

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЦА И ГАЛАКТИКИ

В. Л. Гинзбург

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время (1944—1946 гг.) было обнаружено и начало энергично исследоваться излучение Солнца в области радиочастот^{1-12, 40}. Одновременно повысился интерес к открытому несколько ранее радиоизлучению Галактики^{13-17, 1}. В ряде работ вопрос о радиоизлучении подвергся также теоретическому анализу¹⁸⁻²⁴. Исследование радиоизлучения Солнца и космического пространства представляет большой астрофизический и, в известной мере, также геофизический и радиотехнический интерес. Это вполне понятно, так как здесь речь идёт о существенном расширении области спектра электромагнитных волн, используемой в астрономии. При этом сведения, получаемые при работе в радиочастотной области, отнюдь не дублируют результаты, которые можно извлечь из наблюдений в инфракрасных, видимых или ультрафиолетовых лучах. Дело в том, что, например, оптическое излучение Солнца обусловлено его фотосферой, имеющей температуру $T_{\odot} = 6000^{\circ}$. Однако, радиоизлучение Солнца отнюдь, вообще говоря, не будет соответствовать излучению чёрного тела с температурой фотосферы. Это объясняется тем, что солнечная корона и хромосфера, прозрачные для света, уже совершенно непрозрачны для метровых радиоволн; в результате радиоизлучение Солнца в случае достаточно длинных волн будет обусловлено короной, а не фотосферой. Таким образом, исследование радиоизлучения Солнца является методом изучения короны, и при этом методом, вполне пригодным вне затмений.

По современным представлениям, внутренняя корона имеет температуру гораздо более высокую, чем фотосфера, и достигающую миллиона градусов (см., например,²⁵ *). Из сказанного выше ясно, что идущее от короны тепловое радиоизлучение должно отвечать такой же высокой температуре, а не температуре $\sim 6000^{\circ}$ ¹⁸⁻²⁰.

*) Имеется в виду температура электронов и ионов; тепловое излучение в инфракрасной, видимой и ультрафиолетовой областях не находится в равновесии с частицами и соответствует температуре порядка температуры фотосферы.

Исследование радиоизлучения Галактики позволяет, в свою очередь, сделать известные заключения о температуре и концентрации электронов в межзвёздном пространстве.

Геофизический и радиотехнический интерес изучения радиоизлучения Солнца и мирового пространства связан с общеизвестной зависимостью между резко отражающейся на радиоизлучении солнечной деятельностью и геофизическими явлениями и, в первую очередь, явлениями, определяющими распространение радиоволн. Кроме того, «космические шумы» в радиоаппаратуре существенны для определения её чувствительности относительно земных радиосигналов.

В настоящем обзоре в §§ 1—3 сопоставляется имеющийся в литературе экспериментальный материал, относящийся к радиоизлучению Солнца и Галактики (использована литература, появившаяся в Москве до марта 1947 г.). Далее в § 4 проводится теоретическое рассмотрение вопроса и обсуждение результатов наблюдений.

§ 1. МЕТОД НАБЛЮДЕНИЯ

Остановимся вначале на экспериментальных возможностях исследования радиоизлучения от внеземных источников. Пусть поток энергии (вектор Пойнтинга) от такого источника на Земле равен $S \Delta f$, где Δf — рассматриваемый интервал частот. Тогда средний квадрат электродвижущей силы в антенне e_a^2 равен ²⁶:

$$e_a^2 = \frac{\lambda^2}{2\pi} D_a^2 R_a S \Delta f, \quad (1)$$

где λ — длина волны, R_a — сопротивление излучения антенны и $\frac{\lambda^2}{2\pi} D_a^2$ — её «область вылавливания». Антенна отдаёт, как известно, максимальную мощность приёмнику, если его входное сопротивление $R = R_a$; в этом случае мощность, получаемая приёмником, равна

$$P = \frac{e_a^2}{4R_a} = \frac{\lambda^2}{8\pi} D_a^2 S \Delta f. \quad (2)$$

Из (2) ясно, что величина $\frac{\lambda^2}{8\pi} D_a^2$ представляет собой просто ту площадь, с которой приёмник собирает поток падающего излучения. Для полуволнового диполя $D_a^2 \cong 3$, и, таким образом, вместо (2) можно написать:

$$P \cong \frac{3\lambda^2}{8\pi} G_a S \Delta f \cong \frac{\lambda^2}{8} G_a S \Delta f, \quad (3)$$

где G_a — выигрыш по мощности рассматриваемой антенны по сравнению с полуволновым диполем («power gain over a half-wave dipole»; см. ^{7, 11, 27}). Если антенна состоит из большого числа диполей, то очень грубо ²⁸:

$$G_a \sim \frac{2 \cdot \text{площадь антенны}}{\lambda^2}. \quad (4)$$

На метровых и более длинных волнах обычно $G_a \sim 2-10$; в сантиметровом диапазоне G_a значительно выше в силу возможности достигнуть резкой направленности антенн или, другими словами, возможности использовать антенну (зеркало), по площади значительно большую, чем λ^2 . В метровом диапазоне максимальное достижимое значение G_a вряд ли может превысить 100—200 (в $^{\circ} G_a \sim 100$).

Возможность приёма слабых радиосигналов лимитируется шумами в приёмнике и в антенне; эти шумы, как известно^{26, 28}, обусловлены тепловыми флуктуациями в проводниках и дробовым эффектом в радиолампах. В самой антенне с сопротивлением R_a средний квадрат напряжения от флуктуационных тепловых шумов равен^{26, 28}:

$$\bar{e}_{an}^2 = 4R_a k T_a \Delta f, \quad (5)$$

где T_a — температура антенны, $k = 1,38 \cdot 10^{-16}$ — постоянная Больцмана и Δf — полоса частот, которая нас интересует. «Шумовая мощность», сообщаемая антенной приёмнику с согласованным сопротивлением входа, равна:

$$P_{na} = k T_a \Delta f. \quad (6)$$

Однако и сам приёмник не является бесшумным, что увеличивает уровень шумов над значением (6). Это увеличение учитывается введением коэффициента шумов N (или F , см.²⁶), указывающего, во сколько раз мощность от шумов больше значения (6). Таким образом, можно считать, что мощность шума, получаемая от антенны, с учётом шума самого приёмника, равна:

$$P_a = N k T_a \Delta f. \quad (7)$$

Коэффициент N определяется на опыте. Для метрового диапазона обычно $N \sim 3-10$; для сантиметровых приёмников $N \sim 10-15$.

Очевидно, что возможности радионаблюдений характеризуются отношением:

$$\frac{P}{P_a} = \frac{\lambda^2 G_a S}{8 N k T_a}. \quad (8)$$

Для того чтобы представить себе, каково отношение (8) в интересующем нас случае, введём некоторую «стандартную» мощность радионизлучения Солнца, выбрав в качестве такого «стандарта» тепловое излучение солнечной фотосферы, т. е. поток излучения на Земле от чёрного тела, имеющего температуру $T = T_{\odot} = 6000^{\circ}$, радиус, равный видимому радиусу Солнца $r = r_{\odot} \cong 7 \cdot 10^{10}$ см, и находящегося на расстоянии от Земли, равном расстоянию от Земли до Солнца ($R \cong 1,5 \cdot 10^{13}$ см). В радиообласти для тела с такой температурой можно использовать для плотности чёрного излучения формулу Рэлея-Джинса

$$u = \frac{8\pi f^2}{c^3} k T \Delta f. \quad (9)$$

С единицы поверхности чёрного тела выходит во все стороны поток $S \Delta f = \frac{c}{4} u$. Отсюда ясно, что поток излучения от нашего «стандарта» на Земле равен:

$$S_{\odot} = \frac{2\pi k T_{\odot} (r_{\odot})^2}{\lambda^2} = \frac{1,11 \cdot 10^{-16}}{\lambda^2} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{герц}} = \frac{1,11 \cdot 10^{-17}}{\lambda^2 (\text{в метрах})} \frac{\text{ватт}}{\text{м}^2 \cdot \text{мегагерц}}. \quad (10)$$

Если приёмник находится при комнатной температуре, т. е. $T_a \approx 300^\circ$, то, согласно (7), мощность шумов, делённая на Δf , равна:

$$\frac{P_n}{\Delta f} \approx 4 \cdot 10^{-14} N \frac{\text{эрг}}{\text{сек} \cdot \text{герц}} = 4 \cdot 10^{-15} N \frac{\text{ватт}}{\text{мегагерц}}. \quad (11)$$

Отношение (8) в случае (10)—(11) равно

$$\frac{P_{\odot}}{P_n} \approx 3 \cdot 10^{-4} \frac{G_a}{N}. \quad (12)$$

Принимая для N значение 10 и считая, что можно заметить сигнал, когда его мощность превышает $\sim 5\%$ мощности шумов*, мы видим, что выбранное стандартное излучение будет замечено, если

$$G_a > \sim 2000. \quad (13)$$

Таким образом, в этих условиях в метровом диапазоне излучение Солнца с $T = 6000^\circ$ заметно быть не может.

Пусть теперь радиоволны излучает корона, причём за излучение ответственна область с температурой T и радиусом $r = \eta r_{\odot}$. Тогда, аналогично (10),

$$S = \frac{2\pi k T (r_{\odot})^2}{\lambda^2} \eta^2 = \frac{1,11 \cdot 10^{-17}}{\lambda^2 (\text{в метрах})} \frac{T}{T_{\odot}} \eta^2 \frac{\text{ватт}}{\text{м}^2 \cdot \text{мегагерц}} \quad (14)$$

и мощность, делённая на Δf , согласно (3) и (14), равна*):

$$\frac{P}{\Delta f} \approx 0,8 k T \left(\frac{r_{\odot}}{R} \right)^2 \eta^2 G_a \approx 1,4 \cdot 10^{-17} \left(\frac{T}{T_{\odot}} \right) \eta^2 G_a \frac{\text{ватт}}{\text{мегагерц}}. \quad (15)$$

Для дальнейшего удобно ввести эффективную температуру излучателя T_{ef} и её отношение к $T_{\odot}$:

$$T_{ef} = T \eta^2 = \frac{P}{P_{\odot}}; \quad V = \frac{T_{ef}}{T_{\odot}}. \quad (16)$$

Измеряя на опыте P для Солнца и зная G_a (эта величина может быть измерена или рассчитана), согласно (15), определяется температура T_{ef} или V .

) Эпплтон и Гей вместо (7) пишут $P_n = (N - 1) k T_a \Delta f$, т. е. учитывают для сравнения с сигналом только шум приёмника без антенны. Разумеется, это отличие не играет никакой роли. Далее вместо фактора 0,8 в* фигурирует значение 0,41. Причина этого отличия осталась нам непонятной, быть может, она состоит в другом определении G_a . Вопрос этот существенен лишь при абсолютных измерениях и калибровке приёмника.

Согласно (8), (12), (16) и при условии, что $N \sim 10$ и минимальное заметное отношение $\frac{P}{P_n} \sim 5\%$, мы видим, что можно заметить излучение, если

$$V \gtrsim \frac{2 \cdot 10^8}{G_a}. \quad (17)$$

При $\lambda > 1 \text{ м}$ $G_a \gtrsim 100$, и таким образом можно заметить излучение Солнца, если

$$T_{ef} \gtrsim 10^{50} \text{ или } V \gtrsim 20. \quad (18)$$

Однако, если, как это ещё возможно, минимальное заметное значение $P/P_n \sim 1\%$, $N=5$ и $G=100$, то $T_{ef} > \sim 10^4$ градусов.

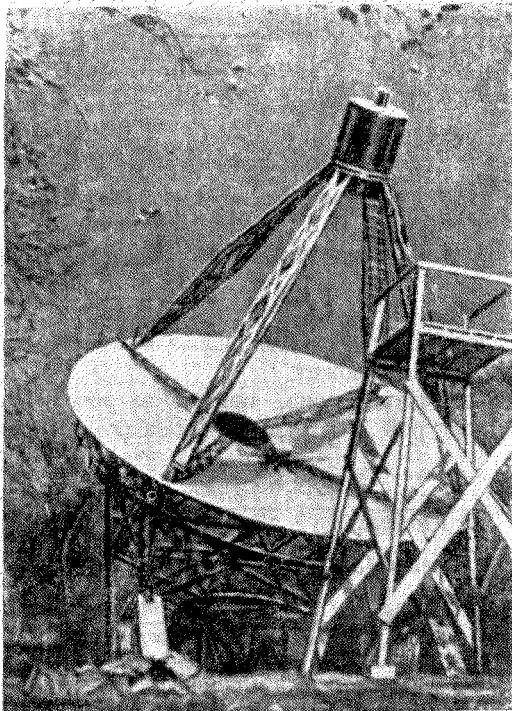
На сантиметровых волнах фактор G_a может быть больше тысячи и таким образом могут быть измерены температуры порядка $T_\odot = 6000^\circ$ и даже значительно ниже.

Фотография установки (антенна в виде зеркала), применявшейся¹ для изучения радионизлучения Галактики и Солнца при $\lambda = 1,87 \text{ м}$, приведена на рис. 1.

Из данных автора можно заключить, что он оценивает предельную точность своего прибора как соответствующую $V \sim 3-4$. Площадь зеркала равна $\sim 65 \text{ м}^2$ и по ориентировочной формуле

Рис. 1. Антенное устройство (зеркало) с диаметром около 9 м, применявшееся в установке для исследования излучения Галактики и Солнца на длине волны $\lambda = 1,87 \text{ см}$.

(4), $G_a \sim 40$. Поэтому, согласно (17), $V_{\min} \sim 50$. Это расхождение не реально, так как точность формулы (4) не позволяет исключить значение $G_a \sim 100$ и, кроме того, автор¹ считает, что может заметить отношение $\frac{P}{P_n}$, меньшее 5% , как принято выше. В⁸ минимальное заметное значение $\frac{P}{P_n}$ было порядка 1% .



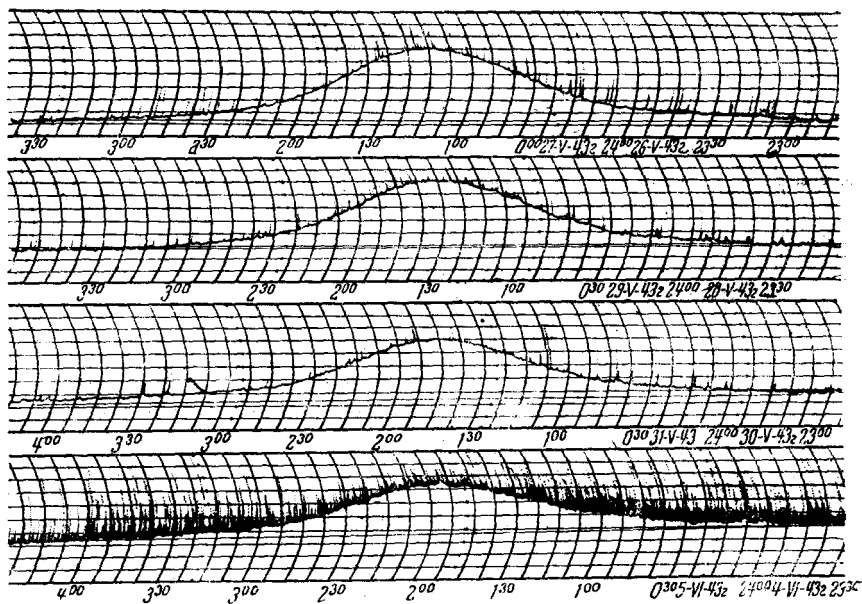


Рис. 2. Изменение уровня шумов с течением времени. Максимум соответствует условиям, в которых зеркало направлено на центр Галактики.

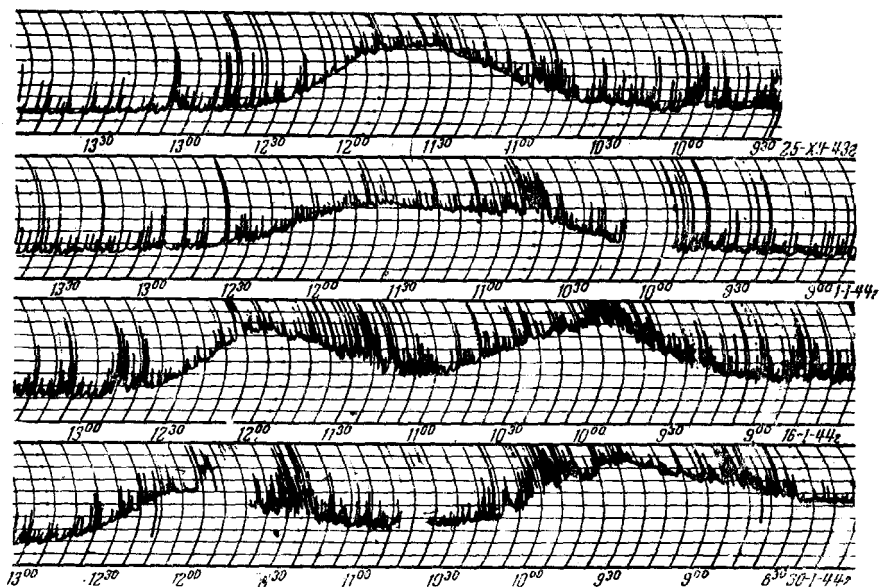


Рис. 3. То же, что на рис. 2, в период, когда направление на Солнце было близко с направлением на центр Галактики. Один максимум от Солнца, другой от центра Галактики.

Запись уровня шумов в приёмнике с течением времени¹ показана на рис. 2 и 3 ($\lambda = 1,87$ м). На рис. 2 максимум соответствует условиям, в которых зеркало направлено на центр Галактики (см. § 3), а на рис. 3 один из максимумов соответствует центру Галактики, а другой Солнцу. Различные кривые отвечают разным дням. Перемещение максимума от Солнца на рис. 3 вызвано изменением положения Солнца относительно центра Галактики.

§ 2. ИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЦА

Экспериментальное исследование радиоизлучения Солнца показало, что это излучение может быть обнаружено во всём изучавшемся диапазоне от 1,25 см до 12 метров. При этом на метровых волнах наблюдается обычно лишь спорадическое излучение, возникающее в периоды повышенной солнечной активности (большие пятна, факелы). Это спорадическое излучение достигает иногда огромной величины —

Радиоизлучение Солнца

Таблица I

Автор	λ	T_{ef} в градусах	$V = \frac{T_{ef}}{T_{\odot}} = \frac{T_{ef}}{6000^{\circ}}$	Поток от Солнца с $T = 6000^{\circ}$ $\frac{\text{ватт}}{\text{м}^2 \cdot \text{мегагерц}}$	Примечания
Дайк и Берингер ¹⁰	1,25 см	10 000	1,6	$7,1 \cdot 10^{-14}$	Это значение явно ошибочно
Саусворт ²	1,25 см	~2000	<1	»	
»	3 см	12 000	2	$1,23 \cdot 10^{-14}$	
»	10 см	20 000	3	$1,11 \cdot 10^{-15}$	Несистематические наблюдения
Паусей и др. ⁵	25 см	~6 000	~1	$1,77 \cdot 10^{-16}$	
»	50 см	<50 000	<8	$4,44 \cdot 10^{-17}$	
Ребер ^{40*)}	62 см	~ 10^6	~160	$2,95 \cdot 10^{-17}$	См. рис. 4 См. рис. 5
Паусей и др. ⁵	1,5 м	до $1,5 \cdot 10^7$	до $2,5 \cdot 10^8$	$4,93 \cdot 10^{-18}$	
Паусей ¹²	1,5 м	до $8 \cdot 10^7$	до $1,3 \cdot 10^4$	»	
Риль и Вонберг ⁸	1,72 м	до $2 \cdot 10^9$	до $3 \cdot 10^5$	$3,76 \cdot 10^{-18}$	См. рис. 6 и 7
Ребер ¹	1,87 м	~ 10^6	~160	$3,17 \cdot 10^{-18}$	
Ловели Бенвел ¹¹	4,14 м	до $2 \cdot 10^{12}$	до $1,3 \cdot 10^8$	$6,5 \cdot 10^{-19}$	
Гей ⁴	4—6 м	до $6 \cdot 10^8$	до 10^5	$5,05 \cdot 10^{-19}$	См. рис. 10 и 11
Эпплтон и Гей ⁹	2—12 м	до $6 \cdot 10^8$	до 10^5	(для $\lambda = 4,7$ м) $2,26 \cdot 10^{-19}$	
Эпплтон ³	>7,5 м	(для $\lambda = 4,7$ м) до $6 \cdot 10^7$	(для $\lambda = 4,7$ м) до 10^4	(для $\lambda = 7$ м) $4,93 \cdot 10^{-20}$ (для $\lambda = 15$ м)	

*) С этой работой автор ознакомился после написания обзора, поэтому она не нашла ниже полного отражения.

ему² соответствует значение V до $1,3 \cdot 10^8$, т. е. значение T_{ef} до $2 \cdot 10^{12}$ градусов (см.¹¹, $\lambda = 4,14$ м)! Именно наличие таких всплесков с $V > 10^4$ позволило обнаружить радиоизлучение Солнца на метровых волнах с простыми антеннами, для которых $G_a \lesssim 10$. Разумеется, подобное спорадическое радиоизлучение не может носить теплового характера и связано с возмущениями в короне.

Вопрос о природе излучения мы обсудим в § 4, сейчас же приведём сводку всех имеющихся данных (см. табл. 1).

При $\lambda = 1,25$ см измерения проводились¹⁰ также во время частичного солнечного затмения, причём ход радиоинтенсивности со временем совпадал с ходом интенсивности в оптической области. Значение

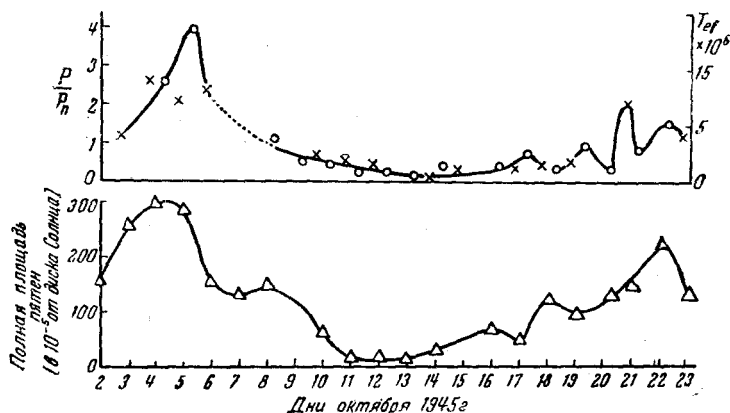


Рис. 4. Радиоизлучение Солнца при $\lambda = 1,5$ м в октябре 1945 г. На нижней кривой — площадь видимого диска Солнца, покрытая пятнами.

$T_{ef} \sim 2000^\circ$ для $\lambda = 1,25$ см в² получено, повидимому, в результате неучёта весьма существенного в этой области поглощения радиоволн в атмосфере^{10, 39}. Вообще влияние атмосферы для длины волн $\lambda < \sim 5$ см существенно и должно учитываться. Увеличение «радиодиаметра» Солнца по сравнению с оптическим диаметром (диаметром фотосферы), которое наблюдалось в² и максимально для $\lambda = 1,25$ см, может быть вызвано именно влиянием атмосферы.

Измерения⁴⁰ на 62 см, проводившиеся ежедневно в течение нескольких месяцев, приводят к значению $T_{ef} \sim 10^{60}$. «Радиодиаметр» Солнца был порядка $0^\circ,5$, т. е. эффективное значение η невелико. С течением времени (разные дни) диаметр не менялся (точность $0^\circ,1$). 21 ноября 1946 г. наблюдались резкие «всплески» радиоизлучения.

Измерения на волне $\lambda = 1,5$ м показали, что интенсивность радиоизлучения тесно связана с солнечной активностью, в качестве меры которой можно выбрать площадь солнечных пятен. Эта связь ясна из рис. 4⁵ и 8⁹ и отмечалась также в работах^{3, 4, 11}. Гигантский «всплеск»

радиоизлучения, видимый на рис. 6¹¹, совпадает с появлением яркого извержения, возникшего 25 июля 1946 г. в 16 ч. 00 м. и достигшего максимальной яркости в 16 ч. 27 м. «Всплеск» продолжался с 16 ч. 24 м. до 16 ч. 27 м. В случае⁹ максимальная интенсивность (V до 10^5) была достигнута в период 5—8 февраля 1946 г.,

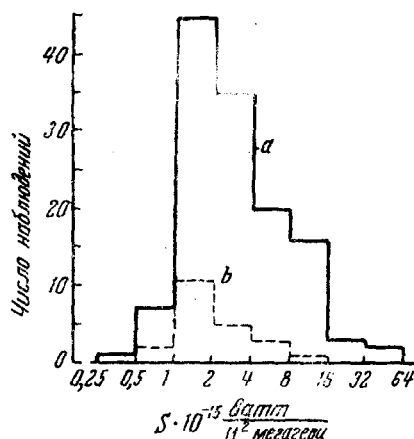


Рис. 5. Историограмма, показывающая каждодневное распределение интенсивности излучения с $\lambda = 1,5$ м (возрастания, длившиеся только несколько секунд, не учтены).

а) Ежедневно 5 октября 1945 г.—12 декабря 1945 г. и 1 января 1946 г.—15 марта 1946 г.

б) Солнечные дни март—май 1946 г.

Введено на рис. 10, а на рис. 11 это распределение сопоставлено с тепловым спектром, соответствующим температуре Солнца 6000° (и $\eta = 1$) для всей области частот. Значения потока радиоизлучения на рис. 11 приведены для периода максимума солнечной деятельности.

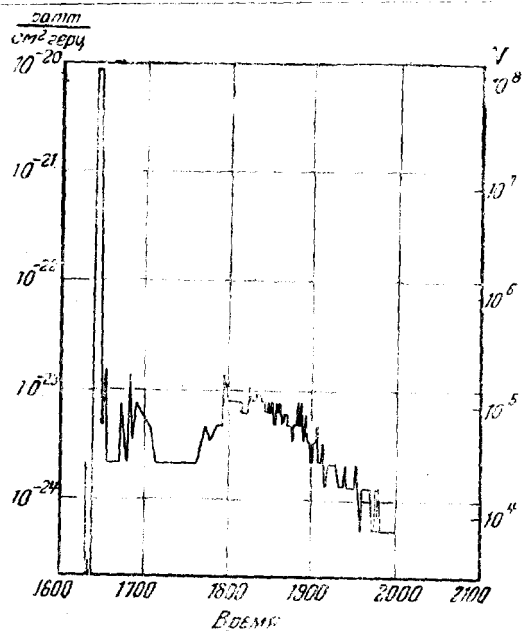
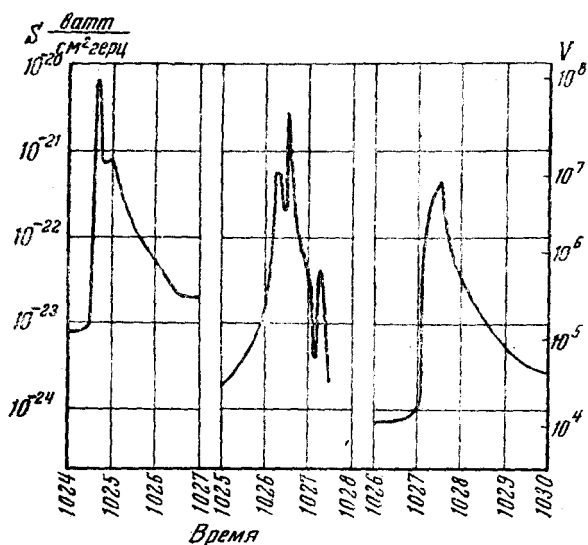
В подобные периоды максимумов радиоизлучения, несомненно, вызвано различными динамическими процессами в короне и носит, таким образом, в известной мере спорадический характер. Возникает вопрос, каково радиоизлучение «спокойного» Солнца? Конечно, понятие о «спокойном» Солнце весьма условно, но под ним можно, скажем, понимать Солнце в периоды минимума солнечной деятельности и отсутствия пятен. Поставленный вопрос не может считаться выясненным, однако есть определенные указания на то, что при $\lambda = 1,5$ м и $\lambda = 1,87$ м эффективная температура не бывает ниже $(3 \div 10) \cdot 10^5$ градусов*). Это видно, например, из историограммы, представленной

что совпало с периодом прохождения через центральный меридиан Солнца гигантского пятна с площадью, равной $5000 \cdot 10^{-6}$ поверхности диска (см. рис. 9). 7 февраля началась также сильная магнитная буря, длившаяся 36 часов (изменение горизонтальной составляющей до 500 γ). В этот же период наблюдались факелы и произошёл эффект Делинджера (fede-out).

Согласно⁹, радиоизлучение Солнца появляется иногда за несколько минут до восхода и продолжает наблюдаться в течение нескольких минут после захода Солнца. Этот эффект связан, очевидно, с рефракцией в ионосфере. Влияние ионосферы сказывается также и днём для волн длиннее ~ 10 м.

Распределение интенсивности радиоизлучения по спектру⁹ при-

*) О том же свидетельствуют измерения¹⁰.

Рис. 6. Радиоизлучение Солнца при $\lambda = 4,14$ м; 25 июля 1946 г.Рис. 7. Радиоизлучение Солнца при $\lambda = 4,14$ м; 2 августа 1946 г.
Шкала времени растягута по сравнению с рис. 6.

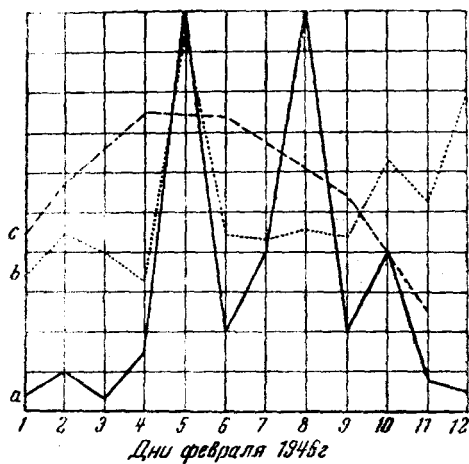


Рис. 8. Сравнение относительных величин:
a) радиоизлучения,
b) поглощения радиоволн в ионосферном *D*-слое,
c) отношения площади солнечных пятен к площади
 видимого диска.

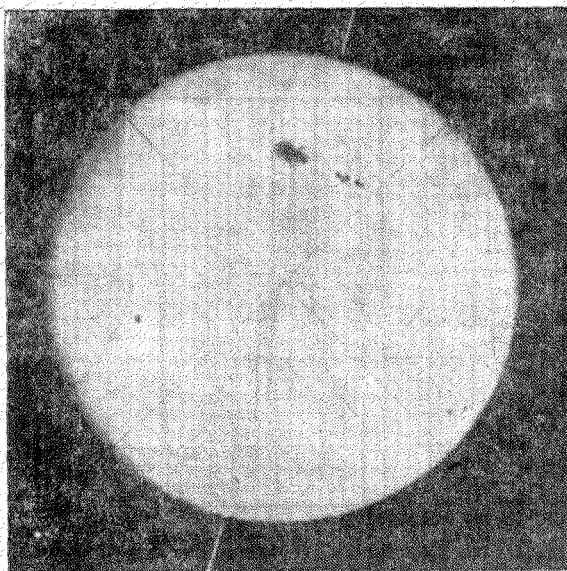


Рис. 9. Снимок Солнца 5 февраля 1946 г.

на рис. 5. Значение $S = 0,25 \cdot 10^{-18} \frac{\text{ватт}}{\text{м}^2 \text{ мегагерц}}$ соответствует $T_{\text{эф}} = 3 \cdot 10^5$ градусов и в то же время меньший поток от Солнца никогда не наблюдался, несмотря на то, что аппаратура, повидимому, вполне позволяла заметить такой поток (иначе утверждения автора были бы бессмысленны).

Наблюдения¹ относятся к «спокойному» периоду и свидетельствуют поэтому в том же направлении. Заметим, что сам Ребер¹ не указывает значения $T_{\text{эф}}$ Эппльтона³, а за ним ряд авторов приняли это значение равным 6000° , что, однако, ошибочно. Дело в том, что Ребер измерял в основном излучение Галактики, не носящее резко направленного характера, и относил интенсивность излучения к 1 квадратному градусу путём деления всей интенсивности, улавливаемой прибором, на телесный угол, в котором антенна воспринимала приходящее излучение;

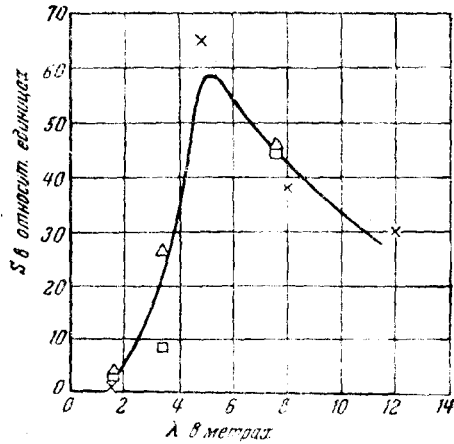


Рис. 10. Спектр радиоизлучения Солнца. Значки X, □ и △ соответствуют разным наблюдателям.

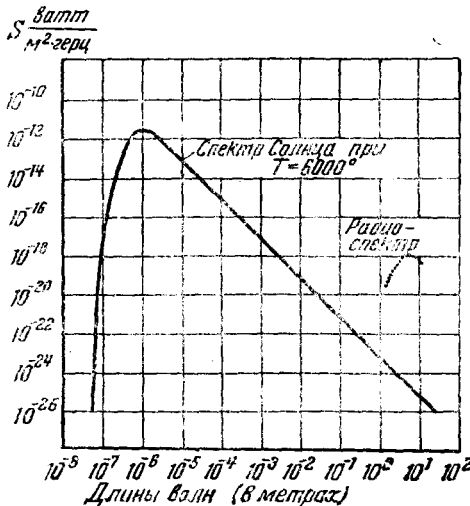


Рис. 11. Сравнение спектра радиоизлучения Солнца со спектром чёрного тела с $T=6000^\circ$.

этом угол, повидимому, ~ 50 квадратных градусов. Солнце видно под углом в $\sim 0,5$ квадратного градуса, и поэтому для получения интенсивности от Солнца на квадратный градус измеренную полную интенсивность нужно умножить на 2, а не делить на 50. Отсюда следует, что интенсивность излучения Солнца получится из значения Ребера¹

$$S = 10 \cdot 10^{-18} \frac{\text{ватт}}{\text{м}^2 \cdot \text{мгц} \cdot \text{кв.град.}}$$

умножением на ~ 50 , что даёт $T_{\text{эф}} \sim 10^6^\circ$, как это и принято в табл. 1.

Специальные измерения^{6, 7, 8} привели к обнару-

жению весьма интересного обстоятельства—круговой поляризации радиоизлучения Солнца. Во время прохождения большой группы пятен через меридиан 26 июля 1946 г. на волне $\lambda = 1,5$ м оказалось, что излучение, поляризованное по кругу направо, интенсивнее излучения, поляризованного по кругу налево, в 7 раз (см. рис. 12⁶). Через пять дней, напротив, левополяризованное излучение было в 5 раз интенсивнее правополяризованного.

Большой интерес представляет выяснение распределения яркости радиоизлучения по солнечному диску и в районе пятен. К сожалению,

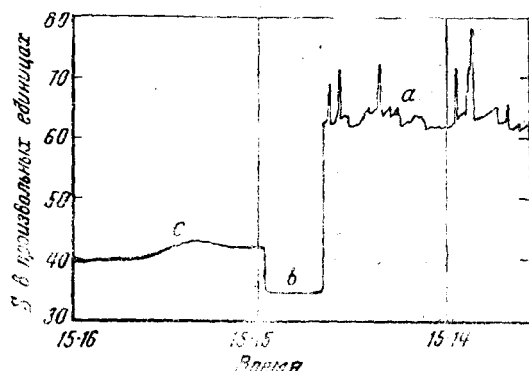


Рис. 12. Поляризация радиоизлучения Солнца при $\lambda = 1,5$ м; 26 июля 1946 г.

а) правая круговая поляризация, *б)* антенна направлена не на Солнце, *с)* левая круговая поляризация.

решение этого вопроса весьма трудно, так как, если не говорить о сантиметровом и дециметровом диапазоне, то создать антенны с направленностью, меньшей 0,5 градуса, практически невозможно. Некоторый успех, повидимому, может быть достигнут при использовании интерференции двух антенн⁸, находящихся на расстоянии в несколько длин волны — в этом случае получается многолепестковая диаграмма направленности, причём раствор отдельных лепестков может быть весьма мал. Более прямой и надёжный метод, предложенный покойным акад. Н. Д. Папалекси, состоит в проведении наблюдений радиоизлучения во время затмений. В этой связи Бразильская экспедиция АН СССР по наблюдению полного солнечного затмения 20 мая 1947 г. по инициативе акад. Н. Д. Папалекси включила подобные измерения в план своей работы.

§ 3. ИЗЛУЧЕНИЕ ГАЛАКТИКИ

Ещё в 1932—1933 гг. Янским¹³ было обнаружено на волне 14,6 м, что из космического пространства на землю приходит довольно интенсивное радиоизлучение. Излучение это максимально в направлении

на центр Галактики и вообще велико в области Млечного пути. Этот результат был затем подтверждён в ряде работ, проведённых на волнах от 1,5 м и длиннее¹⁴⁻¹⁷. На существование радиоизлучения внегалактического происхождения никаких прямых указаний ещё нет.

Интенсивность радиоизлучения Галактики естественно характеризовать некоторой эффективной температурой T_{ef} , определяемой как температура T чёрного излучения такой же интенсивности, как наблюдаемая на опыте в данном направлении. Как известно, поток чёрного излучения с температурой T в телесном угле $\Delta\Omega$ равен:

$$S \Delta f = K \Delta f \Delta\Omega = \frac{c}{4\pi} u \Delta\Omega = \frac{2f^2}{c^2} kT \Delta\Omega \Delta f = \frac{2}{\lambda^2} kT \Delta\Omega \Delta f,$$

$$\begin{aligned} K &= \frac{2,76 \cdot 10^{-17}}{\lambda^2 (\text{в метрах})} \cdot T \frac{\text{ватт}}{\text{м}^2 \cdot \text{мегагерц} \cdot \text{стерадиан}} \cong \\ &\cong \frac{6,6 \cdot 10^{-21}}{\lambda^2 (\text{в метрах})} \cdot T \frac{\text{ватт}}{\text{м}^2 \cdot \text{мегагерц} \cdot \text{квадратн. градус}} \cong \\ &\cong \frac{8,4 \cdot 10^{-17}}{\lambda^2 (\text{в метрах})} \frac{\text{ватт}}{\text{м}^2 \cdot \text{мегагерц} \cdot \text{квадратн. градус}}. \end{aligned}$$

В табл. II приведены измеренные значения K и T_{ef} .

Таблица II

Радиоизлучение Галактики (в максимуме)

Автор	в метрах λ	$K \frac{\text{ватт}}{\text{м}^2 \cdot \text{мгц} \cdot \text{кв.гр.}}$	T_{ef} в градусах [по формуле (18)]	Примечания
Янский ¹³	14,6	$\sim 4,6 \cdot 10^{-18}$	$\sim 150\,000$	См. рис. 14
Гей и др. ¹⁵	4,7	$3,17 \cdot 10^{-18}$	10 000	См. рис. 15
Моксон ¹⁷	7,5	—	20 000—30 000	Повидимому, значения ошибочны (во всяком случае для $\lambda = 1,5$ м). См. рис. 13
»	3,3	—	3000	
»	1,5	—	300—400	
Ребер ¹	1,87	$1,12 \cdot 10^{-17}$	6000	

Надёжными представляются измерения Ребера¹ и Гея и др.¹⁵. Измерения Янского¹³ вряд ли позволяют сделать уверенные заключения. Измерения Моксона¹⁷ для $\lambda = 1,5$ м и $\lambda = 3,3$ м противоречат измерениям^{1, 15} и, повидимому, содержат существенную ошибку.

Радиоизотопы (линии одинаковых значений K) Галактики представлены на рис. 13 и 14. По данным Ребера¹ (рис. 13) главный максимум радиации находится в Стрельце (направление на центр Галактики), вторичные максимумы в Лебеде, Кассиопее, Малом Псе и Корме. Главный ми-

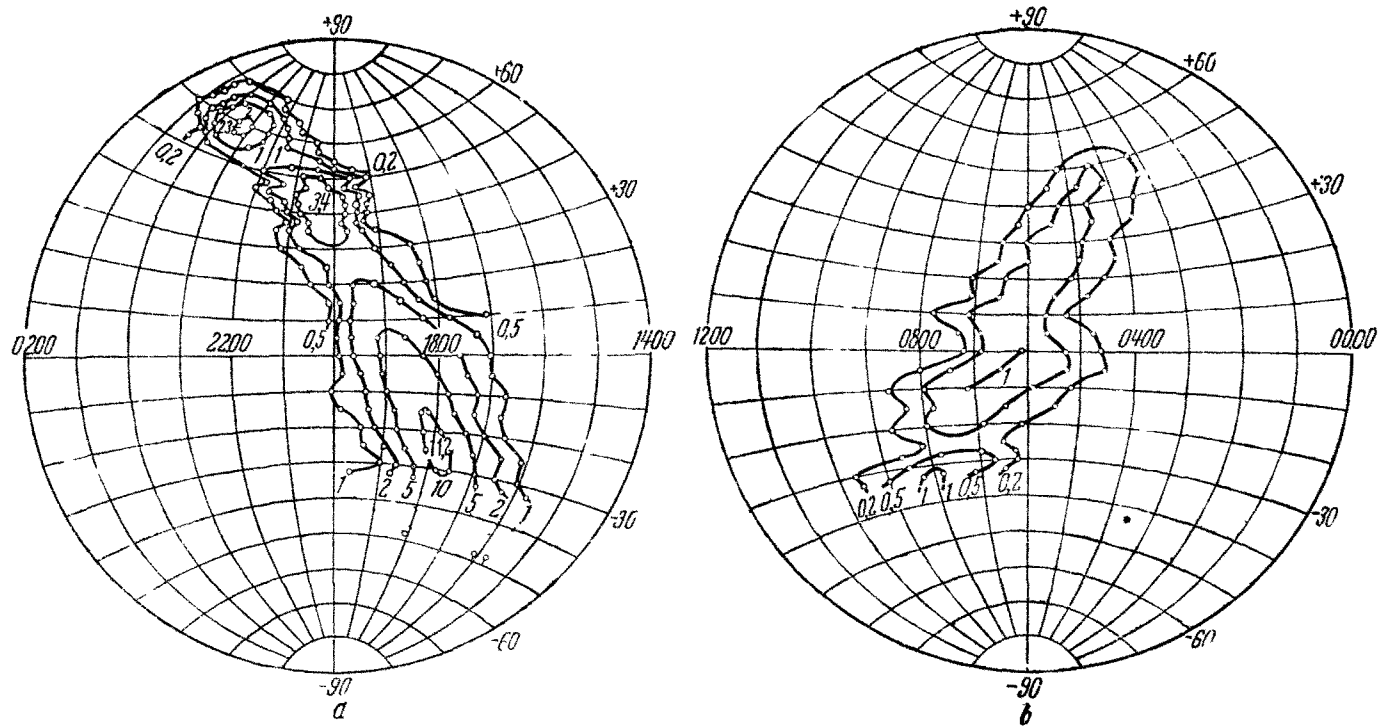


Рис. 13. Линии одинаковой интенсивности радиоизлучения Галактики («Радиоизобаты») в единицах $10^{-22} \frac{\text{ватт}}{\text{см}^2 \cdot \text{мегагерц} \cdot \text{квадратный градус}}$; $\lambda = 1,87 \mu$,

нимум лежит в Персее. В минимуме интенсивность радиоизлучения примерно в 50 раз меньше, чем в максимуме. Внегалактические объекты (туманность в созвездии Андромеды и др.) заметного излучения.

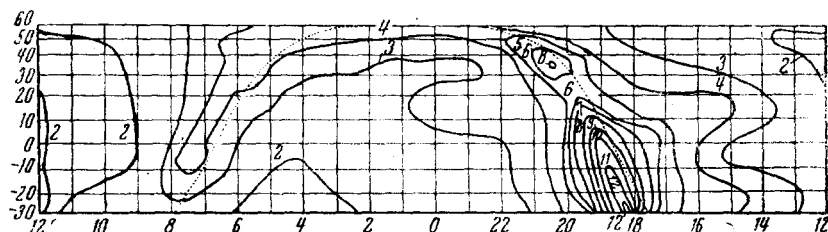


Рис. 14. Линии одинаковой интенсивности радиоизлучения Галактики; цилиндрическая проекция, пунктиром обозначен галактический экватор. Интенсивность в единицах $1,1 \cdot 10^{-21} \frac{\text{ватт}}{\text{м}^2 \cdot \text{герц} \cdot \text{стерадиан}}$; $\lambda = 4,7 \text{ м}$.

не дали (v^1 минимальное значение K , которое можно заметить $K_{\min} \sim 2 \cdot 10^{-19} \frac{\text{ватт}}{\text{м}^2 \cdot \text{мегагерц} \cdot \text{квадратн. градус}}$).

Гей и др.¹⁶ обнаружили флуктуации в интенсивности радиоизлучения в направлении на Лебедь. Поскольку диаметр Солнца $\sim 0^\circ,5$,

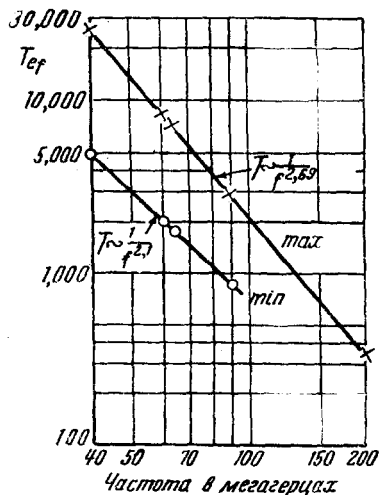


Рис. 15. Частотная зависимость эффективной температуры излучения Галактики. Верхняя кривая — максимальная интенсивность (центр Галактики); нижняя кривая — минимальная интенсивность.

из табл. I и II ясно, что, например, при $\lambda = 1,87 \text{ м}$, для Солнца $K_{\odot} = 2S_{\odot} \cong 6 \cdot 10^{-18} [T_{\odot} = 6000; \text{см. (10)}]$, а для Галактики $K = 1,12 \cdot 10^{-17}$.

Если, как это обычно имеет место, направленность антенны значительно больше $0^\circ,5$, отсюда ясно, что излучение Солнца с $T \sim T_{\odot}$ в период, когда Солнце находится в области, близкой к центру Галактики, замечено быть не может (в метровом диапазоне).

Для волн длиннее $10 \div 15$ метров должно начать сказываться влияние ионосферы. Если для данной длины волны ионосфера уже совершенно непрозрачна, то описанная аппаратура в принципе может быть использована для измерения температуры ионосферы. При этом существенно, чтобы ионосфера поглощала радиоволны, а не отражала их без поглощения. Например, в области

тиромагнитной частоты (при $H = 0,5$ гаусс, $\lambda_H = 214$ м) поглощение весьма сильное и таким образом испускаемое ионосферой тепловое радиоизлучение может иметь эффективную температуру, равную температуре соответствующей области ионосферы.

§ 4. ТЕОРИЯ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ

Для интерпретации наблюдений радиоизлучения Солнца и Галактики необходимо в первую очередь знать, какова оптическая толщина солнечной короны и межзвездного газа для радиоволн различной длины.

Солнечная корона представляет собой, как известно, практически полностью ионизированный газ. Концентрация электронов в короне определяется эмпирической формулой Баумбаха (см. ²⁹):

$$N = 10^8 (0,036 \eta^{-1,5} + 1,55 \eta^{-6} + 2,99 \eta^{-16}) \text{ см}^{-3}, \quad (19)$$

где $\eta = \frac{r}{r_\odot}$, r — расстояние от центра Солнца и $r_\odot$ — радиус фотосферы.

Значения N приведены в табл. III (см. ²⁵). Значение $\eta = 1,00$ в таблице III соответствует основанию короны ($r - r_\odot \sim 15\,000$ км, $\eta \sim 1,02$). Приведенные концентрации в отношении внешней короны ($\eta > 1,6$) справедливы лишь если рассеяние света в этой области обусловлено электронами, а не, скажем, космической пылью ^{25,29}.

Таблица III
Концентрация электронов в короне по формуле Баумбаха

η	N	η	N
1,00	$4,58 \cdot 10^8$	2,0	$3,37 \cdot 10^6$
1,03	$3,11 \cdot 10^8$	2,2	$2,50 \cdot 10^6$
1,06	$2,29 \cdot 10^8$	2,4	$1,79 \cdot 10^6$
1,10	$1,56 \cdot 10^8$	2,6	$1,35 \cdot 10^6$
1,20	$7,04 \cdot 10^7$	2,8	$1,10 \cdot 10^6$
1,3	$3,84 \cdot 10^7$	3,0	$9,13 \cdot 10^5$
1,4	$2,38 \cdot 10^7$	3,5	$6,32 \cdot 10^5$
1,6	$1,11 \cdot 10^7$	4,0	$5,12 \cdot 10^5$
1,8	$6,13 \cdot 10^6$	5,0	$3,81 \cdot 10^5$

Поскольку концентрация ионов всех элементов, кроме водорода, в короне весьма мала ²⁵ по сравнению с N , из условия квазинейтральности короны следует заключить, что концентрация протонов в короне примерно равна N .

Для определения оптической толщины короны τ нужно рассмотреть распространение в ней радиоволн ¹⁸. Волны эти с циклической частотой ω будем считать плоскими. Показатели преломления и поглощения n

и k и коэффициент поглощения χ для ионизированного газа таковы³⁰:

$$n^2 = 1 - \frac{4\pi e^2 N}{m\omega^2} = 1 - 3,19 \cdot 10^{19} \frac{N}{\omega^2}, \quad (20)$$

$$k = \frac{\nu}{2\omega} \cdot \frac{1-n^2}{n}, \quad \chi = \frac{2k\omega}{c} = \frac{\nu}{c} \cdot \frac{1-n^2}{n} = \frac{4\pi e^2 N \nu}{mc\omega \sqrt{1 - \frac{4\pi e^2 N}{m\omega^2}}}, \quad (21)$$

где ν — эффективное число соударений электронов и уже учтено, что в интересующих нас условиях $\omega \gg \nu$ (см. ниже). Ослабление по мере приближения к Солнцу интенсивности радиоволны, падающей извне на корону и распространяющейся по радиусу, определяется выражением:

$$\begin{aligned} S &= S_0 e^{-\tau(\eta)}, \\ \tau(\eta) &= \int_r^\infty \chi dr = \frac{2\omega}{c} \int_r^\infty k(r) dr = \frac{2\omega}{c} r_\odot \int_\eta^\infty k(\eta) d\eta = \\ &= \frac{r_\odot}{c} \int_\eta^\infty \frac{\nu(1-n^2)}{n} d\eta, \end{aligned} \quad (22)$$

где τ , по определению, — оптическая толщина (этот общепринятый термин, конечно, не особенно подходит в применении к радиоволнам, но мы его сохраним). Разумеется, аналогично можно определить τ для радиальных направлений.

В случае короны нужно учитывать лишь соударения электронов с ионами и при этом ионами однократными (протонами) с концентрацией N . В этом случае³¹:

$$\nu \approx \pi \frac{e^2}{(kT)^2} \ln \left(\frac{kT}{e^2 N^{1/2}} \right) \cdot N \cdot \bar{V} = \frac{5,5 \cdot N}{T^{1/2}} \ln \frac{600 T^{1/2}}{N^{1/2}}, \quad (23)$$

где $\bar{V} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$ — средняя арифметическая скорость электронов, в предположении максвелловского закона распределения с температурой T ; формула (23) правильна с точностью до множителя, близкого к единице.

Приведённые формулы полностью учитывают поглощение радиоволн электронным газом (о рассеянии см. ниже). Расчёт проводится в рамках классической теории, которая в данном случае (свободные электроны) вполне корректна. Квантовый расчёт поглощения эквивалентен вычислению так называемого «free — free» поглощения, связанного с переходами электронов из одних состояний непрерывного спектра в другие *).

³¹) Поэтому суммирование классического и «free — free» поглощения¹⁹ представляет собой двукратный учёт одного и того же эффекта.

Значения n и ν в короне при температурах 6000 и 600 000 градусов приведены в табл. IV (использованы значения N из табл. III).

Таблица IV

Значения n и ν в короне

η	Показатель преломления				$T=6 \cdot 10^3$	$T=6 \cdot 10^5$
	$\omega=4 \cdot 10^{10}$ $\lambda=4,7 \text{ см}$	$1 \cdot 10^{10}$ $18,8 \text{ см}$	$2 \cdot 10^9$ 94 см	$5 \cdot 10^8$ $3,76 \text{ м}$	ν	ν
1,0	0,9995	0,993	0,797	—	$4,52 \cdot 10^4$	69,9
1,1	0,9998	0,997	0,936	—	$1,6 \cdot 10^4$	24,4
1,2	0,9999	0,999	0,981	0,314	$0,75 \cdot 10^4$	11,3
1,4	1,0000	1,000	0,990	0,833	$0,26 \cdot 10^4$	3,9
1,6	»	»	0,995	0,924	$0,12 \cdot 10^4$	1,9
2,0	»	»	0,998	0,976	$0,04 \cdot 10^4$	0,6
2,5	»	»	0,999	0,990	$0,02 \cdot 10^4$	0,3

Для $\lambda=3,76 \text{ м}$ ($\omega=5 \cdot 10^8$) показатель преломления обращается в ноль при $\eta=1,185$. Для $\lambda=1,5 \text{ м}$, $n=0$ при $N \cong 5 \cdot 10^8$, т. е. у основания короны; для $\lambda=5 \text{ м}$, $n=0$ при $N \cong 4,4 \cdot 10^7$ ($\eta=1,28$) и для $\lambda=15 \text{ м}$, $n=0$ при $N \cong 5 \cdot 10^6$ ($\eta \sim 1,75$). Для $\lambda=4,7 \text{ см}$, $n=0$ при $N \cong 5 \cdot 10^{11}$, т. е. у основания хромосферы.

В табл. V приведены значения $\tau(\eta)$ для тех же волн, что и в табл. IV в предположении, что вся корона имеет либо температуру $6 \cdot 10^3$, либо температуру $6 \cdot 10^5$. Графики $\tau(\eta)$ приведены также на рис. 16.

Таблица V

Оптическая толщина короны τ

η	$\lambda=4,7 \text{ см}$		$\lambda=18,8 \text{ см}$		$\lambda=94 \text{ см}$		$\lambda=3,76 \text{ м}$	
	$T=6 \cdot 10^3$	$T=6 \cdot 10^5$	$T=6 \cdot 10^3$	$T=6 \cdot 10^5$	$T=6 \cdot 10^3$	$T=6 \cdot 10^5$	$T=6 \cdot 10^3$	$T=6 \cdot 10^5$
1,0	5,6	0,006	75	0,08	—	2,8	—	—
1,1	1,0	0,002	11,4	0,02	—	0,4	—	—
1,2	0,4	—	3,6	—	85	0,2	—	4,6
1,4	—	—	0,6	—	15	—	—	0,4
1,6	—	—	0,2	—	3,2	—	200	0,2
2,0	—	—	—	—	1,0	—	32	—
2,5	—	—	—	—	0,4	—	5	—

По другим данным¹⁹, которые мы уменьшили вдвое по причине, указанной в примечании на предыдущей странице, при $T=350\,000^\circ$ τ для $\eta=1,05$ равно $0,62 \cdot 10^{-4}$ при $\lambda=1 \text{ см}$, 0,006 при $\lambda=10 \text{ см}$ и 2,25 при $\lambda=1,87 \text{ м}$.

Заметим, что при вычислении τ с учётом области, где $n \sim 0$, т. е. для длин волн, для которых может быть заметно отражение от области $n \sim 0$ (это отражение, очевидно, аналогично отражению радиосигналов от ионосферы) нужно пользоваться следующей формулой (см. ^{31,32}):

$$\begin{aligned} \tau &= \int_{r(0)}^{\infty} \chi dr + \frac{V\sqrt{2}}{cn^2(0)} \left(\frac{4\pi\sigma(0)}{\omega} \right)^{1/2} = \int_{r(0)}^{\infty} \chi dr + \frac{V\sqrt{2}[\nu(0)]^{1/2}}{3\omega^2 n^{2'}(0)} = \\ &= \int_{r(0)}^{\infty} \chi dr + \Delta\tau, \end{aligned} \quad (24)$$

где значения проводимости $\sigma = \frac{e^2 \nu N}{m\omega^2}$, $\nu, \left(\frac{dn^2}{dr} \right) \equiv n^{2'}(0)$ и r берутся при $n(\omega) = 0$, что условно отмечено выбором аргумента этих величин равным нулю (например, $\nu(0)$). Формула (24) отличается от той, которой обычно пользуются, членом $\Delta\tau$, учитывающим отступления от приближения геометрической оптики в области $n \sim 0$ ^{32, 31}. Например, при $\nu = 100$, $\omega = 5 \cdot 10^8$ ($\lambda = 3,76$ м) и $n^{2'}(0) \sim 10^{-10}$, $\Delta\tau \sim 0,4$, т. е. эта поправка существенна. Коэффициент отражения (по интенсивности) радиоволн от солнечной атмосферы при нормальном (радиальном) падении волны, очевидно, равен

$$R = e^{-2\tau}, \quad (25)$$

где τ определяется формулой (24).

Число соударений ν и, следовательно, τ сильно зависят от температуры. Поэтому для вычисления τ в короне нужно знать распределение температуры в ней.

Для внутренней ($\eta < 1,6$) короны, повидимому, разумно значение $T \sim (3 \div 6) \cdot 10^5$ °. Если рассеяние света во внешней короне обусловлено одними электронами (концентрация их в этом случае указана в табл. III), то электронная температура должна быть ≤ 6000 ° ^{29, 25}, что представляется невероятным. Вместе с тем, объяснить рассеяние

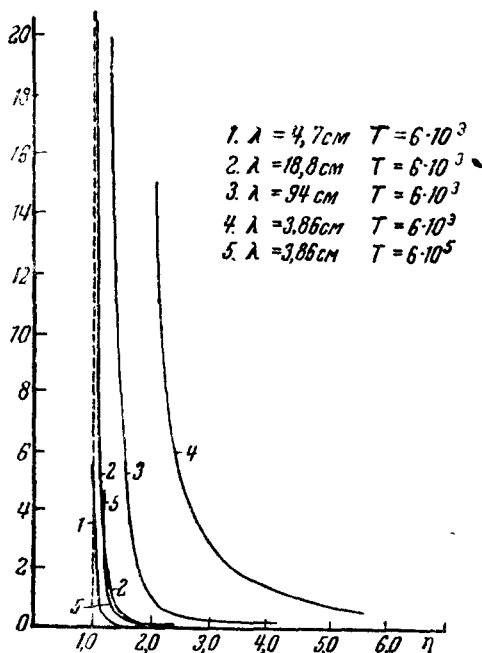


Рис. 16. Оптическая толщина τ короны в области радиочастот.

света во внешней короне космической пылью, повидимому, нелегко. Проблема внешней короны является сейчас наиболее острым и неясным вопросом физики солнечной атмосферы. Изучение радиоизлучения Солнца, несомненно, может содействовать решению этой проблемы (см. также ниже).

Приведённые данные и табл. IV заставляют думать, что практически, повидимому, коэффициент отражения радиоволн всех диапазонов от Солнца равен нулю, т. е. до области отражения (где $n \sim 0$) волны доходят уже очень ослабленными [см. также (24).] Вместе с тем, вывод этот ни в коей мере не может считаться окончательным, пока не выяснена природа внешней короны и температурный ход во всей короне *).

В состоянии теплового равновесия, как ясно из теоремы Кирхгофа, за тепловое излучение ответственны области короны, для которых $\tau \sim 1$. Если поглощение падающих волн полное, т. е. $R = 0$, то интенсивность излучения такая, как для чёрного тела, с температурой T , равной температуре соответствующей области с $\tau \sim 1$. Если же $R \neq 0$, то интенсивность меньше в $1 - R$ раз по сравнению с интенсивностью чёрного излучения с температурой, равной температуре области, где происходит отражение радиоволн, т. е. в (16) $T_{ef} = (1 - R) T \eta^2$.

Из табл. V можно заключить, что тепловые сантиметровые волны излучаются хромосферой, температура которой $\sim 6000 - 20\,000^\circ$ (T зависит от η). Результаты соответствующих измерений^{2,10} (см. табл. I) вполне согласуются с этим заключением. Волны длиннее метра или, быть может, примерно от 50 см (см.⁴⁰) и до $\sim 10 - 15$ м должны излучаться горячей внутренней короной. Если это горячее излучение внутренней короны не поглотится очень холодной внешней короной, то на Земле в метровом диапазоне должно наблюдаться тепловое излучение Солнца с $T \sim (3 \div 6) \cdot 10^5^\circ$ и $T_{ef} \approx T \eta^2 \sim (3 \div 20) \cdot 10^5^\circ$.

Как ясно из сказанного в § 2, такое тепловое (регулярное) излучение, повидимому, действительно наблюдается. Дальнейшее экспериментальное исследование этого вопроса очень важно.

Однако не только выход горячего теплового излучения, но и заведомо имеющее место спорадическое радиоизлучение на метровых волнах свидетельствуют о том, что внешняя корона не может быть очень холодной (если концентрация электронов в ней такая, как в табл. III, т. е. рассеяние света определяется электронами). Действительно, даже при $T = 600^\circ$ поглощение больше, чем при $T = 6000^\circ$ в ~ 30 раз [так как $\chi \sim \nu \sim \frac{1}{T^{0.2}}$; см. (23)] и, таким образом, приведённые в табл. V значения τ для $\eta \geq 2,0$ должны также быть увеличены в ~ 30 раз. В результате значения τ будут огромными. Даже

*) Вопрос о коэффициенте отражения от Солнца, помимо связи его с радиоизлучением Солнца (см. ниже), имеет основное значение при обсуждении возможностей «радиолокации» Солнца с Земли, которые дискутировались акад. Н. Д. Папалекси (см.¹⁸) в связи с его расчётами «радиолокации» Луны³².

если во внешней короне $T \sim 6000^\circ$ при $\tau_1 \geq 2,0$ волны с $\lambda > \sim 1,5$ м будут ею поглощаться полностью (см. табл. V, а также ¹⁹).

Таким образом, по крайней мере в периоды интенсивного спорадического радиоизлучения температура внешней короны должна быть значительно выше 6000° . Если же будет окончательно установлен факт существования регулярного радиоизлучения в метровом диапазоне с $T_{ef} \sim 10^6$, то можно будет считать доказанным, что если внешняя корона представляет собой электронную плазму, то в ней $T > 6000^\circ$. В совокупности с известными аргументами ^{19, 25}, согласно которым при такой температуре фраунгоферовы линии во внешней короне не были бы резкими, как это имеет место на опыте, отсюда вытекает, что рассеяние света во внешней короне определяется не электронами, или, точнее, в заметной своей части связано не с электронами.

Выше мы не учитывали магнитного поля Солнца, напряжённость которого для спокойного Солнца на его поверхности, повидимому, $\sim 25-50$ гаусс, а около больших пятен достигает значения до ~ 4000 гаусс.

При учёте влияния магнитного поля солнечная атмосфера становится двоякопреломляющей (так же как ионосфера под влиянием земного магнитного поля). В этом случае в газе могут распространяться две различные волны, которые, вообще говоря, эллиптически поляризованы и для которых ³¹

$$(n_{1,2} - ik_{1,2})^2 = 1 - \frac{2v(1-v)}{2\left(1 - i\frac{v}{\omega}\right)\left(1 - v - i\frac{v}{\omega}\right) - u \sin^2 \alpha \pm \sqrt{u^2 \sin^4 \alpha + 4u\left(1 - v - i\frac{v}{\omega}\right)^2 \cos^2 \alpha}}, \quad (26)$$

где $v = \frac{4\pi e^2 N}{m\omega^2}$, $u = \frac{\omega_H^2}{\omega^2}$, $\omega_H = \frac{eH}{mc}$, α — угол между внешним магнитным полем $\mathbf{H}$ и нормалью к волне, и индексы 1 и 2, соответствующие знакам $-$ и $+$ у корня в (26), отвечают «необыкновенной» и «обыкновенной» волнам.

Число соударений γ в (26), за исключением случая, когда $\omega \sim \omega_H$, определяется выражением (23). При не слишком большом поглощении приближённо, а при отсутствии поглощения строго:

$$n_{1,2}^2 = 1 - \frac{2v(1-v)}{2(1-v) - u \sin^2 \alpha \pm \sqrt{u^2 \sin^4 \alpha + 4u(1-v)^2 \cos^2 \alpha}}. \quad (27)$$

Выражение (27) обращается в ноль для «обыкновенной» волны в точке

$$v_{20} = \frac{4\pi e^2 N_{20}}{m\omega^2} = 1 \quad (28)$$

и для «необыкновенной» волны в точках

$$v_{10\pm} = \frac{4\pi e^2 N_{10\pm}}{m\omega^2} = 1 \pm \sqrt{u} = 1 \pm \frac{\omega_H}{\omega}. \quad (29)$$

Формула (28) совпадает с получаемой без учёта влияния магнитного поля [см. (20)], т. е. точки, где $n=0$, определённые выше для различных λ , без учёта поля сохраняют своё положение для «обыкновенной» волны.

Если

$$U = \frac{\omega_H^2}{\omega^2} < 1, \quad (30)$$

то $n_1^2 = 0$ для точки $v_{10-} = 1 - \frac{\omega_H}{\omega}$, т. е. при концентрации, меньшей, чем отвечающая точке v_{20} . В этом случае «необыкновенная» волна может излучаться только с больших расстояний от фотосферы, чем волна «обыкновенная». Второй корень v_{10+} не играет при этом никакой роли, так как ему соответствует более близкая к фотосфере точка короны или хромосферы. Если же

$$U > 1, \quad (31)$$

то корень v_{10-} не существует ($v > 0$) и играет роль точка v_{10+} , лежащая глубже (т. е. ближе к фотосфере), чем точка v_{20} . Поглощение обеих волн также различно, но в применении к короне соответствующие расчёты нами ещё не производились. Однако, поскольку поглощение в основном происходит в области, близкой к точкам $n_{1,2}^2 = 0$, ясно, что влияние двойного лучепреломления скажется в том, что радиоизлучение «обыкновенной» и «необыкновенной» волн будет идти с разных глубин и ему поэтому может отвечать и разная температура *). Отсюда следует, что радиоизлучение Солнца может быть циркулярно или точнее эллиптически поляризовано, что и наблюдается на опыте^{6,7}. Значения ω_H и $\lambda_H = \frac{2\pi c}{\omega_H}$ в различных интересных с точки зрения Солнца полях таковы (см. табл. VI):

Таблица VI
Значения ω_H и λ_H

H гаусс	ω_H	λ_H
5	$8,82 \cdot 10^7$	21,4 м
50	$8,82 \cdot 10^8$	2,14 м
500	$8,82 \cdot 10^9$	21,4 см
5000	$8,82 \cdot 10^{10}$	2,14 см

*) Это обстоятельство отмечалось также Мартином⁶ и Шаха³⁴. Заметим, кстати, что теория радиоизлучения короны, предложенная Шаха в другой статье³⁵, так же как его теория короны³⁶, совершенно несостоятельны (в отношении³⁶ см. 18, 25). Достаточно сказать, что Шаха связывает³⁵ радиоизлучение короны с излучением магнитных моментов ядер (!?).

В метровом диапазоне в поле пятен имеет место случай (31) и «необыкновенное» излучение может «прорываться» наружу из глубоких слоёв²⁴. Следует, однако, иметь в виду, что поле по мере удаления от фотосферы убывает и, повидимому, убывает быстро. Кроме того, в разных точках фотосферы направление и величина даже регулярного поля совершенно различны. С этими обстоятельствами должно быть связано сильное усложнение всей наблюдаемой картины радиоизлучения.

Расчёты теплового излучения Солнца производились также Мартином, но [подробная его статья ещё не появилась, а в довольно

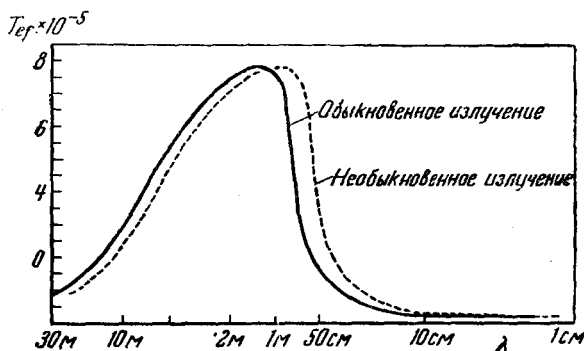


Рис. 17. Эффективная температура Солнца в радиообласти. Сплошная кривая для «обыкновенной» волны, пунктирная — для «необыкновенной».

кратком сообщении²⁰ приведены лишь результаты вычислений. Полученный спектр радиоизлучения приведён на рис. 17. Нарастание интенсивности от коротких волн к длинным объясняется перемещением излучающей области в более горячие слои хромосферы и короны (ход функции $T\eta$, выбранный автором²⁰, неизвестен). Спадание на рис. 17 интенсивности при $\lambda > 2$ м объясняется учётом коэффициента отражения (см. выше), который, по утверждению автора²⁰, не равен нулю (эффективная температура на рис. 17 содержит множитель $1 - R$). Как ясно из сказанного выше, этот результат вряд ли справедлив (см. также рис. 10). До ознакомления с формулами, использовавшимися для получения результатов²⁰, выяснить, в чём здесь дело, невозможно. Мартин²⁰ рассмотрел также распределение яркости радиоизлучения по диску (рис. 18). Выше мы рассматривали лишь распространение волн по радиусу, т. е., при наблюдении с Земли, излучение, исходящее от центральных областей диска. Для лучей, исходящих из периферических областей, τ больше и поэтому излучение исходит от более высоких, горячих слоёв. В результате область у края диска на дециметровых волнах ярче, чем центральные области. На метровых волнах, согласно²⁰, этот эффект повышения яркости

перекрывается влиянием коэффициента отражения, что приводит к «потемнению» краёв диска (см. рис. 18).

Указанные эффекты можно в принципе наблюдать во время затмений или с достаточно остронаправленными антеннами, что для $\lambda \sim 20\text{--}40\text{ см}$ ещё, повидимому, не выходит за пределы возможного.

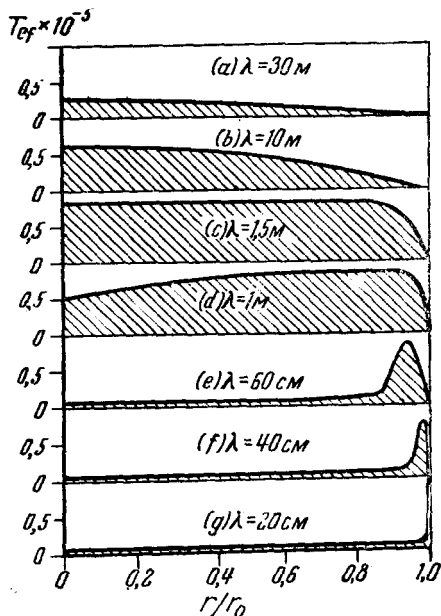


Рис. 18. Распределение «радиояркости» по солнечному диску при различных длинах волн ($r/r_0 = 1$ на краю диска).

ляется весьма возможным. Дело в том, что в электронной плазме возможны колебания, характеризующиеся частотой ω_0 :

$$\omega_0^2 = \frac{4\pi e^2 N}{m} = 3,19 \cdot 10^9 \cdot N; \quad \lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0} = \frac{3,34 \cdot 10^6}{\sqrt{N}} \text{ см.} \quad (32)$$

Частота ω_0 равна частоте, при которой при данном N , $n^2 = 0$ [см. (20)] и, как ясно из (32) и предыдущего, соответствует интересующему нас радиодиапазону. Колебания плазмы могут возбуждаться потоками электронов, выбрасываемыми активными областями Солнца¹⁹, что подчёркивает связь соответствующего радиоизлучения с солнечной деятельностью. Вычисление интенсивности излучения, обусловленного колебаниями, весьма сложно и требует знания размеров колеблющихся областей, потока возбуждающих частиц и т. п.

Если основную роль в спорадическом излучении играет излучение, связанное с колебаниями плазмы, а это очевидно так, то возникают

Спорадические «всплески» радиоизлучения, связанные с солнечной активностью, как уже несколько раз указывалось, тепловым излучением объяснены быть не могут. Было высказано предположение³⁷, что это излучение представляет собой радиацию электронов, вращающихся в магнитном поле пятен с частотой $\omega_H = \frac{eH}{mc}$. Подобная точка зрения, однако, основана на недоразумении, так как если есть тепловое равновесие, то магнитное поле ни к какому возрастанию излучения не приведёт, — реабсорбция и другие процессы приведут к полной компенсации «дополнительного» излучения, связанного с вращением (аналогичная критика содержится также в²¹).

Другое предположение о природе нерегулярного излучения^{19, 21}, напротив, представ-

некоторые дополнительные трудности с выделением теплового излучения Солнца (впрочем, эти трудности существуют при любом механизме нерегулярного излучения). В самом деле, даже в самые спокойные периоды солнечной деятельности его поверхность всё же весьма ещё «неравновесна» и, например, потоки электронов, возбуждающие колебания, вряд ли совсем исчезают. В результате не может быть уверенности, что излучение «спокойного» Солнца носит чисто тепловой характер. Решение этого вопроса потребует длительных комплексных наблюдений над радиоизлучением и солнечной деятельностью, а также ряда ориентировочных расчётов излучения, связанного с колебаниями, и эффективности его генерации.

Перейдём к рассмотрению радиоизлучения Галактики.

Как указано в § 3 (см. табл. II), радиоизлучение Галактики в максимуме (направление на центр Галактики) эквивалентно тепловому излучению с $T_{ef} \cong 10\,000^\circ$ ($\lambda = 4,7$ м) и $T_{ef} \cong 6000^\circ$ ($\lambda = 1,87$ м). Объяснить такую интенсивность излучением звёздных атмосфер нельзя². То же относится к излучению от космической

пыли²². Напротив, вполне приемлемое объяснение состоит в предположении, что радиоизлучение Галактики обусловлено межзвёздным газом или, точнее, межзвёздными электронами^{14, 23}. Электронная температура в этом случае как раз $\sim 10\,000^\circ$ (см. ^{23, 19, 38}). Таким образом, тепловое излучение межзвёздных электронов может объяснить результаты наиболее достоверных измерений^{1, 15}, если только в направлении на центр Галактики оптическая толщина τ для поглощения, обусловленного электронами, больше единицы. Для оценки примем в качестве средней концентрации межзвёздных электронов²³ значение $N = 1 \frac{\text{электрон}}{\text{см}^3}$, $T = 10^4^\circ$ и $r = 5 \cdot 10^{22}$ см (радиус Галактики). Тогда, согласно (23) и (21):

$$\left. \begin{aligned} \gamma &\cong 8,6 \cdot 10^{-5}; & \alpha &\cong 5,7 \cdot 10^{-23}; & \tau &\cong 2,8; & (\lambda = 4,7 \text{ м}) \\ \alpha &\cong 9,0 \cdot 10^{-24}; & \tau &\cong 0,45; & (\lambda = 1,87 \text{ м}) \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

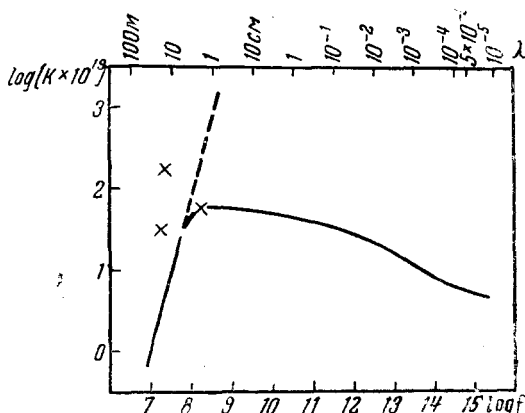


Рис. 19. Излучение от межзвёздного электронного газа в Галактике. По оси ординат отложено значение $\log_{10}(K \cdot 10^{19})$, где K [см. (18)] измеряется в единицах

$$\frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{квадратн. градус} \cdot \text{килоцикл}}.$$

Пунктирная кривая соответствует тепловому излучению с $T = 10^4^\circ$.

Поскольку $T_{ef} = T(1 - e^{-\tau})$, при $T = 10^4$, для $\lambda = 4,7 \text{ м}$ $T_{ef} \cong 10^4$ и для $\lambda = 1,87 \text{ м}$ $T_{ef} \cong 8500^\circ$, что при большой грубости оценки можно считать полным согласием с опытом.

Аналогичные вычисления²³ путём учёта «free—free» поглощения приводят к близким результатам (см. рис. 19). Если верить данным Янского¹⁸, то, согласно²³ (см. рис. 19), для $\lambda = 14,6 \text{ м}$, $T_{ef} \sim 150\,000^\circ$. Вопрос о T_{ef} при различных волнах, и особенно длинных, нуждается в дальнейшем экспериментальном исследовании.

Заметим, что в случае межзвёздного газа в силу малости N становится заметным также «поглощение», обусловленное рассеянием света на электронах. В этом случае, как известно,

$$\kappa_p = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 N = 6,57 \cdot 10^{-25} \cdot N. \quad (34)$$

Принимая, как выше, $N = 1$ и $r = 5 \cdot 10^{22}$, мы для всех волн, в силу одного рассеяния, получаем значение $\tau_p \cong 0,033$. Для волны $\lambda \cong 50 \text{ см}$, $\tau_p = \tau$, где τ — значение, связанное с соударениями. Таким образом, при $\lambda < \sim 30 \text{ см}$, $T_{ef} \cong T(1 - e^{-\tau_p}) \cong 0,033 T \cong 330^\circ$. На сантиметровых волнах подобное излучение от центра Галактики должно быть вполне заметно¹⁰.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные до настоящего времени наблюдения радиоизлучения Солнца и Галактики и их анализ, о которых речь была выше, со всей определённостью выявили Сольшой астрофизический, а также геофизический и радиотехнический интерес «радиоастрономии» или «радиоастрофизики», как можно назвать эту новую область исследования. Здесь мы, так же как в случае развития «радиоспектроскопии» молекул³⁹, имеем пример того, как развитие техники радиолокации расширило область применения радиометодов к разрешению различных научных проблем. Можно думать, что в самое ближайшее время аппаратура для наблюдения космического радиоизлучения, т. е. «радиотелескопы», займёт своё место в обсерваториях и на ионосферных станциях. Радиоисследования, (кстати, значительно менее зависящие от метеорологических условий, чем оптические наблюдения) окажутся очень ценным дополнением обычных астрономических методов, в первую очередь для изучения солнечной атмосферы и межзвёздного газа в Галактике, а в дальнейшем быть может и за её пределами.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. G. Reber, *Astrophys. Journ.* **100**, 279 (1944).
2. G. C. Southworth, *Journ. Frankl. Inst.* **239**, 285 (1945); *Errata. Journ. Frankl. Inst.* **241**, март, (1946) и *Phys. Abstr. A* **49**, 268 (1946).
3. E. V. Appilton, *Nature* **156**, 534 (1945).
4. J. S. Hey, F. J. M. Stratton, *Nature* **157**, 47 (1946).
5. J. L. Pawsey, R. Rayne-Scott and L. L. McCready, *Nature* **157**, 158 (1946).

6. D. F. Martyn, *Nature* **158**, 308 (1946).
 7. E. V. Appilton a. J. S. Hey, *Nature* **158**, 339 (1946).
 8. M. Ryle a. D. D. Vonberg, *Nature* **158**, 339 (1946).
 9. E. V. Appilton a. J. S. Hey, *Phil. Mag.*, **37**, 73 (1946).
 10. R. H. Dicke a. R. Beringer, *Astrophys. Journ.*, **103**, 237 (1946).
 11. A. C. B. Lovell a. C. J. Banwell, *Nature* **158**, 517 (1946).
 12. J. L. Pawsey, *Nature* **158**, 633 (1946).
 13. K. G. Jansky, *Proc. I. R. E.* **20**, 1920 (1932); **21**, 1387 (1933); **23**, 1158 (1935); **25**, 1517 (1937).
 14. G. Reber, *Astrophys. Journ.* **91**, 621 (1940); *Proc. I. R. E.* **28**, 68 (1940).
 15. J. S. Hey, S. J. Parsons a. J. W. Phillips, *Nature* **157**, 295 (1946).
 16. J. S. Hey, S. J. Parsons a. J. W. Phillips, *Nature* **158**, 234 (1946).
 17. L. A. Мохон, *Nature* **158**, 758 (1946).
 18. В. Л. Гинзбург, *ДАН* **52**, 491 (1946).
 19. И. С. Шкловский, *Астрономич. журнал* **23**, 333 (1946).
 20. D. F. Martyn, *Nature* **158**, 632 (1946).
 21. D. F. Martyn, *Nature* **159**, 26 (1947).
 22. F. L. Whipple a. J. L. Greenstein, *Proc. Nat. Acad. Sci. Amer.* **23**, 177 (1937).
 23. L. G. Непуеу а. Р. С. Кеенон, *Astrophys. Journ.* **91**, 625 (1940).
 24. J. L. Greenstein, L. G. Непуеу а. Р. С. Кеенон, *Nature* **157**, 805 (1946).
 25. И. С. Шкловский, *УФН* **30**, 65 (1946).
 26. Е. В. Герольди Л. Молтер, О приёме на ультравысоких частотах. Госэнергоиздат (1945).
 27. Р. Клейтон, Д. Хаулдин, Л. Ламон и В. Вилшау, Радионизмерения на дециметровых и сантиметровых волнах, § 10, «Сов. радио» (1947).
 28. В. Л. Грановский, Электрические флуктуации, гл. IV, ОНТИ (1936).
 29. A. Unsöld, *Physik der Sternatmosphären* (1938).
 30. В. Л. Гинзбург, *УФН* **28**, 155 (1946).
 31. В. Л. Гинзбург, *Journ. of Phys.* **8**, 253 (1944).
 32. Я. Л. Альперт и В. Л. Гинзбург, *Изв. АН СССР (серия физ.)* **8**, 42 (1944).
 33. Н. Д. Папалекси, *УФН* **29**, 250 (1946).
 34. М. Н. Саха, *Nature* **158**, 549 (1946).
 35. М. Н. Саха, *Nature* **158**, 717 (1946).
 36. М. Н. Саха, *Proc. Inst. Sci. India* **8**, 99 (1942).
 37. К. О. Кирепенхегер, *Nature* **158**, 340 (1946).
 38. В. Амбарцумян, Теоретическая астрофизика, гл. VIII, ОНТИ (1939).
 39. В. Л. Гинзбург, Радиоспектроскопия молекул *УФН* **31**, вып. 3 (1947).
 40. G. Reber, *Nature* **158**, 945 (1946).
-