с λ менее быстро, чем это следует из формулы Рэлея, которой должен следовать чистый газ. Из этого можно сделать вывод, что атмосфера Марса представляет собой аэрозоль, т. е. что в ней в большом количестве взвешены какие-то сравнительно крупные частички, дающие нейтральное рассеяние — результат, находящийся в полном согласии со всеми другими данными.

Если принять, что масса газа и атмосферное давление на планете пропорциональны оптической толщине τ (что, конечно, является только рабочей гипотезой), то из сравнения значений τ для Земли и Марса можно найти атмосферное давление у поверхности последнего. Этим путем Сытинская получила величину 46 мм, из данных Барабашова получается 37 мм; Вокулер из глазомерных оценок яркости получил 70 мм, Дольфус по данным поляриметрии Марса — 60 мм. Согласие между этими числами лучше, чем можно было бы ожидать. В среднем можно принять 50 мм, что представляет собой фактическое давление с учетом слабого ускорения силы тяжести, т. е. то, что показал бы барометр-анероид. Ртутный барометр показал бы давление 130 мм, из чего следует, что количество газа над единицей площади Марса примерно в 6 раз меньше, чем на Земле.

Из сказанного вытекает, что атмосферные условия у поверхности Марса примерно соответствуют тому, что имеет место в земной атмосфере на высоте 15—20 км, т. е. носят стратосферный характер. Но необходимо иметь в виду, что благодаря малому ускорению силы тяжести будет небольшим и градиент β уменьшения давления с высотой (формула (58), гл. XI), из чего следует, что уже на высоте около 30 км давление газа на Марсе и на Земле будет одинаковым, а на больших высотах давление в марсовой атмосфере будет больше, чем в земной.

Исследование химического состава атмосферы Марса методами спектроскопии представляет трудную задачу. Многочисленные попытки обнаружить

в ней кислород и водяной пар, выполнявшиеся с применением принципа Доплера для отделения линий планеты от теллурических линий, привели к отрицательным результатам. Из этого вытекает, что по отношению к количеству указанных газов в земной атмосфере возможный верхний предел для них в атмосфере Марса будет для O_2 меньше 0,2% и для H_2O меньше 1%.

В настоящее время в атмосфере Марса доказано присутствие только углекислого газа, полосы поглощения которого были обнаружены Койпером путем изучения регистрограмм спектра Марса на участке 1,5—2 мк. Калибровка, выполненная для полосы 1,605 мк путем сравнения со спектром поглощения CO_2 в земной атмосфере, дает для количества этого газа на Марсе эквивалентную толщину слоя 440 см (давление 760 мм, температура 0 °C), чему соответствует парциальное давление 0,26 мм рт. ст.

Таким образом, ясно, что, хотя количество CO_2 в атмосфере Марса вдвое больше, чем на Земле, этот газ составляет лишь небольшую примесь к каким-то другим газам, скорее всего к азоту или к смеси азота с аргоном. Таким образом, Марс, подобно Венере, имеет атмосферу азотно-углекислого состава.

В атмосфере Марса наблюдаются облачные образования, которые принято делить на два типа: 1) желтые облака, по окраске похожие на материки, а также несколько беловатые или сероватые; их видно глазом и на снимках, полученных в желто-красном участке спектра, и 2) фиолетовые помутнения, которые видны только на снимках, полученных в ультрафиолетовых лучах. Перемещение желтых облаков позволяет изучать воздушные течения в атмосфере Марса, но количество наблюдений такого рода пока невелико.

Предметом дискуссии является вопрос о природе и самом существовании в атмосфере Марса особого «фиолетового слоя». Во время противостояния 1924 г. Райт на Ликской обсерватории определял диаметр Марса по снимкам, полученным в разных участках спектра, и нашел, что диаметр растет с переходом к ультрафиолетовой части спектра. Райт приписал это тому, что в красных лучах измеряется диаметр твердого шара планеты, а в ультрафиолетовых — диаметр атмосферной оболочки. Для последней из этого была получена толщина до 100 км. В дальнейшем В. Г. Фесенков показал, что газовая атмосфера, находящаяся в аэростатическом равновесии (§ 79) и рассеивающая свет по закону Рэлея, такого эффекта дать не может, поскольку ее слой при большой оптической толщине будет иметь не голубую, а белую окраску. Для объяснения полученного Райтом эффекта необходимо допустить, что в атмосфере Марса на большой высоте над поверхностью существует тонкий слой вещества, сильно рассеивающего лучи коротковолновой части солнечного спектра. С этим «фиолетовым слоем» стали связывать как общую световую вуаль, скрывающую поверхность планеты на ультрафиолетовых снимках, так и фиолетовые облака. Последние рассматривались как местные уплотнения фиолетового слоя. Относительно образующего этот слой вещества делались самые разнообразные предположения, вроде того, что это — мельчайшие кристаллы H_2O или CO_2 , метеорная пыль и т. д.; некоторые авторы приписывали ему исключительные оптические свойства, например повышение рассеивающей способности в ультрафиолете, более интенсивное, чем это вытекает из закона рассеяния Рэлея, или, напротив, слабое рассеяние, но сильное поглощение коротковолновой части спектра.

Другая точка зрения сводится к тому, что обнаруженный Райтом эффект нереален и происходит за счет чисто фотографических эффектов, связанных с тем, что в красных лучах на диске Марса наблюдается очень резкое потемнение к краям, а в ультрафиолетовых его нет. Н. П. Барабашов приписывает получаемую разность диаметров планеты недодержке краевых частей изображений в красных лучах, а В. В. Шаронов — фотографической иррадиации, усиливающейся при увеличении яркости лимба.

Температурные условия на поверхности Марса теоретически изучали Миланкович и Гесс, а экспериментально — ряд наблюдателей американских обсерваторий. Результаты, в общем, совпадают и кратко сводятся к следующему. Средняя температура диска в противостоянии составляет около -30°C . В подсолнечной точке (центр диска) она доходит до $+16^{\circ}$ — $+20^{\circ}$, причем темные области морей на 5 — 10° теплее материков. На вечернем терминаторе температура даже на экваторе спускается примерно до 0° , а на утреннем — до -40° — -50° . В зимнем полушарии планеты днем температура держится в пределах от -50° до -80° , а в зоне непрерывного летнего дня — от 0° до $+10^{\circ}$. Последнее имеет большое значение для интерпретации белых полярных покровов.

В отношении природы поверхности Марса различного рода заключения обосновываются на данных по отражательной способности, оцениваемой просто на глаз (яркость и цвет деталей при визуальном телескопическом наблюдении диска), либо на результатах определений коэффициентов яркости в различных участках спектра.

Материки принято считать пустынными областями. Значение фактора гладкости q , близкое к единице, указывает на исключительную гладкость их поверхности. Широко распространено мнение, что их поверхность состоит из песка, аналогично песчаным пустыням на Земле. Однако колориметрическое сравнение, выполненное В. В. Шароновым, показало, что пески земных пустынь окрашены гораздо менее интенсивно, чем поверхность Марса (для песков среднее значение показателя желтизны $D = 0,49$, для материков Марса $D = 1,09$); сходство с Марсом обнаруживают только охристые бурые железняки (землисто-пылеватая разновидность минерала лимонита, $\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot n\text{H}_2\text{O}$, для которой $D = 1,10$). Дольфус, сравнивавший поверхность Марса с земными материалами поляриметрически, также нашел, что сходства с песками и глинами нет, в то время как для порошкообразного лимонита соответствие получается полное.

Эти выводы находятся в согласии с необычайными явлениями, наблюдавшимися на Марсе в 1956 г., когда стойкие туманы с оранжевой окраской по нескольку дней подряд скрывали значительные участки поверхности, в том числе полярную шапку. Песчаные бури столь стойкими быть не могут, но мельчайшая лимонитовая пыль может оставаться во взвешенном в атмосфере состоянии долгое время.

В отношении природы морей мнения исследователей расходятся. Основная задача выдвигаемых здесь предположений состоит в том, чтобы объяснить сезонные изменения отражательной способности. Старая гипотеза Скиапарелли, согласно которой темные пространства на Марсе действительно представляют собою водоемы, ныне оставлена, так как на поверхности воды наблюдалось бы звездообразное отражение Солнца. Гипотеза намокания, в результате которого поверхностный покров становится более темным, поддерживается некоторыми авторами и сейчас, хотя она и находится в противоречии с отсутствием в атмосфере паров H_2O . Широко обсуждается вулканическая теория Мак-Лафлина, согласно которой темный покров морей представляет собой вулканический пепел; его сезонное появление и исчезновение связывается с сезонным направлением воздушных течений в атмосфере. Наибольшим распространением пользуется точка зрения, согласно которой изменение окраски связано с появлением и исчезновением растительного покрова. Большинство авторов склоняется к тому, что это низшие растения типа лишайников и водорослей, но Г. А. Тихов и его ученики считают возможным наличие на Марсе также и высших растений.

С точки зрения проблемы наличия растительности на Марсе интерес представляют последние исследования Синтона, который в далеком инфракрасном участке спектра морей Марса обнаружил широкие полосы поглощения

с серединами на 3,43; 3,56 и 3,67 мк. Они соответствуют полосам поглощения органических молекул. Однако необходимо еще доказать, что минеральные покровы таких полос не дают.

Вопрос о «каналах» Марса остается открытым; некоторые наблюдатели вовсе отрицают их существование, приписывая их наблюдения зрительной иллюзии, другие поддерживают мнение об исключительной геометричности этих образований. Однако большинство склоняется к тому, что линейно-вытянутые образования реально существуют на Марсе, однако их характер вполне естественный, лишенный какой-либо особой правильности.

Радиоастрономические наблюдения, выполнявшиеся на длине волны 3,15 см, обнаружили слабое радиоизлучение Марса постоянной интенсивности. По-видимому, оно имеет чисто температурный характер и соответствует средней температуре излучающего слоя грунта -50°C .

Необходимость учитывать сезонные явления возникает также при объяснении полярных шапок. Из четырех основных гипотез — покров снега и льда, облачно-туманный покров, твердая углекислота и выцветы белых солей — в настоящее время пользуются признанием только первые две. Гипотеза углекислого снега считается неправдоподобной из-за несоответствия температурным условиям (CO_2 затвердевает только при температуре -78° , которая на Марсе, по-видимому, имеет место только в зимние месяцы) и еще потому, что по данным Койпера полярные шапки в далеком инфракрасном участке спектра имеют низкую отражательную способность, что аналогично замерзшей H_2O и не соответствует твердой CO_2 , сохраняющей высокое альbedo и для длинноволнового излучения.

§ 87. Юпитер. Юпитер занимает в солнечной системе особое положение, как планета самая крупная по размеру и массе. Принимая данные для Земли за единицу, мы для него имеем: средний радиус 10,95, объем 1312, масса 316,94. Сопоставление последних двух чисел дает для средней плотности значение $1,34 \text{ г/см}^3$, или 0,24 от средней плотности Земли. Ускорение силы тяжести лишь в 2,64 раза больше, чем на Земле, но критическая скорость велика и составляет 60 км/сек .

Благодаря значительному сжатию диск Юпитера в поле зрения телескопа представляется эллиптическим; его измерения дают значение сжатия $1/16$, в то время как расчеты Г. Струве, основанные на исследовании возмущений спутников, приводят к значению $1/15,4$.

Юпитер является первым и наиболее типичным примером группы четырех «юпитеровых» планет, к которой относятся также Сатурн, Уран и Нептун. Эти планеты отличаются от рассмотренных ранее планет «земной группы» следующими особенностями: 1) большие значения масс и радиусов, но низкая, близкая к единице плотность, 2) быстрое вращение вокруг оси, 3) значительное сжатие, 4) низкие значения параметра $\frac{e}{q}$ (формула (29) гл. XI),

означающие сильную концентрацию вещества к центру при низкой плотности периферических слоев. Ясно, что строение планет этой группы коренным образом отличается от строения земных планет. За последнее время некоторые авторы — в том числе В. Г. Фесенков, Н. А. Козырев и А. Г. Масевич — опубликовали модели строения планет этого типа, разработанные на основе теории внутреннего строения звезд, причем предполагается, что подавляющую часть массы планеты составляет водород, в центральных частях находящийся под очень высоким давлением.

Результаты интегральной фотометрии приводят к значению блеска в среднем противостоянии, соответствующему визуальной величине $-2^m,29$, что приводит к значению геометрического альbedo $A_g = 0,375$ и иллюстративного альbedo 0,56. Угол фазы для Юпитера не превышает 12° , а потому фазовая кривая неизвестна; удастся определить только фазовый коэффициент,

который равен 0,015 на градус. Вопрос о цвете Юпитера долгое время оставался неясным; в сводке Рессела для показателя цвета дано значение $+0^m,50$, что означало бы голубоватую по сравнению с Солнцем окраску. Лишь позднее визуально-колориметрическими наблюдениями Л. Н. Радловой и других было окончательно установлено, что Юпитер желтее Солнца на $0^m,1-0^m,2$ единицы показателя цвета.

Крупный диск планеты богат различными деталями. Среди них наиболее заметны темные и светлые пояса, границы которых идут по планетографическим параллелям. Согласно принятой терминологии пояса с темной окраской называют *полосами*, а светлые промежутки между ними — *зонами*. На фоне полос и зон наблюдаются округлые светлые пятна, отдельные темные образования в виде овальных пятен и разного рода вытянутые полоски, пересекающие полосы и зоны по разным направлениям.

Вращение Юпитера носит зональный характер: каждый пояс планеты характерен своим периодом оборота, причем продолжительность последнего возрастает с планетографической широтой. Для экваториальной зоны период оборота составляет примерно 9^h50^m , для полос, расположенных на широтах $35-40^\circ$, он возрастает до 9^h56^m . Многочисленные попытки установить закономерность изменения скорости вращения с широтой более точно определенных результатов не дали, так как отдельные детали одной и той же зоны обнаруживают неодинаковые периоды оборота.

Зональный характер вращения осложняет счет долгот на Юпитере. Условились пользоваться двумя системами долгот, из которых одна, называемая *первой*, соответствует периоду оборота $9^h50^m30^s,003$, в среднем представляющему вращение деталей экваториальной зоны, а другая, называемая *второй*, имеет период $9^h55^m40^s,632$, выведенный из наблюдений так называемого Красного Пятна.

Элементы экватора Юпитера определены надежно. Для вычисления эфемерид принимаются нижеследующие координаты северного полюса планеты, полученные Г. Струве в Пулковке из теории движения спутников и хорошо удовлетворяющие также визуальным наблюдениям перемещения пятен по диску:

$$\alpha = 17^h52^m0^s,84, \quad \delta = +64^\circ33'34'',6 \quad (1910,0).$$

Этому соответствует наклон экватора к орбите всего в 3° , так что смена сезонов на Юпитере практически отсутствует.

Характер и расположение деталей на диске Юпитера находятся в состоянии постоянных изменений, иногда довольно быстрых, что подтверждает общепринятый взгляд на поверхность планеты как на атмосферно-облачный слой. Поэтому планета должна находиться под непрерывным наблюдением. В настоящее время такая «служба Юпитера» осуществляется силами наблюдателей-любителей (Секция Юпитера Британской астрономической ассоциации, коллектив наблюдателей ВАГО). Результаты публикуются в форме синоптических карт поверхности планеты для каждого противостояния или для более коротких промежутков времени, а также в виде таблиц, содержащих широты границ зон и полос, координаты и периоды оборота для отдельных мелких деталей.

Изучение накопленного в настоящее время обширного наблюдательного материала приводит к выводу, что в изменениях общей картины диска планеты наблюдается неправильная периодичность, или цикличность: эпохи, когда экваториальный пояс планеты занят светлой зоной, к северу и к югу от которой располагаются широкие темные полосы, сменяются временем, когда последние смыкаются в одну широкую темную экваториальную полосу, что повторяется через промежуток времени в 9—11 лет. Поскольку последний близок, с одной стороны, к звездному обороту Юпитера 11,9 года, а

с другой — к 11-летнему циклу солнечной деятельности, выполнено много исследований по сопоставлению соответствующих периодов, однако определенных результатов не получено. Указывалось также, что смена в расположении зон и полос сопровождается общим усилением или ослаблением активности наблюдаемых на Юпитере изменений, а также, что она отражается на звездной величине и показателе цвета планеты в целом.

Наряду с временными образованиями всякого рода, на Юпитере существуют и полупостоянные детали. Наиболее изученной из них является так называемое *Красное Пятно*, открытое в 1878 г. Меняясь в яркости и цвете, оно, однако, непрерывно существует с тех пор, имея вид овала, вытянутого вдоль параллели и имеющего размеры 50 000 км в длину и 10 000 км в ширину. Сохраняя примерно одну и ту же широту (около — 20° для центра), оно обнаруживает сложные изменения периода оборота, благодаря чему его долгота, отнесенная к системе II, непрерывно и незакономерно изменяется. Интересно, что на той же широте существует и другое сравнительно стойкое образование, называемое «южной вуалью» или «южным тропическим возмущением». Оно представляет собой темную область, для которой период оборота несколько короче, чем для Красного Пятна. Благодаря этому «тропическое возмущение» примерно раз в 2 года догоняет и перегоняет Красное Пятно, обтекая его двумя потоками с севера и с юга, что сопровождается целым рядом своеобразных явлений.

Диск Юпитера был предметом многочисленных фотометрических и колориметрических исследований, которые велись визуально (Шенберг, В. Г. Фесенков), фотографически (Н. П. Барабашов с сотрудниками, В. В. Шаронов) и фотоэлектрически (Маджини). Результаты приводят к выводу, что распределение яркости вдоль радиуса диска (чаще всего экваториального) примерно соответствует закону косинуса, так что поверхность близка к ортотропной. Цвет с удалением от центра диска меняется (становится синее), а при равных расстояниях от центра оказывается тем краснее, чем ниже яркость данной детали.

Характерной особенностью спектра Юпитера является наличие легко наблюдаемых полос поглощения, несомненно характеризующих спектр поглощения атмосферы этой планеты. Наиболее интенсивна полоса, лежащая в красной части спектра между 6450 и 6507 Å и имеющая сложную структуру. Хотя эти полосы были обнаружены еще в конце XIX века, химическая природа порождающего их газа долго оставалась неизвестной, и лишь в 1931 г. Вильд указал, что наиболее интенсивные полосы принадлежат метану (CH_4), а некоторые из менее интенсивных — аммиаку (NH_3). Этот вывод был детально проверен на обсерватории Маунт Вилсон путем тщательного сравнения спектра Юпитера, а также Сатурна, Урана и Нептуна со спектрами поглощения газов, наблюдаемых в лабораторных условиях при помощи 70-футовой трубы. Для NH_3 было отождествлено 30 линий около 6450 Å и 39 линий около 7900 Å. Сопоставление интенсивностей линий дает для эквивалентной толщины однородного слоя газа NH_3 в атмосфере Юпитера ($T = 0^\circ\text{C}$, давление 760 мм рт. ст.) значение 5—10 м. Аналогичное сопоставление для метана дает эквивалентную толщину слоя в 150 м.

Несомненно, что метан и аммиак не являются основными составными частями атмосферы Юпитера, но составляют лишь небольшую примесь к каким-то другим газам, которые спектроскопически не обнаруживаются. Это могут быть азот, аргон, гелий и водород. Гипотеза водородного состава атмосфер планет юпитеровой группы наиболее распространена. В 1952 г. она получила подтверждение, состоящее в том, что в спектрах Урана и Нептуна Койперу удалось обнаружить слабую размытую полосу 8270 Å, совпадающую с полосой H_2 , которую Гердберг наблюдал в лаборатории.

В связи с проблемой состава юпитеровой атмосферы интерес представляют результаты наблюдений покрытий звезд Юпитером. В частности, во время покрытия звезды σ Овна, имевшего место 20 ноября 1952 г., Бом и Коде на 60" рефлекторе обсерватории Маунт Вилсон провели фотоэлектрическую запись постепенного ослабления блеска звезды. Как было указано в § 80, ход блеска звезды в таких условиях определяется изменением с высотой рефракции в атмосфере планеты, а поскольку показатель преломления связан с плотностью газа, то — градиентом плотности β (гл. XI, формула (59)), что и позволяет найти этот параметр из выполненных наблюдений. Для изотермической схемы атмосферы получено $\beta = 0,12$ на 1 км. Далее, зная ускорение силы тяжести и задаваясь вероятным значением температуры, можно получить молекулярный вес μ . При $T = 86^\circ \text{K}$ получено $\mu = 3,3$, что доказывает наличие большого количества легких молекул в атмосфере Юпитера (для 6 молекул H_2 на одну CH_4 $\mu = 4$, при 12 молекулах H_2 на одну CH_4 $\mu = 3$).

Значительное расстояние от Солнца влечет за собой низкое значение равновесной температуры: $T_1 = -100^\circ \text{C}$, $T_2 = -151^\circ \text{C}$, что близко к радиометрической температуре центра диска -140° , найденной Кобленцем.

Интерпретация перечисленных выше наблюдательных материалов связана с большими трудностями. Как уже было указано, наблюдаемая поверхность планеты представляет собой слой облакоподобного аэрозоля, плавающего на некоторой глубине в газовой атмосфере. Поскольку температура замерзания CH_4 равна -184° , а для NH_3 -78° , естественно предположить, что дисперсная фаза аэрозоля состоит из кристаллов аммиака.

Потемнение к краю диска в прежнее время объясняли эффектом экстинкции в слое газа, лежащем поверх облаков, причем ослабление возрастает к краю вследствие увеличения длины пути луча в слое газа. Такое объяснение было бы правильным лишь в том случае, если бы газ ослаблял проходящий лучистый поток только путем поглощения, а не путем рассеяния, т. е. если бы для него фактор светлоты η был близок к нулю. Поскольку для лучей видимой части спектра это неправдоподобно, такая точка зрения теперь оставлена, тем более, что согласно теории рассеяния, разработанной В. А. Амбарцумяном, чисто рассеивающая среда независимо от того, представляет ли она собой газ или аэрозоль, даст потемнение к краю, близкое к тому, что наблюдается на диске Юпитера и других планет той же группы.

Измерения интенсивности полос поглощения CH_4 и NH_3 на разных расстояниях от центра диска показали, что хода вдоль радиуса практически нет. Гесс, интерпретируя этот результат с точки зрения прежних взглядов, выдвинул гипотезу, что высота облачного слоя возрастает, а толщина газа над ним соответственно снижается к краям диска таким образом, что это компенсирует увеличение длины пути. Поскольку рассеяние должно быть значительным и на длинах волн, соответствующих полосам поглощения, более правдоподобным является объяснение этого факта с точки зрения теории рассеяния тем, что закон потемнения к краю, вызванного рассеянием, одинаков в полосах и вне их.

Трудно дать объяснение своеобразной расцветке деталей на Юпитере. Вильд привел для этого предположение о наличии в аэрозолях специальных окрашенных соединений, в то время как В. В. Шаронов считает возможным объяснить различные цветовые оттенки, исходя только из сочетания рэлеевского и нейтрального рассеяния.

Радиоизлучение Юпитера на дециметровых волнах отмечалось начиная с 1950 г., но только серия специальных радиоастрономических наблюдений планеты, приведенных Берком и Франклином в 1955 г., окончательно установила, что Юпитер является источником весьма мощного радиоизлучения. Последнее имеет характер всплесков, продолжительностью 0,5—1 сек,

а его появления и исчезновения носят периодический характер, меняясь с долготой центрального меридиана. Период оказался близким к периоду вращения Красного Пятна; по сводке наблюдений, составленной Дугласом, его среднее значение составляет $9^{\text{h}}55^{\text{m}}29^{\text{s}},37$. В связи с этим в настоящее время введена третья система счета долгот на Юпитере, соответствующая указанному периоду. Начальный меридиан определяется условием, что 1 января 1957 г. в 0 ч. он совпадал с начальным меридианом системы II.

Кривая изменения радиоизлучения на дециметровых волнах заставляет предположить наличие двух — четырех независимых источников. Если бы они были ортотропны, то излучение от каждого из них наблюдалось бы в интервале долгот центрального меридиана в 180° . В действительности этот интервал составляет всего $50-60^\circ$, причем он уменьшается с частотой излучения. Таким образом, пучок излучения довольно узок. Это можно объяснить наличием достаточно мощной ионосферы: лучи от расположенного под последней источника при известных значениях зенитного расстояния испытывают у нижней поверхности ионосферного слоя полное внутреннее отражение и наружу не выходят, что и определяет угол конуса наблюдаемого пучка. Излучение рассматриваемого типа обнаруживает круговую поляризацию. Его происхождение надо искать в процессах, происходящих в ионосфере Юпитера.

Кроме описанного в настоящее время считается установленным наличие следующих трех видов радиоизлучения Юпитера: тепловое, соответствующее постоянной радиояркостной температуре -140°C ; нетепловое, лишенное поляризации; нетепловое поляризованное. Последние две формы радиоизлучения дают ценный материал для суждения о физических процессах, происходящих в ионосфере Юпитера.

§ 88. Сатурн и его кольца. Как следует из чисел таблицы 1 главы XI, по своим размерам эта планета занимает в солнечной системе второе место и характеризуется следующими данными (Земля = 1): диаметр экватора 9,02, объем 734, масса 94,9. Но в отношении некоторых характеристик Сатурн является планетой рекордной. Сюда относится его наименьшая во всей солнечной системе средняя плотность $0,71 \text{ г/см}^3$, или 0,13 плотности Земли, самое большое сжатие $1/10$ и, наконец, наименьшее значение параметра $\frac{e}{q} = 0,62$, приближающееся к нижнему теоретическому пределу 0,5 и указывающее на исключительно высокую концентрацию массы к центру.

Интегральная фотометрия и колориметрия осложняются наличием кольца. Блеск последнего сильно меняется с углом D возвышения Земли над его плоскостью, а отчасти также с фазой, хотя угол ψ последней и не превосходит 6° . Поэтому визуальную величину m Сатурна для среднего расстояния ($\Delta = 9,5388 \text{ а. е.}$, $L = 8,5388 \text{ а. е.}$) принято выражать формулой

$$m = +0,79 - 2,5965 \sin D + 1,2526 \sin^2 D + 0,0436 \psi. \quad (5)$$

Данные для условия $D = 0$ и $\psi = 0$ приводят к значениям альbedo $A_r = 0,42$, $A_n = 0,63$, что указывает на высокую отражательную способность, связанную с облачным характером поверхности. Сатурн характерен в среднем желтоватой окраской, его показатель цвета равен по Ресселу $+1^{\text{m}},12$, по Кингу $+1^{\text{m}},22$, по Л. Н. Радловой $+1^{\text{m}},18$, что примерно на $0^{\text{m}},3-0^{\text{m}},4$ больше показателя цвета Солнца.

Диск планеты беден деталями. На нем заметна более светлая экваториальная зона и слабо намечаются примыкающие к ней темные полосы. Темнее представляются и полярные области планеты. Очень редко появляются отдельные светлые и темные пятна, позволяющие изучать вращение планеты. Их наблюдение приводит к выводу, что Сатурн, аналогично Юпитеру, имеет зональное вращение, причем период оборота для экватора составляет $10^{\text{h}}14^{\text{m}}$, для широт $+35^\circ-40^\circ$ $10^{\text{h}}38^{\text{m}}$, а для широты $\pm 57^\circ$ свыше 11^{h} .

Цветовые особенности поверхности выявляются по снимкам, получаемым в узких спектральных зонах. В красных и инфракрасных лучах детали поверхности исчезают, но потемнение к краю усиливается, в желтых и зеленых — экваториальный пояс выходит наиболее светлым, в коротковолновой части спектра экваториальный пояс и полярные области оказываются очень темными, а потемнение к краю — уменьшенным.

Ряд работ по поверхностной фотометрии диска Сатурна, иллюстрирующих эти явления количественно, был проведен на Харьковской обсерватории Н. П. Барабашовым и его сотрудниками. Абсолютная поверхностная фотометрия диска, выполненная В. В. Шароновым в Пулковке по снимкам, полученным на 30"-рефракторе, для центра диска дает в фотовизуальной системе коэффициент яркости 0,68.

Спектр Сатурна содержит те же полосы, что и спектр Юпитера. Однако полосы NH_3 в нем сильнее и соответствуют эквивалентному слою газа в 350 м, а полосы NH_3 слабее, и для них эквивалентная толщина слоя составляет только 2 м.

Уникальным объектом в солнечной системе является кольцо Сатурна. Будучи наклонено к плоскости эклиптики под углом в 28° , оно для расположенного на Земле наблюдателя изменяет свой облик в зависимости от угла D , составляемого его плоскостью с линией зрения. В эпоху наибольшего раскрытия кольцо имеет вид широкого эллипса с отношением осей $1 : 0,88$, причем северный и южный края диска планеты проектируются на его площадь. Вслед за тем угол D уменьшается и через 8 лет обращается в нуль, т. е. Земля проходит через плоскость кольца, и оно обращается в узкую линию и на некоторое время даже исчезает совсем, что доказывает его незначительную толщину. После этого кольцо обращается к наблюдателю другой стороной, и через 15 лет снова наступает полное раскрытие, а затем снова — прохождение Земли через плоскость кольца, сопровождающееся очередным исчезновением.

Простейшее визуальное наблюдение показывает, что кольцо Сатурна резко разделяется на следующие три зоны: внешнее кольцо A разким черным промежутком, называемым *щелью Кассини*, отделяется от более яркого среднего кольца B ; последнее отделяется темным промежутком от внутреннего полупрозрачного кольца C , которое называется «креповым». На кольцах A и B удается различить ряд узких щелей, менее ясных разделов и градаций, примером которых может служить щель Энке на кольце A .

Положение плоскости колец определяется следующими координатами ее северного полюса, полученными Г. Струве в Пулковке:

$$\alpha = 36^\circ 12', 0 \quad \delta = +83^\circ 2', 7 \quad (1899,0).$$

Эти же координаты принимаются для северного полюса оси вращения планеты. Размеры системы колец определяются следующими числами:

Внешний радиус кольца A	275 000 км
Внутренний » » »	258 000 »
Ширина щели Кассини	5 000 »
Внешний радиус кольца B	253 000 »
Внутренний » » »	227 000 »
Щель между B и C	1 600 »
Внутренний край кольца C	109 000 »

Толщина колец исключительно мала: не более 15—20 км. Это вытекает из того, что при прохождении Земли через плоскость колец они на некоторое время становятся невидимыми даже в самые крупные инструменты. Кроме того, до известной степени прозрачным является не только креповое кольцо C , сквозь которое хорошо виден шар планеты, но и обе другие зоны; это

доказывается наблюдениями покрытий звезд кольцами, а также видимостью спутников Сатурна при их прохождении через тень колец.

Масса колец очень мала. По данным Г. Струве никакого возмущающего действия на движения спутников она не оказывает, из чего можно сделать вывод, что она не превосходит $\frac{1}{4}$ массы Луны.

Проблема строения колец с теоретической стороны была исследована Максвеллом и независимо Софьей Ковалевской. Было доказано, что ни твердое, ни жидкое образование такой формы не могло бы находиться в равновесии и быть устойчивым. Поэтому единственно возможным является метеоритное строение колец, причем последние должны представлять собой тонкий слой большого количества мелких частиц, независимо обращающихся вокруг Сатурна по круговым орбитам. Это нашло блестящее практическое подтверждение в спектроскопических исследованиях А. А. Белопольского, Килера, Кемпбелла и Деландра, которые определяли лучевые скорости и периоды оборота для разных зон кольца и получили последовательное возрастание периода оборота с увеличением расстояния от центра Сатурна, количественно вполне соответствующее третьему закону Кеплера.

Метеоритная теория объясняет существование пустых промежутков в кольцах, примером которых является щель Кассини. Как указал Кирквуд, движение частиц на тех расстояниях от Сатурна, для которых период оборота соизмерим с периодом оборота одного из спутников, будет неустойчивым вследствие возмущений, вызываемых притяжением спутника. Действительно, расстояние щели Кассини от планеты таково, что период оборота частиц на этом расстоянии составлял бы $\frac{1}{2}$ оборота ближайшего к кольцу спутника Мимаса, $\frac{1}{3}$ периода Энцелада и $\frac{1}{4}$ периода Тефии.

Вопрос о размерах частиц, образующих кольца, можно надеяться разрешить на основе фотометрического изучения колец.

Важными фотометрическими особенностями колец являются, во-первых, отсутствие зависимости яркости от угла падения солнечных лучей на их плоскость и, во-вторых, быстрое снижение яркости с увеличением фазового угла, находящее отражение в формуле (5) интегрального блеска планеты. Фазовый коэффициент для света одного кольца равен 0,4—0,5, в то время как для шара самого Сатурна он по малости значения не выявляется.

Первая фотометрическая теория колец, ставившая задачей объяснение указанных особенностей, была построена немецким астрономом Зеелигером. Он рассматривал схему среды, составленной из ортотропных шаров, равномерно распределенных в пустом пространстве. При фазовом угле $\psi = 0^\circ$ каждый элемент среды покрывает собственную тень, что дает в этих условиях максимальную яркость. С увеличением ψ тени выходят на картинную плоскость, и потому эффект затенения сравнительно быстро снижает яркость.

Данные простейшей «теневогой» теории недостаточно согласуются с позднее выполненными измерениями яркости колец при разных условиях освещения и наблюдения (Шенберг, В. Г. Фесенков). Шенберг нашел сходство изменения яркости с тем, что дают вычисления по теории Ми для диэлектрических рассеивающих элементов с радиусом 3,6 мк.

Более точная теория, помимо эффекта взаимного затенения частиц, должна принимать во внимание световой обмен между частицами, т. е. рассеяние высших порядков. Над этой проблемой работал М. С. Бобров, который на основании своих расчетов пришел к выводу, что элементы, составляющие кольца А и В, должны иметь сравнительно крупные размеры — типа камней и небольших глыбок.

§ 89. Уран, Нептун, Плутон. Визуальные наблюдения диска Урана трудны из-за малого углового размера и низкой яркости и приводят к противоречивым результатам: одни наблюдатели отмечают систему экваториальных полос, как на Юпитере, другие — пятна округлых очертаний.

Основной астрофизический материал по Урану относится к измерениям блеска. Старые данные давали значительные расхождения; так, для m_0 Мюллер получил визуально $5^m,86$, Пиккеринг $5^m,51$; Рессел принял $5^m,74$, что дает $g = 6,98$ и при $\delta_1 = 36'',0$ приводит к значению $A_g = 0,42$. Поскольку фазовая кривая и даже фазовый коэффициент неизвестны (фазовый угол планеты не превосходит 3°), расчет альбеда делается со значением $q = 1,5$ и приводит к $A_H = 0,63$. Из более поздних определений отметим данные П. П. Паренаго, который из большой серии визуальных наблюдений получил $m_0 = 5,64$, а также весьма точные фотоэлектрические измерения Гикласа в 1950—1952 гг., которые в условно-визуальной системе дали $m_0 = 5,52$ и показатель цвета $0^m,54$.

Короткопериодические колебания блеска позволили получить период вращения Урана, который по П. П. Паренаго составляет 10^h49^m . Это подтверждается также спектроскопическими наблюдениями, которые указывают на вращение в обратном направлении. Положение оси выражается нижеследующими координатами ее полюса:

$$\alpha = 4^h21^m, \quad \delta = +29^\circ,8,$$

что для наклона плоскости экватора к плоскости орбиты планеты дает 98° . Таким образом, вращение Урана является исключительным в том отношении, что это единственная в солнечной системе планета с обратным вращением и осью, лежащей почти в плоскости орбиты.

Своеобразие смены времен года на Уране сказывается на интегральном блеске: во-первых, в те эпохи, когда ось направлена к Солнцу и Земле, исчезают короткопериодические колебания блеска, как это, например, показали фотоэлектрические наблюдения 1950—1952 гг., а во-вторых, в значениях блеска получается долгий период, равный половине периода оборота вокруг Солнца, причем минимумы блеска наблюдались в 1880 и 1921 гг., когда ось вращения располагалась к радиусу-вектору перпендикулярно, а максимумы — в 1900 и 1942 гг. при оси, направленной на Солнце. Амплитуда этих колебаний по Беккеру составляет около $0^m,3$ и объясняется значительным сжатием планеты ($1/18$), изменяющим площадь проекции ее диска на картинную плоскость, а возможно, и различием в окраске разных широтных зон.

Спектр поглощения атмосферы Урана содержит полосы метана, более интенсивные, чем в спектре Сатурна, и своим расположением в спектре определяющие зеленоватый цвет диска планеты для глаза. Их интенсивность указывает на эквивалентную толщину слоя CH_4 в 1500 м. Полосы аммиака не обнаружены. Размытая полоса $8270 \text{ \AA}$, найденная Койпером, отождествлена Герцбергом с ротационной полосой молекулярного водорода; ее интенсивность соответствует эквивалентной толщине слоя H_2 в 18 км.

Радиометрические наблюдения Урана указывают на очень слабое собственное излучение и соответственно на температуру ниже -200°C . Равновесные температуры равны -184° и -200° .

Нептун по своим геометрическим, гравитационным и физическим свойствам чрезвычайно похож на Уран, отличаясь несколько большей массой. Определения диаметра разноречивы, старые данные приводили к выводу, что Нептун несколько больше Урана, по более новым измерениям получается обратное (см. табл. 1 и 2 главы XI), поскольку по сводке Рессела диаметр Нептуна равен 3,92 земного, по сводке Рабе 3,89 земного, в соответствии с чем получается и несколько большая средняя плотность: $1,58 \text{ г/см}^3$. Еще меньший диаметр, а именно всего 3,50 диаметра Земли, и соответственно более высокую плотность $2,22 \text{ г/см}^3$ получил в 1948 г. Койпер из наблюдений, выполненных дисковым микрометром, однако этот результат еще

требует проверки. Сжатие 1/50 получено в результате расчетов по формулам небесной механики.

Многочисленные попытки наблюдать детали на поверхности диска Нептуна к определенным результатам не привели, из чего можно заключить, что если такие детали и существуют, то контрастность их еще ниже, чем для Урана, так что в последовательности планет Юпитер — Сатурн — Уран — Нептун получается закономерное снижение видимости деталей с расстоянием от Солнца.

Методы поверхностной фотометрии к диску Нептуна еще не применялись, но измерения интегрального блеска весьма многочисленны и приводят к визуальному значению $m_0 = +7^m,15$ ($\Delta = 29,07$ а. е., $L = 28,07$ а. е., сводка Рессела) и показателю цвета, близкому к солнечному, указывающему на примерно нейтральное рассеяние (хотя диск, наблюдаемый визуально, имеет ясно выраженную зеленоватую окраску). Этим данным соответствует иллюстративное альbedo 0,52. Если же принять новейшее фотоэлектрическое определение Шэтцеля, отнесенное к международной фотовизуальной системе, и указанное выше значение диаметра по Койперу, то будем иметь: $m_0 = 7^m,95$, $A_v = 0,49$.

Для Нептуна неоднократно отмечалось наличие короткопериодических колебаний блеска, приписываемых вращению. Весь наблюдательный материал по этому вопросу недавно был заново пересмотрен Гюнтером, который получил период $0^d,53020 = 12^h43^m$ и $m_0 = 7,85 \pm 0,01$, причем кривая блеска довольно сложна и меняется со временем. Объяснить ее вращением тела с простыми пятнами на поверхности не представляется возможным, и потому Гюнтер прибегает к сложным гипотетическим моделям с двухслойной атмосферой и отверстиями в верхнем слое, сквозь которые видно зеркальное отражение солнечного света нижним слоем.

Фотометрически найденный период вращения Нептуна несколько расходится с периодом $15^h,8$, полученным Мензелом и Муром на основании спектроскопических измерений, которые дают для планеты прямое вращение. Последнее представляет большой интерес для космогонии в связи с тем, что движение главного спутника — Тритона обратное.

Спектр Нептуна характерен весьма узкими полосами CH_4 , которые в нем еще более интенсивны, чем в спектре Урана, и соответствуют эквивалентному слою метана в 2500 м. Полосы аммиака отсутствуют, но полоса водорода 8270 Å заметна.

Таким образом, в отношении характера спектров четыре планеты юпитеровой группы образуют последовательность, в которой интенсивность полос CH_4 с расстоянием от Солнца возрастает, а полос NH_3 — снижается. Это можно объяснить гипотезой, согласно которой с понижением температуры NH_3 , кристаллы которого образуют облачный покров на Юпитере и, вероятно, на Сатурне, вымерзает и оседает на поверхность, освобождая глубокий слой газообразного CH_4 .

Для Плутона из физических характеристик вполне достоверны только результаты интегральной фотометрии. Для визуального значения m_0 получено $14^m,71$ (Графф), для визуально-фотоэлектрического $14^m,90$ (Уокер и Харди), для фотовизуального и фотографического $14^m,74$ и $15^m,41$ (Бааде), чему соответствует показатель цвета $+0^m,67$, означающий нейтральную окраску поверхности.

Серия фотоэлектрических наблюдений, проведенных в 1953—1955 гг. Уокером и Харди, показала периодические колебания блеска Плутона с амплитудой свыше $0^m,1$ и периодом $6^d,390$; последний указанные авторы считают периодом вращения Плутона.

Определение массы Плутона выполнено по невязкам в движении Нептуна. Получено значение $0,99 \pm 0,09$ массы Земли. Вопрос о размерах находится

еще в стадии обсуждения. Койпер считал, что ему удалось различить и измерить диск Плутона, что дало для диаметра около 0,5 диаметра Земли. Такое значение приводит к альбедо 0,17, что правдоподобно, но в сочетании с приведенным выше значением массы приводит к средней плотности около 45 г/см^3 . Если же допустить, что приведенное выше значение диаметра уменьшено, например, вследствие очень сильного потемнения к краю диска, то получится слишком низкое альбедо (если диаметр равен земному, то альбедо 0,04). На основании рассмотрения всех данных Каллиате предлагает на обсуждение следующие элементы:

масса 0,99 земной,
радиус 7200 км,
плотность $3,9 \text{ г/см}^3$,
геометрическое альбедо 0,05.

Солнечное облучение для среднего расстояния Плутона от Солнца составляет $1/1600$ от земного, чему соответствуют равновесные температуры $T_1 = -211^\circ \text{C}$, $T_2 = -229^\circ \text{C}$.

§ 90. Спутники планет. В настоящее время в солнечной системе известны 31 спутник. Их перечень, включающий в себя некоторые элементы орбит, дан в табл. 2.

Вопрос о природе Луны рассматривается в гл. X. Остальные 30 спутников являются небесными телами с крайне малыми видимыми угловыми размерами, и потому исследование их природы выполняется теми же методами, которые применяются в отношении астероидов.

В крупные телескопы удастся различать диски у четырех главных спутников Юпитера (которые были открыты Галилеем и потому называются «галилеевыми») и у Титана. Есть сообщения о случаях наблюдения диска Реи и некоторых других спутников Сатурна, но это требует проверки. Измерение угловых диаметров, поскольку речь идет об объектах с видимыми размерами порядка $1''$ и менее, надежно осуществляется только при помощи дискового микрометра.

Детали на поверхности наиболее крупных спутников хотя и находятся на пределе возможностей телескопического наблюдения, все же различимы. Так, при увеличении свыше 1000 раз Ио представляется диском размером около $1''$ и на нем заметны темные полярные зоны, а также относительно светлый, пятнистый экваториальный пояс. На диске Европы, напротив, полярные зоны являются светлыми, а экваториальная зона занята темными эллиптическими пятнами. Аналогичный облик имеет Ганимед, у которого полярные зоны тоже светлее экваториальных. Поверхность Каллисто в основном покрыта темным веществом, на фоне которого выделяются отдельные более светлые пятна.

Наблюдения видимого перемещения пятен по дискам перечисленных спутников приводят к выводу, что для них период оборота вокруг осей равен периоду обращения вокруг Юпитера, так что все четыре галилеевых спутника постоянно обращены к своей планете одними и теми же полушариями, подобно тому как это имеет место в системе Луна — Земля.

На диске Титана заметны потемнение к краю и расплывчатые полосы, наблюдения которых пока не позволили сделать каких-либо заключений о вращении этого спутника.

Движение спутника вокруг планеты порождает для земного наблюдателя ряд явлений, представляющих известный астрофизический интерес. Важнейшими из них будут: покрытие спутника диском планеты, прохождение спутника перед диском, затмение спутника, т. е. его прохождение через конус тени планеты, и прохождение тени спутника по диску. Эти явления регулярно предвычисляются и публикуются в астрономических ежегодниках, а потому и систематически наблюдаются только для четырех

Таблица 2

Название планеты и спутника	Кто и когда открыл	Среднее расстояние от планеты (тыс. км)	Звездный период оборота (ср. сутки)	Наклон орбиты к экватору планеты	Экцентриситет орбиты	m_0	g	Диаметр, км
Земля								
Луна	—	384	27,32	18°—29°	0,055	-12,55	+0,46	3476*
Марс								
Фобос	Холл, 1877	9,4	0,32	1°	0,017	+11,5	+9,1	15
Деймос	Холл, 1877	23,6	1,26	2	0,003	+13,0	+10,6	8
Юпитер								
V Амальтея	Барнард, 1892	181	0,50	0	0,003	14,0	+7,3	160
I Ио	Галилей, 1610	422	1,77	0	0,000	5,54	-1,16	3730*
II Европа	Галилей, 1610	671	3,55	0	0,000	5,69	-1,01	3150*
III Ганимед	Галилей, 1610	1 070	7,15	0	0,001	5,08	-1,62	5150*
IV Каллисто	Галилей, 1610	1 881	16,69	0	0,007	6,28	-0,44	5180*
VI	Перрайн, 1904	11 400	250,62	31	0,155	14,7	+8,0	130
VII	Перрайн, 1905	11 700	260,07	30	0,207	17,5	+10,8	40
X	Никольсон, 1938	11 700	254,2	—	0,140	18,8	+12,1	24
XII	Никольсон, 1951	21 000	620	—	0,130	19,0	-12,3	22
XI	Никольсон, 1938	22 600	692,5	—	0,207	18,5	+11,8	30
VIII	Меллот, 1908	23 500	738,9	145	0,378	16,9	+9,8	56
IX	Никольсон, 1914	25 100	745,0	154	0,275	18,0	+11,3	27
Сатурн								
I Мимас	Гершель, 1789	185	0,94	2	0,019	12,1	+2,5	650
II Энцелад	Гершель, 1789	238	1,37	0	0,005	11,6	+2,0	800
III Тефия	Кассини, 1684	294	1,89	1	0,000	10,5	+0,9	1300
IV Диона	Кассини, 1684	377	2,74	0	0,002	10,7	+1,1	1200
V Рея	Кассини, 1672	527	4,52	0	0,001	10,0	+0,4	1750
VI Титан	Гюйгенс, 1655	1 200	15,95	0	0,029	8,3	-1,3	4200*
VII Гиперион	Бонд, 1848	1 500	21,28	1	0,119	13,0	+3,4	500
VIII Япет	Кассини, 1671	3 600	79,33	14	0,028	10,1	+0,5	1800
IX Феба	Пиккеринг, 1898	12 900	550,45	149	0,166	14,0	+4,4	250
Уран								
V Миранда	Койпер, 1948	130	1,41	0	—	17,0	+4,9	—
I Ариэль	Лассель, 1851	192	2,52	0	0,007	15,5	+3,4	800
II Умбриэль	Лассель, 1851	267	4,14	0	0,008	15,8	+3,7	640
III Титания	Гершель, 1787	488	8,71	0	0,002	14,0	+1,9	1600
IV Обертон	Гершель, 1787	586	13,46	0	0,001	14,2	+2,1	1450
Нептун								
I Тритон	Лассель, 1846	354	5,88	—	0,000	13,6	-1,2	4800
II Нереида	Койпер, 1949	8 000	359,4	—	0,76	19,5	+4,7	320

Знаком * отмечены диаметры спутников, измеренные микрометром; остальные значения — гипотетические.

главных спутников Юпитера. Для системы Сатурна они могут наблюдаться только около времени исчезновения колец, когда для них и публикуются специальные эфемериды.

Астрофизический интерес таких явлений сводится к тому, что при прохождении спутника перед диском возникает возможность легко сравнивать его альбедо с отражательной способностью различных деталей поверхности планеты, а наблюдения за изменениями блеска при вступлении в тень или

выходе из тени позволяют применять к исследованию атмосферы планеты те методы, на основании которых земная атмосфера изучается по данным наблюдений затмений Луны. Кроме того, по продолжительности вхождения спутника в тень планеты можно определить его диаметр.

Фотометрические исследования спутников вполне аналогичны тем, которые выполняются по отношению к астероидам. Они сводятся к определению показателя цвета и видимой звездной величины m_p при помощи методов, используемых в звездной фотометрии. Далее, при помощи формул (34) и (35) гл. XI вычисляются звездная величина m_0 в среднюю оппозицию и абсолютная звездная величина g . Изменение этих величин с фазовым углом позволяет получить фазовый коэффициент γ , а их периодические колебания со временем могут рассматриваться как следствие вращения спутника вокруг оси, чем можно воспользоваться для определения периода оборота.

Для тех спутников, в отношении которых линейный радиус R определяется достаточно уверенно, можно получать значения геометрического и иллюстративного альбеда. Соответствующие данные приведены в табл. 3.

Таблица 3

Название спутника	δ_1	m_0	g	A_r	A_n	γ	Цвет	Амплитуда колебаний блеска	Масса (Земля = 1)
Луна	2",40	-12,55	+0,40	0,10	0,15	0,025	G5	—	0,0123
Ио	2",38	+5,54	-1,16	0,46	0,69	0,016	G9	0",23	0,0121
Европа	2",08	+5,69	-1,01	0,51	0,76	0,019	G5	0",31	0,0079
Ганимед	3",62	+5,08	-1,62	0,30	0,45	0,023	G3	0",16	0,0260
Каллисто	3",49	+6,28	-0,44	0,11	0,16	0,046	G9	0",12	0,0160
Титан	2",9	+8,30	-1,26	0,33	0,50	—	—	—	0,0235

δ_1 — угловой полудиамер на расстоянии $\Delta=1$ а. е. В первых четырех графах — данные Рессела.

Для спутников, диски которых в телескоп неразличимы, можно решать обратную задачу, а именно, задавшись некоторым значением геометрического альбеда, получать гипотетические значения радиуса R . Решая равенство (33) гл. XI относительно R , заменяя $\pi\Gamma$ через A_r , переходя к звездным величинам и применяя значение звездной величины Солнца $m_c = -2,5 \lg E_c$, легко получаем:

$$\lg R = 0,2m_c - 0,5 \lg A_r - 0,2g.$$

При расчете значений R для астероидов и спутников условились принимать $A_r = 0,24$. Это дает:

$$\lg R = 3,31 - 0,2g.$$

Гипотетические значения диаметра $2R$, полученные по этой формуле, приводятся в последней графе табл. 2.

Значения масс для наиболее крупных спутников могут быть получены из рассмотрения взаимных возмущений в системе данной планеты. Для этого необходимо иметь большой наблюдательный материал и хорошо разработанную теорию движения спутников в этой системе. В настоящее время это имеем для систем Юпитера и Сатурна. Некоторые из надежно определенных значений масс даны в табл. 3. Как видим, наибольшей массой обладает Ганимед. Из спутников прочих планет значительную массу,

примерно равную массу Титана, имеет Тритон. Массы остальных спутников очень малы.

Незначительная масса и определяемое ею низкое значение скорости убегания ведут к тому, что для большей части спутников диссипация атмосферы должна *происходить очень быстро*, и потому можно ожидать, что спутники будут лишены газовых оболочек. Наблюдения это вполне подтверждают. Исключение составляет Титан, в спектре которого отчетливо выступает полоса поглощения у $\lambda=6190 \text{ \AA}$, принадлежащая метану. Количество последнего должно соответствовать однородному слою в 200 м толщины. Аммиак в спектре Титана не обнаружен.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВАМ XI, XII

1. Амбарцумян В. А., Теоретическая астрофизика, гл. VIII, Гостехиздат, 1952.
2. Атмосферы Земли и планет. Сб. статей под редакцией Койпера, ИЛ, 1951.
3. Барабашов Н. П., Исследование физических условий на Луне и планетах, Изд. Харьковск. ун-та, 1952.
4. Барабашов Н. П., Результаты фотометрических исследований Луны и планет на астрономической обсерватории Харьковского университета, Харьков, 1957.
5. Вокюлер Ж., Физика планеты Марс, ИЛ, 1956.
6. Келлог У. и Саган К., Атмосферы Марса и Венеры, ИЛ, 1962.
7. Линк Ф., Лунные затмения, ИЛ, 1962.
8. Миланкович М., Математическая климатология и астрономическая теория климата, ГОНТИ, 1939.
9. Мур П., Планета Венера, ИЛ, 1961.
10. Радиолокация Венеры, ИЛ, 1963.
11. Соболев В. В., Теория рассеяния света в планетных атмосферах, Успехи астрономических наук 4, 250—280, 1954.
12. Субботин М. Ф., Курс небесной механики, т. III, Гостехиздат, 1949.
13. Сытинская Н. Н., Абсолютная фотометрия протяженных небесных объектов, Изд. Ленинградск. ун-та, 1948.
14. Чандрасекар С., Перенос лучистой энергии, ИЛ, 1953.
15. Шаронов В. В., Фотометрическое исследование природы планет и спутников, Успехи астрономических наук 4, 181—249, 1954.
16. Шаронов В. В., Природа планет, Физматгиз, 1958.
17. Шифрин К. С., Рассеяние света в мутной среде, Гостехиздат, 1951.

ГЛАВА XIII

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАЛЫХ ПЛАНЕТ

§ 91. Орбиты малых планет. До настоящего времени открыто и зарегистрировано около 2000 малых планет (или астероидов) с известными орбитами.

Самые большие из этих объектов никогда не наблюдаются ярче чем звезды 5-й — 6-й звездной величины, а самые слабые из вновь открытых имеют 21-ю звездную величину.

Исследования орбит малых планет, которые теперь по международному соглашению производит Институт теоретической астрономии АН СССР, показали, что хотя их орбиты и очень разнообразны, но подавляющее большинство путей этих объектов лежит в области между орбитами Марса и Юпитера. Орбиты всех малых планет — эллипсы с разной величиной эксцентриситетов и наклонностей их к плоскости земной орбиты.

Некоторые малые планеты по величине их средних расстояний и эксцентриситетов выходят из пределов этого пояса. Орбита астероида Гидальго (№ 944) имеет очень значительные эксцентриситет и наклонность, а среднее расстояние его от Солнца равно 5,8 астрономической единицы, т. е. оно больше, чем у Юпитера.

Был открыт ряд астероидов, которые подходят к Солнцу не только значительно ближе Марса, но некоторые из астероидов, например Икар, Адонис, в перигелии подходят к Солнцу ближе Меркурия.

Малая планета Гермес двигалась по такой орбите, что между 25 и 30 октября 1937 г. она прошла от Земли всего в 580 000 км, т. е. являлась тогда небесным телом, прошедшим от нас менее чем на двойном расстоянии до Луны. Интересно отметить, что от Луны при этом Гермес прошел всего в 200 000 км.

Полное число малых планет и их взаимное расположение в солнечной системе важно знать в целях выяснения их происхождения и связи последнего с происхождением других членов нашей системы.

Детально вопросами изучения распределения орбит малых планет в пространстве занимались астрономы Хираяма в Японии и И. И. Путилин и Н. М. Штауде в СССР. Было выяснено, что иногда две планеты движутся по совсем близким орбитам и что орбиты многих планет почти пересекаются.

По одинаковости свойств орбит астероиды разбиты на 5 групп. В первую группу входит 25 планет, движущихся на среднем расстоянии от Солнца в 3,16 астрономической единицы. Во вторую группу вошли 93 планеты со средним расстоянием порядка 3,05, в третью группу — 15 планет со средним расстоянием порядка 2,90, в четвертую (2,55 а. е.) — 13 и в пятую (2,25 а. е.) — 57 сравнительно более близких планет.

Хираяма высказал предположение, что одинаковые свойства орбит в каждой из этих групп планет говорят за общность происхождения планет одной группы.

Общее число астероидов оценивается И. И. Путилиным в 140 тысяч, если считать за астероиды тела размерами более 1 км. Но ведь в солнечной системе есть множество еще более мелких тел. В межпланетном пространстве движутся и временами падают на Землю многочисленные метеориты, крупнейшие из которых достигают по массе сотен тысяч тонн. Поперечники таких метеоритов должны составлять несколько десятков метров. По мнению академика В. Г. Фесенкова, метеориты имеют с астероидами общее происхождение.

Астероиды принято причислять к малым телам солнечной системы. Кроме них к малым телам относятся кометы, метеориты и метеорная пыль, заполняющая межпланетное пространство.

Огромное значение для выяснения свойств малых планет и их происхождения играет изучение их физических характеристик.

§ 92. Физические свойства малых планет. Малые планеты, так же как и остальные спутники Солнца, являются телами не самосветящимися, а лишь отражают свет Солнца. Они настолько малы по размеру, что лишь в самые сильные телескопы, визуальнo с помощью микрометра или интерферометрически удалось до сих пор измерить поперечники лишь четырех самых крупных астероидов (см. табл. 1). Угловые размеры планет приводятся в таблице для расстояния в 1 а. е. Совершенно ясно, что измерять непосредственно размеры более слабых по блеску, чем приведенных в таблице, астероидов мы сейчас не можем.

Таблица 1

№№ п/п	Наимено- вание	Угловой размер	Диаметр, км	Звездные величины		Альбедо	Показа- тель цвета	Кoeffи- циент фазы
				абсолют- ная	в оппо- зиции			
1	Церера	1",06	767	3,83	7,4	0,10	+0 ^m ,70	0 ^m ,048
2	Паллада	0,68	489	4,55	8,0	0,13	+0,36	0,038
3	Юнона	0,27	193	5,91	8,7	0,22	+0,52	0,030
4	Веста	0,53	386	3,79	6,5	0,48	—	0,022

Поэтому для оценки размеров и для изучения свойств и цвета поверхностей астероидов, отражающих свет Солнца, в первую очередь измеряется их видимая звездная величина, что возможно для всех этих объектов, причем это делается в разных положениях астероидов относительно Солнца и Земли.

В публикуемых ежегодно Институтом теоретической астрономии эфемеридях [2, 3] малых планет для них приводятся следующие величины, по которым рассчитывается видимая звездная величина астероида m :

g — «абсолютная» звездная величина его, или та звездная величина, которую он имел бы в оппозиции на расстояниях в 1 а. е. от Земли и Солнца;

m_0 — звездная величина астероида в среднюю оппозицию, когда он находится на расстоянии a астрономических единиц от Солнца и $(a-1)$ а. е. от Земли. Поэтому

$$m = g + 5 \lg r \Delta \text{ и } m_0 = g + 5 \lg a(a-1),$$

где r , Δ — гелио- и геоцентрическое расстояния астероида в данный момент, выраженные в астрономических единицах.

Данные о звездных величинах малых планет основаны на их визуальных промерах фотометрами и фотографических промерах.

Редукция фотографической шкалы звездных величин астероидов на международную систему составила в среднем $+0^m,5$ для пределов величин их от $7,5$ до $9^m,5$ и $1^m,0$ для пределов величин от $9,5$ до $13^m,0$.

Эти наблюдения показали существование зависимости блеска астероидов от угла фазы (т. е. угла между направлениями с астероида на Солнце и Землю), неодинаковой (табл. 1) для разных астероидов, а также показателя цвета C (там же) или разности фотографических и визуальных звездных величин астероидов.

Последнее дает возможность оценить, насколько свет, отраженный их поверхностями, краснее или голубее освещающего их света Солнца. Значения C для разных астероидов лежат в пределах $+0^m,02 \div 1^m,34$. Спектральная отражательная способность нескольких малых планет исследовалась в Пулкове и на Ликской обсерватории (США) путем сравнения распределения энергии в спектре отраженного ими света с распределением энергии в спектре звезд солнечного типа (рис. 123).

Американские результаты тоже показали, что по этим свойствам планета Веста подобна Луне, а планета Метидя подобна ядру кометы Галлея и планета Геба краснее Луны. А. Н. Дейч получил в Пулкове результаты, говорящие о том, что Веста краснее Солнца.

Н. Ф. Бобровников [1] исследовал спектры 12 малых планет, обладающих блеском ярче десятой видимой величины, по снимкам на спектрографе с дисперсией $11,4$ м. между линиями H_β и H_γ . Путем сравнения их со спектром звезд класса G0 был получен относительный ход их отражательной способности по спектру и было проведено сопоставление со спектрами Луны и комет.

Спектр астероидов оказался отраженным солнечным спектром без добавочных линий и полос поглощения, что говорит об отсутствии у малых планет атмосферы.

Однако поверхность разных астероидов имеет неодинаковое избирательное отражение. Фиолетовая и ультрафиолетовая части спектра у большинства из них ослаблены, а иногда и совсем не наблюдаются. Это относится, например, к спектрам Ириды и Гебы, в то время как спектры Весты и Паллады, по Бобровникову, мало отличаются от солнечного спектра.

Наконец, в тех случаях, когда мы знаем угловой поперечник астероида и его видимую звездную величину, можно вычислить среднюю отражательную способность (или альбедо) его поверхности (табл. 1).

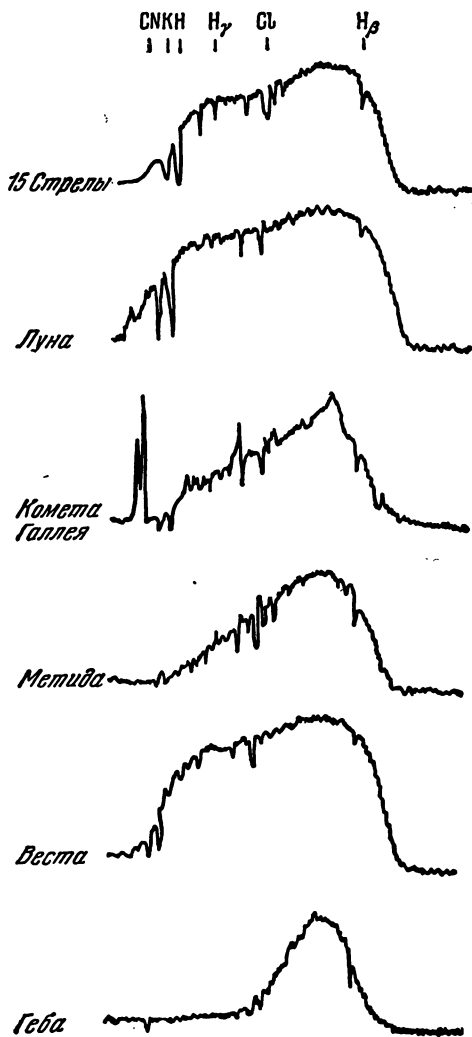


Рис. 123.

Напомним, что альbedo отражающей поверхности есть отношение светового потока, рассеянного во всех направлениях, к световому потоку, упавшему на эту поверхность.

При изучении малых планет пользуются двумя математическими определениями альbedo.

Рассчитывается их сферическое альbedo по Бонду [1] и геометрическое альbedo. *Сферическое альbedo A_c диффузно рассеивающего свет шара равно отношению светового потока, рассеянного таким шаром во всех направлениях, к полному световому потоку, упавшему на этот шар.*

Геометрическим альbedo называют отношение светового потока, рассеянного планетой в оппозицию (когда угол ее фазы α равен нулю) по направлению к Солнцу, к световому потоку, рассеянному в тех же условиях телом тех же размеров, каждый элемент поверхности которого отражает

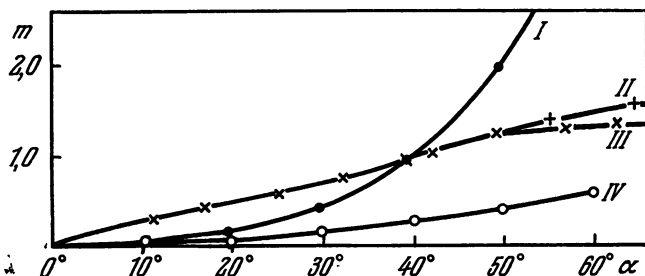


Рис. 124.

количество света, равное получаемому от Солнца при нормальном падении. Видимый блеск и звездная величина планеты зависят от угла фазы.

Значения альbedo астероидов оказались очень различными: от 0,53 до 0,04.

Удалось также подметить связь между величиной альbedo и быстротой падения блеска астероида по мере его удаления от противостояния с Солнцем (когда угол фазы близок к 0°) на 1° . Эта величина названа *коэффициентом фазы* (см. табл. 1). Чем больше альbedo астероида, тем меньше этот коэффициент фазы.

Понижение блеска планеты с увеличением угла фазы зависит от появления на ее поверхности теней от гор и от степени неровности поверхности. У астероидов существует связь между степенью белизны (альbedo) и изрытостью их поверхности. Чем она белее, тем менее изрыта.

Таблица 2

№ астероида	Наименование	Амплитуда	Период, часы
5	Астрея	0 ^m ,20	3,7
6	Геба	0,15	3,2
15	Эвномия	0,4	3,1
39	Летития	0,45	2,3
44	Низа	0,4	3,2
129	Антигона	0,4	2,4
340		0,4	9,2
	Эрос	1,5—0,2	5,5

На рис. 124 представлены кривая фазы для малой планеты Ганимед (I) [1], теоретическая кривая для абсолютно матового шара (IV), отражающего свет по закону Ламберта [3], и действительные кривые фазы для Луны (II) и Меркурия (III). Сравнение кривых говорит о том, что лишь часть астероидов имеет поверхности, подобные Луне и Меркурию. Другая часть их более изрыта, чем эти планеты.

Фотометрические наблюдения астероидов обнаружили также, что блеск небольшого числа их переменен, причем периоды его изменений равны нескольким часам, а амплитуды находятся в пределах от десятой звездной величины до $1^m,5$ (см. табл. 2).

Такие короткопериодические изменения блеска можно объяснить либо предположением о том, что поверхности астероидов не везде одинаково изрыты, либо тем, что они имеют в разных частях разное альbedo. В обоих случаях объяснения переменности блеска астероидов необходимо считать, что здесь имеет место наличие вращения астероидов вокруг их оси.

Особый случай по изменениям блеска наблюдается у астероида Эроса. Период изменения сохраняется довольно хорошо, но, в то время как в одни эпохи амплитуда изменения блеска здесь доходит до $1^m, 5$, в другие она не превышает $0^m, 1$. Это явление, достоверность которого проверена, объясняли и тем, что здесь мы имеем дело, по-видимому, с двойной планеткой, компоненты которой быстро вращаются вокруг центра тяжести системы. Максимальной величины изменения блеска Эроса должно наблюдаться тогда, когда Земля находится в плоскости орбиты этой двойной системы и в это время для нас могут происходить затмения одного из ее тел другим. Такое заключение как будто было подтверждено отдельными наблюдениями за рубежом, писавшими, что им в очень сильные телескопы удалось видеть Эрос как двойную планетку. Однако когда после этого попытались вычислить элементы орбиты такой системы, а затем массу и плотность ее составляющих, то плотность последних оказалась больше $45,0$ относительно воды, что невероятно. Другое объяснение явления переменности Эроса заключается в допущении того, что на его поверхности имеется ряд областей с сильно различающимися альbedo. Нужную кривую блеска дала бы планетка, на поверхности которой имелись бы три области с альbedo $A_1 = 0,23$ (слюдяной сланец), $A_2 = 0,56$ (лава вулкана Этны) и $A_3 = 0,08$ (базальт). Переменность амплитуды в этом случае должна объясняться положением Земли относительно оси вращения Эроса.

Так как прямым способом определить размеры и массы всех астероидов не удастся, а их нужно иметь для заключения о связи астероидов с другими телами нашей системы и выводов об их происхождении, сейчас для этого принят косвенный метод. Принимается, что среднее альbedo астероида равно среднему из измеренных его значений и поэтому среднее альbedo приравнивается числу $A = 0,24$. По этому числу и звездной величине всех астероидов, приведенной к расстоянию в 1 а. е., вычисляется их диаметр и объем. (Допущенная при этом ошибка в величине принятого объема может быть порядка трех в ту или другую сторону.)

Для средней плотности астероидов берут значение $3,7$ плотности воды. По суммарному объему все астероиды равновелики планете диаметром 1 000 км, а их суммарная масса составляет около $1/1000$ массы Земли.

Радиусы самых мелких астероидов, рассчитанные при этом допущении, представлены в табл. 3.

Для сравнения внизу таблицы приведены радиусы планет Весты, полученные по среднему и действительному ее альbedo. Последний получен в результате промера микрометром диаметра Весты.

§ 93. О происхождении малых планет. Самой важной целью изучения малых планет является выяснение их роли в космогонии солнечной системы. Для того чтобы этот вопрос был решен, нужно, исходя из изложенных выше результатов изучения астероидов, представить себе распределение масс

Таблица 3

Номер	Наименование	Зв. величина	Радиус, км
1009	Сирена	$14^m, 4$	2,7
719	Альберт	$14, 5$	2,6
1198	Атлантик	$14, 6$	2,5
—	Аполлон	$16, 0$	1,0
1121	Амур	$17, 0$	0,8
	Гермес	$17, 4$	0,7
	Адонис	$18, 5$	0,4
4	Веста {	$3, 47$ $3, 79$	417,0 198,0

по кольцу астероидов, а также оценить значение для космогонии сходства, найденного между последними и кометами и метеорами.

Как мы знаем, суммарная масса всех открытых астероидов оказалась порядка $1/1000$ массы Земли (точнее, от $3 \cdot 10^{-4}$ до $3 \cdot 10^{-3}$ массы Земли).

Для космогонических выводов ценным явилось несоответствие этого числа с массой кольца астероидов, полученной по формулам небесной механики с учетом величины возмущающего влияния, которое притяжение кольца астероидов оказывает на ближайшие к нему планеты. Оказалось, что по такому действию суммарная масса материи, находящейся в зоне кольца, должна быть не меньше $1/10$ массы Земли.

С возрастанием числа открываемых астероидов первая цифра несколько возрастает, но так как сейчас открываются мельчайшие астероиды, последнее никогда не увеличит их суммарной массы до второго значения. Следовательно, в зоне кольца должно существовать очень много материи в еще более раздробленном виде, т. е. в виде метеоритов и метеорной пыли.

За то, что физические свойства метеоритов имеют сходство с таковыми малых планет, говорит также и то, что по спектральным исследованиям Е. Л. Кринова отражательная способность и показатель цвета метеоритов ($CI = +1^m,08$) близки к таковым у астероидов. Наконец, интересно, что полученная В. Г. Фесенковым орбита Сихотэ-Алинского метеорита (упавшего на Землю в 1947 г.) оказалась эллипсом, афелий которого лежит как раз в кольце астероидов между Марсом и Юпитером. Правда, при массе этого метеорита порядка 1000 т поперечник его до попадания в земную атмосферу не мог быть больше 10 м , и он явился телом много меньшего размера, чем астероид Гермес, минимальный диаметр которого не может быть меньше 500 м , но орбиты обоих тел сходны. Можно предположить поэтому, что как Сихотэ-Алинский и Тунгусский метеориты, так и метеорные потоки имеют общее происхождение с кольцом астероидов.

Метеориты, а также и более мелкая космическая пыль, как находящиеся и сейчас в кольце астероидов, так и движущиеся вследствие возмущений от других планет по вытянутым эллипсам, что иногда позволяет им встречаться с Землей, могут быть результатом дробления астероидов при их столкновении между собой.

Большое сходство спектров ядра кометы Галлея и некоторых астероидов было одной из причин, которые заставили астрономов думать, что и кометы имеют общее происхождение с астероидами. Часть ученых считает, что кометы есть результат преобразования тех астероидов, которые, двигаясь теперь по своим эллиптическим орбитам, вышли когда-то из кольца астероидов. Появление у комет хвоста вблизи Солнца объясняется, как обычно, нагревом их голов Солнцем.

Могло ли кольцо астероидов на самом деле оказаться продуктом распада более крупных тел или нет и что из наблюдательных фактов можно считать доказательством этого?

В пользу этого говорят сейчас три факта:

1. Наличие быстрого вращения некоторых хорошо исследованных фотометрически астероидов, показавших короткопериодические изменения блеска.

2. Наличие семейств орбит астероидов. Некоторые астрономы считают, что каждое из таких семейств образовалось в результате повторных распадов частей первичной планеты.

3. То, что и метеориты, происхождение которых с астероидами могло быть общим, суть по своей структуре части ранее существовавшего крупного небесного тела (по А. Н. Заварицкому).

Столь крупные астероиды, как Церера, Юнона и Паллада, диаметр которых превышает сотни километров, по такой гипотезе считаются обра-

зовавшимися в результате первичного распада и не распадавшимися впоследствии.

4. Наконец, в пользу изложенной гипотезы говорит наличие астероидов, движущихся по вполне подобным орбитам, и то, что дальнейшее размельчение астероидов и образование из них метеоритов и метеорной пыли могло быть результатом столкновений этих тел.

Таковы гипотезы происхождения астероидов, метеоритов и комет как родственных астероидам тел. Правильность их должны проверить дальнейшие исследования этих небесных объектов.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ XIII

1. Путилин И. И., Малые планеты, Гостехиздат, 1953.
 2. Самойлова-Яхонтова Н. С., Малые планеты, Успехи астрономических наук 5, 1950.
 3. Эфемериды малых планет, Изд. ин-та теоретической астрономии АН СССР.
-

ГЛАВА XIV

КОМЕТЫ, МЕТЕОРЫ И ЗОДИАКАЛЬНЫЙ СВЕТ

Кроме больших планет со спутниками в состав солнечной системы входит большое количество так называемых «малых тел».

Кометами называются малые тела с непрерывно обновляющимися атмосферами.

Малые тела, лишённые атмосфер, делятся на *астероиды*, доступные современным телескопам, и *метеорные тела*, которые из-за малости размеров недоступны непосредственным наблюдениям в телескоп, пока они находятся за пределами земной атмосферы. Свет, рассеянный скоплением мелкой метеорной пыли, концентрирующейся около эклиптики, а также само скопление называются *зодиакальным светом*.

Кометы и астероиды различаются также по характеру орбит: первые имеют эксцентричные орбиты, вторые — близкие к круговым. Однако резкой грани между кометами, метеорными телами и астероидами нет. Некоторые астероиды временами выделяют атмосферы (Герта, Эльза и др.), а некоторые кометы подолгу имеют звездообразный вид без признаков атмосферы (комета Неуймина) или даже надолго перестают быть видимыми (комета де Вико—Свифта с периодом обращения около 6 лет имела атмосферу и была видна только в 1678, 1844 и 1894 гг., т. е. в среднем один раз в сто лет). Некоторые астероиды (Гидальго, Икар, Адонис и др.) имеют сильно вытянутые орбиты, некоторые кометы (Швасмана — Вахмана 1, Отерма) — почти круговые.

§ 94. Общие сведения о кометах. Комета обычно появляется в виде слабого туманного пятна. Внешне она бывает похожа на шаровое скопление или туманность, однако легко отличима от них благодаря заметному собственному движению относительно звезд. Иногда в центре туманного пятна, называемого *головой* кометы, бывает видно центральное звездообразное сгущение, именуемое *фотометрическим ядром*.

Слабая телескопическая комета может не давать никакой более развитой структуры. Однако чаще всего даже у телескопических комет при приближении к Солнцу развивается хвост, берущий начало в голове или ядре и простирающийся в сторону, противоположную Солнцу. Голова может содержать кроме излияний из ядра, дающих начало хвосту, также и другие структурные формы — *галосы* и *оболочки*. Галосы — образования, проектирующиеся на небесную сферу в виде дуг окружностей или полных окружностей. Радиусы галосов возрастают пропорционально времени; центры их обычно совпадают с фотометрическим ядром или близки к нему. Однако у ярких комет — таких, как знаменитая комета Галлея, — отмечается по несколько одновременно действующих центров галосообразования. Оболочками называются структурные образования в голове кометы того же типа, что и галосы. Они отличаются от обычных галосов своей большей яркостью и тем, что всегда являются разомкнутыми сферами, обращенными выпуклостью к Солнцу и имеющими центром точку, близкую или совпадающую с фотометрическим ядром.

Хвосты комет были разделены Ф. А. Бредихиным на три типа. Хвосты I типа образуются излияниями, идущими непосредственно из фотометрического ядра и направленными под влиянием отталкивательных сил Солнца в сторону, противоположную Солнцу. Ось хвоста I типа располагается приблизительно вдоль продолженного радиуса-вектора кометы. У слабых комет хвост I типа представляет узкий, почти прямолинейный луч. У ярких комет хвост первого типа представляет собой связку лучей, берущих начало в ядре,

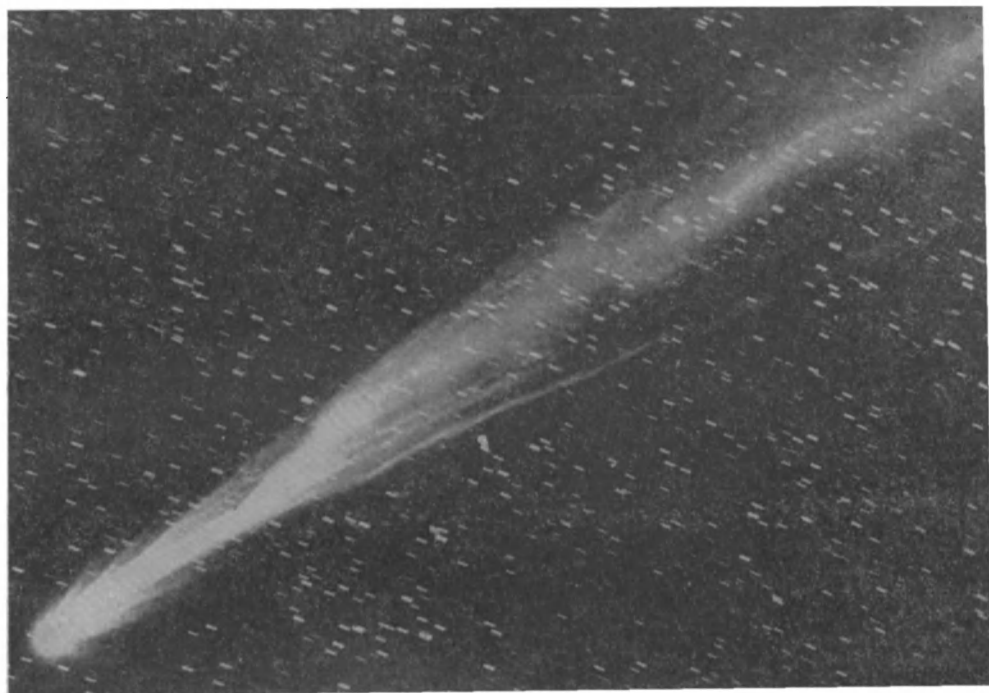


Рис. 125.

и напоминающую обычно луковичу. Отдельные лучи связки могут иметь изгибы, сгустки, волнистую форму и другие отступления от прямолинейности. Рис. 125 представляет фотографию кометы Морхауза 1908 III с хвостом такого вида.

Общими динамическими чертами всех хвостов I типа являются большие ускорения, превосходящие в несколько десятков, а то и в сотни раз ускорение тяготения к Солнцу, и, как следствие, уже упомянутое расположение оси хвоста почти вдоль радиуса-вектора.

Общей является и молекулярная природа хвостов I типа, состоящих исключительно из ионов, преимущественно CO^+ , N_2^+ и CO_2^+ .

Хвост II типа является как бы продолжением головы и представляет светящуюся полосу, ширина которой сначала равна диаметру головы и постепенно возрастает с удалением от нее. Ось хвоста II типа на малых расстояниях от головы почти прямолинейна и направлена почти вдоль радиуса-вектора, как и хвост I типа. Однако уже на расстоянии порядка градуса от головы становится заметной кривизна хвоста, причем хвост отклоняется в сторону, откуда движется комета.

На рис. 126 показана фотография кометы Мркоса 1957 V с узким прямолинейным хвостом I типа и широким изогнутым хвостом II типа с

многочисленными синхронами. По искривлению хвоста удастся определить ускорения, под действием которых он формируется. Они оказываются порядка 0,5—2,5 ускорения силы тяготения к Солнцу.

Хвосты III типа весьма похожи на хвосты II типа, но еще сильнее отклоняются от продолженного радиуса-вектора, что соответствует ускорениям, равным 0—0,3 ускорения солнечного притяжения.

Образуются хвосты II и III типа в основном, по-видимому, из той материи, которая составляет голову кометы. Они состоят из пылевых частиц разного размера; кроме того, в хвостах II типа предполагают наличие нейтральных молекул головы и продуктов их распада.



Рис. 126.

У некоторых комет наблюдаются аномальные хвосты, направленные к Солнцу. По Бредихину, они образуются особо крупными частицами, дающими начало метеорным потокам. От аномальных следует отличать псевдоаномальные хвосты, являющиеся обычными хвостами III типа и лишь кажущиеся направленными к Солнцу из-за условий проектирования их на небесную сферу. На рис. 127 представлена фотография кометы Аренда — Ролана 1957 II с хвостом II типа и псевдоаномальным хвостом.

В хвостах II и III типов иногда видны структуры в форме прямолинейных полос, получивших название синхрон, так как, согласно классическим представлениям, каждая полоса образуется при внезапном (синхронном) выбросе облака частиц разного размера и потому имеющих различные ускорения. Различают полные синхроны, начинающиеся от ядра, характерные для

хвостов III типа, и концевые синхроны, начинающиеся на некотором расстоянии от ядра и характерные для хвостов II типа (рис. 126).

Наиболее полным каталогом комет является каталог Британского астрономического общества, содержащий перечень всех комет, для которых были определены орбиты от 466 г. до н. э. по 1960 г.

Широко известен также каталог Бальде и Обальдия, содержащий кометы до 1952 г. включительно (763 появления 540 различных комет). Для каждого появления каталог дает время прохождения через перигелий T , период обращения P , долготу восходящего узла Ω (см. рис. 128), расстояние перигелия от узла ω , наклонность i , большую полуось a (для эллиптических орбит), эксцентриситет и перигелийное расстояние q . По характеру орбит кометы каталога распределяются следующим образом: гипербол — 63, с $P > 10^3$ лет — 353, с P между 10^3 и 15 лет — 56, с $P < 15$ лет — 68.

Среднее годовое число наблюдаемых комет было в XIX веке 3,1, с 1900 по 1960 гг. 5,8, а за последние 30 лет — 7,1, что отражает рост астрономической техники и плановости наблюдений.

Короткопериодические кометы образуют ряд «семейств». Семейство Юпитера содержит 66 комет с $P < 15$ лет и афелийными расстояниями, близкими к афелийному расстоянию Юпитера ($5 \frac{1}{2}$ а. е.); семейство Сатурна — 5

комет с P от 13 до 20 лет и афелийными расстояниями, как у Сатурна (10 а. е.); семейство Урана — 6 комет с P от 27 до 50 лет и афелиями, как у Урана (20 а. е.); семейство Нептуна — 10 комет с P от 50 до 100 а. е. и афелиями, как у Нептуна (30 а. е.) (численности приведены по С. К. Всехсвятскому).

Все кометы семейства Юпитера имеют прямые движения и очень малые наклонности. В других семействах встречаются и прямые и обратные движения. Долгопериодические и непериодические кометы имеют самые разнообразные i .

Все периодические кометы, наблюдавшиеся до 1 января 1963 г. не менее чем в двух появлениях, приводятся в табл. 1.

Был предложен целый ряд эмпирических формул для описания систематической зависимости яркости комет от их гелиоцентрического расстояния r . Всеобщее распространение получила формула С. В. Орлова:

$$H = m - 5 \lg q - 2,5n \lg r, \quad (1)$$

где q — гелиоцентрическое расстояние кометы, m — ее видимая звездная величина, H и n — фотометрические параметры, постоянные для данного ряда наблюдений. H обычно называется «абсолютной величиной» кометы; n характеризует скорость возрастания яркости с приближением к Солнцу.

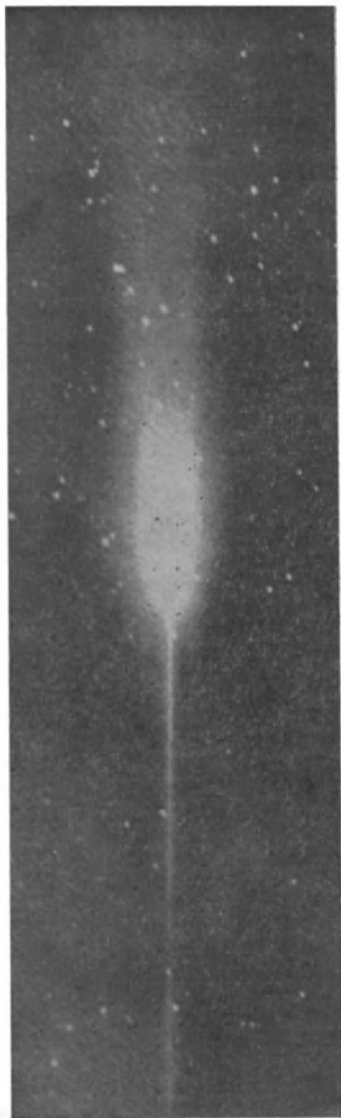


Рис. 127.

Таблица 1

Кометы	P	ω	Ω	i	a	q	N	T	H ₁₀
1960 i Энке	3 ^a ,30	185°,2	334°,7	12°,4	2,22	0,338	46	1961 февр. 12,8	12 ^m ,9
1961 g Грига—Скьел- лерупа	4,90	356,3	215,4	17,6	2,89	0,855	10	дек. 31,4	13,4
1954 III Хонда — Мркоса —Пайдуша- ковой	5,21	184,1	233,1	13,2	3,01	0,556	2	февр. 5,1	12,7
1957 II Темпеля 2	5,27	191,0	119,3	12,5	3,03	1,369	12	февр. 4,9	13,0
1927 I Неуймина 2	5,43	194,7	328,0	10,6	3,09	1,338	2	январ. 16,2	10,7— 11,9
1879 I Брорзена 1	5,46	14,9	101,3	29,4	3,10	0,590	5	март 31,0	9,3
1962 b Туттля—Джа- кобини—Кресака	5,49	38,0	165,6	13,8	3,11	1,122	4	апр. 23,9	12,0
1908 II Темпеля 3— Свифта	5,68	113,7	290,3	5,4	3,18	1,153	4	окт. 1,4	12,8
1894 IV де Вико— Свифта	5,86	296,6	48,8	3,0	3,25	1,392	3	окт. 12,7	10,2
1879 III Темпеля 1	5,98	159,5	78,8	9,8	3,30	1,771	3	май 7,6	10,4
1951 VI Понса—Вин- неке	6,12	170,2	94,4	21,7	3,35	1,161	15	сент. 8,6	14,1
1958 I Коппа	6,32	161,7	121,0	4,7	3,37	1,516	8	январ. 20,1	11,2
1961 a Форбса	6,42	259,7	25,4	4,6	3,46	1,545	4	июль 24,8	13,0
1959. VIII Джакоби- ни—Циннера	6,42	172,8	196,0	30,9	3,46	0,936	7	окт. 26,9	11,8
1958 V Вольфа—Хар- рингтона	6,52	187,0	254,3	18,5	3,48	1,605	2	авг. 11,7	
1960 j Швасмана— Вахмана 2	6,53	357,9	126,0	3,7	3,49	2,150	6	сент. 5	10,3
1852 III Биелы	6,62	223,3	245,9	12,6	3,53	0,861	6	сент. 24,2	8,1
1950 V Даниеля	6,66	7,2	69,7	19,7	4,54	1,465	4	авг. 24,3	12,8
1954 XI Виртанена	6,68	343,5	86,5	13,4	3,60	1,626	2	авг. 13,5	14,7
1950 II Д'Арре	6,70	174,4	143,6	18,1	3,55	1,378	10	июнь 6,6	11,7
1957 VII Аренда—Риго	6,71	326,4	124,6	17,2	3,55	1,385	2	сент. 8,7	
1961 h Перрена— Мркоса	6,71	165,9	240,3	17,7	3,55	1,150	4	1962 февр. 11	9,1
1960 IX Реймута 2	6,71	45,4	296,2	7,0	3,55	1,933	3	нояб. 24,9	12,2
1960 VI Брукса 2	6,72	197,1	176,5	5,5	3,66	1,763	10	июнь 17,3	13,7
1960 VII Харринг- тона	6,80	232,8	119,2	8,7	3,48	1,582	3	июнь 29,0	
1906 III Холмса	6,86	14,3	331,7	20,8	3,61	2,122	3	март 14,6	9,8
1956 V Джонсона	6,87	205,9	118,2	13,9	3,61	2,259	2	июль 24,2	10,0
1960 VIII Финлея	6,90	321,6	42,1	3,6	3,62	1,080	7	сент. 1,1	11,6
1960 V Борелли	7,02	350,9	76,2	31,1	3,66	1,449	7	июнь 12,6	12,5
1962 a Харрингтона— Эбелла	7,24	338,3	145,9	16,8		1,785	2		
1961 c Фая	7,38	199,1	203,6	9,1	3,79	1,610	15	май 16,0	11,1
1962 f Уипла	7,46	190,0	188,4	10,2	3,81	2,471	5	1963 апр. 29,6	11
1956 II Ашбрука — Джексона	7,50	349,1	2,3	12,5	3,83	2,324	2	апр. 5,67	0—10,0
1958 II Реймута	7,65	12,9	123,6	8,4	3,83	2,026	4	март 25,0	12,4
1959 V Аренда	7,80	44,6	357,6	21,7	3,93	1,83	2	сент. 1,2	
1958 IV Отерма	7,92	354,6	155,1	4,0	3,97	3,406	—	июнь 10,5	7,2
1960 III Шомасса	8,17	51,8	86,4	12,0	4,06	1,194	5	апр. 18,0	9—10,3
1959 II Вольфа 1	8,43	161,1	203,9	27,3	4,12	2,507	10	март 21,8	13,2
1960 f Кома — Сола	8,59	40,0	62,8	13,4	4,19	1,777	5	1961 апр. 4,5	9,7
1960 IV Вайсала 1	10,46	44,4	135,4	11,3	4,79	1,741	3	май 10,8	13,4
1951 V Неуймина 3	10,95	144,8	156,2	3,8	4,93	2,032	2	май 28,4	13,7
1933 I Гэля	10,99	209,1	67,3	11,7	4,94	1,183	2	июнь 18,5	9,2
1939 X Туттля 1	13,61	207,0	269,8	54,7	5,70	1,022	8	нояб. 10,1	11,4
1925 II Швасмана— Вахмана 1	16,10	355,8	321,6	9,5	6,39	5,538		1957 май 12,9	2,5
1948 XIII Неуймина 1	17,93	346,7	347,1	15,0	6,85	1,545	3	дек. 15,9	11,9

Продолжение табл. 1

Кометы	P	ω	Ω	i	a	q	N	T	H_{10}
1956 VI Кроммелина	27 ^a ,87	196°,0	250°,4	28°,9	9,19	0,743	5	окт. 19,4	10 ^m ,7
1942 IX Стефана— Отерма	38,96	358,3	78,5	17,9	11,41	1,596	2	дек. 19,2	9,5
1913 VI Вестфalia . .	61,73	57,1	346,8	40,9	15,62	1,254	2	нояб. 26,8	8,8
1919 III Брорзена— Меткафа	69,06	129,5	310,8	19,2	16,83	0,485	2	окт. 17,4	9,6
1956 IV Ольберса . .	69,57	64,6	85,4	44,6	16,91	1,179	3	июнь 15,9	5,5
1954 VII Понса— Брукса	70,88	199,0	255,2	74,2	17,13	0,774	3	май 23,0	6,1
1910 II Галлея . . .	76,03	111,7	57,3	162,2	18,25	0,587	29	апр. 20,2	4,6
1939 VI Гершеля—Ри- голле	156,0	29,3	355,1	64,2	28,98	0,748	2	авг. 9,5	8,5
1907 II Григга—Мели- ша	164,3	328,4	189,2	109,8	30,00	0,923	2	март 27,7	10,4

С. К. Всехсвятский составил каталог фотометрических параметров комет, охватывающий все кометы каталога Бальде и Обальдия и кометы 1953—1955 гг.; кроме того, регулярно публикуются дополнения к каталогу. Среднее значение n по Всехсвятскому около 4. В связи с этим

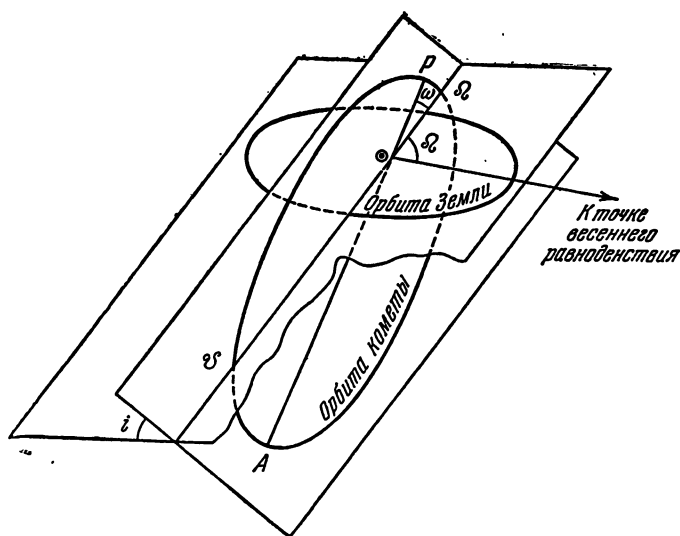


Рис. 128.

Всехсвятский предложил, кроме указанного выше, другое определение абсолютной величины, именно: считать за абсолютную величину кометы H_{10} , т. е. параметр H , определенный в предположении, что параметр $y=2,5$ $n=10$. Иными словами, по Всехсвятскому абсолютной величиной кометы является видимая величина, какую имела бы комета на единичных расстояниях от Земли и от Солнца, если бы показатель скорости изменения блеска был в точности равен 10.

В табл. 2 приводится распределение комет по абсолютным величинам H_{10} по Всехсвятскому.

Из таблицы видно, что даваемый непосредственными наблюдениями максимум численности комет 5—7-й величины нереален, а обусловлен малой

вероятностью открытия слабых комет, численность которых фактически весьма велика.

Следует иметь в виду, что обе функции распределения табл. 2 имеют лишь ориентировочный характер. У одной и той же кометы в разных появлениях

Таблица 2

Интервал абсолютных величин	Число комет	Число комет, исправленное за условия видимости
$-3^m \div -2^m$	1	
$-2 \div -1$	1	
$-1 \div 0$	1	1
$0 \div 1$	4	4
$1 \div 2$	5	5
$2 \div 3$	12	16
$3 \div 4$	23	42
$4 \div 5$	52	130
$5 \div 6$	70	236
$6 \div 7$	77	349
$7 \div 8$	58	430
$8 \div 9$	41	465
$9 \div 10$	35	521
$10 \div 11$	20	760
$11 \div 12$	7	1240
$12 \div 13$	3	
$13 \div 14$	1	

и даже на разных участках пути (например, до и после перигелия) обычно различные H и h , что может служить указанием на систематическую зависимость оценок блеска комет от условий видимости. Имеет место и вековая потеря блеска, составляющая от нескольких сотых до одной-полтора звездных величин за оборот.

§ 95. Кометные ядра. Массы кометных ядер M_α определяются наиболее непосредственно по их гравитационному воздействию. Ввиду его слабости удается определить лишь порядок M_α . При приближении кометы Лекселя к Земле ее период

укоротился на $2\frac{1}{2}$ дня, про-

должительность года осталась неизменной. Если бы длина года изменилась на 1 сек, то M_α было бы $1,3 \cdot 10^{-4} M_\odot$. Комета Брукса в результате сближения с Юпитером в 1886 г. изменила период с 29 лет до 7 лет. Период Юпитера заметным образом не изменился. Отсюда $M_\alpha \ll 10^{-4} M_\odot$. Комета Биелы разделилась на две части. Из их взаимных возмущений выведено $M_\alpha \approx 4,2 \cdot 10^{-7} M_\odot$. Комета Виртанена 1957 VI выбросила вторичное ядро со скоростью $\sim 1,6$ м/сек. Предположение, что эта скорость является параболической для ядра и что точка разделения отстояла на 10 км от центра ядра, дает $M_\alpha \approx 10^{17}$ г.

Из частного решения задачи трех тел получено следующее условие устойчивости кометного ядра по отношению к приливным силам Солнца:

$$R/q < \frac{1}{3} (M_\alpha/M_\odot)^{1/3}. \text{ Принимая завышенный радиус ядра кометы } R=25 \text{ км,}$$

получим: $M_\alpha > 0,5 \cdot 10^{-14} M_\odot$.

Этим оценкам соответствуют верхние пределы масс, получаемые из прямых наблюдений. Известно, что размеры кометных ядер лежат за пределами разрешающей способности телескопов. Принимая для таковой величину $0'',3$ и плотность ядер равной 6 г/см^3 , Рихтер получил верхние пределы M_α от $1,2 \cdot 10^{-5} M_\odot$, или $7,3 \cdot 10^{22} \text{ г}$ (комета 1882 I), до $5,5 \cdot 10^{-11} M_\odot$, или $3,3 \cdot 10^{17} \text{ г}$ (комета Неуймина 1).

По классическим представлениям времен Лапласа и Бесселя ядро состоит из легкоплавких веществ в виде льда или снега.

После обнаружения родства комет и метеорных потоков возникла модель каменистого ядра, подробно рассмотренная Б. Ю. Левиным. По Левиному летучие вещества присутствуют в каменистом ядре в виде сорбированных газов и появление атмосферы рассматривается как процесс десорбции газов с поверхности. Яркость кометы $i \sim \exp\left(-\frac{E}{RT_0}\right)$, где E — теплота десорбции, T_0 —

температура поверхности ядра, R — газовая постоянная. Рийвес уточнил эту модель путем учета диффузии сорбированных газов из объема ядра к поверхности и интерпретировал E как энергию активации диффузионного процесса. Когда $T_0 \sim r^{-\frac{1}{2}}$ (см. ниже),

$$i \sim \exp \left(-\frac{\text{const}}{\sqrt{r}} \right) \quad (2)$$

или, в звездных величинах,

$$m = A + B\sqrt{r}, \quad (3)$$

где A и B — постоянные.

Эта формула Левина, практически дающая тот же ход m с r , что и (1), была проверена наблюдениями и подтверждена Б. Ю. Левиным, Оортом и Шмидтом, Б. А. Воронцовым-Вельяминовым и многими другими.

Однако и «каменистая» модель, давая правильную зависимость i от r , не объясняет механизма появления пылевой составляющей в атмосферах комет.

Выход из затруднений ищут в синтезе «ледяной» и «каменистой» моделей.

Так, распространенная модель Уипла предполагает ядро в виде конгломерата каменных частиц и льдов различной химической природы (смесь «загрязненных» льдов). При этом предполагается, что поверхностный слой обогащен тугоплавкой каменной составляющей, образующей защитный слой, сквозь который диффундирует легкоплавкая. Модель Всехсвятского предполагает каменное ядро, частично покрытое льдами.

Модель Уипла была дополнена Свингсом и Дельземмом, обратившими внимание на то, что парциальное давление насыщенных паров p у различных «родительских» льдов весьма различно, а следовательно, весьма различна и скорость возгонки в вакуум, чего в действительности не наблюдается. Поэтому «родительские» молекулы должны присутствовать не в форме чистых льдов, а в виде замерзших гидратов состава $M \cdot n\text{H}_2\text{O}$, где M — соответствующая родительская молекула и $n\text{H}_2\text{O}$ — некоторое число молекул воды, определяющееся химическими свойствами молекулы M . Образоваться они могли путем слипания молекул в вакууме. Такие гидраты имеют близкие физические свойства, в частности почти одинаковую теплоту испарения, близкую к теплоте испарения чистой воды, а потому сублимируют с той же скоростью, что и лед H_2O .

Впрочем, возможно объяснение указанного противоречия и в рамках модели «смеси льдов», если смесь достаточно мелкодисперсна. Тогда количество выделившихся газов различной химической природы будет пропорционально количеству испарившегося наиболее тугоплавкого компонента — льда H_2O — так же, как в модели Свингса и Дельземма.

В варианте «ледяной» модели Дона и Юри предполагается, что свободные радикалы, наблюдаемые в атмосферах комет, существуют в свободном состоянии и в твердом ядре кометы, где они могли появиться в результате вымораживания межпланетных газов, состоящих из тех же радикалов. При не слишком большой концентрации радикалы могут при низкой температуре существовать в устойчивом состоянии.

Представляется вероятным, что реальное ядро кометы может включать в той или иной степени все рассмотренные структуры: и механические смеси разной дисперсности, и гидраты, и химически активные радикалы; при этом поверхностный слой может полностью или частично быть покрыт тугоплавкой корой, сквозь которую диффундируют летучие компоненты.

Возможные механизмы выделения вещества из такого ядра-конгломерата рассмотрены рядом авторов, в первую очередь Уиплом, Вейгертом и др.

Если на поверхности имеется много свободных льдов и поверхностный защитный слой еще не успел образоваться («молодые» кометы, совершившие небольшое число проходов через перигелий), то сублимация идет интенсивно. Поток газа увлекает пылевые частицы с поверхности ядра. Поэтому в спектре кометы преобладает отраженный солнечный свет (как у комет 1957 II Аренда—Ролана и 1957 V Мркоса), позволяющий спектрально отличать «молодые» кометы от «старых» (другой отличительный признак — характер орбит).

В «старых» кометах истечение газа происходит сквозь твердую кору, покрывающую ядро; кинетическая энергия газа недостаточна для преодоления сил сцепления пылевых частиц коры; последние появляются в атмосфере кометы, по-видимому, при тех или иных механических повреждениях коры; спектр кометы преимущественно газовый, непрерывный солнечный спектр слаб или отсутствует вовсе (типичный представитель — комета Энке).

Тепловой режим поверхностного слоя ядра, определяющий интенсивность газоотделения, а стало быть, и яркость кометы, в общем случае находится из решения уравнения теплопроводности

$$\delta c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (4)$$

при граничном условии

$$(1-a) \frac{q}{r^2} = -K (\text{grad } T)_0 + \sigma T^4 + b, \quad (5)$$

где t — время, x — нормаль к поверхности ядра, K — коэффициент теплопроводности, δ — плотность и c — теплоемкость поверхностного слоя ядра, q/r^2 — поток тепловой энергии, падающий от Солнца на 1 см^2 поверхности ядра, a — альbedo, $-K (\text{grad } T)_0$ — поток тепла внутрь ядра, σT^4 — потери на лучеиспускание, b — тепловая энергия, расходуемая на испарение с единицы поверхности за единицу времени. Последняя связана с температурой испаряющейся поверхности T_0 и упругостью насыщенного пара p при этой температуре соотношением

$$\left. \begin{aligned} Q &= \frac{b}{L} = \frac{\alpha p}{\sqrt{2\pi m_m k T_0}}, \\ p &= A T_0^{(c_p - c)/k} e^{-\frac{L}{k T_0}}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Здесь $L = (c_p - c) T_0 + L_0$ — теплота испарения одной частицы при температуре T_0 , L_0 — теплота испарения одной частицы при 0°K , c_p — теплоемкость пара при постоянном давлении, m_m — масса частицы (молекулы), A — постоянная, Q — количество частиц, испаряющихся с единицы поверхности за единицу времени, α — коэффициент испарения.

Численное интегрирование уравнения (4) с учетом (5) и (6) было проведено Миннартом и Марковичем для различных значений входящих в него термических констант. В частности, Миннарт нашел, что кометное ядро с диаметром в 1 км , движущееся по орбите кометы Галлея, будет иметь температуру поверхности в афелии около 50°K , а в перигелии — около 330°K , изменяющуюся несимметрично до и после перигелия (рис. 129). Маркович нашел, что результаты численного интегрирования всегда можно аппроксимировать выражением $T_0 = T_{00} r^{-\alpha_0}$, где $\alpha_0 \leq 0,5$. Подставляя это выражение для T_0 в (6) и пренебрегая изменением $T^{(c_p - c)/k - 1/2}$ по сравнению с экспонентой, получим для скорости газоотделения из ядра

$$\lg Q = C_1 + C_2 r^{\alpha_0}.$$

Но блеск кометы определяется в основном величиной Q , так как два других фактора — продолжительность жизни светящихся молекул головы до диссоциации ($\sim 1/r^2$) и частота актов их возбуждения солнечным излучением ($\sim r^2$) — компенсируют друг друга. Отсюда приходим к обобщенной формуле Левина

$$m = A + Br^{\alpha_0} \quad \left(\alpha_0 \leq \frac{1}{2} \right), \quad (3')$$

впервые полученной эмпирическим путем Всехсвятским.

Образование пылевой атмосферы у ядер-конгломератов по Вейгерту может быть описано следующим образом.

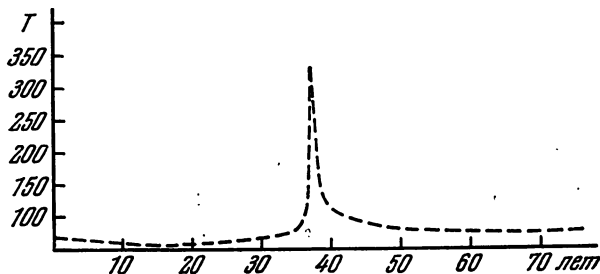


Рис. 129.

Запишем уравнение движения метеорной частицы радиуса h , плотности δ и массы $m = \frac{4}{3} \pi \delta h^3$ в виде

$$m\ddot{x} = \dot{P}(x) - K(x),$$

где $\dot{P}(x) = 2m_m(v - \dot{x})n(x)$ — приращение импульса, обусловленное ударами испаряющихся молекул газа, $n(x) = \pi h^2 Q \frac{R_0^3 v - x}{v}$, $K(x) = \frac{k^2 M_{\alpha} m}{x^2}$ — сила тяготения к ядру, v — скорость молекул газа, R_0 — радиус ядра, x — расстояние от центра ядра. Тогда при средней плотности ядра ρ

$$x^2 \ddot{x} + \alpha \dot{x} + \beta x^2 + \gamma = 0,$$

где $\alpha = \frac{3m_m R_0^3 Q}{\delta h}$, $\beta = \frac{v}{2\alpha}$, $\gamma = \frac{4}{3} \pi k^2 \rho R_0^3 - \frac{1}{2} \alpha v = \gamma_0 - \frac{1}{2} \alpha v$. В максимуме скорости $\ddot{x} = 0$ и

$$v_{\max} = v - \sqrt{\frac{\gamma_0}{\beta}}. \quad (7)$$

В начале движения $\ddot{x} \geq 0$, т. е. $\gamma \leq 0$; отсюда радиус наибольших пылинок, еще захватываемых потоком газа,

$$h_m = \frac{9}{\sqrt{8\pi^3}} \frac{Q \sqrt{m_m k T_0}}{k^2 \rho \delta R_0}. \quad (8)$$

Так, например, при радиусе ядра 5 км и испаряющемся веществе NH_3 (температура поверхности $T_0 = 120^\circ$) будут увлекаться потоком газа все частицы с радиусами $\leq 10^{-2}$ см.

У «старых» комет при больших r , когда члены b и σT^4 малы; имеем условия классической задачи теории теплопроводности. При периодическом нагревании поверхности вращающегося ядра по истечении достаточно большого времени после начала нагревания решение оказывается не зависящим

от начальных условий. Если температура поверхности задана разложением в ряд

$$T(0, t) = \sum_0^{\infty} T_n \cos(n\omega t + \varepsilon_n) \quad (9)$$

с известными коэффициентами T_n , ε_n и циклической частотой вращения ядра $\omega = \frac{2\pi}{P}$, а коэффициент температуропроводности $k = \frac{K}{\delta c} = \text{const}$, то решение будет иметь вид

$$T(x, t) = \sum_0^{\infty} T_n e^{-x \sqrt{\frac{\pi n}{Pk}}} \cos\left(\frac{2\pi n}{P} t - x \sqrt{\frac{\pi n}{Pk}} + \varepsilon_n\right). \quad (10)$$

Отсюда можно получить ряд выводов общего характера, не зависящих от численных значений T_n и ε_n . Так, величина $\frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{Pk}{\pi n}}$ является длиной n -й тепловой волны, имеющей период $\frac{P}{n}$. Фазовая скорость тепловой волны, определяющая скорость распространения какой-либо определенной фазы, например температурного максимума,

$$v_\phi = 2 \sqrt{\frac{\pi k n}{P}}. \quad (11)$$

Амплитуда колебания температуры на глубине x уменьшается по сравнению с амплитудой на поверхности в $e^{-x \sqrt{\frac{\pi n}{Pk}}}$ раз и, в частности, на глубине

$$x_e = \sqrt{\frac{Pk}{\pi n}} \quad (12)$$

падает в e раз. Например, при периоде в 1 сутки ($\sim 10^5$ сек) и температуропроводности $k = 3 \cdot 10^{-5}$ см²/сек ядро уже на глубине в 1 см может считаться в высокой степени изотермичным.

Поток тепла внутрь ядра, определяемый как

$$F = -K \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_0, \quad (13)$$

сдвинут по фазе относительно $T(0, t)$ на $\frac{P}{8}$.

Температура $T(0, t)$ может быть сдвинута по фазе относительно q в пределах от 0 до $\frac{P}{8}$. Первый случай осуществляется, когда потери на лучеиспускание велики; второй — когда потери на лучеиспускание и на возгонку малы и $F = q$.

У «старых» комет при малых r преобладает потеря на излучение

$$T_0 = \left(\frac{q_{\text{эфф}}}{\sigma} \right)^{1/4} \frac{1}{\sqrt{r}}. \quad (14)$$

Численное значение постоянной $\left(\frac{q_{\text{эфф}}}{\sigma} \right)^{1/4}$ зависит от размера тела, альбедо поверхности и угла падения солнечной радиации. При нормальном падении излучения Солнца на абсолютно черную поверхность массивного ядра $q_{\text{эфф}} = q_0$ и постоянная равна 330 °K. Абсолютно черные метеорные пылинки, прогревающиеся насквозь (радиус < 1 см), имеют по Занстра

$$T_0 = \frac{289 \text{ °K}}{\sqrt{r}}.$$

§ 96. Спектры комет. Еще наблюдатели XIX века (Донати, Скиапарелли, Бредихин и др.) установили, что кометные спектры состоят из непрерывного фона и эмиссионных, преимущественно молекулярных полос.

Непрерывный спектр характерен для центральной части головы и хвостов II и III типов. По Б. С. Шульману и другим авторам, непрерывный

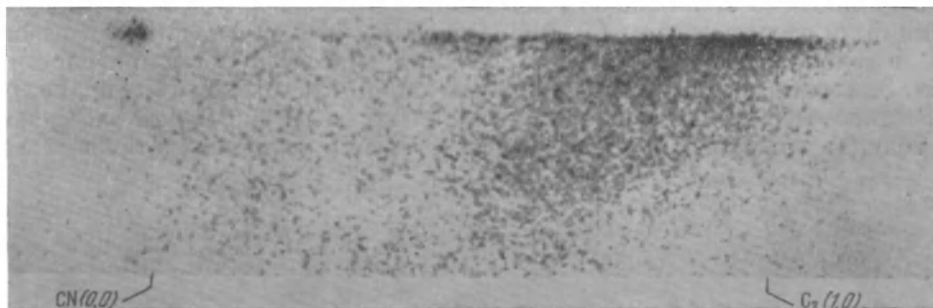


Рис. 130а.

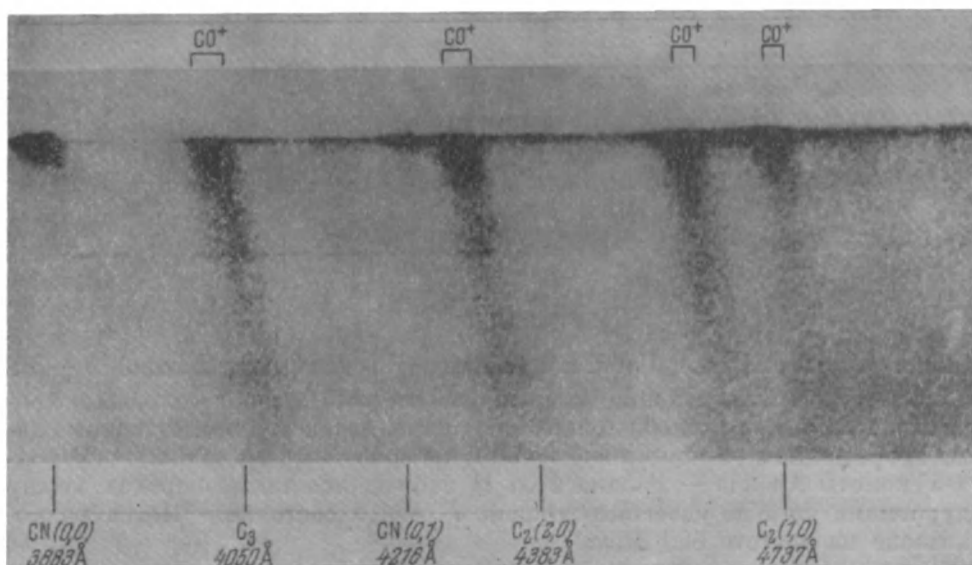


Рис. 130б.

спектр имеет распределение энергии солнечного типа с максимумом около 4700 Å и обычными фраунгоферовыми линиями солнечного спектра, видимыми в наиболее ярких участках непрерывного фона головы. Следовательно, непрерывный спектр обусловлен рассеянием солнечного света пылевыми частицами кометы. Этот вывод безусловно верен для спектра головы и весьма вероятен для спектра хвостов II и III типов. Об этом говорит также обнаруженная многими исследователями поляризация и цвет хвостов. Относительная роль различных видов рассеяния в условиях комет изучалась С. М. Полосковым и особенно подробно Узо и Батто, показавшими, что скорее всего преобладает рассеяние по Ми на небольших пылевых частицах с диаметрами 0,2—0,5 мк.

Среди молекулярных эмиссий уже в конце XIX и начале XX века были отождествлены полосы C_2 , CN , CN в голове, N_2^+ и CO^+ в хвостах I типа. На рис. 130 показаны спектры комет, снятые объективной призмой: рис. 130а — комета 1910 I с хвостом II типа (преобладает непрерывный спектр), рис. 130б — комета 1911 V с хвостом I типа (преобладают эмиссии CO^+). На рис. 131 даны щелевые спектрограммы головы кометы Энке 1947 XI (а, б — сняты со стеклянной призмой, в — с кварцевой призмой). Впоследствии были отождествлены C_3 , NH , OH , NH_2 , OH^+ в голове, CO_2^+ в хвосте, CN^+ в голове и хвосте. Перечень основных эмиссий головы приводится в табл. 3, хвоста — в табл. 4. Из атомных линий отмечены Na , O , Mg , Fe , Ni . Последние три элемента наблюдались только на весьма малом расстоянии от Солнца, порядка 10^{-2} а. е. (из них уверенно только мультиплеты Fe).

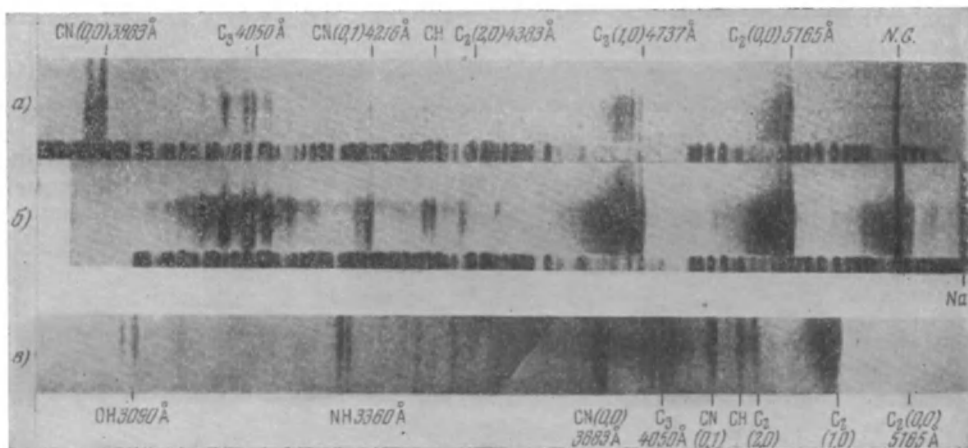


Рис. 131.

Na появляется при $r \leq 0,7$ а. е. и представлен известным дублетом $3^2P - 3^2S$ у λ 5890—5896 Å, придающим характерный желтый оттенок головам и хвостам ярких комет; эмиссии O обнаружены лишь недавно и представлены слабыми запрещенными линиями в зеленой и красной частях спектра.

У кометы Аренда — Ролана 1957 II наблюдался также переход между подуровнями лямбда-удвоения уровня $J'' = 1,5$ состояния $2^1P_{3/2}$ в радиодиапазоне на частоте 600 Мгц.

Таким образом, в спектроскопии комет наиболее существенную роль играют спектры двухатомных молекул. Поэтому на спектральных свойствах этих молекул и остановимся в первую очередь.

Двухатомная молекула имеет всегда ось симметрии, которой является прямая, соединяющая оба ядра. Поэтому ее электронное состояние характеризуется в первую очередь величиной проекции L_z суммарного орбитального момента электронов L на эту ось. В соответствии с общими правилами квантования механических моментов и их проекций имеем:

$$L_z = \Lambda \frac{h}{2\pi}, \quad |L| = \sqrt{L(L+1)} \frac{h}{2\pi}, \quad (15)$$

причем квантовое число Λ по абсолютной величине может быть равно 0, 1, 2, 3, ... Соответствующие электронные состояния обозначаются греческими прописными буквами: Σ , Π , Δ , Φ , ... В кометных спектрах наблюдаются состояния не выше Δ . Квантовое число суммарного спина электронов S

Таблица 3

Молекула	Система (электронный переход)	Колебательный переход	λ в Å	$\lambda_{\max}$	Примечания
C ₂	A ² Π _g — X ² Π _u (система Свана)	Δν = +2	4364,3—4380,9	4380	Система определяет собой визуальный диаметр головы. Показывает высокую вращательную и колебательную температуру, подобную наблюдаемой в лабораторных условиях (~3000°), что соответствует гомонуклеарной природе молекулы.
		Δν = +1	4669,5—4734,9	4713	
		Δν = 0	5097,3—5164,9	5164	
		Δν = -1	5466,2—5634,1	5634	
		Δν = -2	5959,6—6186,5	6186	
CN	B ² Σ ⁺ — X ² Σ ⁺ (фиолетовая система)	1—0	3572,2—3584,3	3584	Система определяет собой фотографический диаметр головы. Сильно выражены особенности вращательной структуры, вызванной наличием фраунгоферовых линий в возбуждающем излучении Солнца; низкая вращательная температура в соответствии с гетеронуклеарной природой молекулы.
		0—0	3851,0—3883,0	3882	
		0—0	4193,0—4214,7	4214	
C ₃			3950,2—4137,8	4051	Встречается в углеродных звездах класса N и в пламенах.
OH	A ² Σ ⁺ — X ² Π _i	0—0	3078,7—3107	3090	Аномальное распределение интенсивностей, вызванное фраунгоферовыми линиями возбуждающего солнечного излучения; низкие вращательные температуры (гетеронуклеарная молекула).
		1—1	3135,0—3159	3140	
NH	A ³ Π _i — X ³ Σ ⁻	0—0	3350,8—3372,0	3358	Низкие вращательные температуры.
CH*	B ² Σ ⁻ — X ² Π	0—0	3886,6—3921,5	3890	Ветви Q и P. Ветви Q, R и P.
	A ² Δ — X ² Π	0—0	4281—4348	4313	
CN	A ² Π — X ² Σ ⁺ (красная система)	2—0	7858—7957	7906	
		3—1	8046—8164	8106	
NH ₂	α-полоса аммиака			5384 5428 5706 5978 6299	Наблюдается вблизи ядра. Простирается по всей видимой области спектра; в ряде случаев налагается на излучения других молекул, напр., C ₂ у λ = 5166 Å.

Таблица 4

Молекула	Система (электронный переход)	Колебательный переход	$\lambda\lambda$ в Å	Примечания
CO ⁺	$A^2\Pi_i - X^2\Sigma^+$ (система кометных хвостов)	6—0	3416—3431	Дублетное строение. Коротковолновые компоненты немного ярче длинноволновых. Низкая вращательная температура (~300 °K).
		5—0	3580—3594	
		6—1	3695—3709	
		4—0	3781—3802	
		3—0	4001—4024	
		4—1	4124—4140	
		2—0	4251—4274	
		1—0	4544—4569	
	$B^2\Sigma^+ - A^2\Pi_i$ (система Бальде—Джонсона)	2—1	3509	Интенсивность системы мала, так как: 1) переходы происходят между возбужденными электронными уровнями; 2) возбуждается переходами $B^2X^+ - X^2\Sigma^+$, лежащими в далеком ультрафиолете у $\lambda\lambda$ 2190—2042.
		1—0	3709—3726	
		0—1	4231	
N ₂ ⁺	$B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$ (отрицательная система)	3—2	3545	Полосы обычно слабее полос CO ⁺ и шире; подобны полосам N ₂ ⁺ в спектре сумеречной дуги. Вращательная температура выше, чем у CO ⁺ .
		1—0	3580	
		0—0	3913, 7	
		1—2	4231	
		0—1	4274	
CO ₂ ⁺	$^2\Pi_u - ^2\Pi_g$	1—0	3378	Распространяется в хвосте на меньшие расстояния, чем CO ⁺ и N ₂ ⁺ .
		2—1	3388	
		0—0	3509	
		2—2	3545	
		0—1	3674	
		1—2	3695	
		0—2	3839	
OH ⁺	$^3\Pi_i - X^3\Sigma^-$	0—0	3594—3616	В голове и начальной части хвоста. Сравнительно слабая интенсивность.
CH ⁺	$^1\Pi_i - ^1\Sigma^+$	1—0	3954—3972	То же. P-, Q- и R-ветви.
		0—0	4225—4254	

определяет собой мультиплетность состояния, т. е. число составляющих, на какое распадается данное состояние во внешнем поле. Мультиплетность равна, как и в случае атомов, $2S + 1$ и указывается левым верхним значком у символа терма, например, состояние с $\Lambda = S = 0$ обозначается $^1\Sigma$.

Более подробное описание электронного состояния достигается введением векторов N — вращательного момента ядер относительно их центра тяжести и J — суммарного вращательного момента. Образование J происходит по-разному в зависимости от того, какие из трех векторов L , S и N взаимодействуют сильнее. Различают четыре случая связи (случаи a , b , c и d по Гунду) и промежуточные. Наиболее часто встречаются случаи a и b . В случае a сначала складываются L и S , давая суммарную проекцию на ось с квантовым числом $\Omega = L + S$. Эта проекция *) складывается с нормальным к ней вектором N , давая J . Проекция J на ось имеет квантовое число J , которое может принимать значения Ω , $\Omega + 1$, ... Численное значение Ω

*) L и S быстро прецессируют около оси; поэтому в дальнейшем учитывается только сохраняющаяся неизменной во времени проекция на ось.

ставится в этом случае нижним правым индексом около символа терма. В случае b S не связано с междядерной осью и Ω не имеет физического смысла. Здесь Λ и N образуют результирующую K (полный момент без учета спина). Составляющая K вдоль оси определяется квантовым числом $K = \Lambda, \Lambda + 1, \dots$. Наконец, $K + S = J$ — полный момент с учетом спина. Соответствующее квантовое число $J = K + S, K + S - 1, \dots, (K - S)$.

Случай b реализуется всегда в состояниях Σ , когда $\Lambda = 0$ и S совсем не связано с осью. В состояниях Π , Δ часто имеет место состояние, промежуточное между a и b , причем чаще всего при слабом вращении осуществляется случай a , а при сильном — b . Примерами могут служить молекулы CN , N_2 и др. Различие между случаями a и b , очевидно, исчезает для синглетных состояний, когда $S = 0$, $\Omega = \Lambda$ и $K = J$. Особо следует отметить промежуточный случай, когда взаимодействуют L и N . Это взаимодействие для всех состояний с $\Lambda \neq 0$ приводит к разделению каждого состояния с определенным J на два очень близких компонента (Λ -удвоение).

Физически это обусловлено тем, что все состояния с $\Lambda \neq 0$ двукратно вырождены (изменение знака момента количества движения относительно оси соответствует одной и той же энергии). Взаимодействие L и N снимает это вырождение.

Для состояния Σ вырождения в указанном смысле нет. Однако можно различить Σ -состояния, волновые функции которых сохраняют знак при отражении в плоскости, проходящей через ось (Σ^+), и состояния, функции которых меняют знак при таком отражении (Σ^-). Разрешены только переходы между Σ -состояниями одинакового знака.

Если молекула состоит из двух одинаковых атомов (гомонуклеарна), то она имеет центр симметрии. Волновая функция может либо сохраняться, либо изменять знак при отражении в центре симметрии. Соответственно состояние называется четным (g) или нечетным (u). Разрешенными являются только переходы между состояниями различной четности. При перестановке ядер волновая функция также может либо сохранить, либо изменить знак. Соответственно различают симметричные (s) и антисимметричные (a) состояния. Разрешены только переходы между состояниями одинаковой симметрии. У уровней вращательной энергии состояния s и a чередуются (четным J соответствует s -тип симметрии, нечетным J — a -тип или наоборот). Таким образом, каждое электронное состояние разбивается на ряд подуровней с различной вращательной энергией, определяемой квантовыми числами J или K .

Следует учесть еще колебательные движения молекулы, сопровождающиеся изменением междядерного расстояния r .

Рассмотренная картина вращательных подуровней должна повториться для каждого состояния колебания, характеризуемого определенным колебательным квантовым числом v ($v = 0, 1, 2, \dots$). На рис. 132 показана

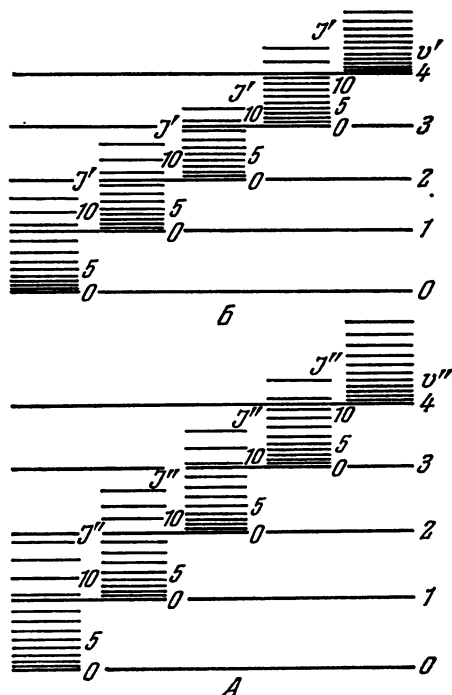


Рис. 132.

схема колебательных вращательных уровней для двух электронных состояний A и B .

Когда молекула имеет несколько различных электронных состояний одинаковой мультиплетности и с одинаковым Λ , они отмечаются латинскими буквами перед символом терма, например: $B^2\Sigma_u^+$. При этом основной электронный уровень обычно отмечается буквой X .

Переходы возможны как между различными электронными состояниями (электронные переходы), так и между подуровнями одного электронного состояния (колебательные, вращательные и колебательно-вращательные переходы). В спектроскопии комет наибольшее значение имеют электронные переходы, причем каждый электронный переход сопровождается одновременно изменением колебательной и вращательной энергии, т. е. является электронно-колебательно-вращательным. Излучаемые при таком переходе частоты определяются соотношением

$$\begin{aligned} \nu &= \frac{\Delta E}{hc} = \frac{1}{hc} (E'_{эл} - E''_{эл} + E'_{кол} - E''_{кол} + E'_{вр} - E''_{вр}) = \\ &= \nu_{эл} + \nu_{кол} + \nu_{вр} = \nu_{эл} + \omega'_e \left(v' + \frac{1}{2} \right) - \omega'_e x'_e \left(v' + \frac{1}{2} \right)^2 + \dots - \\ &\quad - \omega''_e \left(v'' + \frac{1}{2} \right) + \omega''_e x''_e \left(v'' + \frac{1}{2} \right)^2 - \dots + B_v J(J+1) - \\ &\quad - D_v J'^2 (J'+1)^2 + \dots - B_v J'' (J''+1) + D_v J''^2 (J''+1)^2 - \dots, \end{aligned} \quad (16)$$

где ω_e , x_e , B_v и D_v — константы, причем величины со штрихом относятся к верхнему состоянию, с двумя штрихами — к нижнему. При этом соблюдаются правила отбора $\Delta J = 0, \pm 1$ и для случая b дополнительно $\Delta K = \pm 1$ (для переходов $\Sigma - \Sigma$) или $\Delta K = 0, \pm 1$ (для остальных переходов); Δv , ввиду ангармоничности колебаний молекул, правилами отбора не ограничивается. Каждой паре значений v' и v'' соответствует определенная полоса с более или менее развитой вращательной структурой. При этом переходы с $\Delta J = -1, 0, +1$ образуют соответственно ветви P , Q и R . В случае b наиболее интенсивны переходы, для которых $\Delta K = \Delta J$. Таким образом, например, фиолетовая система CN^2 ($^2\Sigma - ^2\Sigma$) имеет в кометных спектрах ясно выраженные только R - и P -ветви.

При прочих равных условиях интенсивность $I_{вр}$ вращательного перехода определяется населенностью уровня, с которого происходит переход, и пропорциональна в первом приближении

$$I_{вр} \sim (2J+1) e^{-BJ(J+1)hc/kT}, \quad (17)$$

где $2J+1$ — статистический вес состояния; экспонента — больцмановский множитель. Это выражение имеет максимум при

$$J = \sqrt{\frac{kT}{2Bhc}} - \frac{1}{2}, \quad (18)$$

что позволяет определить по форме профиля вращательной ветви соответствующую эффективную вращательную температуру $T_{вр}$.

Более подробно о свойствах молекулярных спектров см., например, в курсе Кондратова.

Анализ распределения интенсивностей внутри полос позволяет сделать важные заключения о механизме свечения кометных газов.

Еще К. Шварцшильд и Крон, изучая распределение суммарного излучения вдоль хвоста кометы Галлея 1910 II, высказали мысль, что свечение кометных газов обусловлено резонансным переизлучением солнечного света. Количественные расчеты Занстра и Вурма подтвердили возможность такого объяснения. Однако решающее доказательство резонансно-флуоресцентной при-

роды свечения кометных газов дает спектрофотометрия комет, как это было показано впервые Свингсом на примере фиолетовой полосы CN (λ 3883). Именно, если возбуждение CN происходит только благодаря поглощению солнечного излучения молекулами, находящимися на нижнем колебательном уровне основного электронного состояния, то населенность возбужденного уровня K' будет

$$N_{K'} \sim N_{K'+1}'' p_P J_P + N_{K'-1}'' p_R J_R, \quad (19)$$

где $N_{K'+1}''$ и $N_{K'-1}''$ — населенности вращательных уровней $K'' = K' + 1$ и $K'' = K' - 1$ основного электронного и колебательного состояний, переходы

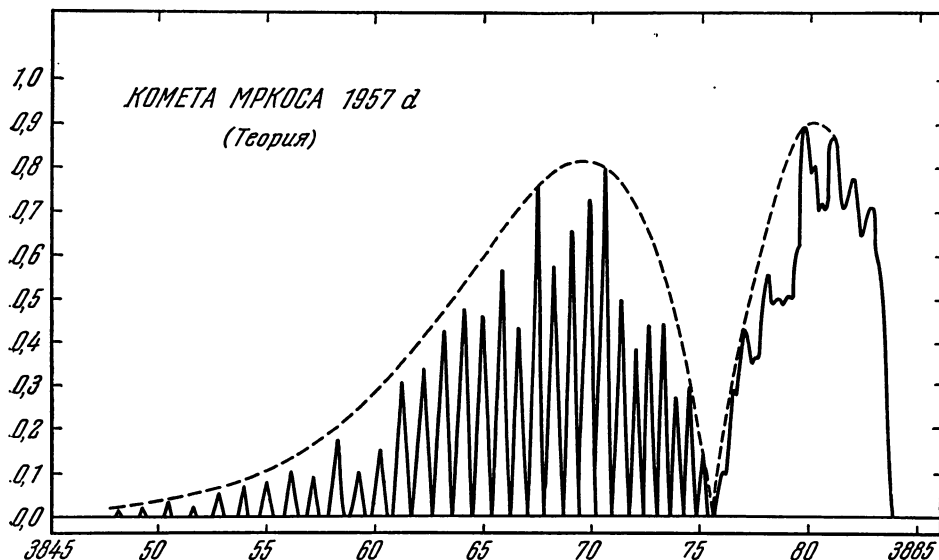


Рис. 133.

с которых возможны на уровень K' ; p_P и p_R — соответствующие вероятности перехода, а J_P и J_R — интенсивность излучения Солнца для длин волн, соответствующих P -переходам ($K'' = K' + 1$) и R -переходам ($K'' = K' - 1$) и исправленных за доплеровское смещение, обусловленное радиальной скоростью v_r кометы относительно Солнца.

При любом законе распределения $N_{K''}$, $N_{K'}$ будут зависеть от распределения энергии в спектре Солнца. В частности, сильные фраунгоферовы линии FeI (λ 3878,02 и λ 3878,57) должны приводить к аномально низким интенсивностям P - и R -линий, соответствующих числу K' между 3 и 8 (в зависимости от доплерова смещения), причем при любых v_r всегда $P(6)$ и $P(7)$ будут лежать внутри минимумов. Все эти особенности и наблюдаются в действительности. Количественная проверка этой идеи Свингса была выполнена впервые Мак-Келларом на полосах CN и CH ряда комет. Для $N_{K''}$ принималось больцмановское распределение, причем вращательная температура подбиралась так, чтобы соответствие наблюдаемых и вычислительных по (19) профилей полос было наилучшим. При этом всем наблюдаемым максимумам интенсивности соответствовали максимумы вычисленного профиля. Без учета профиля солнечного спектра вычисленный профиль в соответствии с (17) был бы гладким, без вторичных максимумов.

Флуоресцентный механизм был подтвержден также для большинства других полос молекул OH, NH, CH⁺, C₂. Особенно красивое подтверждение флуоресцентного механизма было получено недавно на примере спектра кометы

Мркоса 1957 d (1957 V) (рис. 133, 134). На рис. 133 показана вращательная структура полосы CN (0—0), вычисленная в предположении резонансно-флуоресцентного механизма возбуждения с учетом фраунгоферовых линий в спектре Солнца и их доплерова смещения. При неучете фраунгоферовых линий вращательные максимумы достигали бы пунктирной кривой. На рис. 134 представлена наблюдаемая структура этой же полосы. Как видно из сравнения рисунков, она подтверждает теоретическую во всех деталях. В настоящее время не известно ни одной полосы кометного спектра, которая требовала бы для объяснения ее тонкой структуры механизма возбуждения, отличного от резонансной флуоресценции.

Флуоресцентный механизм хорошо объясняет также наблюдаемую вращательную температуру. Как правило, в поглощении ветвь R сильнее ветви P , что приводит к перенаселенности уровня $K' = K + 1$ относительно $K' = K - 1$ в возбужденном электронном состоянии. В излучении с $K' = K + 1$

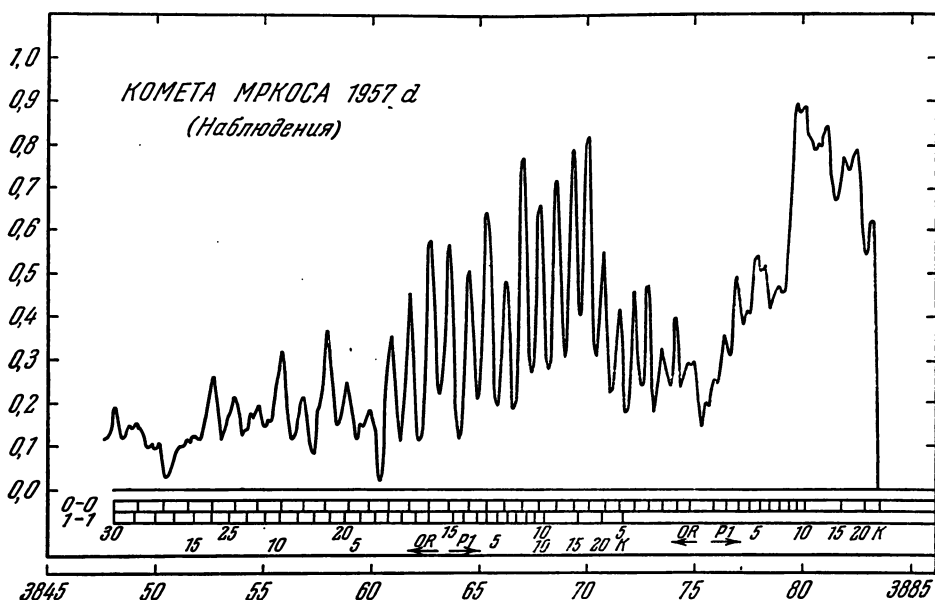


Рис. 134.

переход $P(K+2)$ сильнее $P(K)$, что приводит к повышенной населенности верхних K'' -уровней. Таким образом, особенно когда Q -ветвь слаба, может создаваться высокотемпературное распределение по вращательным уровням. Реализуется ли оно в действительности, зависит от степени устойчивости распределения, т. е. от вероятности вращательных переходов на уровни с меньшими K . Для гетеронуклеарных молекул такие переходы разрешены и потому наблюдается низкотемпературное распределение (молекулы CN, OH, NH, CN и CH^{*}). У гомонуклеарных молекул, таких, как C¹²C¹², чисто вращательные переходы запрещены *) и наблюдается высокотемпературное распределение ($T \approx 3000-4000^\circ\text{K}$). Аналогично обстоит дело с колебательными температурами, которые также в зависимости от симметрии молекул могут быть низкими (у гетеронуклеарных) или высокими (у гомонуклеарных молекул).

Поскольку при флуоресцентном механизме решающим фактором, определяющим T вращения, является соотношение среднего интервала между

*) Действительно, при чисто вращательном переходе $\Delta J = \pm 1$, что запрещено ввиду различного типа симметрии (a, s) соседних вращательных уровней.

последовательными процессами поглощения со средним временем жизни возбужденных вращательных состояний, последнее можно вывести из наблюдений кометных спектров.

Например, Хюнартс, анализируя профиль полосы (0—0) ОН, нашел, что последний может быть интерпретирован адекватным образом только при допущении, что $K''=0$ (и не может быть интерпретирован больцмановским распределением по K''). Отсюда следует, что вероятность чисто вращательных переходов для ОН больше $\frac{1}{\tau}=2 \cdot 10^{-3} \text{ сек}^{-1}$ (τ — время между двумя последовательными актами поглощения на расстоянии в 1 а. е. от Солнца, определяемое по известной вероятности перехода (0—0) ОН и интенсивности излучения Солнца).

В терминах флуоресцентного механизма Свингса находит объяснение и так называемый эффект Гринштейна. Если изображение ядра проектируется на середину щели спектрографа, можно заметить в спектре CN и CH различия интенсивности между «верхом» и «низом» одной и той же вращательной линии. У разных линий эти различия могут быть выражены неодинаково и даже иметь разный знак. Отсюда следует, что относительные интенсивности вращательных линий одной и той же полосы будут разными в различных частях головы. Эта вариация относительных интенсивностей хорошо объясняется принятием дифференциальных радиальных (относительно Солнца) скоростей в пределах головы порядка 1—3 км/сек. В виде типичного примера рассмотрим распределение интенсивности (в произвольных единицах) в голове кометы Мркоса 1957 V в свете линий $R(9)$ и $R(17)$ полосы CN (0—0)

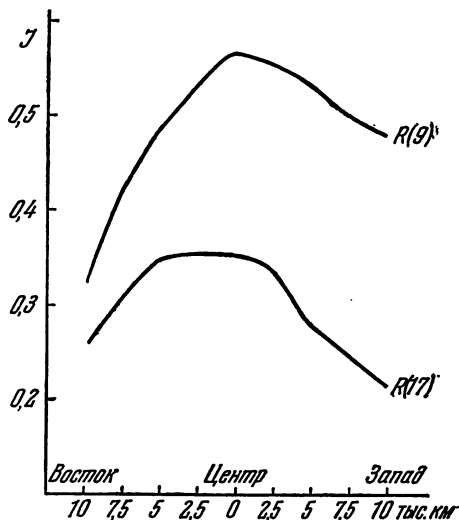


Рис. 135.

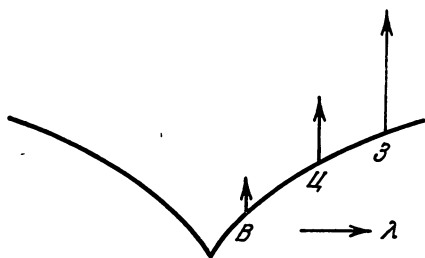


Рис. 136.

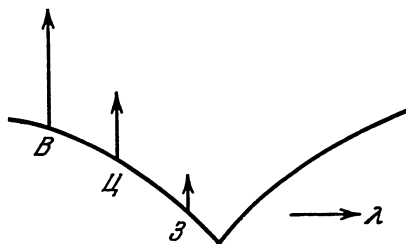


Рис. 137.

(рис. 135). Это распределение в момент наблюдения кометы Гринштейном было резко асимметрично: в линии $R(9)$ более интенсивна западная (к Солнцу) сторона, в линии $R(17)$ — восточная (к хвосту) сторона головы. Если бы асимметрия была обусловлена реальным распределением вещества в голове или каким-либо инструментальным эффектом, то она была бы одинакова для обеих линий. Эффект объясняется тем, что линии $R(9)$ и $R(17)$ падали на крылья сильных фраунгоферовых линий солнечного спектра, как показывают рис. 136 и 137. Благодаря дифференциальным движениям вещества в голове, западная часть головы была смещена в сторону больших λ , а восточная —

в сторону меньших λ относительно центра головы. Смещение было, конечно, на один и тот же интервал λ для обеих линий, но в случае $R(9)$ оно привело к усилению западной части и ослаблению восточной относительно центра, а в случае $R(17)$ — к ослаблению западной и усилению восточной. Причина и характер дифференциальных движений в голове, наблюдаемых спектрально, еще недостаточно выяснены. Хюнартс считает их проявлением вращения ядра; Свингс с сотрудниками — радиальными истечениями вещества из ядра.

Большинство молекул кометных атмосфер принадлежит к свободным радикалам. Последние могут существовать непосредственно в твердом ядре кометы при весьма низких температурах либо появляться в результате диссоциации и ионизации некоторых первичных, или «родительских», молекул.

В качестве вероятных первичных называют молекулы CH_4 , NH_3 , $(\text{CN})_2$, H_2O , CO_2 и некоторые другие более или менее сложные органические и неорганические молекулы.

Наиболее современный обзор спектроскопии дан в «Атласе репрезентативных кометных спектров» Свингса и Хазера.

Наблюдаются некоторые закономерные изменения в спектрах комет с изменением гелиоцентрического расстояния, общие для большинства комет. В частности, различные эмиссии появляются обычно в последовательности, данной в табл. 5.

Таблица 5

г, а. е.	Характер спектра
>3	Солнечный свет, отраженный пылевыми частицами или рассеянный многоатомными молекулами.
3	Появляется полоса (0—0) циана; показывает сразу же свое обычное значительное распространение в голове кометы.
2	Появляются излучения трехатомных молекул C_3 и NH_2 ; они намного короче линий CN; интенсивность C_3 больше интенсивности полосы (0—1) циана.
1,8	Появляются полосы Свана; показывают сразу же свое нормальное распространение в голове, так же как и свои высокие вращательную и колебательную температуры.
1,5	Присутствуют все остальные молекулярные эмиссии головы (ОН, NH, СН). Начиная с этого и меньших г, появляются излучения кометных хвостов, причем распределение CO^+ , N_2^+ и CO_2^+ приблизительно одинаковое, излучения CH^+ и OH^+ имеют меньшую протяженность.
$<1,5$	Интенсивность полос усиливается настолько, что часто выявляется их структура. Контуры гомонуклеарных молекул C_2 и C_3 , мало зависящие от г, при уменьшении г остаются почти без изменений. Контуры гетеронуклеарных молекул (CN, СН, ОН, NH) при уменьшении г показывают более развитую вращательную структуру. В частности, полоса (0—0) CN, имеющая при появлении вращательные линии до $J = 10$, на малых г дает вращательную структуру до J , равного нескольким десяткам.

Относительная интенсивность различных эмиссий у разных комет различна и может испытывать неправильные флуктуации во времени. У некоторых комет наблюдаются только непрерывный спектр и полоса 0—0 циана или даже только непрерывный спектр на всех г (пример — комета 1910 1).

Однако у большинства комет наблюдаются и некоторые общие закономерности в распределении относительных интенсивностей различных эмиссий.

1. *Непрерывный спектр.* Всегда преобладает на больших r ; интенсивный непрерывный спектр, наблюдаемый на интервале r от 1,5 до 1 а. е., обычно сохраняется и при меньших r .

2. *Молекулярные эмиссии.* У излучений сине-фиолетовой области C_3 (λ 4052), CN (полоса 0—1 у λ 4193), CH (λ 4313) и C_2 (полоса 2—0 у λ 4384) в центральной части головы относительные интенсивности C_3/CN , CN/CH и CN/C_2 имеют тенденцию в среднем возрастать с ростом r .

Относительная интенсивность $\frac{OH}{NH}$ в ультрафиолетовой области у ряда комет также растет с ростом r . Вращательные и колебательные температуры как гетеро-, так и гомонуклеарных молекул растут с уменьшением r .

§ 97. Видимый блеск комет. Массы и плотности кометных атмосфер. В случае молекулярного спектра блеск определяется числом молекул в основном электронном состоянии N , так как время жизни возбужденных электронных состояний весьма невелико. Если ограничиться рассмотрением молекул какой-нибудь одной химической природы, то число световых квантов, рассеиваемых атмосферой за единицу времени, будет

$$\sum_{v'v''} N p_{v'v''} J_{v'v''}, \quad (20)$$

где $p_{v'v''}$ — вероятность электронно-колебательного перехода между колебательными уровнями v' и v'' , $J_{v'v''}$ — интенсивность солнечного излучения в соответствующей области частот.

Вводя среднюю частоту данной системы полос $\nu_{v'v''}$, запишем энергию, испускаемую атмосферой за единицу времени, в виде

$$E = N \sum_{v'v''} p_{v'v''} J_{v'v''} h \nu_{v'v''}. \quad (21)$$

Световой поток Φ , исходящий от кометы, будет

$$\Phi = \frac{N}{M} \sum_{v'v''} p_{v'v''} J_{v'v''} h \nu_{v'v''} V_{v'v''}, \quad (22)$$

где $M = 1,61 \cdot 10^8$ эрг/сек лм — механический эквивалент света и $V_{v'v''}$ — коэффициент видимости для частоты $\nu_{v'v''}$. Освещенность, создаваемая кометой в окрестностях Земли, будет

$$\frac{\Phi}{4\pi Q^2} \text{ фот.}$$

Поскольку освещенность от звезды нулевой величины составляет $2 \cdot 10^{-10}$ фот, блеск кометы в звездных величинах будет

$$m = -2,5 \lg \left(\frac{\Phi}{8\pi Q^2} \cdot 10^{10} \right). \quad (23)$$

В случае, когда блеск кометы в основном обусловлен полосами Свана, лежащими вблизи от максимума чувствительности глаза ($\lambda = 5550 \text{ \AA}$), Φ можно представить приближенно в виде

$$\Phi = \frac{N}{M} B_{1-2} J_{\nu} h \nu, \quad (24)$$

где $\nu = \frac{c}{\lambda} = 5,4 \cdot 10^{14} \text{ сек}^{-1}$, B_{1-2} — эйнштейновский коэффициент для электронного перехода $C_2 \text{ } A^3 \text{ } \Pi_g \rightarrow X^3 \text{ } \Pi_u$ или, с учетом силы осциллятора

$$f_{1-2} = \frac{ch\nu m_e B_{1-2}}{4\pi^2 e^2}, \quad (25)$$

равной по Клементи $\sim 0,05$,

$$\Phi = \frac{N}{M} \frac{4\pi^2 e^2}{cm_e} J_v f_{1-2} = \frac{1}{5} \frac{\pi^2 e^2}{cm_e} J_v \frac{N}{M}, \quad (24')$$

откуда

$$m = 2,5 \lg \left[\frac{N}{4M} \frac{\pi e^2}{cm_e q^2} J_v \cdot 10^9 \right]. \quad (26)$$

Учитывая, что

$$J_v = W \frac{2\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \quad (27)$$

где

$$W = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{r_\odot^2}{r^2}} \right) \approx \frac{1}{4} \frac{r_\odot^2}{r^2} = 5,5 \cdot 10^{-6} r^{-2} \quad (28)$$

есть коэффициент дилуции, и принимая температуру фотосферы Солнца $T = 5 \cdot 10^3$ °K, получаем:

$$m_p = m - 5 \lg q = 2,5 \lg 0,8 \cdot 10^{35} - 2,5 \lg N,$$

где q выражено в астрономических единицах, или

$$N = 0,8 \cdot 10^{35-0,4m_p}. \quad (29)$$

Это число дает только нижний предел N . В действительности в атмосферах комет обычно присутствует около десятка других сортов молекул, примерно столь же обильных, как C_2 .

Применяя аналогичную формулу, С. М. Полосков оценил общее число молекул в головах нескольких наиболее ярких комет (табл. 6).

Таблица 6

Комета	N	R , см	n	n_0	λ , см	λ_0 , см
1843 I	10^{34}	$5 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^7$	$1,6 \cdot 10^{12}$	10^8	10^3
1882 II	10^{38}	$5 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^{11}$	$1,6 \cdot 10^{16}$	10^4	10^{-1}
1910 I	10^{35}	$5 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^{12}$	10^{10}	10^3
1910 II	10^{34}	$5 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^4$	$1,6 \cdot 10^{11}$	10^{11}	10^4

Здесь R — радиус головы, к которому относится оценка N , и n — среднее число молекул в 1 см^3 объема головы, $n_0 = \frac{N}{4\pi R_0^2 R}$ — число молекул в 1 см^3 объема головы в непосредственной близости от ядра кометы в предположении, что плотность вещества падает по квадратичному закону с расстоянием от центра ядра:

$$n = n_0 \frac{R_0^2}{R^2}, \quad (30)$$

причем радиус ядра R_0 принят равным 10 км , λ и λ_0 — соответствующие длины свободного пробега молекул, вычисляемые, как $\frac{1}{\sigma n}$, где $\sigma = 10^{-15} \text{ см}^2$ — газокинетическое сечение.

В головах слабых комет плотность газа еще ниже. Так, из фотоэлектрических наблюдений интенсивности полосы $(1-0)C_2$ Узо определил при $f=0,035$ плотность C_2 в голове кометы Мркоса 1955 III как $3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ на расстоянии $5,3 \cdot 10^8 \text{ см}$ и 67 см^{-3} на расстоянии $5,3 \cdot 10^9 \text{ см}$ от ядра.

Таким образом, плотность вещества в головах комет, даже сравнительно ярких, невелика, и межмолекулярными соударениями действительно можно пренебречь во всем объеме головы, кроме области, непосредственно примыкающей к поверхности ядра, где межмолекулярные соударения могут играть некоторую роль. Исключение представляет только комета 1882 II, которая является исключительной и во всех остальных отношениях благодаря малому q (10^{-2} а. е.).

Число N , очевидно, непосредственно связано со скоростью газоотделения из ядра кометы и средним временем жизни молекулы τ до ее разрушения (диссоциации или ионизации).

Если число «родительских» молекул в атмосфере кометы N_0 , число «дочерних» молекул, дающих оптически наблюдаемый спектр, N , то по Вурму

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN_0}{dt} &= Q - \alpha N, \\ \frac{dN}{dt} &= \alpha N - \beta N, \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

где Q — количество «родительских» молекул, поступающих в атмосферу за единицу времени, α и β — обратные времена жизни «родительских» и «дочерних» молекул. Тогда

$$\left. \begin{aligned} N_0 &= \frac{Q}{\alpha} - C_0 e^{-\alpha t}, \\ N &= \frac{Q}{\beta} - C_1 e^{-\beta t} - \frac{\alpha C_0}{\alpha - \beta} e^{-\alpha t}. \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

При t , значительно большем $\frac{1}{\alpha}$ и $\frac{1}{\beta}$,

$$\left. \begin{aligned} N_0 &= \frac{Q}{\alpha}, \\ N &= \frac{Q}{\beta}. \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

Таким образом, в квазистационарных условиях N равно произведению времени жизни молекул τ и скорости выделения «родительских» молекул из ядра и не зависит совсем от скорости разрушения «родительских» молекул.

Расчет плотности пылевой атмосферы был проделан Уитнеем и др. Принимая, что свойства поверхности пылевых частиц таковы, как у поверхности Цереры, и учитывая, что Церера, имеющая диаметр 770 км, обладает в оппозиции абсолютной величиной $3^m,7$, Уитней находит для десятичного логарифма общей массы пылевых частиц

$$\lg M = \lg \delta h + 2 \lg \left[\frac{r q 385 \cdot 10^5}{\Phi^{1/2}(\alpha)} \right] - 0,40m + 2,10, \quad (34)$$

где m — видимая величина кометы, δ — плотность пылинки, h — ее радиус, Φ — фазовая функция (отношение яркости при фазовом угле α к яркости в оппозиции), r и q — в астрономических единицах, остальные величины — в системе CGS.

В качестве примера определения плотности пылевой материи можно указать результат Лиллера, получившего для хвоста кометы Аренда — Ролана II типа около максимума его развития значение $M \approx 10^{14}$ г, если $h=0,3$ микрона, что дает среднее расстояние между пылинками около 4 м на удалении $2,1 \cdot 10^6$ км от ядра. Для хвоста кометы Мркоса II типа тем же автором найдена масса $\sim 2 \cdot 10^{14}$ г при $h=0,3$ микрона и среднее расстояние между частицами 3 м на удалении $4,4 \cdot 10^6$ км от ядра. В СССР поверхностной фотометрией комет занимались также В. Г. Рийвес, В. П. Коноплева и др., работами

которых установлено, что обычно пространственная плотность n действительно падает с расстоянием от ядра R по квадратичному закону.

Б. А. Воронцов-Вельяминов из анализа яркостей монохроматических изображений головы кометы 1943 I Уипла — Федтке — Тевзадае, полученных с помощью объективной призмы, нашел общее число молекул в голове: $N(C_2) = 7 \cdot 10^{32}$, $N(CN) = 1 \cdot 10^{33}$ и $N(C_3) = 3 \cdot 10^{31}$, что при наблюдаемом радиусе головы $3,7 \cdot 10^5$ км дает на периферии головы плотность ~ 1 см $^{-3}$ при квадратичном законе падения плотности.

Теоретические изофоты головы кометы при различных предположениях о характере эмиссии молекул с поверхности ядра построили Д. О. Мохнач и др. В частности, при эмиссии с поверхности ядра, пропорциональной освещенности, создаваемой Солнцем, изофоты имеют, по Мохначу, вид слегка деформированных окружностей, центры которых смещены относительно ядра в сторону Солнца, что, по Мохначу, вызывает систематическую ошибку в определении положений ядра из наблюдений.

Таблица 7

$\frac{d}{2}$, ммк	$1 + \mu$		
	$n = 1,5$ $\delta = 3$	$n = 2$ $\delta = 4$	$n = 1,57 \times$ $\times (1-i)$ $\delta = 6$
50	0,05	0,3	1,7
100	0,3	1,0	1,5
150	0,5	1,2	—
200	0,5	1,2	—
300	0,5	0,7	—
400	0,4	0,5	—

§ 98. Дифференциация вещества в атмосфере кометы под влиянием теплового излучения Солнца. Наблюдаемая дифференциация вещества обусловлена двумя причинами: различием ускорений a (обуславливающих три типа хвостов) и различием среднего времени жизни молекул τ до их диссоциации или ионизации (отсюда разделение нейтральных молекул в пределах головы и ионизованных в пределах хвоста I типа).

Пылевые частицы движутся под действием силы лучевого давления Солнца

F , равной объемной плотности излучения Солнца $u = \frac{q}{c} \left(\frac{r_\odot}{r} \right)^2$ (q — солнечная постоянная, c — скорость света), умноженной на эффективное сечение частицы σ .

Сферической частице радиуса h и плотности δ сила F сообщает ускорение

$$a = \frac{3}{4} \frac{u}{h\delta} Q, \quad (35)$$

где $Q = \sigma/\pi h^2$ — отношение эффективного сечения к геометрическому.

За единицу ускорения выгодно принимать ускорение силы тяжести $a_0 = \frac{k^2 M_\odot}{r^2}$. Тогда безразмерное относительное ускорение

$$1 + \mu = \frac{3q}{4c} \frac{r_\odot^2}{k^2 M_\odot} \frac{Q}{h\delta} = 0,57 \cdot 10^{-5} \frac{Q}{h\delta} (h - \text{в см, } \delta - \text{в г/см}^3). \quad (36)$$

$Q=1$ в предельном случае, когда $h \gg \lambda$ и показатель преломления частицы $n \rightarrow \infty$ (металлические, бесконечно проводящие или диэлектрические, полностью отражающие частицы). Тогда

$$1 + \mu = \frac{0,57 \cdot 10^{-5}}{h\delta}. \quad (37)$$

При сравнимых h и λ и $n \neq \infty$ для определения Q необходимо учитывать характер поглощения и рассеяния света частицей, общая теория которых была дана Ми. На основе теории Ми Б. Ю. Левин рассчитал $1 + \mu$ для каменных (действительное n) и для железных (комплексное n вида $a + bi$) частиц. Эти данные приведены в табл. 7.

Эти ускорения соответствуют значениям $1 + \mu$, наблюдаемым в пылевых хвостах III типа.

Ускорения в хвостах II типа могут быть объяснены двояко.

С одной стороны, предполагая плотность частиц меньшей, чем в таблице Левина, или форму, значительно отличающуюся от сферической, получим соответственно большие $1 + \mu$. Основание к тому можно видеть, например, в списке земных минералов — производных углеводородов, имеющих $\delta \approx 1$ при больших n , доходящих до 2.

С другой стороны, свет оказывает заметное давление и на молекулы. В 1909 г. П. Н. Лебедев поставил свои знаменитые опыты, которыми впервые обнаружил реальность лучевого давления на газ и его пропорциональность избирательному поглощению света. Современная теория лучевого давления в газах была дана Паули на основе квантовомеханических представлений и дополнена Вурмом. Эта теория сводится к следующему. Поглощая квант света энергии $h\nu$, молекула воспринимает и его импульс $\frac{h\nu}{c}$, направленный в сторону от Солнца; излучая такой же квант, молекула испытывает отдачу, сообщаящую ей дополнительный импульс. В случае вынужденного излучения дополнительный импульс компенсирует первый, и результат равен нулю. В случае спонтанного (самопроизвольного) излучения дополнительный импульс может быть ориентирован как угодно и в среднем отдача равна нулю. В случае комет вынужденное излучение практически отсутствует и сила, действующая на молекулу, равна импульсу, получаемому за единицу времени: $\frac{B_{12}J_{\nu}h\nu}{c}$, где J_{ν} — интенсивность излучения Солнца в частоте от ν до $\nu + 1$ на расстоянии кометы от Солнца, и

$$B_{12} = \frac{4\pi^2 e^2}{m_e h \nu c} f_{12} \quad (38)$$

— соответствующий коэффициент поглощения (коэффициент Эйнштейна).

Отсюда, заменив J_{ν} по (27) и (28) после деления на массу молекулы m_m и на ускорение притяжения Солнца $a_0 \left(\frac{r_{\odot}}{r}\right)^2$, получаем окончательное выражение для относительного ускорения:

$$1 + \mu = C \frac{f_{12}}{m_m} \frac{1}{e \frac{h\nu}{kT} - 1}, \quad (39)$$

где

$$C = \frac{2\pi^2 e^2 h \nu^3}{m_e a_0 c^4} \frac{r_{\odot}^2}{r^2}.$$

Характерные длины волн, обуславливающие избирательное лучевое давление, известны из спектральных наблюдений. Коэффициенты же Эйнштейна с достаточной точностью определены только для некоторых молекул; однако приближенные значения известны из квантовомеханических расчетов. Принимая $f_{12} \approx 0,05$, получим для молекул C_2 $1 + \mu \approx 3$, что хорошо соответствует ускорениям, наблюдаемым в хвостах II типа.

Однако в хвостах I типа наблюдаются и значительно большие ускорения, соответствующие силам в 20—200 раз (в исключительных случаях возможно и в тысячу раз) большим, чем сила тяготения к Солнцу. К тому же лучевое давление направлено всегда радиально от Солнца, тогда как в газовых хвостах наблюдаются и поперечные движения. Это заставило искать кроме лучевого давления другие рациональные объяснения ускорений газовых хвостов (см. § 99).

Время жизни τ молекул в поле планковского излучения Солнца изучали Бурм, В. А. Амбарцумян, С. М. Полосков и др. Очевидно,

$$\tau = \frac{1}{B_{12}J_\nu} = \frac{m_e c^3}{8\pi^2 e^2 \nu^2 W} (e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1), \quad (40)$$

где ν — частота излучения, приводящего к фотодиссоциации.

Численные значения, даваемые (40), неуверенны из-за неопределенности эффективной ν , от которой τ зависит экспоненциально. Полосков, вместе с Герцбергом и Филлипсом, считает, что для фотодиссоциации C_2 достаточно излучения с $\lambda = 2000 \text{ \AA}$, и получает τ порядка получаса. Амбарцумян принимает $h\nu = 15 \text{ эв}$ и получает соответственно большее τ .

Тем не менее похоже, что наблюдаемое распространение нейтральных молекул в голове кометы (последовательность NH_2 , C_3 , OH , NH , C_2 , CN) непосредственно связано с их средней продолжительностью жизни в поле планковского излучения Солнца, так как молекулы, имеющие более сложную структуру и более легко поддающиеся диссоциации, концентрируются возле ядра.

§ 99. Хвосты I типа. Структура ионизационных хвостов определяется, по современным представлениям (Альвен и др.), в основном воздействием на комету корпускулярных потоков Солнца.

Когда голова кометы пронизывает корпускулярный поток, ионы, возникающие в ней, образуются в уже «готовом» магнитном поле H потока независимо от механизма ионизации.

Движение ионов подчиняется уравнениям Максвелла

$$\text{rot } H = \frac{1}{c} \left(4\pi i + \frac{\partial D}{\partial t} \right) \approx \frac{4\pi i}{c}, \quad (41)$$

$$\text{rot } E = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t}, \quad (42)$$

причем

$$B = \mu H, \quad D = \epsilon E, \quad (43)$$

$$\text{div } H = 0, \quad (44)$$

$$i = \sigma \left\{ E + \frac{1}{c} [vB] \right\}, \quad (45)$$

и закону Ампера

$$\rho \frac{dv}{dt} = \frac{1}{c} [iB] - \nabla p \quad (46)$$

(p — давление, ρ — плотность). Из (41) и (45) следует:

$$\text{rot rot } H = \frac{4\pi\sigma}{c} \text{rot } E + \frac{4\pi\sigma\mu}{c^2} \text{rot } [vH]. \quad (47)$$

Но так как

$$\text{rot rot} = \text{grad div} - \Delta, \quad (48)$$

то на основании (44) и (42) получаем из (47):

$$\frac{\partial H}{\partial t} - \text{rot } [vH] = \lambda \Delta H. \quad (49)$$

Если система координат связана со средой, то $v=0$ и

$$\frac{\partial H}{\partial t} = D \Delta H, \quad (50)$$

где $D = \frac{c^2}{4\pi\sigma\mu}$ играет роль коэффициента диффузии силовых линий.

В случае головы кометы электропроводность $\sigma = \frac{e^2 n \tau}{2m} \rightarrow \infty$, так как время τ между двумя соударениями электронов весьма велико. Следовательно, $D \rightarrow 0$ и диффузия силовых линий фактически не происходит. То же относится и к корпускулярному потоку. Таким образом, силовые линии оказываются как бы «вмороженными» и в корпускулярный поток, и в голову кометы. Картину образования такого общего кометы и потока магнитного

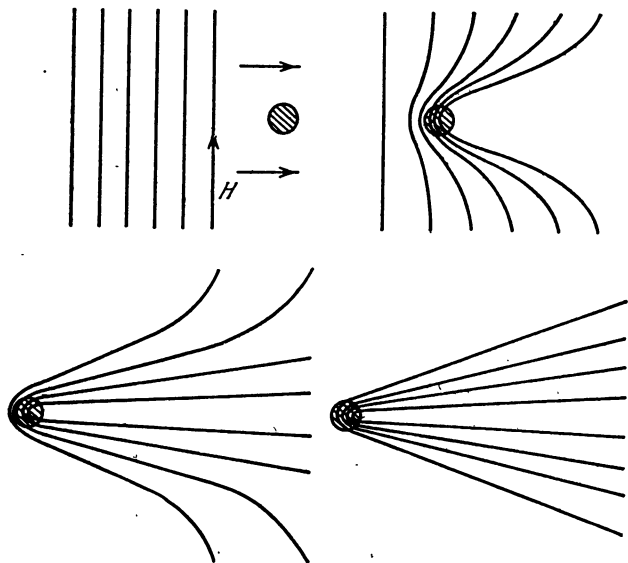


Рис. 138.

поля по Альвену мы видим на рис. 138. Кометные ионы в голове кометы движутся коллективно относительно потока, перенося с собой поле, и постепенно дрейфуют вдоль силовых линий, образуя лучевую систему, во всем подобную системе силовых линий.

Как видно, лучи представляют собой, в полном соответствии с наблюдениями, прямые, постепенно сходящиеся к оси симметрии. Лучевая структура может наблюдаться на значительном интервале времени после прохождения потока.

Объясняются и волновые движения в лучах, как магнитогиродинамические волны Альвена. Их возникновение Альвен показывает на простейшем примере однородной несжимаемой жидкости.

Пусть бесконечно протяженная проводящая жидкость в начальный момент находится в покое, за исключением прямой призмы, простирающейся в бесконечность вдоль оси y и вырезающей прямоугольник $ABCD$ в плоскости xOz (рис. 139). Призма движется вдоль оси Oy со скоростью v . Если на жидкость наложено однородное магнитное поле H_0 , направленное вдоль оси Oz , то в призме индуцируется электрическое поле $E = \frac{\mu}{c} [vH_0]$, направленное вдоль оси Ox . Поле создает ток i , замыкающийся через окружающую

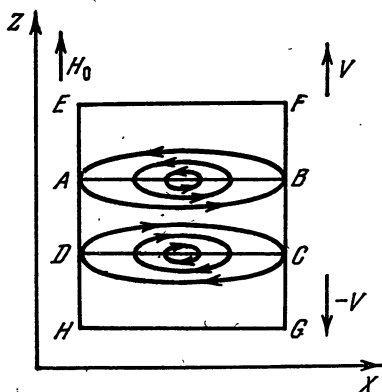


Рис. 139.

неподвижную жидкость. На ток i действует сила $F = \frac{\mu}{c} [i, H_0]$, направленная в сторону отрицательных y . Она затормозит рассматриваемый параллелепипед и сообщит движение жидкости в соседних частях $ABFE$ и $DCGH$. Такой процесс будет продолжаться, и в результате возникнет волна, передающая состояние движения вдоль направления магнитного поля. Рассчитаем скорость распространения волны.

Пусть поле, создаваемое током i , равно h . Тогда полное поле $H = H_0 + h$. Пусть все векторы зависят только от z и t . Тогда согласно (41) и (42) $v_z = 0$, а так как током смещения можно пренебречь, то $\text{div } v = 0$, $i_z = 0$. Соответствующим выбором оси y можно добиться, чтобы $i_y = 0$. Тогда

$$i_x = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial h_y}{\partial z}, \quad h_x = \text{const} = 0 \quad (51)$$

и на основании (46)

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} = \frac{\mu H_0}{4\pi q} \frac{\partial h_y}{\partial z}. \quad (52)$$

На основании (42)

$$\frac{\partial h_y}{\partial t} = -\frac{c}{\mu} \frac{\partial E_x}{\partial z},$$

причем на основании (45)

$$E_x = \frac{i_x}{\sigma} - \mu \frac{v_y}{c} H_0.$$

Отсюда

$$\frac{\partial^2 h_y}{\partial t^2} = H_0 \frac{\partial^2 v_y}{\partial t \partial z} - \frac{c}{\sigma \mu} \frac{\partial^2 i_x}{\partial t \partial z}$$

или, подставив (51) и (52), получим:

$$\frac{\partial^2 h_y}{\partial t^2} = \frac{\mu H_0^2}{4\pi q} \frac{\partial^2 h_y}{\partial z^2} + D \frac{\partial^2 h_y}{\partial z^2 \partial t}. \quad (53)$$

При $\sigma \rightarrow \infty$ имеем волновое уравнение

$$\frac{\partial^2 h_y}{\partial t^2} = V^2 \frac{\partial^2 h_y}{\partial z^2}, \quad (54)$$

причем

$$V = \pm \sqrt{\frac{\mu H_0^2}{4\pi q}} \quad (55)$$

— скорость распространения магнитогидродинамической волны, не зависящая ни от частоты, ни от амплитуды колебаний. При конечном σ решение волнового уравнения (53) можно искать в виде

$$h = h_0 e^{\alpha z + i\omega t},$$

$$v = v_0 e^{\alpha z + i\omega t}.$$

Здесь i — мнимая единица, а ω , h_0 , v_0 и α — постоянные, каждая из которых, за исключением ω , может быть комплексной. Для их нахождения имеем на основании (53) уравнение

$$\omega^2 + \left(V^2 + i \frac{c^2 \omega}{4\pi \mu \sigma} \right) \alpha^2 = 0$$

или

$$\alpha = \pm \frac{i\omega}{V} \left(1 + \frac{i\omega D}{V^2} \right)^{-\frac{1}{2}},$$

что для слабого затухания, когда $i\omega D \ll V^2$, дает:

$$\alpha \approx \pm \left(i \frac{\omega}{V} + \frac{\omega^2 D}{2V^3} \right). \quad (56)$$

Здесь действительная часть α дает обратную величину расстояния, на котором амплитуда уменьшается в e раз, а мнимая указывает на наличие сдвига фазы скорости V по отношению к возмущающему полю h .

В случае кометного хвоста σ весьма велико, $\mu = 1$ и скорость распространения магнитогидродинамической волны будет

$$V = \sqrt{\frac{H_0^2}{4\pi\rho}}. \quad (57)$$

Это дает принципиальную возможность определять по видимой скорости движения волн в хвостах комет и наблюдаемой яркости хвостов величину магнитных полей комет.

Во всяком случае, (57) дает правильный порядок величины. Например, при $H_0 = 10^{-5}$ э и $\rho = 5 \cdot 10^{-21}$ г/см³ ($n = 10^2$ частиц/см³) получаем:

$$V = 125 \text{ км/сек.}$$

В целом лучевая система кометного хвоста должна лежать приблизительно в плоскости, проходящей через комету и корпускулярный поток. Следовательно, для наблюдателя, находящегося в этой плоскости, хвост должен оказаться более узким, чем при наблюдении под другими углами (если на комету не воздействуют одновременно магнитные поля нескольких различных расположенных корпускулярных потоков). Этот вывод может быть подвергнут наблюдательной проверке.

Известно, однако, что лучевые системы комет не особенно устойчивы. Лучевая система может буквально за несколько часов или десятков часов распасться, превратившись в хаотическое переплетение различных деталей и бесформенных образований. Так же быстро она может и воссоздаться.

Неустойчивость лучевых систем также находит естественное объяснение.

Критерием устойчивости корпускулярного потока относительно турбулентности является выполнение соотношения

$$\left(1 + \frac{q_c}{q_n} \right) \left(\frac{H_c^2}{4\pi} + \frac{H_n^2}{4\pi} \right) \geq q_c v_n^2, \quad (58)$$

где индексы «с» и «п» относятся соответственно к межпланетной среде и потоку. Полагая $q_c = 10^{-22}$ г/см³, $H_c = 0$, $v_n = 10^8$ см/сек, получаем как условие отсутствия турбулентности

$$H_n \geq 3 \cdot 10^{-3} \text{ э} \quad (59)$$

или, при $v_n = 3 \cdot 10^7$ см/сек,

$$H_n \geq 3 \cdot 10^{-4} \text{ э.} \quad (60)$$

Таким образом, легко может оказаться, что в корпускулярном потоке возникает турбулентность, которая сделает невозможной регулярную лучевую структуру.

Время турбулизации потока

$$T_{\text{турб}} \sim \frac{l}{\sqrt{v_n^2 - \frac{H_n^2}{4\pi q_c}}},$$

где l — ширина потока. Если при $r \sim 1$ а. е. $l \sim 10^{13}$ см, $H_n = 2 \cdot 10^{-4}$ э, $q_c = 10^{-22}$ г/см³, и $v_n = 10^8$ см/сек, то $T_{\text{турб}} \sim 10^5$ сек. Следовательно, можно рассчитывать, что на расстоянии $r = 1$ а. е. часть потока еще имеет регулярные

магнитные поля, однако с возрастанием γ процент регулярных полей по отношению к турбулентным должен значительно падать.

Взаимодействием с корпускулярными потоками объясняется не только форма хвостов I типа, но и большие ускорения облачных образований в них и даже сам процесс ионизации, приводящий к появлению ионов CO^+ в кометах.

Появление больших ускорений a рассматривалось С. М. Полосковым, Бирманом, О. В. Добровольским и др. Полосков нашел верхний предел ускорения лучевого давления, положив силу осциллятора $f=1$, равным приблизительно 50-кратному ускорению силы тяжести, показав этим недостаточность лучевого давления для объяснения больших ускорений. Бирман объясняет большие a внутренним трением между плазмой хвоста и плазмой корпускулярного потока и получает следующее выражение для a при электронной температуре потока $T_e = 10^4$ град:

$$a = 10^{-4,3} n_{\odot} v_{\odot} \text{ см/сек}^2,$$

где $n_{\odot}$ и $v_{\odot}$ — соответственно число частиц в 1 см^3 объема и скорость корпускулярного потока в сантиметрах в секунду. Добровольский обратил внимание на существенную роль коллективных движений частиц, возникающих при взаимодействии с потоком. Как выяснилось в новейшее время, коллективные движения становятся особенно важными при наличии магнитного поля, замороженного в плазму потока или кометы. Если, например, в ионизованном облаке кометного хвоста имеется замороженное поле H , то заряженные частицы не смогут проникнуть в него глубже чем на величину их ларморова радиуса r_L , определяемого из равенства центробежной силы mv/r_L и силы Лоренца:

$$\frac{e}{c} [vH] = \frac{e}{c} vH_{\perp},$$

где $H_{\perp}$ — составляющая H , перпендикулярная к v , т. е. на расстояние $r_L = \frac{mvc}{eH_{\perp}}$ или, в случае корпускулярного потока Солнца, на расстоя-

ние $r_{\text{эфф}} = \sqrt{r_e r_p}$, т. е. среднее геометрическое ларморовых радиусов электрона и протона. При $v = 10^8 \text{ см/сек}$ и $H_{\perp} = 10^{-5}$ э $r_{\text{эфф}} \approx 10^7 \text{ см}$, т. е. намного меньше характерного размера облака $l (\sim 10^9 \text{ см})$. Поэтому поток не может проникнуть в облако и как бы «обтекает» его. Импульс, передаваемый облаку за 1 сек, в этом случае имеет порядок $n_{\odot} m_p v^2 \cdot \pi l^2$, а ускорение

$$a = \frac{dv}{dt} \approx - \frac{n_{\odot}}{n_h} \frac{m_p}{m_h} \frac{v^2}{l} = -\kappa v^2.$$

Интегрируя по времени от начального момента до t и по скорости от начальной скорости $v_{\odot}$ до v , получаем:

$$v = \frac{v_{\odot}}{1 + v_{\odot} \kappa t}$$

и ускорение в функции времени

$$a = - \frac{\kappa v_{\odot}^2}{(1 + v_{\odot} \kappa t)^2}.$$

Время, за которое a уменьшается в e раз,

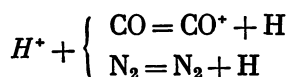
$$t_e = \frac{(\sqrt{e}-1) v_{\odot}}{a_0} = \frac{\sqrt{e}-1}{v_{\odot} \kappa}.$$

Отсюда видно, что возможны любые ускорения — от нуля до практически мгновенного увлечения облака потоком со скоростью $v_{\odot}$.

Так, в комете Морхауза 1908 II средние ускорения вблизи ядра составляли 63 см/сек^2 и были в e раз меньше на расстоянии порядка $2 \cdot 10^{12} \text{ см}$, на прохождение которого требовалось время порядка $5 \cdot 10^5 \text{ сек}$. При $l = 10^9 \text{ см}$ и $\frac{m_p}{m_h} = \frac{1}{28}$ это соответствует $\frac{n_{\odot}}{n_h} = 5 \cdot 10^{-4}$ и $v_{\odot} = 6 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$, т. е. величинам, которые и следует ожидать.

Точная теория ускорения с участием магнитного поля еще находится в степени становления.

Проблема ионизации кометных атмосфер являлась до недавнего времени камнем преткновения физической теории комет, ибо ни ультрафиолетовое излучение Солнца, ни рентгеновское, ни ионизация ударом не обеспечивают достаточно большой скорости образования CO^+ . Возникновение ионизационной атмосферы удалось объяснить без больших натяжек только процессом перезарядки протонов потока и нейтральных молекул кометной атмосферы, протекающим по схеме



Ввиду квазирезонансного характера процесса (энергия ионизации $\text{H} - 13,5 \text{ эв}$, $\text{CO} - 13,2 \text{ эв}$, $\text{N}_2 - 15,5 \text{ эв}$) эффективное сечение σ имеет порядок газокINETического ($6 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ для N_2 и 10^{-16} см^2 для CO при скорости 10^8 см/сек).

Среднее время жизни молекулы до перезарядки

$$\tau = (n_{\odot} v_{\odot} \sigma)^{-1}.$$

Если $n_{\odot} = 10^2 \text{ см}^{-3}$ и $v_{\odot} = 10^8 \text{ см/сек}$, то $\tau \approx 10^5 \text{ сек}$.

За это время молекулы CO успеют в среднем пройти расстояние

$$s = v_{\odot} t - \frac{at^2}{2},$$

что при скорости выброса из ядра $v_0 = 5 \cdot 10^4 \text{ см/сек}$ и ускорении $0,5 \text{ см/сек}^2$ составит $2,5 \cdot 10^9 \text{ см}$ и сопоставимо с радиусом головы кометы Морхауза (10^{10} см), состоявшей почти целиком из CO^+ .

Часто наблюдаемые неправильные колебания интенсивности истечения CO^+ также естественно объясняются флуктуациями числа $n_{\odot}$. Сравнительно большая величина потока корпускул $n_{\odot} v_{\odot}$, необходимая для объяснения τ , превышающая на 1—2 порядка измеренную с помощью космических ракет, может быть объяснена согласно Л. С. Марочнику эффектом кумуляции магнитного поля в голове кометы, наглядно видимым на рис. 138 и влекущим повышение потока $n_{\odot} v_{\odot}$.

§ 100. Происхождение комет. Первые научные теории происхождения комет были сформулированы почти одновременно в 1813—1814 гг. Лапласом и Лагранжем. По Лапласу кометы были захвачены солнечной системой из межзвездного пространства; по Лагранжу кометы — постоянные члены солнечной системы и были выброшены большими планетами в результате извержений. Обе теории подвергались дальнейшей разработке и имеют в настоящее время своих сторонников. Особенно большой известностью пользуется теория Оорта и Уэркома, согласно которой кометы образуют большое кольцо, подобное кольцу астероидов, далеко за пределами орбиты Плутона. Кометы покидают кольцо и приближаются к Солнцу вследствие возмущений со стороны звезд. Теория Оорта и Уэркома дополнена В. А. Кратом в рамках его новой космогонической гипотезы. По Крату солнечная система образовалась из облака твердых частиц, напоминающих ядра комет. На периферии облака, за пределами нынешней орбиты Нептуна, условия для конденсации частиц в планеты были неблагоприятны и сохранился внешний пояс малых тел. Появление комет из занептунной зоны вызывается не только

гравитационным полем звезд, но и взаимными возмущениями малых тел и возмущениями со стороны больших планет.

Развитие космогонических исследований позволит решить, какая из предложенных теорий происхождения комет окажется ближе всего к истине.

§ 101. Некоторые нерешенные вопросы физики комет. 1. Спектры комет в далеком ультрафиолете и в инфракрасной и радиообласти. Их предстоит получить в основном с внеатмосферных станций. Позволят установить химический состав кометных атмосфер и, в частности, природу «родительских» молекул.

2. Природа пылевых частиц хвостов II типа. Определялась путем измерения поляризации и цвета хвостов (относительно Солнца) в непрерывном спектре и сравнения с теорией дифракции света от пылевых частиц разных размеров и состава. Наиболее детально исследована Лиллером, нашедшим, что частицы железные, с радиусом $0,3 \text{ мк}$ и обычной плотностью железа. Другие авторы стоят за каменистую природу и малые плотности (до $0,05 \text{ г/см}^3$). Необходимы новые подробные наблюдения.

3. Количественная теория лучевых систем и ускорений в ионизационных хвостах.

4. Природа внезапных выбросов из ядра кометы (галосов) и возможная связь их с солнечной активностью.

5. Моделирование ядра кометы путем выброса с ракеты на большой высоте снежного шара.

6. Посылка ракеты к комете с целью исследования состава головы.

Пункты 5 и 6. рекомендованы Комиссией по физике комет на XI съезде Международного астрономического союза к выполнению в ближайшем будущем, в частности применительно к возвращению кометы Энке в 1964 г.

§ 102. Общие сведения о метеорах. Метеором называется совокупность явлений в атмосфере Земли, сопровождающих полет метеорного тела. Кинетическая энергия метеорного тела расходуется на нагревание, возбуждение видимого свечения и ионизацию атмосферы. Тепловая, световая и электрическая энергии метеора находятся приблизительно в отношении $10^4 : 10^2 : 1$.

Метеорные тела делятся на поточные и спорадические. Поточные движутся приблизительно по орбитам породивших их комет и дают метеорные потоки. Все остальные метеорные тела относятся к спорадическим и дают спорадические (случайные) метеоры. Это могут быть продукты дробления астероидов, диспергировавшие или просто разреженные метеорные рои и др. Пионерами массовых систематических наблюдений метеоров явились Деннинг в Англии, Оливье в США, И. С. Астапович в СССР.

Основные ежегодно действующие ночные метеорные потоки приводятся в табл. 8. Здесь в колонках «Эпоха» и «Радиянт» указаны даты начала, максимума и конца действия потока и координаты радианта для этих эпох по Гофмейстеру. Для некоторых потоков даны только сведения для максимума. Следует иметь в виду, что каждый поток имеет некоторую площадь радиации. Поэтому α и δ , получаемые различными наблюдателями, могут различаться на несколько градусов.

Колонка «Частота» дает относительную интенсивность потоков по Гофмейстеру. Числа, приводимые в ней, означают средние количества метеоров, видимые на всем небе невооруженным глазом за 1 час в эпоху максимума при условии, что радиант в зените. Они могут быть сравнены с аналогичными часовыми числами метеоров вне потоков, имеющими суточный и сезонный ход и равными около 10 метеоров в час.

Колонка « v_g » содержит геоцентрические скорости метеоров, определенные радиолокаторами (первые три скорости) и фотографически (последние шесть). Последние две колонки дают средние высоты метеоров, которые находятся, как нетрудно видеть, в прямой связи с v_g .

Таблица 8

Название	Радант		Эпоха	Частота	v_g , км/сек	Комета- родона- чальница	Средние высоты	
	α	δ					появле- ния, км	исчез- нове- ния, км
Квадрантиды	227°	+46	январь 3	145	40	Козика- Пельтье 1939 I		
Лириды	273	+35	апр. 12 » 22 » 24	40	48	1861 I		
Аквариды	335 338 345	-2 -1 0	» 29 май 5 » 21	120	64	Галлея?		
Аквариды	332 343 347	13 17 17	июль 25 авг. 3 » 10	40	43	?	100	90
Персеиды	20 43 57	+46 +56 +59	июль 20 авг. 11 » 19 окт. 11	300	60	1862 III	115	95
Ориониды	94	+16	» 19 » 30	50	66	Галлея?	120	100
Тауриды	25 58 79	+16 +21 +20	сентяб. 24 нояб. 13 дек. 10	25	30	Энке	100	78
Леониды	151	+21	нояб. 16	20	71	1866 I	125	95
Геминиды	110 113 117	+28 +30 +30	дек. 5 » 12 » 19	50	36	?		

Основные дневные потоки, изученные радиолокационным методом, приведены в табл. 9, построенной по типу табл. 8. Все потоки этой таблицы

Таблица 9

Название	Радант		Эпоха	v_g , км/сек	Комета- родона- чальница	Соответствующий ночной поток	Примечания
	α	δ					
Ариетиды	39° 44 49	+18° +23 +29	май 30 июнь 8 » 18	38		Аквариды	
ζ -Персеиды	51 61 69	+12 +22 +28	» 2 » 9 » 17	29	Энке	Небольшой поток Арие- тид 12 ок- тября	Различие эпох и радиантов по- токов, принад- лежащих комете Энке, объясня- ется возмуще- ниями со сторо- ны Юпитера
β -Тауриды	85	+17	» 30	31	Энке	Тауриды	

отождествляются с соответствующими ночными потоками, так как орбиты этих потоков дважды пересекают Землю (сравни также ночные η -Аквариды и Ориониды).

Таблица 10

Название	Дата	Годы	Комета-родоначальница	Радикант	
				α	δ
Андромедиды	27 ноября	1838, 1872, 1885, 1892, 1899	Биелы	23°	+43°
Июньские Дракониды	28 июня	1914—1921	Понса-Виннеке	211	+60
Октябрьские Дракониды	9 октяб.	1926, 1933, 1946, 19...	Джакобини—Циннера	262	+52
Урсиды	22 дек.	1945—1946	Туттля	218	+79

В табл. 10 даны потоки, наблюдаемые не ежегодно. Они либо вызваны метеорными телами, движущимися компактными группами (а не растянутыми по всей орбите) и потому наблюдаемыми не ежегодно, но зато дающими обильные метеорные дожди (например, октябрьские Дракониды), либо же из-за возмущения орбиты перестали встречаться с Землей (июньские Дракониды).

Блеск метеоров измеряется звездными величинами. Визуальная фотометрия метеоров разработана Эпином, фотографическая — Н. Н. Сытинской, В. И. Иваниковым и др.

Таблица 11

Звездная величина m , приведенная к зениту	Относительная численность наблюдаемая	Относительная численность, исправленная за замечательность слабых метеоров
≤ 0	3	3
1	12	12
2	22	22
3	27	30
4	22	44
5	14	168

Функция светимости метеоров приводится в табл. 11 по данным Кук, основанным приблизительно на 100 тысячах визуальных наблюдений спорадических и поточных метеоров.

По Б. Ю. Левину функция светимости у спорадических метеоров и у поточных различна. У спорадических $\kappa = \frac{A(m+1)}{A(m)} = 3$, а у поточных в среднем $\kappa = 2,3$, где $A(m)$ — число метеоров в интервале $\left[m - \frac{1}{2}, m + \frac{1}{2} \right]$. В общем виде $A(m) = A(0) \kappa^m$.

Отсюда можно получить и функцию распределения метеорных тел по массам $f(M)$, т. е. число метеоров, приходящихся на единичный интервал масс M , если сделать дополнительно предположение о связи между силой света метеоров J и массой M . Обычно принимают, что $J \sim M^x$. Тогда ввиду того, что $m = \frac{2,5}{y} \lg \frac{A}{A(0)} = -2,5 \lg \frac{J}{J(0)}$, где $y = 2,5 \lg \kappa$, получаем:

$$A \sim M^{-s} \text{ и } f(M) = A \frac{dM}{dM} \sim \frac{1}{M^{1+s}}, \text{ где } s = xy.$$

Отсюда автоматически следует функция распределения радиусов r метеорных тел:

$$f(r) = \frac{1}{r^{1+3s}}.$$

Если принять $x = 1$, $y = 1$ ($\kappa = 2,5$), то получим часто применяемые выражения:

$$f(M) = M^{-2}, \quad \varphi(r) = r^{-4}. \quad (61)$$

Соотношения (61) подтверждены телескопическими и радиолокационными наблюдениями (см. табл. 12, дающую относительное число метеоров, вступающих в атмосферу Земли, по Ловеллу).

Таблица 12

m	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Число метеоров	2	2	6	28	53	143	292	790	2240

Измерения на космических ракетах и спутниках, подытоженные Дабиным и Мак-Кракеном, дают суммарный поток частиц J , выпадающих на Землю, в $\text{м}^{-2}\text{сек}^{-1}$ в виде

$$\lg J = -17,0 - 1,70 \lg M$$

в пределах масс метеоров $10^{-10} \text{ г} \leq M \leq 10^{-6} \text{ г}$.

Для подсчета общей массы $\mathfrak{M}$ метеорного вещества, выпадающего на Землю, эти функции распределения должны быть проэкстраполированы за пределы наблюдаемых m и найдено численное соотношение между m и M . Ни то, ни другое сейчас невозможно без ряда специальных оговорок. Поэтому разные авторы расходятся в оценке $\mathfrak{M}$ на несколько порядков. В настоящее время в качестве вероятного значения можно принять $\mathfrak{M} = 10^4$ тонн/сутки.

§ 103. Элементы физической теории метеоров. Явление метеора протекает существенно различным образом в зависимости от того, больше или меньше длина свободного пробега молекул воздуха λ , чем радиус метеорного тела r .

При $\lambda \gg r$ имеет место свободное молекулярное течение.

При $\lambda \approx r$ происходит экранирование поверхности метеорного тела облаком отразившихся и испарившихся молекул. Существенное значение приобретают процессы передачи импульса и тепла через это облако.

При $\lambda \ll r$ воздух обтекает метеорное тело как сплошная жидкость. Образуется ударная волна.

Поскольку по данным базисных наблюдений подавляющее большинство метеоров возгорается и потухает на высотах порядка 120—80 км, на которых осуществляются первые два случая, именно для них физическая теория была разработана наиболее подробно. Основными уравнениями являются:

1. Уравнение торможения

$$M \frac{dv}{dt} = -\Gamma S \rho v^2. \quad (62)$$

Здесь S — площадь поперечного сечения метеорного тела, ρ — плотность атмосферы, Γ — коэффициент сопротивления, показывающий, во сколько раз количество движения $S \rho v^2$, приобретаемое атмосферой за единицу времени при условии захвата метеорным телом всех ударяемых молекул, больше, чем фактическая сила сопротивления, действующая на метеорное тело.

2. Уравнение испарения

$$\frac{dM}{dt} = -\Lambda \frac{S \rho v^3}{2Q}. \quad (63)$$

Здесь Q — энергия, необходимая для разрушения единицы массы метеорного тела, Λ — коэффициент теплоотдачи, показывающий, какая доля относительной кинетической энергии Sqv^3 молекул воздуха, ударяемых за единицу времени, расходуется на разрушение поверхностного слоя метеорного тела.

3. Уравнение свечения

$$\Phi = 4\pi J = -\tau \frac{dM}{dt} \frac{v^2}{2}, \quad (64)$$

где Φ — световой поток, J — мгновенная сила света метеора, τ — коэффициент светимости, показывающий, какая доля кинетической энергии отделившихся от метеорного тела частиц расходуется на возбуждение видимого свечения. Обычно считают, что коэффициент светимости приблизительно линейно зависит от v :

$$\tau = \tau_0 v^p, \quad (65)$$

где $p \approx 1$.

Главной задачей теории является правильная оценка коэффициентов Q , Γ и особенно τ и Λ . Сравнительно прост случай $\lambda \gg r$, когда все коэффициенты могут считаться постоянными для данного метеора, хотя зависят от природы метеорного тела и от его скорости. В среднем $Q \approx 10^{11}$ эрг/г, $\Lambda = 1$ для каменных тел и 0,75 для железных, $\Gamma = 1,3$ для железных тел, $\Gamma > 1$ для каменных тел большой скорости и $\Gamma = 1$ для каменных тел малой скорости. В случае $\lambda \approx r$ коэффициенты зависят от v , q , r , формы тела и других факторов, в частности от механизма разрушения: катодное распыление, преобладающее на больших высотах, сменяется интенсивным испарением и сдуванием мелких капель на малых высотах. Из ряда экспериментов и теоретических расчетов следует, что численные значения коэффициентов могут лежать приблизительно в следующих границах:

$1 > \Lambda > 10^{-2}$; $1,5 > \Gamma > 0,4$; $2 \cdot 10^{11}$ эрг/г $> Q > 8 \cdot 10^{10}$ эрг/г; $5 \cdot 10^{-7}$ лм на эрг/сек $> \tau > 5 \cdot 10^{-8}$ лм на эрг/сек (при $p = 1$).

В наиболее широких пределах изменяется Λ . При этом Λ тем меньше, чем больше r , v и q , так как их увеличение повышает экранирование. Считается, что средние значения Λ и Γ близки к $\frac{1}{2}$.

Теория позволяет наблюдательную проверку. Например, если из наблюдений известны $J^*)$ и v , а q известно из независимых измерений, то, исключая из (63) и (64) $\frac{dM}{dt}$, получаем:

$$4\pi J = \frac{\tau}{2} \Lambda Sqv^5. \quad (66)$$

Отсюда следует, что сила света метеора должна сначала плавно расти (в основном за счет роста q), а затем резко падать (в основном за счет быстрого уменьшения v в конце пути), что и наблюдается (см. рис. 145). Отмечающиеся иногда отклонения от стандартной кривой объясняются внезапным изменением S из-за дробления во время полета (рис. 146).

Три уравнения — торможения, испарения и свечения — позволяют определить три входящие в них величины: M , $\frac{dM}{dt}$ и qS , если известны остальные. Если считать известной также плотность метеорного тела δ , то можно по найденной M найти площадь S и плотность атмосферы q . Зная же q

*) Если m_{100} — видимая величина, редуцированная к зениту и стандартному расстоянию в 100 км, то

$$J = \text{const} - 0,4m_{100}.$$

По Эпику $\text{const} = 9,72$, если J выражено в эрг/сек и отнесено к интервалу 4500—5700 Å.

для различных высот, т. е. градиент q , можно найти температуру T и давление p атмосферы. В этом состоит большое геофизическое значение метеорных наблюдений.

В частности, M обычно определяют из уравнения свечения в интегральной форме:

$$M = -8\pi \int_t^{t_{\Pi}} \frac{J}{\tau v^2} dt, \quad (67)$$

где t_{Π} — момент потухания метеора, а M — масса в момент t . Порядок получаемых масс таков. Метеор с $m_{100} = 0^m,0$ и начальной скоростью v_0 , численно равной 40 км/сек и направленной вертикально вниз, имеет начальную массу $M_0 = 0,055 \text{ г}$ (старая шкала Эпика) или $M_0 = 0,56 \text{ г}$ (новая шкала Эпика)*. Различие обусловлено принятием разных значений τ_0 и p .

Теория позволяет определить условия, благоприятствующие выпадению метеоритов. Деля почленно (63) на (62) и интегрируя, получим:

$$M = M_0 e^{-\frac{\sigma}{2}(v_0^2 - v^2)}, \quad (68)$$

где $\sigma = \frac{\Lambda}{2GQ}$. Для обычных метеоров $\sigma = 10^{-12} \text{ сс км}^2/\text{см}^2$ и остаточная масса, остающаяся после потери метеором космической скорости, $M' = M_0 e^{-\frac{\sigma v_0^2}{2}}$ обычно пренебрежимо мала, чем оправдывается применение формулы в сноске на стр. 352.

Для того чтобы M' была большой, необходимы большие M_0 и малые v_0 , что и наблюдается. Опыт показывает, что выпадение метеоритов наблюдается только у таких болидов (т. е. наиболее ярких метеоров), которые влетают в атмосферу со скоростью $v_0 < 11-12 \text{ км/сек}$. Подробности о метеоритах см. в «Основах метеоритики» Л. К. Кринова (Гостехиздат, 1955). Теория позволяет также определить температуру T_0 поверхности метеорного тела, для чего на больших высотах до начала интенсивного испарения используются дополнительно уравнения теории теплопроводности, а после начала интенсивного испарения — уравнения (6) § 95. В результате получают T_0 , возрастающую до 2—3 тыс. градусов на нижнем участке траектории в зоне интенсивного испарения.

§ 104. Результаты фотографических наблюдений метеоров. Фотографические наблюдения метеоров получили особенно широкое распространение в связи с проведением программы МГГ — МГС. Они ведутся на специально сконструированных метеорных патрулях, состоящих из светосильных пленочных камер. На рис. 140 показан один из агрегатов метеорного патруля Института астрофизики АН ТаджССР (камеры с объективами Уран-9, $1/2,5$, $f = 250 \text{ мм}$ и обтюратор, дающий перерывы экспозиции для определения скорости метеоров).

Наблюдения с разнесенных на 30—40 км станций (рис. 141 и рис. 142) позволяют определить высоты, скорости и ускорения для всех точек видимого пути метеора, а по ним — характеристики атмосферы и орбиты метеорных тел. В последние годы получены высокоточные каталоги фотографических орбит метеоров Уиплом и Яккиа в США, П. Б. Бабаджановым и А. К. Сосновой в СССР и др., содержащие более полутысячи орбит. Из них около 99% — эллиптические и квазипараболические орбиты кометного типа; астероидные орбиты почти отсутствуют. Около 1% — орбиты гиперболические, принадлежащие, по-видимому, метеорным телам кометного

*) Для перехода к другим m_{100} и v_0 можно использовать приближенное соотношение $\lg M_0 = \text{const} - 0,4 m_{100} - 3 \lg v_0$, следующее из формулы в сноске на стр. 352 и (68) при постоянном τ_0 и одинаковой зависимости J и v от t .

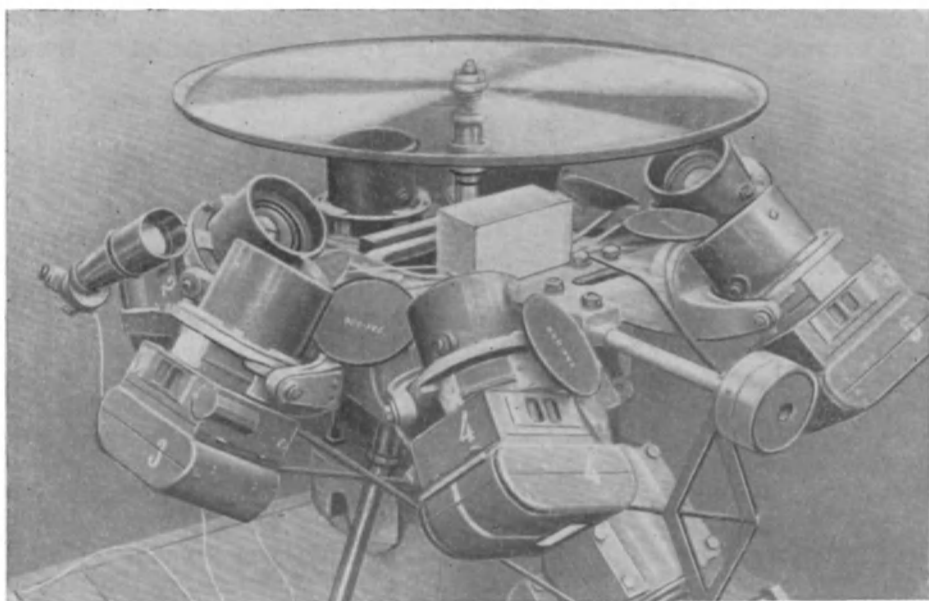


Рис. 140.

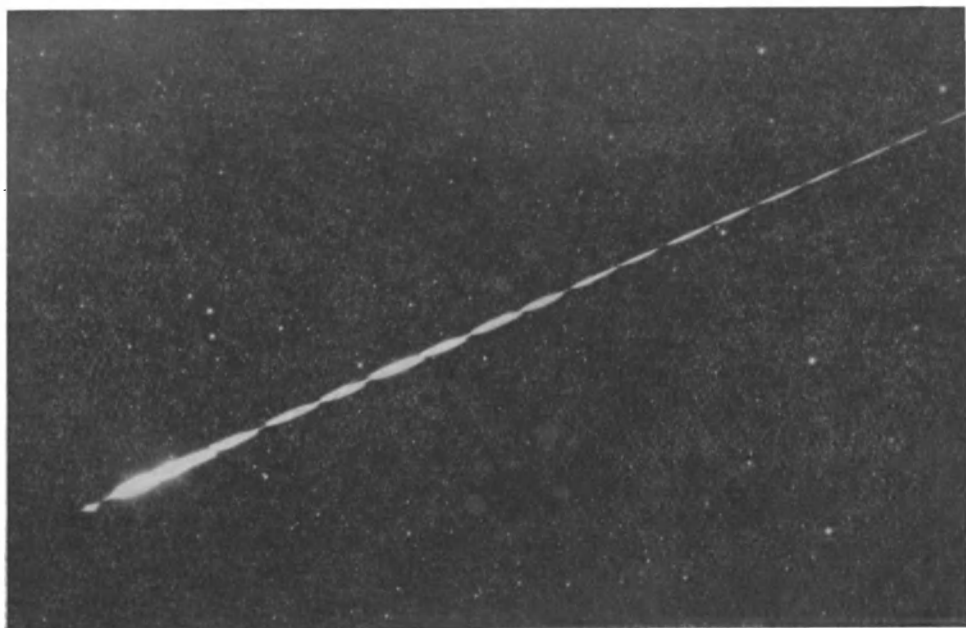


Рис. 141.

происхождения, испытывавшим особенно сильные возмущения своего движения. Таким образом, можно считать установленным, что подавляющее большинство метеоров является результатом дробления кометных ядер. Обнаружены отдельные орбиты с большой полуосью, $a < 1$ а. е., и обратным движением, происхождение которых пока неясно.

Кроме известных больших потоков, обнаружено много слабых потоков с радиантами, рассеянными по небесной сфере подобно радиантам спорадических метеоров. В связи с этим была подтверждена точка зрения на спорадические метеоры как на последнюю ступень рассеяния слабых потоков.

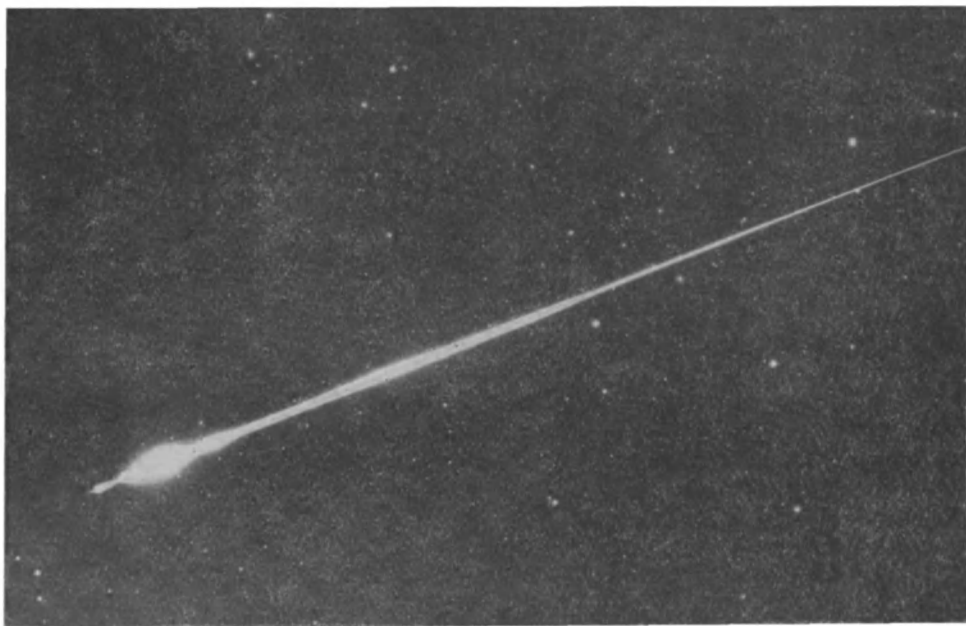


Рис. 142.

Уточнены высоты возгорания H_1 и потухания H_2 и средние геоцентрические скорости метеоров v_g (см. рис. 143), а также зависимость H_1 (точки) и H_2 (крестики) от абсолютного блеска m_{100} (рис. 144).

В. И. Иваников с помощью лабораторной установки, воспроизводящей искусственно явление метеора, детально исследовал ошибки, возникающие при фотометрии метеоров.

По фотографическим кривым 392 метеоров Яккия определил высоты h , на которых индивидуальные метеоры достигают в фотографической шкале блеска $+2^m,5$. Он нашел, что более массивные и более яркие метеоры достигают этого блеска на больших h , причем h увеличивается на 1,5 км на каждую звездную величину. Он же детально исследовал влияние эффекта дробления на характер фотографической кривой метеора (рис. 145 и 146).

Получены прямые данные о дроблении метеорных тел. 25% слабых метеоров, снятых камерами «Супершмидт» ($1/0,85$, $f = 20$ см), имеют размытые обтюраторные перерывы, обусловленные роением частиц, сорванных с метеорного тела. Впервые сфотографирован болид, давший метеорит (хондрит Пшибрам, СССР) и разделившийся еще на высоте 44—23 км на 17 тел.

При помощи 48"-камеры Шмидта обсерватории Маунт Паломар Кук, Хокинс и Уипл определили ширину следов для метеоров $+1^m \div +4^m$

порядка $1,3 \pm 0,5$ м (а для Геминид 3 м). Один из метеоров 0^m был много шире и к концу расщепился на 3 части, разошедшиеся на 20 м.

Произведено значительное число определений параметров атмосферы. При этом было обнаружено, что плотности атмосферы, даваемые метеорным методом, систематически отклонялись от находимых ракетным методом, что,

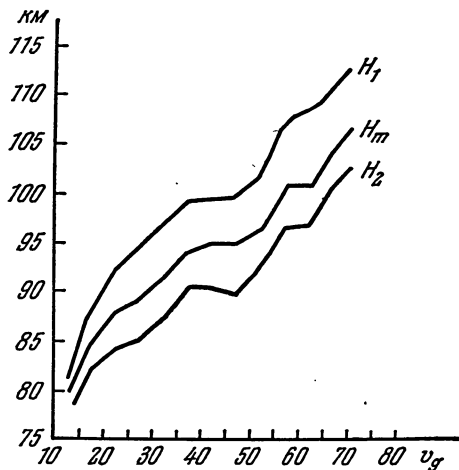


Рис. 143.

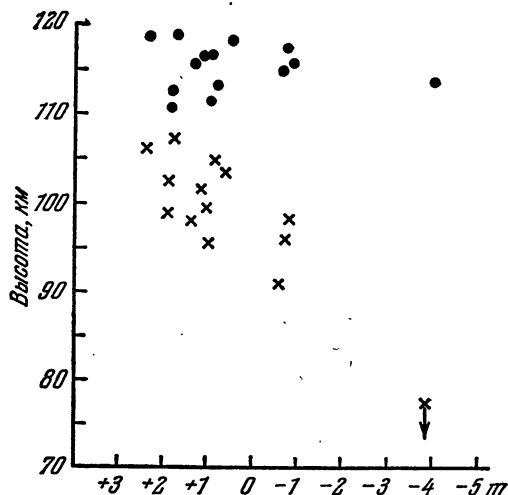


Рис. 144.

по-видимому, было обусловлено слишком большой принятой плотностью метеорных тел. Обернув задачу, т. е. считая о данном из ракетных наблюдений, а плотность метеорных тел δ искомой, Уипл нашел, что, как правило, $\delta \leq 1$ и достигает в некоторых случаях $0,05$ г/см³. Такие оценки соответствуют «ледяной» модели кометного ядра, однако плохо согласуются с результатами исследования пылевых хвостов (§ 101); δ , по-видимому, разное у разных потоков и будет уточнено в результате ведущегося в настоящее время обсуждения основных констант физической теории. Наиболее вероятным средним значением δ принято считать величину ~ 1 г/см³.

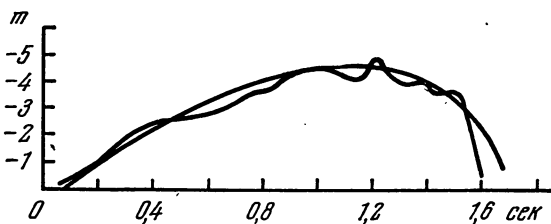


Рис. 145

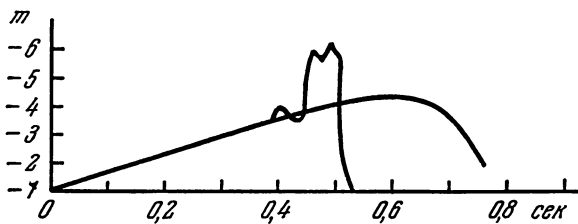


Рис. 146.

§ 105. Спектры метеоров. Видимое свечение самого метеора, его хвоста, наблюдаемого в перерывах обтюлятора, и метеорного следа дает в основном газовое облако, окружающее метеорное тело. В настоящее время получено свыше трехсот спектров метеоров и единичные спектры хвостов и следов, главным образом в Канаде (Миллман), Чехословакии (Райхл, Цеплеха), СССР (Любарский, Иваников).

Спектры метеоров состоят из атомных эмиссионных линий, преимущественно из мультиплетов CaI, CaII, FeI, FeII, NaI, MgI, MgII, SiI,

SiII, MnI, CrI, NiI, а также HI, на которые накладывается континуум, частично обусловленный молекулярными эмиссионными полосами атмосферного азота: первой положительной системой (переход $B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_u^+$) в красном участке и второй положительной (переход $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$) в сине-фиолетовом. На рис. 147 приведен спектр метеора Персеид, полученный 12 августа 1958 г. Обнаружена также запрещенная зеленая линия кислорода OI

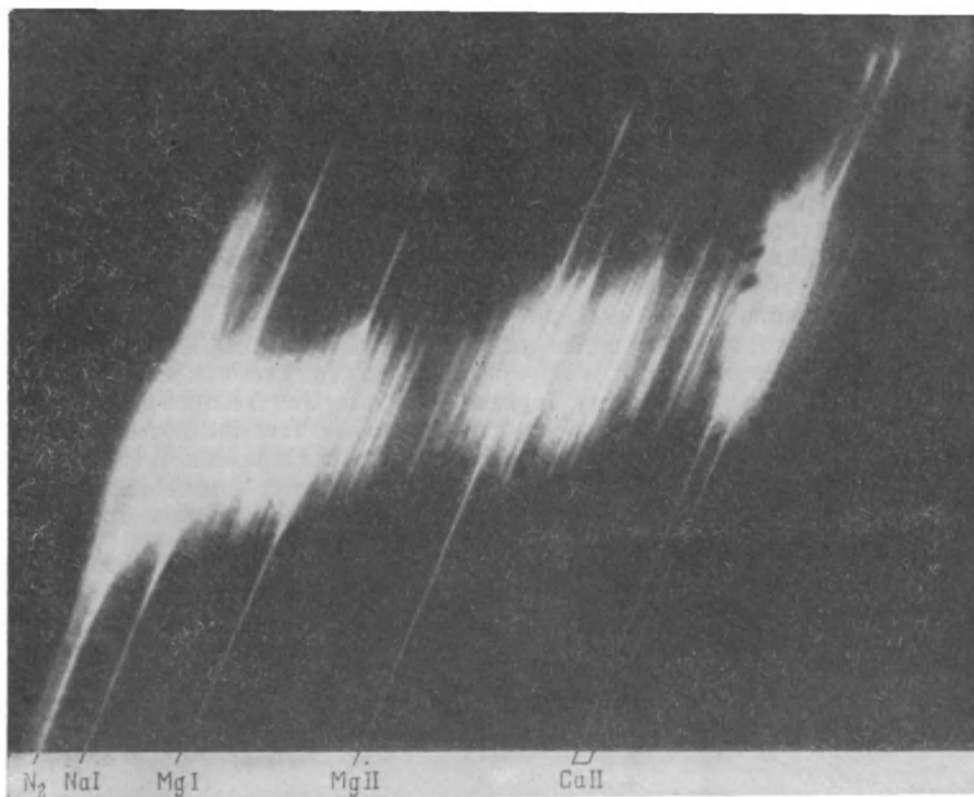


Рис. 147.

(5577 Å). В спектрах хвостов и следов присутствуют только линии самых низких уровней возбуждения Fe, Ca, CaII, Na, Mg.

На лучших спектрограммах с дисперсией 15—25 Å/мм наблюдается более 250 линий (Райхл и Цеплеха в обсерватории Онджейов, ЧССР).

Таблица 13

Поток	v_g , км/сек	Характер спектра
Джакобиниды	23	Низкое возбуждение, нет линий ионизованных элементов
Геминиды	36	Очень слабые эмиссии Ca II
Персеиды	60	} Сильные эмиссии Ca II, Mg II, Si II
Ориониды	68	
Леониды	71	То же; эмиссии Mg II особенно выделяются, придавая метеорам характерный зеленоватый оттенок

Характер спектра определяется в основном геоцентрической скоростью метеора v_g и в меньшей мере химической природой метеорного тела (см. табл. 13). Миллман предложил следующую классификацию спектров: тип Y — преобладают эмиссионные линии H и K CaII; тип Z — большинство линий принадлежит железу, CaII отсутствует; тип X — промежуточный. Эффективная температура метеора $T_{эфф}$ определяется как температура в печи Кинга, необходимая, чтобы дать такую же, как в спектре метеора, относительную интенсивность мультиплетов Fe. Следует, однако, отметить, что в метеорах совершенно отсутствует термодинамическое равновесие. $T_{эфф}$ существенно зависит от v_g и изменяется в среднем от 1700 °K для $v_g = 12$ км/сек до 3000 °K для $v_g = 71$ км/сек; при зафиксированном v_g она тем больше, чем ярче и чем ниже метеор. Показатели цвета были определены Миллманом путем интегрирования интенсивности света в фотографической ($\lambda\lambda$ 3700—5000) и визуальной ($\lambda\lambda$ 5000—6700) областях спектра и сравнения результатов со значениями, найденными для звезд A0 (звезда сравнения Вега). Найдено, что у метеоров типа Z показатель цвета около нуля, у метеоров типа Y в среднем отрицательный показатель цвета, сильно зависящий от яркости: у слабых доходит до $+1^m$, у ярких, имеющих особенно интенсивные линии H и K CaII, до $-1^m,5$.

Многие метеоры имеют переменные спектры. При этом обычно в начале пути возбуждение низкое, в конце пути, в максимуме яркости, высокое. Соответственно меняется цвет (у Персеид, например, от желтого до голубого) и растет температура $T_{эфф}$. Все спектры одного и того же потока похожи друг на друга. Систематического различия между спектрами поточных и спорадических метеоров нет. Описанные особенности спектров метеоров в общем соответствуют теоретической интерпретации Эпика, согласно которой све-

Т а б л и ц а 14

λ	Эквивалентная ширина в 1-м порядке, Å	Относительная интенсивность	Атом или ион	Потенциал возбуждения, эв	Относительное обилие атомов в верхнем состоянии
3934, 3967	26	150	Ca II	3,1	180
4061	3	11	Fe I	4,6	10
4092	2	9	Si I	4,9	
4140	1	5	Fe I	4,5	
4196	1	5	Fe I	4,4	
4226	2	5	Ca I	2,9	3
4268	2	4	Fe I	4,4	
4321	4	5	Fe I	4,4	
4388	4	6	Fe I	2,8	
4425	5	6	Fe I	2,8	
4483	11	11	Mg II	11,6	10
4594	2	2	Fe II	5,5	
4714	1	2	Mg I	6,9	20
4920	2	2	Fe I	3,3	
5037	2	3	Fe I	3,3	
5176	13	16	Mg I	5,1	30
5261, 5319, 5424	9	8	Fe I	3,2	600
5588	1	1	Ca I	4,6	2
5687	2	1	Si I	7,1	
5893	34	18	Na I	2,1	80
6153	3	1	{ Fe II Na I	{ 5,9 4,1	
6249	3	2	Fe II	5,9	
6359	23	9	Fe II	5,8	40
6565	1	1	H I	12,0	

чение метеоров может быть излучением при возбуждении толчком (возникающим при прямых соударениях молекул воздуха с атомами газовой комы метеора) и температурным (происходящим от соударений молекул комы). Первое преобладает у быстрых метеоров. Второе — у медленных метеоров на нижних участках пути, где плотность газовой комы достаточно велика, особенно в зоне образования ударной волны. Кома, по Эпику, находится в состоянии недовозбуждения; особенно ярки линии, возникающие на нижних атомных уровнях. Возбуждение толчком дает линии различных ионизованных состояний, а температурное — только линии первого ионизованного состояния легко ионизуемых атомов. В табл. 14 приводится типичный спектр метеора Персеид по Миллману.

§ 106. Радиолокационные наблюдения метеоров. След метеора всегда является ионизованным. Основные причины: ионизация толчком, фотоионизация, вырывание ионов при катодном распылении в верхних слоях атмосферы, термическая ионизация в нижних слоях и др. Это позволяет применять при исследовании метеоров радиолокационную методику.

Радиолокационным путем определяют механические характеристики метеоров (радианты, скорости, ускорения) и физические (электронную концентрацию в следах метеоров, скорость их диффузии). Методы определения радиантов основываются на принципе зеркального отражения: локатор улавливает отраженный импульс только при нормальном положении радиолуча относительно следа.

Скорости определяют тремя способами:

1. По отражению от головной части следа (ионного облака, окружающего метеорное тело). В отличие от основного отражения оно наблюдается при различных наклонах радиолуча к следу, но только у наиболее ярких метеоров. Само ионное облако образуется, по-видимому, вследствие ионизации молекулярного кислорода воздуха ультрафиолетовым излучением метеора.

2. По диффузии радиоволн от следа. Она подобна дифракции Френеля от острия в оптике. Острие, т. е. след метеора, смещается относительно наблюдателя, попадающего последовательно в дифракционные максимумы и минимумы.

3. По методу незатухающих волн. Наблюдается дифракционная картина, возникающая при взаимодействии незатухающей волны, пришедшей от передатчика и рассеянной от следа.

Радиофизические исследования основаны на применении так называемого основного уравнения радиолокации. Оно гласит: полное количество энергии, подводимой к первому каскаду приемника радиолокатора за единицу времени, равно

$$E = \frac{P}{4\pi R^2} G \frac{\sigma}{4\pi R^2} \frac{G\lambda^2}{4\pi} = \frac{PG^2\lambda^2\sigma}{64\pi^2 R^2}. \quad (69)$$

Здесь P — мощность, излучаемая передатчиком, R — расстояние до цели, G — коэффициент направленного действия антенны, σ — эквивалентная отражающая поверхность цели, лежащей на оси главного лепестка антенны, λ — длина волны локатора, $\frac{G\lambda^2}{4\pi}$ — эквивалентная поглощающая площадь антенны.

Если целью является отдельный электрон, тогда $\sigma = 4\pi r_0^2$, где $r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$ — классический радиус электрона.

Для положительных ионов имеется аналогичное выражение, но, поскольку их массы на три порядка меньше массы электрона, они во внимание не принимаются.

Метеор оставляет за собой след, имеющий форму тонкой ионной колонны, и для определения даваемого им E необходимо суммировать отражения от всех

электронов следа с учетом разности фаз, вызванной различием расстояния различных элементов следа от точки приема. Это было выполнено Ловеллом и Клеггом для случая, когда линейная электронная плотность следа (т. е. число электронов, приходящееся на 1 см длины следа) $\alpha < 10^{12}$ частиц/см (ненасыщенный след). Результат таков:

$$E = \frac{\alpha^2 P G^2 \lambda^3 r_0^2}{12 \pi^2 R^3} \text{ вт}^* \text{).} \quad (70)$$

При этом предполагалось, что электрический вектор параллелен следу, а толщина следа $\ll \lambda$.

При $\alpha > 10^{12}$ частиц/см (насыщенный след) отражение такое же, как от металлического цилиндра, и дает, по Глоссу и Гринхау,

$$E = \frac{\alpha^{1/2} P G^2 \lambda^3 r_0^{1/2}}{20 \pi^3 R^3} \text{ вт}. \quad (71)$$

Ионный след сразу после образования начинает диффундировать, и начальная амплитуда сигнала A_0 начинает падать по экспоненциальному закону

$$A = A_0 \exp \left(- \frac{16 \pi^2 D t}{\lambda^2} \right), \quad (72)$$

где D — коэффициент диффузии, если $\alpha < 10^{12}$ частиц/см.

В предельном случае, когда D очень велико, а скорость метеора (а значит, и скорость образования ионизационного следа) мала, начальная амплитуда A_0 вообще не успеет установиться. Когда $\alpha > 10^{12}$ частиц/см, продолжительность сигнала будет

$$\Delta T = \frac{r_0 \alpha \lambda^2}{4 \pi^2 D}. \quad (73)$$

Формулы (71), (73) позволяют определить по измеренным E линейные концентрации α и коэффициенты диффузии D для ярких метеоров, формулы (70), (72) — для слабых. Для типичного слабого ($+5^m$) метеора, летящего отвесно со скоростью 40 км/сек, $E \approx 10^{-11}$ вт, $\alpha \approx 10^{10}$ электронов/см; для яркого (-5^m) $\alpha \approx 5 \cdot 10^{14}$, D зависит от плотности атмосферы и потому экспоненциально возрастает с высотой метеора.

В дополнение к трем основным уравнениям физической теории метеоров (62), (63) и (64) в радиометеорной астрономии используют уравнение ионизации

$$\alpha = \frac{dM}{dt} \frac{1}{v} \frac{\beta}{\mu}, \quad (74)$$

где μ — масса и β — вероятность ионизации испарившегося метеорного атома. Зная α и определяя $\frac{dM}{dt}$ из (63) по известному J , можно определить β . Вероятность β может быть рассчитана и теоретически на основе квантово-механической теории соударений медленных ($v \ll c$) частиц. По-видимому, в интервале от 20 до 70 км/сек $\beta \sim v^3$; при $v = 40$ км/сек $\beta = 0,14$, при $v \leq 20$ км/сек начинается быстрое уменьшение β , и при $v = 15$ км/сек $\beta \approx 0,0006$.

Знание β дает независимый способ определения плотности атмосферы: имея из наблюдений α , находим $\frac{dM}{dt}$ по (74) и затем плотность ρ на основании (63).

Радиолокация метеоров получила распространение в последние десять лет. Основные центры находятся в СССР (Харьков, Томск, Казань), Канаде

*) Единица длины — метр.

(Спрингхилл, Салеатун, Минук, Бейкер Лейк, Резолют-Бей), Чехословакии (Онджейов), Англии (Джордрелл Бэнк), США (Гавана, шт. Иллинойс), Австралии (Аделаида), Японии (Токио).

Радиолокационные наблюдения отличаются своей массовостью. Так, например, установка в Гаване, работающая на волне 7,2 м при пиковой мощности 7 мвт, регистрирует до 1000 метеорных радиоэхо в час от метеоров до 12-й зв. величины. В настоящее время накоплено уже много миллионов наблюдений. Это позволяет проводить уверенную статистику метеоров:

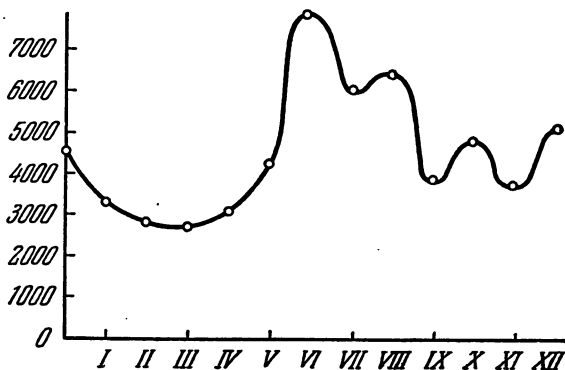


Рис. 148.

определять сезонный и суточный ход метеорной активности, на рис. 148 приведен сезонный ход; по оси ординат отложены среднеемесячные суточные числа метеоров; на рис. 149 — суточный ход с максимумом около момента кульминации апекса (обе кривые получены по данным Харьковского политехнического института); получать средние элементы орбит потоков с такой же точностью, как фотографические (хотя индивидуальные орбиты остаются значительно менее точными); успешно исследовать структуру потоков.

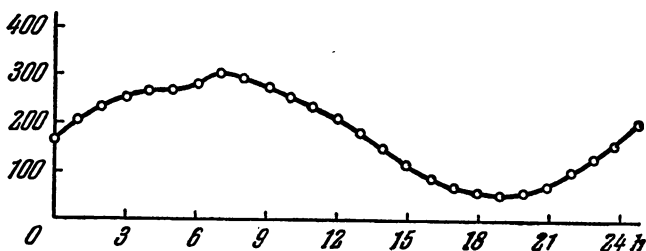


Рис. 149.

Так, например, Персеиды имеют почти однородную структуру потока в его сечении, что говорит о его значительном возрасте, в противоположность Квандрантидам, имеющим в центральной части большое количество мелких метеорных тел, еще не успевших удалиться под действием корпускулярной бомбардировки и лучевого давления (эффекта Пойнтинга — Робертсона). Чрезвычайно концентрированная струя метеорных частиц, ответственная за обильные, но кратковременные звездные дожди, обнаружена у потока Лирид, похожего в этом отношении на особенно узкий поток Моноцеротид, имеющий максимум 21 ноября с визуальным часовым числом до 3000.

Статистика скоростей дрейфа ионизационных следов дает детальную картину хода преобладающих ветров на высоте появления метеоров. Четко

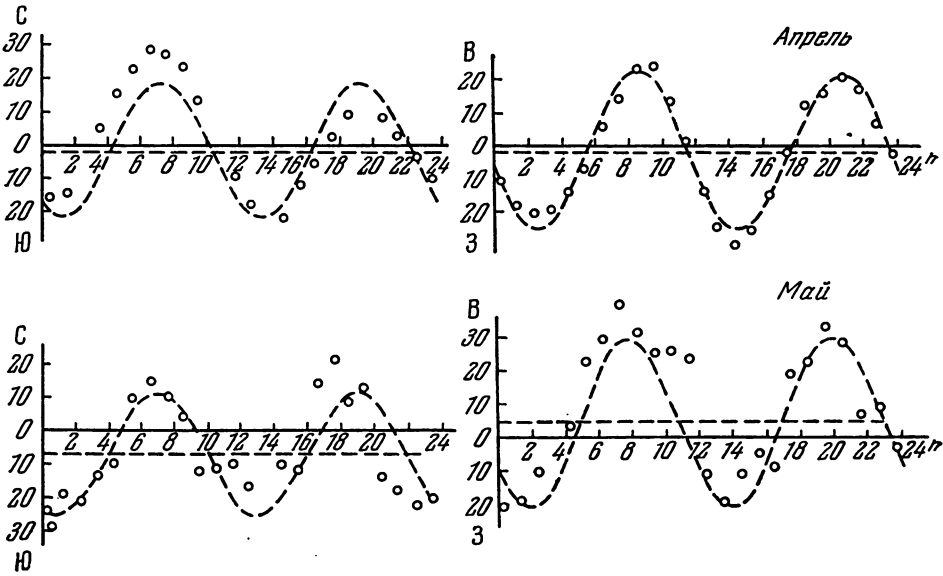


Рис. 150.

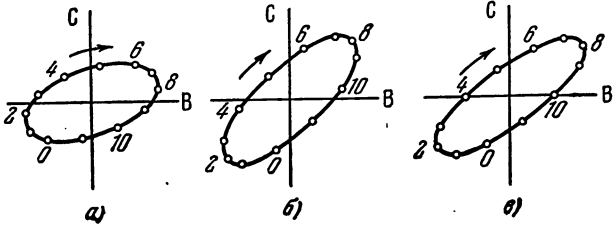


Рис. 151.

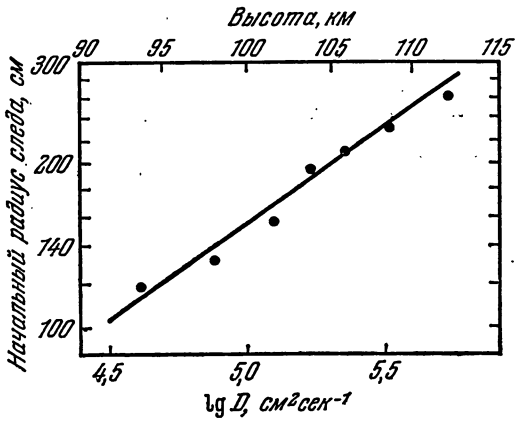


Рис. 152.

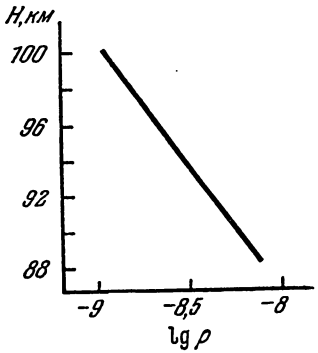


Рис. 153.

выявлены основной 12-часовой период и накладывающийся на него 24-часовой со вдвое меньшей амплитудой. На рис. 150 показаны суточные изменения компонентов ветра (м/сек) в направлении С — Ю и В — З за апрель и май 1960 г. Абсциссы — местное солнечное время (Харьков); кружки — средние часовые значения, штриховые линии — 12-часовые гармонические составляющие ветра. На рис. 151 приведены полярные диаграммы 12-часовой гармонической составляющей ветра: *а* — диаграмма для области *Е* и *Е_{сп}* для марта, апреля и мая; *б* и *в* — диаграммы, построенные по гармоникам рис. 150, для апреля и мая соответственно (1960 г.). Изучена зависимость начальной ширины следа γ_0 и коэффициента диффузии D от высоты над уровнем моря (рис. 152).

Зависимость высоты от скорости метеоров оказалась аналогичной таковой для фотографических метеоров. Определен ход плотности атмосферы с высотой (рис. 153).

Подробно изучено распределение метеоров по массам. Средний показатель s закона распределения (61) оказался близким к 2, как и для визуальных наблюдений (рис. 154).

§ 107. Новейшие методы исследования метеоров. Начиная с проведения программы МГГ — МГС получили широкое распространение главным образом в СССР и США ракетные и спутниковые исследования метеоров. Были применены самые разнообразные методы измерения: подсчет выбоин на мягком металле, на полированной стали, пьезомикрофоны, фотоэлектрическая регистрация вспышек ударов о плексиглас или об алюминированный люцитовый диск, увеличение сопротивления напыленного слоя металла, уменьшение радиоактивности эталона и др., что обеспечило регистрацию частиц с наименьшей энергией $\sim 10^4$ эв (или минимальной массой 10^{-9} г при скорости 40 км/сек).

Результаты разных методов регистрации пока трудно сопоставимы, однако уже сделаны важные открытия. Обнаружен пылевой пояс, окружающий Землю до высот $\sim 10^5$ км и постепенно переходящий в межпланетный пылевой фон (зодиакальное облако, §§ 108 и 109). Рис. 155 дает число ударов N метеорных тел (массы 10^{-9} г) на 1 м^2 за 1 сек в функции расстояния от Земли h (км). На высотах появления метеоров обнаружен постоянно присутствующий в атмосфере слой аэрозолей, простирающийся примерно от высоты 80 до 100 км с максимумом плотности около 85 км на средних широтах и 92 км в северных широтах.

На этой же высоте масс-спектрометрически обнаружен тонкий слой атомов металлов — продуктов распада метеоров.

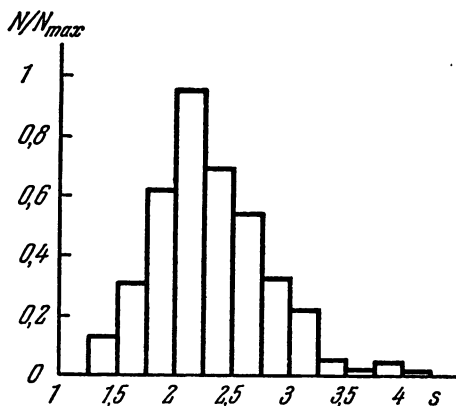


Рис. 154.

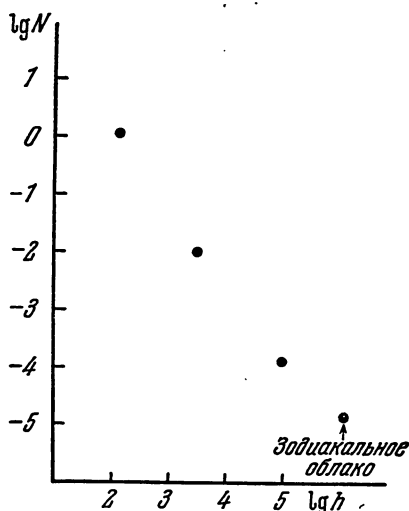


Рис. 155.

С помощью ракеты, снабженной пленками из пластмассы «майлар» нитроцеллюлозы, люцита и др. материалов, в июне 1961 г. удалось собрать и впоследствии изучить лабораторно значительное количество микрометеоритов.

Большинство пойманных частиц субмикронных размеров и распадается на три группы: 1) сферы большой плотности; 2) частицы неправильной формы, средней плотности; 3) частицы в высшей степени неправильной формы, средней плотности («пушистые» частицы). Методами дифракции электронов, возбуждения характеристического рентгеновского излучения потоком электронов и активации нейтронами был определен химический состав микрометеоритов, оказавшийся различным у разных частиц. Например, обнаружены частицы, богатые Al, Si, Fe, но почти без Ca и Mg, богатые Ti, Ca, но бедные Fe, Si и почти без Mg и т. д. Среди химических соединений с определенностью обнаружен сульфид железа и никеля $(\text{FeNi})_3\text{S}_4$.

В последнее время положено начало новому, фотоэлектрическому методу регистрации метеоров, который в будущем должен заменить малоточную фотографическую фотометрию.

В дополнение к лабораторным опытам проведены первые успешные опыты по моделированию явления метеора с помощью образцов, выстреливаемых в свободную атмосферу с борта ракеты.

§ 108. Общие сведения о зодиакальном свете. Зодиакальный свет наблюдается в наших широтах в поясе Зодиака по вечерам на западе с сентября

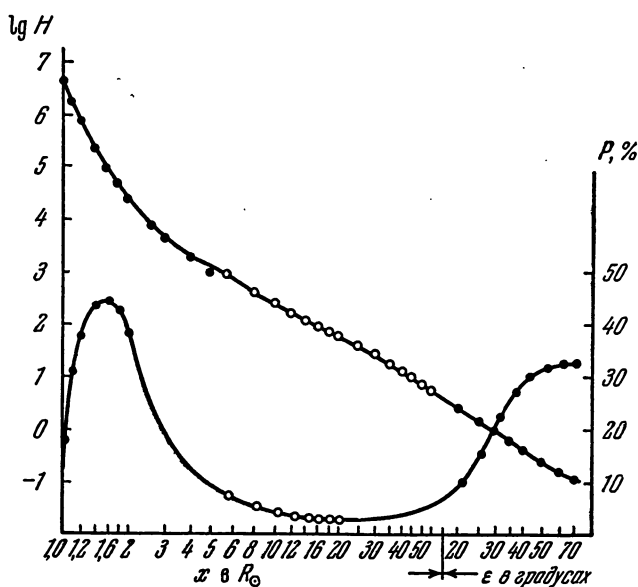


Рис. 156.

до мая и по утрам на востоке с конца июля до середины марта. Он имеет форму конуса с основанием, простирающимся вдоль горизонта на $15\text{--}20^\circ$ в обе стороны от эклиптики, вверх поднимается на $50\text{--}60^\circ$.

По мере того, как Солнце опускается под горизонт, уходит и зодиакальный свет. В средних широтах он бывает обычно виден до элонгации от Солнца ϵ порядка 90° . В низких широтах, где условия для наблюдения более благоприятны, зодиакальный свет бывает виден вплоть до элонгации $\epsilon = 180^\circ$. Тогда утренний и вечерний конусы сливаются, образуя зодиакальную полосу. Интенсивность утреннего зодиакального света бывает наибольшей в январе —

феврале, вечернего — в апреле — мае, превосходя в несколько раз интенсивность света Млечного Пути.

Видимая ось конуса несколько отклоняется от эклиптики: в северном полушарии до нескольких градусов к северу, в южном — к югу, что обусловлено в основном атмосферной экстинкцией. По новейшим измерениям в высокогорных условиях истинная плоскость симметрии зодиакального света лежит в неизменной плоскости планетной системы (определяемой направлением суммарного момента количества движения планетной системы) и пересекает эклиптику на долготе 115° , образуя с ней угол $\sim 1^\circ,5$.

Фотометрию зодиакального света проводили многие авторы. Наиболее достоверны наблюдения на больших высотах, где значительно ослаблено мешающее действие атмосферы. Пример таких современных высотных наблюдений см. на рис. 156,

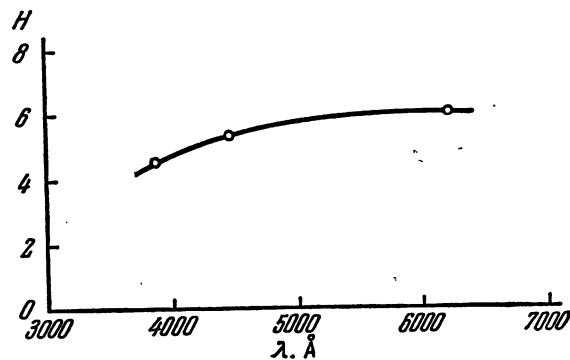


Рис. 157.

наглядно представляющем постепенный переход короны в зодиакальный свет. Здесь даны поверхностная яркость H в 10^{-12} долях яркости солнечного диска $B_\odot$ и степень поляризации P света: внутренней короны по модифицированной модели ван де Холста, внешней короны по наблюдениям Блэкуэлла во время затмения 30 июня 1954 г. с высоты 10 км и зодиакального света по наблюдениям Блэкуэлла

и Ингама 1958 г. в Чакальтае (Боливийские Анды) на широте $16^\circ S$ и высоте 5,1 км. Степень покраснения зодиакального света по сравнению с Солнцем по наблюдениям [в Чакальтае дана на рис. 157, представляющем H в единицах $10^{-13} B_\odot$ при $\epsilon = 35^\circ$ для трех участков спектра.

H подвержено неправильным колебаниям от ночи к ночи и даже от часа к часу. Наиболее резкие из них обычно связывают с хромосферными вспышками и магнитными бурями (см. рис. 158, дающий связь между процентом изменения H и магнитным индексом K по наблюдениям в Чакальтае).

Спектр зодиакального света состоит из фраунгоферова спектра солнечного типа и налагающихся на него эмиссий земной атмосферы (рис. 159).

По-видимому, независимым от зодиакального света является так называемое *противосияние*: слабое (в среднем на 13%) усиление яркости ночного неба в точке, диаметрально противоположной Солнцу. Оно имеет вид пятна приблизительно эллиптической формы с большой осью, лежащей почти в плоскости эклиптики. Размеры осей около 10 и 6° , при благоприятных условиях до 40 и 10° . Центр пятна смещен несколько к западу относительно точки, противоположной Солнцу. Иногда противосияние деформируется

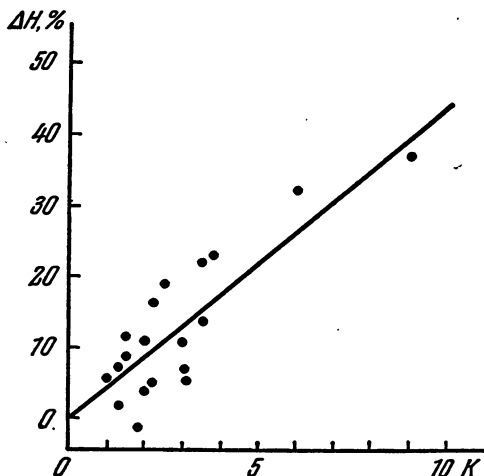


Рис. 158.

растягиваясь к западу в виде веерообразно расходящегося хвоста или конуса, напоминающего по форме зодиакальный свет. Такое деформированное противосияние получило название *ложного зодиакального света*.

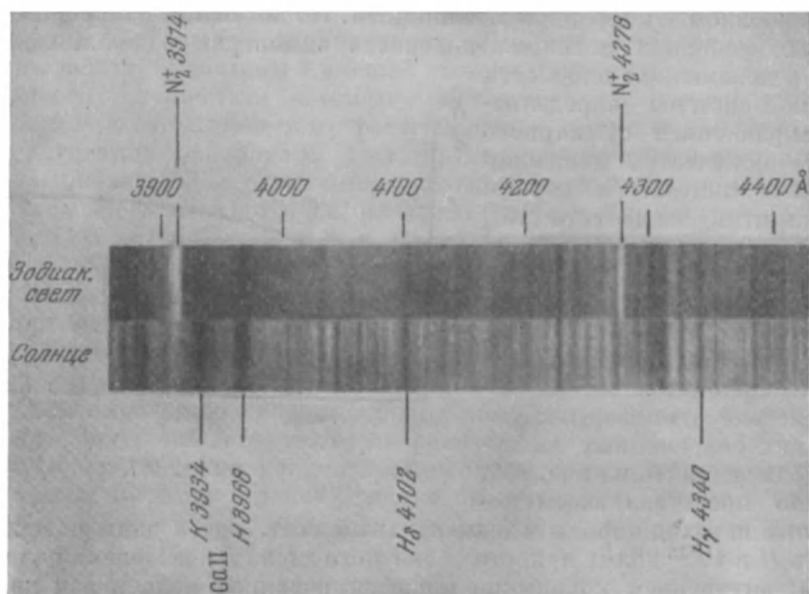


Рис. 159.

Параллакс противосияния был впервые обнаружен И. С. Астаповичем. По измерениям Д. А. Рожковского горизонтальный параллакс противосияния равен $3^{\circ},5$.

§ 109. Природа зодиакального света. В настоящее время подавляющее большинство исследователей рассматривает зодиакальный свет как облако рассеивающих частиц, окружающее Солнце и имеющее форму линзы, расположенной в основной (неизменной) плоскости планетной системы.

Задачей теории является определение по видимому свечению зодиакального света природы рассеивающих частиц, функцию распределения частиц по размерам и их пространственную плотность.

Ввиду трудности одновременного решения всех этих вопросов приходится делать некоторые дополнительные предположения. Поэтому разными авторами созданы различные модели зодиакального света. Общие для всех моделей положения таковы:

1. Рассеивающими центрами являются в основном метеорные частицы плотности δ с радиусами $r > r_0 = 5,7 \cdot 10^{-5} \delta^{-1}$ см (более мелкие частицы были бы изгнаны лучевым давлением Солнца наподобие частиц кометных хвостов).

2. Зодиакальный свет является продолжением френгоферовой короны Солнца.

3. Зодиакальный свет непрерывно обновляется за счет выпадения частиц зодиакального света на Солнце и притока новой метеорной материи из планетной системы, объясняемого радиационным торможением (эффект Пойнтинга — Робертсона). Радиационное торможение порождается тем, что вследствие абберации света сила лучевого давления направлена не точно по радиусу-вектору и имеет тангенциальную составляющую, пропорциональ-

ную линейной орбитальной скорости частицы. Как показывает расчет, частица с первоначально круговой орбитой радиуса a выпадает на Солнце за время $t = 7 \cdot 10^6 r \delta a^2$ лет (r — в сантиметрах, δ — в граммах на 1 см^3), частица с эллиптической орбитой — соответственно быстрее; например, орбите Геминид ($a = 1,4$, $e = 0,9$) соответствует $t = 1,4 \cdot 10^6 r \delta$ лет.

Особенности отдельных моделей:

а) В. Г. Фесенков экстраполирует функцию распределения метеоров (61) до r_0 включительно, считая, что $1 \text{ см} \geq r \geq r_0$; условно считает альbedo равным единице, $\delta = 3 \text{ г/см}^3$; принимает пространственную плотность пылевых частиц $D \sim R^{-1}$ (где R — расстояние до Солнца), соответствующую условию стационарности при наличии радиационного торможения, и находит, что при этих условиях наблюдаемая яркость зодиакального света будет достигнута при плотности в окрестностях Земли $D_0 = 7,6 \cdot 10^{-23} \text{ г/см}^3$.

б) Аллен произвел расчет для $r = 10^{-2}$, 10^{-3} и 10^{-4} см и $D = \text{const}$, R^{-1} , R^{-2} и нашел, что из всех рассмотренных случаев лучше всего удовлетворяют наблюдениям $r = 10^{-3} \text{ см}$, $D = \text{const} = 2 \cdot 10^{-23} \text{ г/см}^3$.

в) Ван де Холст принимает для области $\epsilon < 30^\circ$ $D = \text{const}$; опираясь на теорию дифракции света от мелких пылевых частиц и эмпирическое соотношение $H \sim \epsilon^{2,3}$, он находит $\varphi(r) = r^{-2,6}$; тогда наблюдениям соответствует $D = 5 \cdot 10^{-21} \text{ г/см}^3$.

г) Бер и Зидентопф обратили внимание на то, что поляризация зодиакального света могла бы быть вызвана свободными электронами. Принимая $r = 10^{-3} \text{ см}$ и что поляризация обусловлена только электронами, они нашли $D = \text{const} = 10^{-23} \text{ г/см}^3$ и электронную концентрацию $n_\odot$ на расстоянии в 1 а. е. от Солнца $600 \text{ электронов/см}^3$.

Однако такое $n_\odot$ противоречит современным спектральным данным и не может быть принято. Так, по наблюдениям в Чакальтайе получен верхний предел $n_\odot = 120 \text{ электронов/см}^3$.

Другие авторы (Эльзесер, Миннарт, Зидентопф), применяя различные D и φ , получили для D_0 значения от $2 \cdot 10^{-23}$ до $6 \cdot 10^{-22} \text{ г/см}^3$.

Наконец, Ингам, принимая для электронной плотности закон

$$n_\odot(r) = 6,75 \cdot 10^6 R^{-3} \quad (R \geq 6),$$

где R выражено в радиусах Солнца, нашел, что наблюдения в Чакальтайе могут быть представлены различными вариантами $\varphi(r)$, в которых модальное (наиболее часто встречающееся) значение r лежит вблизи от нижнего предела. В зависимости от параметров распределения $\varphi(r)$, D_0 оказываются в пределах $0,33 - 5,3 \cdot 15^{-24} \text{ г/см}^3$, которым соответствуют численности от 600 до 17 частиц в 1 км^3 . Альbedo частиц получается в пределах $0,16 - 0,56$.

Противосияние пытались объяснить как скопление метеорных частиц около лагранжевой точки либрации L_2 ограниченной задачи трех тел (Солнце, Земля, метеорное тело), лежащей на продолженном радиусе-векторе Земли (Гюльден, Мультон). Однако удовлетворительного соответствия с наблюдениями не получено. Последним лучше соответствует теория атмосферного происхождения противосияния, выдвинутая Г. П. Захаровым и развитая И. С. Астаповичем и В. Г. Фесенковым. Согласно этой точке зрения атмосфера Земли образует разреженный, слегка расширяющийся хвост, направленный почти по радиусу-вектору Земли наподобие кометных хвостов. Эффекты, создаваемые свечением этого хвоста на ночном небе, качественно объясняют и противосияние, и ложный зодиакальный свет.

Более достоверные сведения о природе зодиакального света должны доставить измерения на космических ракетах за пределами пылевого пояса Земли.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ XIV

1. Бредихин Ф. А., О хвостах комет, ГТТИ, 1934.
 2. J ä g e r m a n R., Bredichins mechanische Untersuchungen an Cometenformen, СПб., 1903.
 3. Всехсвятский С. К., Физические характеристики комет, Физматгиз, 1958.
 4. Орлов С. В., Кометы, ОНТИ, 1935.
 5. Swings P. and Haseg L., Atlas of Representative Cometary Spectra, 1956.
 6. Амбарцумян В. А., Теоретическая астрофизика, Гостехиздат, 1939.
 7. Richter N., Statistik und Physik der Kometen, Leipzig, 1954.
 8. Добровольский О. В., Нестационарные процессы в кометах и солнечная активность, Тр. Ин-та астрофизики 8, Душанбе, 1961.
 9. Полосков С. М., Физика комет (диссертация).
 10. Левин Б. Ю., Физическая теория метеоров и метеорное вещество в солнечной системе, Изд. АН СССР, 1956.
 11. Ловелл Б., Метеорная астрономия, Физматгиз, 1958.
 12. Астапович И. С., Метеорные явления в атмосфере Земли, Физматгиз, 1958.
 13. Метеоры. Сб. статей, ИЛ, 1959.
 14. Иваников В. И., О методах фотографической фотометрии метеоров, Бюлл. Ин-та астрофизики № 21, Душанбе, 1957.
 15. Катасев Л. А., Фотографические методы метеорной астрономии, Гостехиздат, 1957 (см. также Бабаджанов П. Б. и Соснова А. К., Бюлл. Ин-та астрофизики № 29, Душанбе, 1960).
 16. Фиалко Е. И., Радиолокационные методы наблюдения метеоров, «Советское радио», Москва, 1961.
 17. Кащеев Б. Л., Лебединец В. Н., Радиолокационные исследования метеорных явлений. Результаты исследований по программе МГГ, Ионосфера и метеоры № 7, 1961.
 18. Millman P., An Analysis of Meteor Spectra, Harv. obs. Ann. 82, № 6, 7.
 19. Кринов Е. Л., Основы метеоритики, Гостехиздат, 1955.
 20. Blackwell D. E. and Ingham M. F., Observations of the Zodiacal Light from a Very High Altitude Station, Серия статей в MN RAS 122, № 2, 1961.
 21. Хюлст Г. ван де, Рассеяние света малыми частицами, ИЛ, 1961.
 22. Бабаджанов П. Б. и Крамер Е. Н., Методика и некоторые результаты фотографических исследований метеоров. Результаты исследований по программе МГГ, Изд. АН СССР, 1963.
 23. Марочник Л. С., Магнитогидродинамические явления в кометах, их связь с геоактивными потоками, УФН, 1964.
 24. Ö p i k E., Physics of Meteor Flight in the Atmosphere, New York, 1958.
-

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

Аббот 11—17, 19, 20
 Абетти 60, 61
 Абхьянкар 53
 Адамс 26, 286
 Аллен 30, 36, 79, 99, 133, 146, 148, 367
 Альвен 68, 104, 142, 342, 343
 Альтер 243
 Амбарцумян В. А. 240, 277, 299, 342
 Ангстрем 13, 25
 Араго 108
 Астапов И. С. 348, 366, 367
 Ауэрс 10
 Ашбрук 291

Бааде 304
 Бабаджанов П. Б. 353
 Барабашов Н. П. 299, 230, 286, 292, 293, 294, 298, 301
 Барнард 306
 Батто 327
 Баумбах 149
 Безруков А. Я. 66
 Беккер 303
 Белл 36
 Белопольский А. А. 51, 262, 302
 Бер 367
 Берк 299
 Бернс 25, 70
 Бернхеймер 13, 15
 Бечвар 149
 Биллингс 73, 88, 155
 Бирман 103, 346
 Блакуэлл 365
 Бобров М. С. 302
 Бобровников Н. Ф. 311
 Богородский А. Ф. 149, 150
 Бом 299
 Бонд 306
 Боуэн 39
 Бредихин Ф. А. 317, 318, 327
 Бриггс 149
 Брилли 16, 17
 Броксон 62
 Бруггенкате тен 36, 53, 54
 Бруннер 47, 63
 Брюстер 30
 Бугославская Е. Я. 96, 151
 Бумба В. 142
 Бьеркнес 67, 68
 Вабкок Х. В. 58, 59
 Вабкок Х. Д. 58, 59
 Вакер 36

Вален 68
 Вальдмейер 10, 13, 15, 110, 112, 135, 147, 155—158, 173, 194, 205
 Вейгер 324, 325
 Весселинк 237, 238
 Вилдт 71, 78, 79, 90
 Вильд 298, 299
 Вильзинг 50, 51, 176, 229
 Вильсон 49
 Вильямс 71, 78
 Виткевич В. В. 194
 Влерик 150
 Вокулёр 11, 285
 Волластон 24
 Вольтер 91
 Вольф 63
 Вольфер 63
 Воронцов-Вельяминов Б. А. 324, 340
 Всехсвятский С. К. 66, 319, 321, 323, 325, 348
 Вулли 11, 17, 79, 99
 Вурм 332, 341, 342
 Вязаницын В. П. 35, 73, 81, 90, 96, 122, 125, 127

Гагарин Ю. А. 289
 Галилей 47, 63, 305, 306
 Ганский А. П. 43, 44, 47, 149, 151
 Гаскойн 11
 Герпберг 298, 303, 342
 Гершель В. 285, 306
 Гершель Д. 108
 Гесс 295
 Гиклас 303
 Гинзбург В. Л. 190
 Глейсберг 65
 Глосс 360
 Гневнышев М. Н. 65, 66, 156
 Гневнышева Р. С. 47, 66, 156
 Гови 39
 Гольдберг 36, 78
 Гольдберг-Рогозинская Н. М. 135
 Гошасюк С. И. 137
 Готтшальк 36
 Гофмейстер 348
 Графф 304
 Гринхау 360
 Гротриан 145, 146, 148
 Груитуйзен 243
 Гувер 13
 Гуревич Л. Э. 61
 Гутник 12
 Гюльден 267

- Дабин 251
 Д'Азамбужа 112, 170
 Дайсон 51, 70
 Деже 167
 Дейч А. Н. 311
 Деландр 302
 Делар 108
 Дельземм 323
 Деннинг 348
 Джануччи 10
 Джекобсен 12
 Джованелли 91, 142
 Добровольский О. В. 346
 Додсон 122
 Дольфус 150, 154, 156, 157, 282, 287, 293, 295
 Дон 323
 Донати 327
 Дубов Э. Е. 104, 120
 Дуглас 300
 Дунер 22
 Дэвидсон 70, 88
 Дэнгем 286
 Дюфэ 39

 Езерский В. И. 229, 243
 Е Ши-хуэй 122, 125, 128

 Жансен 43, 108
 Журавлев С. С. 55, 57

 Заварицкий А. Н. 314
 Занстра 332
 Захаров Г. П. 367
 Зеелигер 277, 291, 302
 Зельцер М. С. 151, 234, 235
 Зидентопф 367
 Зирич 122, 128
 Зуйков В. Н. 122

 Иваников В. И. 350, 355, 356
 Иванов-Холодный Г. С. 99, 122, 127, 128
 Ингам 365
 Инглис 90
 Исмаилов А. 55

 Кабанн 39
 Кайдановский Н. Л. 280
 Каламаи 61
 Калиняк А. А. 154, 239, 243
 Калитин Н. Н. 270
 Каллиате 305
 Кампшель 291
 Канаваджа 17
 Кассини Д. 226
 Кассини Ж. 306
 Кемпбелл 70, 302
 Кешлер 289
 Керимбеков М. 43
 Кертис 70
 Килер 302
 Кимбалл 13
 Кинг А. 35
 Кинг Р. 35
 Кирквуд 302
 Кирхгоф 24
 Кис 25
 Клаас 36, 38, 39, 78

 Клегг 360
 Клеро 265
 Клюбер 53, 54, 56—58
 Кобленц 299
 Ковалевская С. В. 302
 Коде 299
 Козырев Б. П. 234
 Козырев Н. А. 239, 243, 287, 296
 Койпер 11, 99, 283, 294, 296, 298, 303—306
 Кононович Э. В. 91, 93
 Коноплева В. П. 339
 Корнилов А. И. 53
 Корню 25
 Котельников В. А. 281
 Коулинг 61, 142
 Красовский В. И. 10
 Крат В. А. 67, 73, 88, 91, 93, 102, 106, 132, 134, 142, 146, 148, 158, 160, 162, 347
 Крат Т. В. 48, 52—55, 106, 158
 Кринов Е. Л. 269, 314, 353
 Кристенсен 21, 73
 Крон 13, 332
 Кузьмин А. Д. 280
 Кук 350, 355
 Кун Хуанг 154
 Кунц 149
 Кэррингтон 22, 50, 51, 66, 139

 Лагранж 347
 Ломанский 15
 Лаплас 347
 Лассель 306
 Лебедев П. Н. 341
 Лебединский А. И. 61
 Левин Б. Ю. 322, 323, 340, 341, 350
 Линдبلاد 21, 73
 Линк 276, 284, 291
 Лио 44, 109, 147, 148, 154, 157, 173, 268, 283, 286
 Ловелл 360
 Лодж 176
 Локьер 69, 108
 Ломмель 277
 Ломоносов М. В. 284
 Любарский К. А. 356

 Маанен ван 58
 Маджини 298
 Майкельсон 25
 Мак-Келлар 333
 Мак-Кенна 142
 Мак-Кракен 351
 Мак-Кри 101
 Мак-Лафлин 295
 Макрис 44
 Максвелл 302
 Марков А. В. 151, 234, 289
 Маркович 324
 Марочник Л. С. 347
 Мартин 190
 Мартинов Д. Я. 285
 Масевич А. Г. 296
 Маундер 50, 66, 167
 Меггерс 25
 Мейерман 10
 Меллот 306
 Мельников О. А. 36, 55, 57

Мензел 28, 36, 38, 70, 71, 73, 78—80,
84, 85, 88—91, 93, 96, 285, 304

Миланкович 280, 295

Миллер 339, 348

Миллман 356, 358, 359

Милн 19, 101, 104

Минковский 133

Миннарт 15, 16, 21, 32, 36, 72, 88,
324, 367

Миннет 206

Митропольская О. Н. 46, 55.

Митрофанова Л. А. 35, 36

Митчелл 70, 71, 78

Михайлов А. А. 149

Мишар 96

Миямото 103

Мончинелли 61

Мохнач Д. О. 340

Мульдерс 15, 16, 32, 36

Мультон 367

Мур 26, 53, 287, 304

Мустель Э. Р. 46, 54, 104—106, 133

Мэрвин 13

Мюллер 282, 303

Николе 12

Никольский Г. М. 99

Никольсон 57, 62, 287, 306

Никонов В. Б. 149

Никонова Е. Н. 149

Нунн 50

Ньюкирк 157, 194

Ньютон Х. 50, 111

Оливье 348

Оль А. И. 65

Оман 232

Оорт 323, 347

Орлов А. Я. 51

Орлова Н. С. 269, 289

Орнштейн 88

Паннекук 73, 85

Пановский 67

Пан Пу 116

Паренаго П. П. 303

Паули 341

Пейтюре 15, 16

Пекер 155

Перепелкин Е. Я. 166

Перрайн 306

Петрова Н. Н. 59

Петтит 14, 15, 109, 111, 112, 115—
117, 119, 120, 234, 238, 287

Петцольд 291

Пиддингтон 206

Пикельнер С. Б. 159, 162

Пиккеринг В. 303, 306

Пирс 36

Пласкет 44

Погсон 108

Положенцева Т. А. 229, 230

Полосков С. М. 327, 338, 342, 346

Прагер 12

Прокофьев В. К. 286

Прокофьева И. А. 135, 155, 157

Путилин И. И. 309, 310

Рабе 9, 10, 303

Радлова Л. Н. 297, 300

Райе 108

Райт 35, 36, 294

Райхл 356

Раманатан 53

Рамзай 108

Редман 36, 89, 104

Рейд 142

Рессел 11, 37, 78, 254, 267, 282, 285,
297, 300, 303, 304

Рийвес В. Г. 323, 339

Рихтер 322

Ричардсон 44, 133, 284, 291

Робертс 73, 88, 96, 155, 156, 158

Рожковский Д. А. 366

Роза 10

Росс 287

Росселанд 101

Роуланд 25, 26

Рубашев Б. М. 68

Рубинштейн 36

Саган 288

Саломонович А. Е. 280

Сандедж 35

Саусворт 170

Свингс 323, 333, 336

Северный А. Б. 39, 102, 119, 122,
132—137, 139, 140, 142

Секки 10, 96, 108

Сент-Джон 25, 26, 60, 61

Серватан 52

Силлие 73, 84, 85, 88—91, 96

Синтон 235, 287, 295

Сирс 58

Ситник Г. Ф. 49

Скиапарелли 327

Слоним Ю. М. 63

Слютерс 62

Смит 96

Соболев В. В. 286, 292

Соболев В. М. 122, 127, 132, 134, 142

Соснова А. К. 353

Стеббинс 12, 149

Степанов В. Е. 59, 61

Степенко Н. В. 133

Стратонов В. В. 51

Стремгрен Б. 39

Стронг 287

Струве Г. 296, 297, 301, 302

Струве О. 108

Стрэттон 70, 88

Стюарт 67

Сытинская Н. Н. 273, 292, 293, 350

Тандберг-Хансен 122, 128

Тейфель В. Г. 229, 230

Теккерей 28

Теллер 90

Теннан 108

Теряева М. С. 133

Тиссен 58, 62

Титов Г. С. 289

Тихов Г. А. 145, 253, 289, 292, 295

Томас 102

Трелли 156

Троицкий В. С. 239, 280

Узо 327, 338

Уивер 26

- Уилкинс 246
Уипл 323, 324, 353, 355, 356
Уитней 339
Уитфорд 149
Унзольд 12, 37, 38, 77, 78
Уокер 304
Уэрком 347
- Фабрициус 47
Фай 50
Фаулер 69
Федорец В. А. 229, 231
Фесенков В. Г. 270, 277, 291, 292, 294, 296, 298, 302, 310, 314, 367
Филлипс 342
Фирсов 239
Фойгт 36
Франклин 299
Фраунгофер 24
- Хабаров А. В. 241, 242, 247, 248
Хаген 91
Хазер 336
Хайкин С. Э. 280
Хантер 25
Харди 304
Хаутгаст 62, 73
Хвольсон О. Д. 277
Хедеман 122
Хейл 57, 58, 62, 109
Хельд 33
Хилл 35
Хинкулова И. А. 149, 150
Хираяма 309
Хойл 142
Хоккинс 355
Холл 306
Холст ван де 36, 145, 150, 152, 155, 194, 222, 365, 367
Хохлова В. Л. 119, 133
Хэвиш 194
Хэггинс 108
Хюнартс 38, 39, 78, 335
- Цван 73
Цейпель 67
Цеплева 356
Циммерман 51
- Чад 152
Чандрасекар 250, 277
Чекирда А. Т. 229
Чемберлен 122
Чимино 10
Чистяков Ю. Н. 234
- Шайн Г. А. 146, 148
Шалонж 17
Шапошникова Е. Ф. 122
Шаронов В. В. 286, 294, 295, 298, 299, 301
Шапман 103
Швабе 63
Шварцшильд К. 20, 332
Шварцшильд М. 43, 44, 102, 103
Певалье 43, 49
Шейнер 176
Шенберг 277, 298, 302
Шкловский И. С. 39, 79, 91, 93, 128, 139, 146, 147, 152, 154, 158, 159, 161, 162, 190, 220
Шмидт 323
Шпёерер 66, 168
Шретер 285
Штауде Н. М. 309
Шульман Б. С. 327
Шэтцель 304
- Эванс 73, 88
Эвершед 26, 60, 61, 69
Эддингтон 67
Эдлен 29, 147
Эйти 73, 88, 91, 93, 96
Элдрич 13
Эллерман 58, 137
Эллисон 142
Эльзессер 367
Эпик 288, 350, 352, 353, 358, 359
Эпштейн 238
Эри 108
- Юбене 36
Юлиус 19, 20
Юри 323
- Яккиа 353, 355
Яковкин Н. А. 154

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

(названия больших и малых планет и спутников планет даны курсивом)

- Абсолютно белая поверхность* 270, 272
— *черное тело* 11
Адонис 309, 313, 316
Альбедо 269, 270
— *видимое* 273
— *геометрическое* 271
— *иллюстративное* 272
— *плоское* 270
— *сферическое* 270, 271
Альбедометр Фесенкова 270
Альберт 313
Амур 313
Антигона 312
Аполлон 313
Ареографические координаты 257, 291
Ареография 291
Ариель 306
Астрея 312
Астрономическая единица 9
Атлантик 313
Аэрозоль 275

Венера 254, 265, 267, 278 —281, 283—289
Веста 311, 313
Вина закон 17
Волокна 111
Вспышки 130, 172
—, *геоактивность* 139
—, *классификация* 130
Вспышки, корпускулярное излучение 140
—, *природа* 139
—, *спектр* 69, 133
Выбросы 132

Ганимед 305—307
Геба 311, 312
Гермес 309, 313, 314
Герта 316
Гидальго 309, 316
Гиперион 306
Гранулы 41
—, *время существования* 43
—, *размеры* 43
Грануляция 41—45

Давление света 341
Диона 306
Дифракционная решетка 25

Европа 305, 306, 307

Закон Вина 17
— *Кассини* 226, 227

Закон Ламберта 240, 269
— *Шпёрера* 66
Земля 254, 265, 267, 279, 289—291
—, *масса* 10
Зодиакальный свет 316, 364
Зодиакальный свет ложный 366
— —, *природа* 366

Икар 309, 316
Индексы солнечной активности 166, 170, 173
Индикатриса отражения 269
Ио 305—307
Ионосфера 275
Ирида 311

Каллисто 305—307
Кассини законы 226, 227
— *цель* 301, 302
Кольца Сатурна 301
Кометы 316
—, *видимый блеск* 337
—, *каталоги* 319, 321
— *короткопериодические* 319
—, *происхождение* 347
—, *спектры* 327
—, *хвосты* 316, 317, 340—343
—, *ядра* 322
Координаты ареографические 257
— *планетографические* 256
— *селенографические* 257
— *физические* 256
Корона 144
—, *вращения* 156
—, *ионизация* 152
—, *лучи* 156
—, *поляризация* 148
—, *профили спектральных линий* 154
—, *спектр* 144, 147
—, *структура* 150, 151
Корональные конденсации 156, 157
Красное Пятно на Юпитере 297, 298
Кривая роста 33—36, 54, 55
Критерий Милна 181
Космическая скорость вторая 265
Коэффициент диффузного отражения 270
— *яркости* 268
— — *спектральный* 269
Кэррингтона система 50

Ламберта закон 240, 269
Летиция 312

- Либрации Луны 226, 227
Луна 226, 280, 281, 306, 307
 —, гипотеза образования рельефа 241
 —, движения узлов орбиты 227
 —, карта обратной стороны 245
 —, либрация по долготе 226
 —, — — широте 226
 —, масса 226, 307
 —, оптическая либрация 227
 —, отражательная способность 228, 229
 —, период обращения вокруг Земли 226, 306
 —, показатель цвета 228, 230
 —, поляризация света 231
 —, размеры 226, 306
 —, средняя плотность 226
 —, структура поверхности 227, 238, 239
 —, температура 232
 —, фигура 226
 —, физическая либрация 227
 Малые планеты (астероиды) 306
 — —, геометрическое альbedo 312
 — —, орбиты 309
 — —, отражательная способность 311
 — —, происхождение 313
 — —, спектр 311
 — —, сферическое альbedo 312
 — —, физические свойства 310
 — —, число 310
Марс 254, 265, 267, 278, 279, 280, 281, 291—296
 Международный геофизический год 164
Меркурий 254, 265, 267, 279, 280, 281, 282, 283
 Метеорные потоки 348, 349
 Метеоры 348
 —, блеск 350
 —, радиолокационные наблюдения 359
 —, ракетные и спутниковые исследования 363
 —, спектры 356
 —, уравнение испарения 351
 —, — свечения 352
 —, — торможения 351
 —, физическая теория 351
 —, фотографические наблюдения 353
 —, функция светимости 350
Метида 311
 Метод избранной пиргелиометрии 13
 Милна критерий 181
Мимас 302, 306
Миранда 306
Нереида 306
Нептун 254, 265, 267, 278, 279, 303, 304
Низа 312
Оберон 306
Паллада 311, 314
 Параллакс Солнца 9
 Планетографические координаты 256
 Планеты 250, 254
 —, альbedo 269, 270
 —, блеск 265
 —, вращение вокруг оси 254
 —, диски 251, 252, 253
 —, звездная величина 265, 266
 Планеты, масса 264
 —, оптические явления в атмосферах 276
 —, отражательная способность 268
 —, период обращения вокруг Солнца 254
 —, радиоизлучение 280
 —, размеры 254
 —, расстояние до Солнца 254
 —, сжатие диска 262
 —, спутники 305—308
 —, строение атмосфер 273
 —, температурные условия 278
 —, фазы 254, 255
 —, элементы вращения 257
Плутон 254, 265, 267, 279, 304, 305
 Поверхность идеально матовая 268
 — ортотропная 368
 Постоянная Стефана—Больцмана 12
 Противосияние 365
 Протуберанцы 108, 172
 — активные 114
 —, возбуждение 126
 —, движения 119
 —, ионизация 126
 —, классификация Петгита 112
 — корональные 118
 — металлические 121
 —, спектр 121
 — спокойные 114
 — типа солнечных пятен 117
 — торнадо 117
 — эруптивные 115
 —, высоты 116
 —, скорости 116
 Профили хромосферных линий 73, 77
 Пятна 166, 167, 168, 200, 206
 —, магнитное поле 56
 —, природа 61, 67
 —, спектры 52
 —, цюрихская классификация 49, 50
 Радиоизлучение планет 280
 — Солнца 176
 — —, возмущенная составляющая 179, 199
 — —, всплески 179, 218
 — —, методы наблюдений 176
 — —, невозмущенная составляющая 179, 180
 Радиолокация планет 281
 Радиотелескопы 177
 Рефракция 276
Рей 305, 306
Сатурн 254, 265, 267, 278, 279, 280, 300—302
 Светлота 268
 Селенографические координаты 257
 Синхроны 318, 348
Сирена 313
 Сихотэ-Алиньский метеорит 314
 Скорость убегания 265
 Служба Солнца 164
 Солнечная активность, индексы 166, 170, 173
 — постоянная 11, 12
 Солнце 9—10
 —, атлас спектра 24—27
 —, визуальная звездная величина 11
 —, вращение 21, 50

- Солнце, исследование с помощью шаров
 — зондов и ракет 17, 18
 —, колебания излучения 12—15
 —, линейный радиус 10
 —, магнитное поле 58
 —, масса 10
 —, наклон экватора к плоскости эклип-
 тики 51
 —, непрерывный спектр 24
 —, потемнение к краю диска 18—21
 —, пятна 41, 47—50
 —, радиоизлучение 176
 —, распределение энергии в спектре 15
 —, расширение линий в спектре 31
 —, синоптические карты 168—170
 —, состав атмосферы 36—39
 —, спектральный класс 11
 —, средняя плотность 10
 —, температура поверхности 11
 —, угловой диаметр 10
 —, ультрафиолетовое излучение 14, 17
 —, ускорение силы тяжести на поверх-
 ности 10
 —, факелы 41
 —, фотовизуальная звездная величина 11
 —, фотографическая звездная величина 11
 —, фотосфера 41
 —, фраунгоферов спектр 24
 —, хромосфера 69
 —, цветовая температура 16
 —, цикличность активности 63
 —, эффективная температура 12, 35
 Спикеры 92, 93, 95, 96, 158, 198, 199
 Спутники планет 254, 305—308
 Стратосфера 275
 Сумеречная дуга 256
- Теллурические линии 15, 24, 30
 Терминатор 254
 Тефия 302, 306
 Титан 305—308
 Титания 306
 Тритон 306, 308
 Тропосфера 275
 Тунгусский метеорит 314
- Умбриель 306
 Уран 254, 265, 267, 278, 279, 303
 «Усы» 137
 Уравнение радиолокации основное 359
 Уравнения Максвелла 342
- Фаза планеты 254, 255
 Фазовый угол 255
 Факелы 45, 46, 51, 169
 —, спектр 52
 Феба 306
 Физические координаты 256
 Флоккулы 104, 170
 Формула Баумбаха 149
- Формула Богородского—Хинкуловой 149, 150
 — Больцмана 54
 — Клеро 264
 — Левина 323, 325
 — Маундера 50
 — Ньютона и Нунна 50
 — Орлова 319
 — Рэлея—Джинса 181, 184, 280
 — Саха 54
 — Стратонова 51
 — Фая 22, 50
 Фотосфера 41
 Фраунгоферовы линии, отождествление 27—30
 —, профили 30, 32
 —, эквивалентные ширины 30
 Функция отдачи 84
- Хвост Земли 367
 Хромосфера 69
 —, распределение плотностей элементов по высоте 79
 —, самопоглощение 84
 —, температура 88
 —, теории нагревания 101
 —, ультрафиолетовое излучение 99
 —, химический состав 78
 —, электронная концентрация 89
- Церера 314, 339
 Цикл солнечной активности 65, 66, 109
- Числа Вольфа 63—65, 67, 166
- Шпёрера законы 66
- Щель Кассини 301, 302
 — Энке 301
- Эвномия 312
 Экватор интенсивности 255
 Экзосфера 275
 Элементы Кэррингтона 22
 Эльза 316
 Энке щель 301
 Энцелад 302, 306
 Эрос 312, 313
 Эффект Гринштейна 335
 — Деллинджера 139
 — Доплера 31, 32, 134, 262, 276, 281
 — Зеемана 27, 31, 53, 56, 170
 — Пойнтинга — Робертсона 361, 366
 — Штарка 31, 90, 134
 — Эвершеда 60
- Юнона 314
 Юпитер 254, 265, 267, 278—281, 296—300
- Явление Ломоносова 282, 284, 286
 Япет 306

**ИМЕЮТСЯ В ПРОДАЖЕ КНИГИ ПО АСТРОНОМИИ,
ВЫПУЩЕННЫЕ ГОСУДАРСТВЕННЫМ ИЗДАТЕЛЬСТВОМ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ**

- Астапович И. С., Метеорные явления в атмосфере Земли, 1958, 640 стр., 2 р. 35 к.
- Барабашов Н. П. и др., Луна. Под ред. доктора физико-математических наук А. В. Маркова, 1960, 384 стр., 1 р. 70 к.
- Всехсвятский С. К., Физические характеристики комет, 1958, 575 стр., 2 р. 70 к.
- Вулард Э., Теория вращения Земли вокруг центра масс. Перев. с англ. А. А. Гурштейна и В. В. Нестерова, 1963, 143 стр., 68 коп.
- Горбацкий В. Г., Минин И. Н., Нестационарные звезды, 1963, 355 стр., 1 р. 12 к.
- Гурзадян Г. А., Планетарные туманности, 1962, 384 стр., 1 р. 17 к.
- Долгов П. Н., Определение времени пассажным инструментом в меридиане, 1952, 396 стр., 7 р. 42 к.
- Зверев М. С. и др., Методы изучения переменных звезд. Переменные звезды, т. III. 1948, 520 стр., 2 р. 64 к.
- Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Межзвездная среда, 1963, 531 стр., 1 р. 51 к.
- Катасев Л. А., Фотографические методы метеорной астрономии, 1957, 180 стр., 53 коп.
- Кринов Е. Л., Основы метеоритики, 1955, 391 стр., 1 р. 48 к.
- Куликов К. А., Фундаментальные постоянные астрономии, 1956, 340 стр., 1 р. 09 к.
- Ловелл Б., Метеорная астрономия. Перев. с англ. под ред. доктора физико-математических наук Б. Ю. Левина, 1958, 487 стр., 1 р. 78 к.
- Меррил П., Линии химических элементов в астрономических спектрах. Перев. с англ. В. А. Угарова, 1959, 192 стр., 1 р. 22 к.
- Михайлов А. А., Теория затмений, 1954, 272 стр., 1 р. 50 к.
- Огородников К. Ф., Динамика звездных систем, 1958, 628 стр., 1 р. 74 к.
- Соболев В. В., Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, 1956, 391 стр., 1 р. 12 к.
- Шаронов В. В., Природа планет, 1958, 552 стр., 1 р. 91 к.
- Щеглов П. В., Электронная телескопия, 1963, 195 стр., 63 коп.
- Эйгенсон М. С., Внегалактическая астрономия. Введение в изучение галактик, 1960, 414 стр., 1 р. 26 к.

Требуйте эти книги в магазинах Книготорга. Письменный заказ можно направить в ближайший отдел «Книга — почтой» республиканского, областного, краевого Книготорга. Книги будут высланы наложенным платежом. В случае отсутствия этих книг на месте просим направлять ваши заказы отделу технической литературы Всесоюзного объединения книжной торговли по адресу: Москва, В-71, Ленинский проспект, 15, Отдел технической литературы Союзкнига.

Союзкнига