

## НОВЫЕ ДАННЫЕ О РАДИОИЗЛУЧЕНИИ СОЛНЦА И ГАЛАКТИКИ

*В. Л. Гинзбург*

Несмотря на то что предыдущий обзор о радиоизлучении Солнца и Галактики<sup>1</sup> был написан в марте 1947 г., в настоящее время, в ноябре того же года, имеется целый ряд новых интересных материалов на эту тему<sup>2-8</sup>. Уже отсюда ясно большое внимание, уделяемое сейчас, и при этом вполне заслуженно, новой ветви астрономии — радиоастрофизике. Ниже мы рассмотрим появившиеся новые работы, а также уточним и дополнительно продискутируем ряд вопросов, затронутых в статье<sup>1</sup> (ниже<sup>1</sup> цитируется как I; все обозначения также см. в I).

### 1. НАБЛЮДЕНИЯ ВО ВРЕМЯ ЗАТМЕНИЙ

Даже на сантиметровых волнах диаграмма направленности приемного антенного устройства имеет обычно ширину в несколько градусов. Поэтому антенной принимается сразу всё радиоизлучение Солнца и его атмосферы и локализовать источники этого излучения более точно оказывается невозможным. Создание антенных устройств с очень острой направленностью, существенно меньшей угловых размеров Солнца, равных  $1/2^\circ$ , в принципе возможно, но практически весьма не просто. Поэтому большое значение имеют наблюдения радиоизлучения Солнца во время солнечных затмений. В этом случае Луна играет, очевидно, роль заслонки, закрывающей или открывающей различные участки солнечной поверхности и короны, а также протуберанцы.

В уже упоминавшейся в I работе Дейка и Берингера<sup>9</sup> проводились наблюдения на  $\lambda = 1,25$  см во время частного затмения 9 июля 1945 г., причём ход радиоинтенсивности ( $T_{ef} = 10\,000^\circ$ ) оказался совпадающим с ходом интенсивности в оптической области. При  $\lambda = 1,25$  см излучение, вообще говоря, исходит из хромосферы. Поэтому ожидать отличия в общем ходе интенсивности в радио и в оптической областях нет оснований. Кроме того, измерения на этой волне вряд ли могут быть особенно точными из-за поглощения излучения водяным паром в атмосфере, которое является переменной величиной. Что же касается локальных возмущений от областей

вблизи пятен или протуберанцев, то нужно отметить, что авторы этим вопросом не интересовались и его в своём сообщении не обсуждают.

Во время частного затмения 9 июля 1945 г. проводились также наблюдения<sup>3</sup> на волне 3,2 см, но им в значительной мере помешал дождь и они не дали ясных результатов. Заметим только, что вне затмения, по данным автора<sup>3</sup>, поток солнечного излучения равен  $S = 4 \cdot 10^{-8}$  ватт/см<sup>2</sup>·мегагерц, что соответствует эффективной температуре  $T_{ef} = 22\,000^\circ$  [см. 1, (14)].

В Канаде во время частного затмения 23 ноября 1946 г. Ковингтон<sup>2</sup> провёл весьма интересные измерения на  $\lambda = 10,7$  см (частота

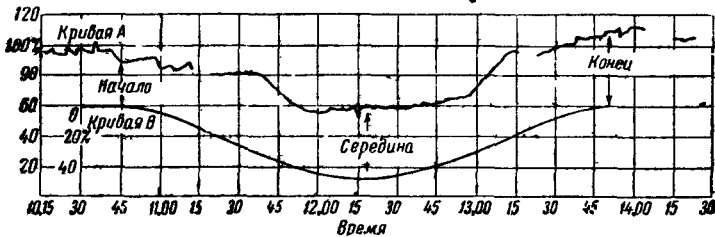


Рис. 1. Изменение радиоинтенсивности во время затмения 23 ноября 1946 г. (кривая А). Кривая В — закрытая часть солнечного диска.

2800 мегагерц). Изменение радиоинтенсивности во время затмения<sup>4</sup> показано на рис. 1 (кривая А). Кривая В на том же рисунке даёт временной ход закрытия солнечного диска Луной, т. е. закрытую часть видимого диска (в процентах). Из кривой А видно, что даже вне затмения интенсивность радиоизлучения не постоянна (флуктуации  $\sim 7\%$  до затмения и рост интенсивности на  $\sim 15\%$  после затмения). На длинных волнах (метровый диапазон) наличие непрерывных скачков радиоизлучения твердо установлено (см. § 2). В отношении же 10 см из приведённых данных также, повидимому, следует, что подобные флуктуации налицо, так как, согласно данным автора<sup>2</sup>, аппаратурные флуктуации в его приёмнике составляли  $\sim 1\%$ . За три минуты до первого видимого контакта начало наблюдаться вполне определённое понижение интенсивности, т. е. радиозатмение началось на 3 минуты раньше видимого. Отсюда следует, что расстояние края активной для радиоизлучения области от фотосферы равно  $0,05r_{\odot}$  ( $\eta = 1,05$ ). Более детальный ход интенсивности в интервале времени около первого контакта ясен из табл. I.

Таблица I

Минуты до контакта	Падение интенсивности в %
3	0
2	4,8
1	6,5
0	8,0
-1	9,5
-2	9,5

Эффективная температура Солнца по <sup>2</sup> равна  $56\,000^\circ$ . Однако эта цифра без дальнейшего мало что говорит, так как та же полная интенсивность излучения может быть обусловлена как тепловым излучением нижней части короны, так и излучением отдельных активных областей. То, что такие области существуют, непосредственно следует из двух фактов.

Из табл. 1 видно, что в течение трёх минут до контакта интенсивность излучения упала на 8%. Площадь, закрытая за это время Луной, также известна. Отсюда следует <sup>3</sup>, что эквивалентная температура \*) активной области, закрытой за 3 минуты, равна  $3 \cdot 10^6$  градусов. Здесь могло бы иметь место, например, закрытие протуберанца.

Из кривой А рис. 1 ясно видно также влияние большой группы пятен, которая начала закрываться Луной в 11 ч. 39 м. и начала открываться в 12 ч. 57 м. (рис. 2). Как видно из рис. 1, в то время, когда пятна были закрыты, интенсивность была меньше примерно на 20—25%, чем при открытой группе пятен. Площадь этой последней  $\sim 2,2\%$  видимой площади диска. Эквивалентная температура этой активной области равна  $1,5 \cdot 10^6$  градусов. Из сказанного ясно, как много могут дать наблюдения во время затмений. Вместе с тем очевидно, что особый интерес представляет полное затмение, а также работа в метровом диапазоне, где деятельность Солнца проявляется более резко. Подобные наблюдения, по инициативе покойного акад. Н. Д. Папалекси, были выполнены <sup>7</sup> советской экспедицией в Бразилии во время полного затмения 20 мая 1947 г. Работа, которой руководил С. Э. Хайкин, велась с борта теплохода «Грибоедов» в Баййском заливе. Антенна состояла из 96 диполей и имела, таким образом,  $G_a \sim 100$ , фактор шумов приёмника  $N = 6$ ; измерения проводились на длине волны  $\lambda = 1,5$  м. «Угол раствора» антенны, т. е. угол между направлениями, в которых принимаемая антенной энергия спадает до половины максимальной величины, равнялся

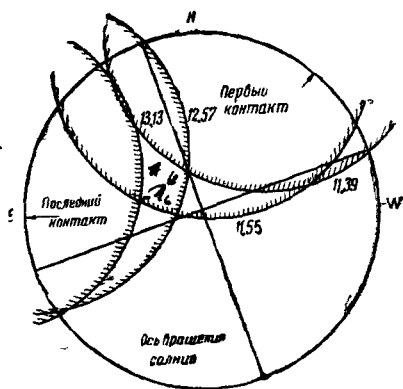


Рис. 2. Положения лунной тени в моменты закрытия и открытия группы пятен.

\*) Здесь и в аналогичных случаях в дальнейшем под эквивалентной температурой понимается температура, которую должна иметь активная область, чтобы, излучая как чёрное тело, создать наблюдаемую интенсивность радиоизлучения. Разумеется, при нетепловом механизме излучения считать эту температуру истинной температурой рассматриваемой области нет оснований.

примерно  $8^\circ$ . Поэтому при длительных наблюдениях радиоизлучения Солнца антенну нужно было всё время поворачивать так, чтобы направление на Солнце с точностью  $\sim 1^\circ$  совпадало с направлением максимальной интенсивности приёма. На опыте этот поворот громоздкой антенны был осуществлён путём поворота всего теплохода с помощью специальных якорей и заведённых на берег тросов. Точность вращения на нужные углы контролировалась и оказалась вполне достаточной. Результаты измерений представлены

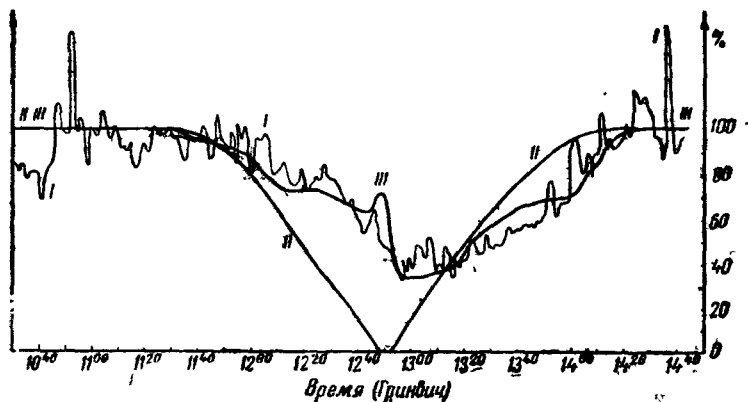


Рис. 3. Изменение радиоинтенсивности во время полного затмения 20 мая 1947 г. (кривая I). Кривая II — закрытая часть видимого диска (ход оптического затмения). Кривая III — ход «затмения» протуберанцев и волокон.

на рис. 3 (кривая I); кривая II на этом рисунке передаёт ход оптического затмения. Мы видим, что радиоизлучение не спускается ниже 40% от полной интенсивности излучения незаатмённого Солнца. Отсюда ясно, что для радиоволн затмение является не полным, а кольцевым. Если предположить, что радиоизлучение исходит равномерно от некоторой сферы с радиусом  $r = \eta r_{\odot}$ , то, не учитывая изменения яркости к краям диска (т. е. принимая закон Ламберта), можно сказать, что во время полной фазы оптического затмения закрыто  $\sim 60\%$  излучающей сферы. Отсюда следует, что  $\eta = 1,3$ . Однако это значение, имеющее разумный порядок величины (см. I), носит лишь ориентировочный характер, так как из кривой I ввиду её сильной асимметрии ясно, что источники радиоизлучения распределены неравномерно. Именно, из кривой видно, что сторона излучающей поверхности, которая закрылась позже, излучала более интенсивно, чем другая сторона. Этот вывод находится в согласии с картиной распределения солнечных пятен в день затмения — большая часть пятен была сосредоточена в той части диска, которая закрылась позже. Однако устанавливать количественное соответствие между площадью закрытых пятен и ходом радиоинтенсивности вряд ли возможно, так как во время полного оптического затмения все

пятна были закрыты, а интенсивность радиоизлучения равнялась ~40% начальной. Поэтому Э. И. Могилевским было произведено сопоставление хода радиоинтенсивности с ходом затмения протуберанцев и волокон путём вычисления эффективной площади (произведения площади на яркость) всех видимых в каждый момент затмения (т. е. не закрытых Луной) протуберанцев и волокон (см. кривую III на рис. 3; суммарная эффективная площадь вне затмения принята за единицу). Кривая III оказалась весьма точно следующей за кривой I, что указывает на связь радиоизлучения с протуберанцами. То обстоятельство, что протуберанцы могут играть существенную роль в механизме возбуждения радиоизлучения, кратко указывалось Мартином<sup>10</sup> (см. в этой связи также<sup>11,12</sup>).

Из приведённых данных, которые исчерпывают известные нам материалы, полученные при наблюдениях во время затмений, видно, насколько подобные наблюдения могут много дать, в особенности если проводить их на различных волнах одновременно.

В связи с наблюдениями во время затмений следует заметить, что при локализации на Солнце областей, активных в радиоизлучении, следует иметь в виду возможное влияние рефракции радиоволн в солнечной атмосфере и их диффракцию от лунного края.

Поскольку для радиоволн показатель преломления в короне  $n < 1$ , ясно, что солнечная атмосфера действует как рассеивающая оптическая система. Поэтому радиоизлучение, которое нам

кажется идущим от точки на расстоянии  $\eta_1$  от центра Солнца, фактически исходит от точки с  $\eta_2 \gg \eta_1$ . Количественные расчёты этого эффекта, т. е. рефракции, не

производились, но сразу ясно, что он может быть весьма велик, если только радиоволны достигают области, где  $n$  заметно меньше единицы. Учёт рефракции необходим также для вычисления распределения яркости радиоизлучения по солнечному диску. Если, как это утверждает Мартин (см. I, § 3 и ссылку I<sup>20</sup>), для волн метрового диапазона уже существенно отражение от короны, то рефракция должна играть очень большую роль. Выяснение этого круга вопросов представляется нам одной из самых актуальных и важных задач в области теоретического анализа радиоизлучения Солнца.

Во время затмения, когда Луна закрывает Солнце, на краю лунного диска происходит диффракция. Поэтому, если даже данная активная область на Солнце уже закрыта для земного наблюдателя Луной, некоторая часть излучения всё же достигает наблюдателя. Для оценки этого эффекта можно воспользоваться известными формулами для диффракции от края экрана (роль экрана играет Луна; см. схематический рис. 4). Диффракционная картина определяется

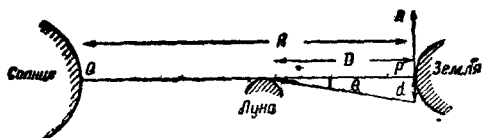


Рис. 4. Диффракция на лунном крае.

параметром

$$W \approx d \sqrt{\frac{\pi}{D\lambda}} \quad (1)$$

где  $D \approx 4 \cdot 10^{10}$  см — расстояние от Земли до Луны и  $d$  — расстояние от края геометрической тени. Интенсивность излучения  $I$ , исходящего от точки  $Q$  на Солнце, определяется известной, имеющейся в курсах оптики формулой, содержащей интегралы Френеля, зависящие от параметра  $W$ . Если  $W=1$ ,  $I/I_0=0,04$ , где  $I_0$  — интенсивность при отсутствии экрана; при  $W=4$   $I/I_0=2 \cdot 10^{-3}$ . Для  $W=1$  и  $\lambda=1,5 \mu$   $d=14$  км и  $\theta = \frac{d}{D} = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi D}} = 4 \cdot 10^{-5}$ . Отсюда следует, что точка на Солнце размывается до размеров  $l \sim \theta R \sim 6 \cdot 10^8$  ( $R$  — расстояние от Солнца до Земли, равное  $1,5 \cdot 10^{13}$  см). Другими словами, из-за диффракции мы можем при затмении локализовать на Солнце области с точностью до расстояний порядка  $l \sim \sqrt{\frac{\lambda}{\pi D}} R$ ; для сантиметровых волн отношение  $l/r_{\odot} \sim 0,001$ , а в метровом диапазоне  $l/r_{\odot} \sim 0,01$ , т. е. это отношение достаточно мало, чтобы можно было сказать, что диффракция с точки зрения локализации активных областей практически не существенна. Вместе с тем, если специально наблюдать диффракционную картину, то можно оценить размеры излучающей радиоволны области, что весьма интересно. Эти наблюдения нужно, очевидно, вести в области  $PA$  (см. рис. 4), где интенсивность излучения, исходящего из точки  $Q$ , имеет максимумы и минимумы (напомним, что в первом максимуме  $I=1,36 I_0$ ). Поскольку ширина первой зоны Френеля  $d_0 = \sqrt{\lambda D} \sim 2 \cdot 10^8$  см  $= 20$  км (для  $\lambda \sim 1 \mu$ ) существенно больше высоты лунных гор, наличие этих последних вряд ли может быть сколько-нибудь заметно сказаться на диффракционной картине. Вместе с тем ввиду того, что  $d_0$  много меньше радиуса Луны  $\rho \approx 1,7 \cdot 10^8$ , отличие диффракционной картины от имеющей место для прямолинейного экрана также не должно быть существенным. Исключение может составить лишь самый центр лунной тени, так как в центре круглого экрана, как известно, имеется освещенное пятно. Однако яркость этого пятна обуславливается яркостью источника, лежащего точно на оси экрана. Поэтому, а также в силу ряда других причин, наблюдение подобного «радиопятна» во время затмений вряд ли возможно.

## 2 НАБЛЮДЕНИЯ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА НА РАЗЛИЧНЫХ ЧАСТОТАХ

Интенсивность радиоизлучения Солнца, в особенности в метровом диапазоне, всё время претерпевает сильные колебания. Этот факт виден уже на рисунках 6 и 7 в I, а также на рис. 3 настоящей статьи. В последнем случае два высоких «всплеска» радиоизлучения

до и после затмения не могут быть объяснены нестабильностью аппаратуры и, таким образом, относятся к самому излучению Солнца; то же, повидимому, относится и к большинству других колебаний, видимых на кривой I рис. 3\*). Временной ход интенсивности радиоизлучения на различных частотах более детально был изучен в работах<sup>4,5</sup>.

Риль и Вонберг<sup>4</sup> проводили измерения одновременно на волнах 1,7 м и 3,75 м (частоты 175 и 80 мегагерц). В периоды повышен-

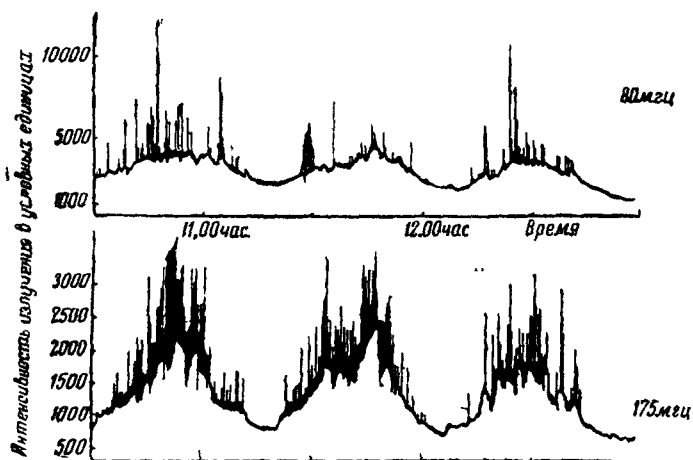


Рис. 5. Радиоизлучение Солнца на двух частотах (22 января 1947 г.).

ной солнечной активности для излучения характерно наличие коротких «всплесков» или «толчков», длящихся от одной до 20 секунд; интенсивность во время «толчков» достигает значений, в 5 раз больших средней интенсивности. Толчки этого типа на обеих частотах происходят независимо (корреляция почти отсутствует). Типичная кривая изменения интенсивности во времени представлена на рис. 5 (изменение средней интенсивности, видимое на этом рисунке, объясняется применением двух антенн, см. I, § 2 и I, ссылку<sup>8</sup>). Иногда, однако, появляются значительно большие толчки с интенсивностью в 20 — 100 раз большей средней интенсивности; эти толчки могут длиться много минут и наблюдаются обычно на обеих частотах. Многие подобные большие толчки совпадают с другими проявлениями солнечной активности (извержения, эффект Делинжера или «фед-аут»). Аналогичные результаты получены Пайн-Скотт и др.<sup>5</sup>, работавшими

\*) Наблюдения во время затмений могут, однако, быть осложнены дифракцией. Симметричное положение обоих всплесков на рис. 3 как-то наводит на эту мысль. Однако дифракция, казалось бы, должна дать существенно меньший эффект. Сделать здесь окончательное заключение пока невозможно.

на волнах 1,5 м, 4 м и 5 м, а иногда также на волнах 3 м и 10 м (частоты соответственно 200, 75, 60, 100 и 30 мегагерц). Отсутствие совпадений между обычными толчками свидетельствует о том, что они обусловлены независимыми возмущениями, возникающими в разных областях солнечной атмосферы. Последнее вполне понятно, так как различные частоты идут с различных глубин (см. I). В случае больших толчков наличие корреляции связано с тем, что возмущение затрагивает значительную область солнечной короны, охватывающую места генерации излучения различных частот. В согласии с этим корреляция чаще наблюдается только на паре близких частот<sup>6</sup>. Кроме того, коррелирующие толчки на частотах 200, 75, 60 и 30 мегагерц оказываются следующими друг за другом в такой же последовательности, как указаны частоты. Время запаздывания сильно флуктуирует, но для 60 толчков, наблюдавшихся на частотах 75 и 60 мегагерц, чаще всего встречается время запаздывания в 2 секунды. Время того же порядка наблюдается между толчками на 200 и 75 мегагерцах и между толчками на 60 и 30 мегагерцах. Разница во времени прихода толчков разных частот может быть обусловлена двумя причинами — различным временем распространения радиоволн разной частоты, идущих из различных мест, и неодновременностью возбуждения этих радиоволн. Время группового запаздывания радиоволн в короне (ионизированном газе) при пренебрежении влиянием магнитного поля Солнца и солнечных пятен равно (для простоты рассматриваем распространение по радиусу):

$$t = \int \frac{dr}{cn(\omega, r)}, \quad n = 1 - 3,19 \cdot 10^9 \frac{N}{\omega^2}, \quad (2)$$

так как групповая скорость в этом случае равна  $cn$  (см. например<sup>18</sup>).

Большие частоты, вообще говоря, должны генерироваться при более высоких электронных плотностях, т. е. из областей, более близких к фотосфере (см. I). Таким образом, если бы все частоты возбуждались одновременно и скорость радиоволн равнялась  $c$ , толчки должны были бы приходить в последовательности, начиная от толчков на частоте 30 мегагерц и кончая толчками на частоте 200 мегагерц. Наличие в (2) множителя  $n(\omega)$  может в принципе изменить такую последовательность, но это мало вероятно и может считаться исключённым, если излучение частоты  $\omega$  генерируется в области, где  $n(\omega)$  ещё близко к единице, что, повидимому, имеет место в метровом диапазоне (см. I). В последнем случае запаздывание толчков на частоте 75 мегагерц по сравнению с толчками на частоте 60 мегагерц должно было бы быть порядка  $\Delta t \sim \frac{0,1 r_{\odot}}{c} \sim 0,2$  секунды. На опыте же толчки на частоте 75 мегагерц опережают толчки на частоте 60 мегагерц на  $\sim 2$  секунды. Отсюда следует, что запаздывание толчков обусловлено неодновременностью возбуждения излучения разных частот, причём возбуждающий агент или возбуждающее возмущение



распространяется со скоростью  $v \sim \frac{0,1 \cdot r_{\odot}}{2} \sim 3 \cdot 10^9$  см/сек, где мы довольно произвольно приняли, что области, ответственные за излучение частот 75 и 60 мегагерц, отстоят друг от друга на расстояние  $\sim 0,1 r_{\odot} = 7 \cdot 10^9$  см. Порядок величины таким образом получается правильно; значение  $v \sim 3 \cdot 10^9$  является скорее верхней границей скорости возбуждающего агента, которая, таким образом, порядка  $10^9$  см/сек. В случае электронов эта скорость отвечает энергии

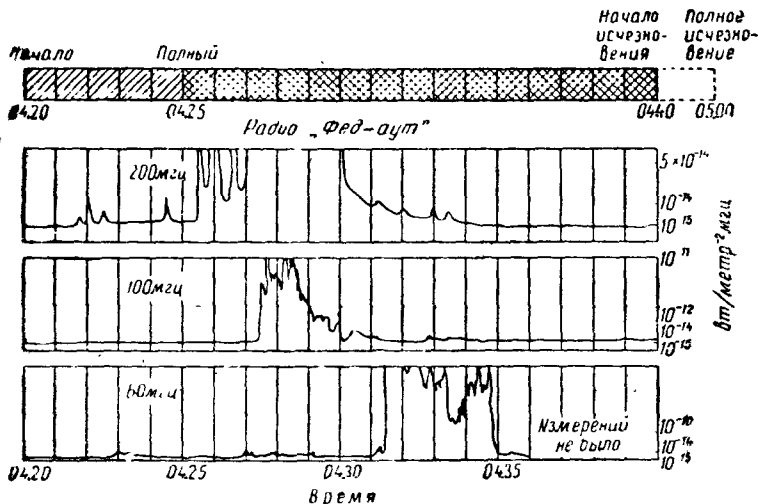


Рис. 6. Гигантский «толчок» радиоизлучения 8 марта 1947 г.

$\sim 400$  eV, а в случае протонов — энергии  $\sim 800\,000$  eV; отсюда следует, что влияние протонов, повидимому, исключено.

В случае толчков крайне большой интенсивности наблюдаются запаздывания в несколько минут, причём опять толчки приходят в последовательности: 200, 75, 60 мгц. Наиболее яркий пример таких гигантских толчков, наблюдавшихся 8/III 1947 г., представлен на рис. 6. Появление этих толчков совпадало с извержением на Солнце и «фед-аутом» (прекращением радиосвязи на коротких волнах). Наблюдения проведены<sup>5</sup> на частотах 200, 100 и 60 мгц, причём запаздывание между первыми двумя частотами равно 2 минутам и между второй и третьей частотами — 4 минутам. Заметим, что интенсивность на частоте 60 мгц ( $\lambda = 5$  м) во время толчка была некоторое время больше  $10^{-9}$  ватт/м<sup>2</sup>·мгц, что отвечает эффективной температуре  $T_{ef} > 1,5 \cdot 10^{13}$  градусов.

Если для ориентировки принять, что излучение данной частоты исходит из области, где для этой частоты  $n(\omega) = 0$ , то можно определить скорость возмущения, вызывающего толчки (см. табл. II).

Разумеется, считать, что излучение исходит из области, где  $n = 0$ , нет оснований и, напротив, скорее на метровых волнах оно исходит из более высоких слоёв (см. I). Однако порядок величины при этом получится правильный, и, таким образом, в разбираемом случае скорость агента  $v \sim 5 \cdot 10^7$  см/сек, что соответствует для про-

Таблица II

Частота мгц	Длина волны в м	Плотность электронов в точке, где $n(\omega) = 0$	Значение $\eta$	Высота над осно- ванием короны в км (h)	Время запа- здывания в ми- нутах ( $\Delta t$ )	Скорость $\frac{\Delta h}{\Delta t}$
200	1,5	$5 \cdot 10^8$	1 (точнее 1,02)	0	} 2 4	750 $\frac{\text{км}}{\text{сек}}$ 500 $\frac{\text{км}}{\text{сек}}$
100	3	$1,2 \cdot 10^8$	1,14	$9 \cdot 10^4$		
60	5	$0,4 \cdot 10^8$	1,28	$20 \cdot 10^4$		

тонов энергии  $\sim 2000$  eV Эта скорость порядка скорости движения вещества в протуберанцах и предполагаемой скорости нейтральных

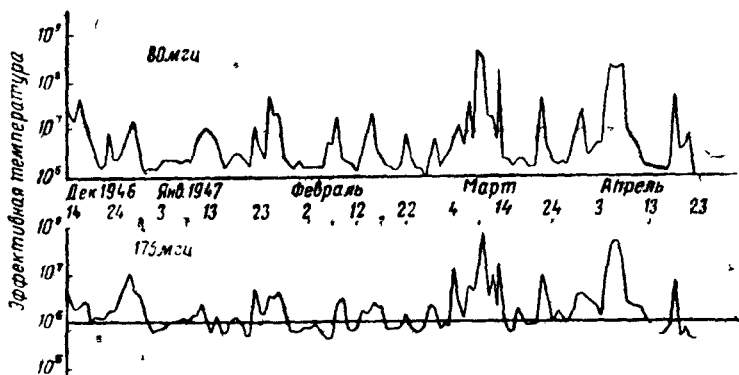


Рис. 7. Изменение средней дневной интенсивности излучения в период с декабря 1946 по апрель 1947 г.

частиц солнечного происхождения, достигающих Земли. Таким образом самые большие толчки возбуждаются, повидимому, протуберанцами, веществом, выбрасываемым при извержениях, и т. п.; более же слабые толчки возбуждаются, вероятно, электронными потоками

Риль и Вонберг<sup>4</sup> провели также наблюдения над изменением от дня ко дню средней интенсивности радиоизлучения на частотах 80 и 175 мгц. На рис. 7 представлено изменение интенсивности за период

с 14 декабря 1946 по 22 апреля 1947 г., причём средняя интенсивность за 4 дневных часа выражена в шкале эффективных температур. На этом рисунке 27-дневный период солнечной активности выражен, как кажется, неярко. Этот период, однако, ясно выступает, если откладывать на графике отношение эффективных температур на обеих частотах  $T_{80}/T_{175}$  (рис. 8). На рис. 8 флуктуации также значительно меньше, чем на рис. 7, что указывает на наличие связи между изменением со временем интенсивности на обеих частотах. Отношение  $T_{80}/T_{175}$  в среднем близко к отношению  $\frac{\lambda_{80}^2}{\lambda_{175}^2} = 4,8$ , но часто заметно от него отличается. Авторы считают<sup>4</sup>, что их результаты, представленные на рис. 7 и 8, делают вероятным предположение, что диаграмма направленности солнечного излучения на различных частотах различна. В этом случае изменение эффективной температуры может быть обусловлено как изменением температуры источника, так и изменением углового распределения излучения. Особых оснований для подобных предположений мы пока не видим.

Гей и др.<sup>6</sup>, работая на волне 12 м, наблюдали радиоизлучение Солнца и Галактики. Волна в 12 м уже заметно поглощается ионосферным слоем D, в силу чего при ультрафиолетовых вспышках на Солнце, вызывающих увеличение ионизации в D-слое, он начинает сильнее поглощать. Это поглощение можно заметить по уменьшению достигающего Земли радиоизлучения Галактики. Положение, конечно, осложняется, если ультрафиолетовая вспышка связана с «толчком» радиоизлучения Солнца. Однако, как показывает опыт, иногда эти явления разделены. Так 1 августа 1947 г. в 15 ч. 16 м. начался сильный «фед-аут», сопровождавшийся магнитной бурей и вызванный ультрафиолетовой вспышкой на Солнце\*). Тем не менее

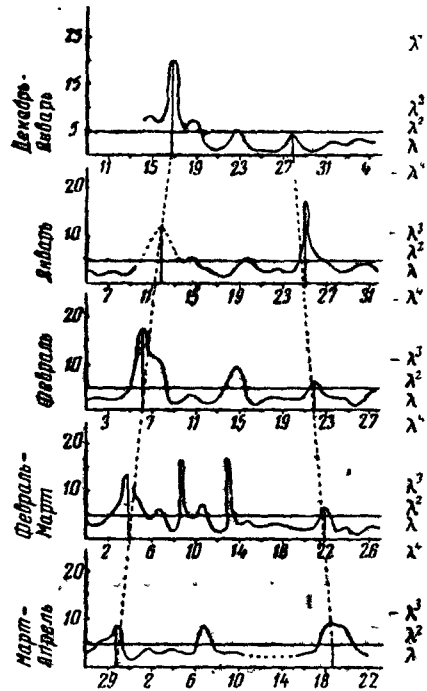


Рис. 8. Отношение  $T_{80}/T_{175}$  эффективных температур излучения на частотах 80 и 175 мегагерц.

\*) К сожалению, авторы не указывают прямые данные об этой вспышке, и, поскольку иногда «фед-аут» не сопровождается видимой вспышкой, здесь нет полной ясности.

радиоизлучение Солнца на волне 12 м, которое в нормальных условиях было ничтожно по сравнению с излучением Галактики, не проявилось. Вместе с тем излучение Галактики начало ослабевать из-за поглощения в D-слое уже в 15 ч. 16,8 м. (рис. 9). В этом случае толчков радиоизлучения Солнца не было замечено и на более коротких волнах. Напротив, 14 июня 1947 г. также наблюдался «фед-аут», начавшийся в 10 ч. 36 м. На волне в 5 м толчок радиоизлучения наблюдался и начался в 10 ч. 40 м., а на 12 м поглощение излуче-

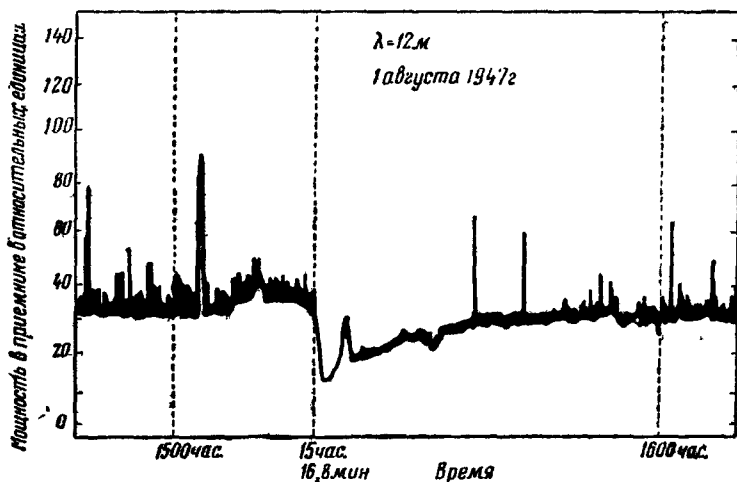


Рис. 9. Излучение Солнца и Галактики 1 августа 1947 г.

ния Галактики началось в 10 ч. 36,2 м., а толчок радиоизлучения наблюдался в 10 ч. 39,2 м. (рис. 10). Таким образом наблюдения радиоизлучения Галактики можно использовать для обнаружения поглощения в D-слое, если солнечное излучение относительно слабо или вспышка (толчок) этого излучения запаздывает по времени по сравнению с ультрафиолетовой вспышкой. Подобное запаздывание объясняется тем, что ультрафиолетовое возмущение идет из нижних слоев солнечной атмосферы, а радиоизлучение на волнах  $\sim 10 \text{ м}$  идет из довольно высоких слоев короны, которая достигается возмущением не сразу. В приведенном примере (14 июня) запаздывание равно 3 минутам, что отвечает скорости возмущения

$$v \approx \frac{5 \cdot 10^{10}}{3 \cdot 60} = 2,7 \cdot 10^8 = 2700 \text{ км/сек}$$

(принято, что ультрафиолетовое излучение происходит от областей, лежащих не выше начала или нижних слоев короны, а излучение на волне 12 м от области, где  $n(\infty) = 0$ ; для  $\lambda = 12 \text{ м}$   $n = 0$  при  $\eta = 1,7$ ). Разумеется, если начало поглощения в D-слое, в свою

очередь, запаздывало по сравнению с ультрафиолетовой вспышкой, о чём мы данных не имеем, то скорость  $v$  будет меньше приведённой. Толчки на волнах 12 и 5 м (см. выше) имеют порядок, обратный ожидаемому, но ввиду отсутствия каких-либо деталей здесь пока сказать ничего нельзя.

Как нам кажется, особенный интерес представляет установление временной корреляции между толчками радиоизлучения и наблюдае-

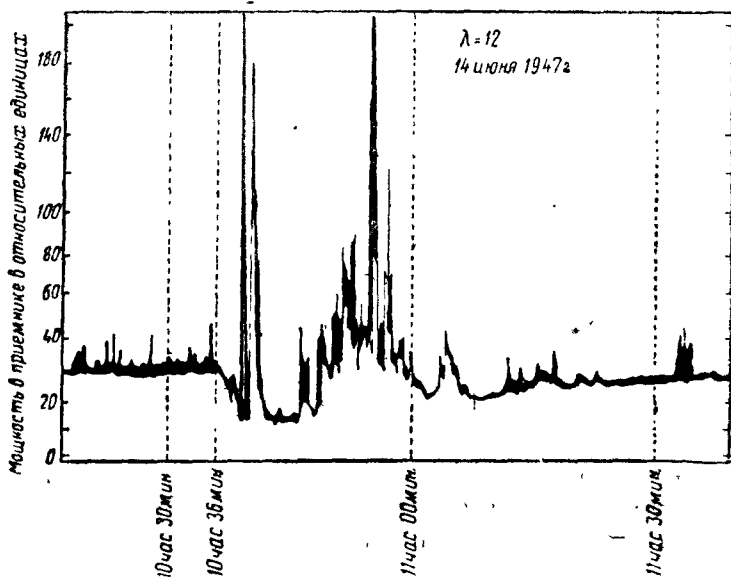


Рис. 10. Излучение Солнца и Галактики 14 июня 1947 г.

мыми с помощью обычных астрономических методов возмущениями на Солнце (протуберанцы, извержения и т. п.).

В заключение заметим, что, как показывают оценки, нелинейные явления типа Люксембург-Горьковского эффекта в короне существенны быть не могут (подробнее см. статью автора «К теории Люксембург-Горьковского эффекта», печатающуюся в Изв. АН СССР, сер. физическая).

### 3. ИЗЛУЧЕНИЕ ГАЛАКТИКИ

Новых экспериментальных данных об излучении Галактики не появилось; однако в статье Тоунеса<sup>8</sup>, посвящённой интерпретации старых измерений, содержится ряд дополнительных сведений, полученных этим автором частным образом от ряда экспериментаторов.

Для вычисления оптической глубины  $\tau$  Тоунес использует следующее выражение для коэффициента поглощения (введены обозначения, совпадающие с принятыми в I);

$$\chi = \frac{32 \pi^2 e^6 N^2}{3 \sqrt{2\pi} (kTm)^{3/2} c \omega^2} \ln \left( \frac{(2kT)^{3/2}}{2,115 \omega e^2 m^{1/2}} \right). \quad (3)$$

При этом предполагаются выполненными неравенства]

$$\frac{kT}{2e^2 N^{1/2}} \approx \frac{300 T}{N^{1/2}} \gg \frac{1}{\omega} \gg \sqrt{\frac{kT}{m}} N^{1/2}. \quad (4)$$

Если же

$$\omega \ll \sqrt{\frac{kT}{m}} N^{1/2}, \quad (5)$$

вместо формулы (3) автор приводит следующую.

$$\chi = \frac{32 \pi^2 e^6 N^2}{3 \sqrt{2\pi} (kTm)^{3/2} c \omega^2} \ln \left( \frac{0,61 kT}{e^2 N^{1/2}} \right). \quad (6)$$

В I, мы пользовались, как это видно из формул (I,21) и (I,23) и того факта, что  $n \approx 1$ , выражением

$$\chi = \frac{16 \pi^2 e^6 N^2}{\sqrt{2\pi} (kTm)^{3/2} c \omega^2} \ln \left( \frac{kT}{e^2 N^{1/2}} \right) = \frac{0,59 N^2}{T^{3/2} \omega^2} \ln \left( \frac{600 T}{N^{1/2}} \right). \quad (7)$$

Как ясно из вывода выражения для числа соударений (см I<sup>21</sup>), формула (7) получается, если в качестве максимального значения для параметра удара  $\rho_m$  принимается дебаевский радиус  $D = \left( \frac{kT}{4\pi e^2 N} \right)^{1/2}$ . Точнее, в этом случае в (7) под логарифмом появляется ещё множитель 0,68, который опущен\*). Формула же (6) с заменой под логарифмом множителя 0,61 на 2 получается, если принять  $\rho_m = N^{-1/2}$ . Поскольку в интересующих нас случаях первое из неравенств (4) всегда заведомо выполнено, наличие небольшого множителя под логарифмом в (6) и (7) совершенно несущественно, и эти формулы отличаются лишь наличием в (6) множителя  $2^{1/2}$ . Ввиду того что использование для  $\rho_m$  значения  $D$ , а не величины  $N^{-1/2}$  представляется более правильным, формуле (7) должно быть отдано предпочтение по сравнению с выражением (6). Условием применимости этих формул действительно является неравенство (5), лучше с заменой  $N^{-1/2}$  на  $D$ , которое означает, что за период колебаний  $T_0 = \frac{2\pi}{\omega}$  электрон успеет пролететь расстояние, значительно большее  $D$  (или  $N^{-1/2}$ );

\*) В работе I<sup>21</sup> в силу опечатки приведено значение 0,86 вместо 0,68. Следует заметить, что в случае, когда электронная температура равна температуре ионов, а не ионов выше её, в качестве  $D$  нужно принимать выражение  $D = (kT/8\pi e^2 N)^{1/2}$ .

последнее ясно, так как неравенство (5) можно записать в виде  $\frac{2\kappa D}{v T_0} \ll 1$ , где  $\bar{v} \approx \sqrt{\frac{kT}{m}}$  — средняя скорость электронов. В другом предельном случае, когда соблюдается второе из неравенств (4), формула (3) получается, если в качестве  $\rho_m$  принять значение порядка  $\sqrt{\frac{kT}{m}} \frac{1}{\omega} \approx \frac{\bar{v} T_0}{2\pi}$ . Вопрос о том, насколько такой выбор верен, нами не разбирался. Практического значения вопрос этот не имеет, так как разница между формулами (3) и (6) проявляется в выражениях под логарифмом, которые в интересующих нас случаях отличаются друг от друга сравнительно мало. Поэтому Тоунес<sup>8</sup> пользуется формулой (3) и там, где нужно использовать формулу (6), указывая, что вносимая таким образом ошибка весьма мала. Это ясно также сразу из (6), (7) и (8).

Эффективная температура излучения Галактики равна (см. I § 3):

$$T_e = T(1 - e^{-\chi l}) = T \left[ 1 - e^{-10^4 \frac{4\pi^2 N^2}{T^{3/2} \omega^4} \left( 19.7 - \ln \frac{\omega}{2\pi T^{3/2}} \right) l} \right], \quad (8)$$

где  $T$  — температура межзвёздного электронного газа и  $l$  — проходимый лучом в данном направлении путь.

Принимая  $T = 10^4$  град.,  $l = 60\,000$  световых лет  $\approx 6 \cdot 10^{22}$  см и  $N = 1$ , можно видеть, что  $\chi l = 1$  при  $\omega = 6 \cdot 10^8$  ( $\lambda = 3$  м).

Заметим, что высказанное в I утверждение о необходимости при высоких частотах учитывать рассеяние радиоволн на электронах ошибочно. В силу рассеяния поглощение радиации увеличивается лишь из-за удлинения пути излучения до выхода из системы (в данном случае Галактики). Поскольку же рассеяние мало, это удлинение не существенно и в первом приближении им можно пренебречь. Таким образом  $T_{ef}$  определяется формулой (8) и при высоких частотах.

Далее, в<sup>8</sup> делается утверждение, что экспериментальное определение  $T_{ef}$  должно производиться из следующих соображений. Если антенна находится в пространстве с температурой  $T_{ef}$ , то при согласованном входе приёмника он получает мощность  $P = kT_{ef} \Delta f$ , где  $\Delta f$  — ширина полосы частот. Отсюда, зная  $P$ , можно сразу найти  $T_{ef}$ . Однако такой метод справедлив, лишь если излучение приходит со всех сторон, что отнюдь не имеет места на опыте. Так, например, при нормальном падении излучения на полуволновой диполь приёмник получает, как показано в следующем параграфе, мощность  $P \approx \frac{\lambda^2}{15.4} S \Delta f$ ; если рассмотреть тепловое излучение в телесном угле  $d\Omega$ , близком к нормали, то  $P \approx \frac{\lambda^2}{15.4} \cdot \frac{2}{\lambda^2} kT_{ef} d\Omega \Delta f$ . Если же направление потока составляет с осью диполя угол  $\varphi$ , то  $P$  умножится на  $\sin^2 \varphi$ . В случае излучения, падающего со всех сторон, в результате интегрирования по  $d\Omega$  получаем  $P \approx kT_{ef} \Delta f$ , где приближённый характер равенства вызван неточностью исходной формулы

для  $P$  (вместо множителя 15,4 должна стоять некоторая слабо меняющаяся функция  $\varphi$ ). Для многодипольных антенн или антенн с зеркалами положение, конечно, сложнее. Но из сказанного ясно, что антенна получает всегда меньшую мощность, чем принимаемая в<sup>8</sup> мощность  $P = kT_{ef}\Delta f$ . Обсуждать здесь подробнее обработку материала, проводимую Тоунесом, было бы не целесообразно. Мы приведём поэтому окончательную таблицу, сопроводив её некоторыми комментариями.

Таблица III

Автор	Ссылка	Частота	Минимальное экспериментальное значение $T_{ef}$ в абс. градусах	Вероятное эксп. значение $T_{ef}$	$T_{ef}$ вариант <i>a</i>	$T_{ef}$ вариант <i>b</i>
Дайк	частн. сообщ.	$3 \cdot 10^{10}$ ( $\lambda = 1 \text{ см}$ )	$< 30$	—	$< 5$	$< 5$
Ребер	частн. сообщ.	$480 \cdot 10^6$ ( $\lambda = 62 \text{ см}$ )	100—200	$\sim 700$	140	140
Ребер	I <sup>1</sup>	$160 \cdot 10^6$ ( $\lambda = 1,87 \text{ м}$ )	1 370	6 000	1 370	1 370
Гей и др.	I <sup>15</sup>	$64 \cdot 10^5$ ( $\lambda = 4,7 \text{ м}$ )	10 000	10 000	6 000	9 000
Янский	I <sup>18</sup>	$18 \cdot 10^6$ ( $\lambda = 16,7 \text{ м}$ )	92 000	—	10 000	84 000
Фринс и Фельдман	14	$9,5 \cdot 10^4$ ( $\lambda = 31,6 \text{ м}$ )	120 000	—	10 000	140 000

В табл. III ссылки «частн. сообщ.» относятся к данным, полученным Тоунесом непосредственно от авторов, ссылки типа I<sup>15</sup> относятся к списку литературы в I, а ссылка<sup>14</sup> дана в конце этой статьи. Минимальные экспериментальные значения  $T_{ef}$  получены Тоунесом с помощью формулы  $P = kT_{ef}\Delta f$ . Вероятные значения (столбец 5) получены нами так же, как в I, В столбцах 6 и 7 приведены значения  $T_{ef}$ , вычисленные по формуле (8) для  $T_{ef} = 10^4$ ,  $l = 6 \cdot 10^{22}$  и  $N = 0,63$  (вариант *a*) и для  $T = 1,5 \cdot 10^5$ ,  $l = 6 \cdot 10^{22}$ ,  $N = 1,1$  (вариант *b*). Концентрации подобраны здесь так, чтобы при соответствующей температуре вычисленные значения  $T_{ef}$  совпадали с экспериментальным значением Тоунеса для  $\lambda = 1,87 \text{ м}$ . Основной результат табл. III, который указывался также в I<sup>23</sup> и в I, состоит в том, что для длинных волн  $T_{ef} \gg 10^4$ . По целому ряду соображений значения  $T_{ef}$  для длинных волн представляются, однако, ненадёжными. Здесь необходима дальнейшая экспериментальная работа, и в первую очередь на волнах  $\sim 10 \text{ м}$ , где рефракция и поглощение в ионосфере и поглощение в слое *D* менее заметны, чем на более длинных вол-



нах. Измерения на  $\lambda = 12$  м проводились Гейем и др.<sup>8</sup>, но значение  $T_{ef}$  ещё не опубликовано. Если действительно на длинных волнах  $T_{ef} \gg 10\,000^\circ$ , то этот вывод был бы очень интересен, так как означал бы, очевидно, что и  $T \gg 10\,000^\circ$ . Между тем в астрофизике сейчас принимается значение  $T = 10\,000^\circ$ . Если  $T_{ef} \gg 10^4$  и в то же время другие астрофизические данные можно будет считать решительно противоречащими предположению, что температура межзвёздных электронов также  $\gg 10^4$ , то придётся искать других источников радиоизлучения Галактики. При этом нужно иметь в виду, что, например, излучение с  $\lambda = 30$  м поглощается в  $e$  раз на расстоянии всего  $\sim 5 \cdot 10^{20}$  см, т. е. на пути в  $\sim 1/100$  размеров Галактики (эта цифра относится к значениям  $N = 1$  и  $T = 10^4$ ). Поэтому источники излучения должны находиться на относительно небольшом расстоянии от Земли. В пользу предположения о существовании дискретных источников излучения в Галактике говорят обнаруженные Гейем и др. (см. I<sup>16</sup>) флуктуации в интенсивности галактического радиоизлучения.

#### 4. НЕКОТОРЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Представляется целесообразным сделать здесь также несколько замечаний и исправить некоторые ошибки и опечатки, имеющиеся в обзоре I. Раньше всего остановимся на определении эффективной температуры радиоизлучения по измерению мощности на выходе приёмника. Пусть на полуволновой диполь (длина диполя  $l = \frac{\lambda}{2}$ ) падает радиоволна, электрическое поле которой направлено вдоль оси диполя и равно  $E_0$ . Тогда электродвижущая сила  $e_a$ , индуцированная в диполе, равна  $e_a = \frac{\lambda}{\pi} E_0$ , так как действующая высота такого диполя равна  $\lambda/\pi$  (см., например,<sup>15</sup>). Далее, максимальная мощность, отдаваемая антенной приёмнику  $P$ , равна  $\frac{e_a^2}{4R_a}$ , где  $R_a = 73,3$  ома  $= 8,15 \cdot 10^{-11}$  CGSE — сопротивление излучения диполя.

Таким образом для полуволнового диполя  $P = \frac{\lambda^2 E_0^2}{4\pi^2 R_a}$ . Если излучение не поляризовано и имеет непрерывный спектр, то  $E_0^2 = \frac{2\pi}{c} \Delta f$  и

$\frac{P}{\Delta f} = \frac{\lambda^2}{2R_a \pi c} S \approx \frac{\lambda^2 S}{15,4}$ , где  $S$  — поток энергии излучения (вектор Пойнтинга) и  $\Delta f$  — пропускаемая полоса частот. В случае радиоизлучения Солнца  $S = \frac{2\pi k l}{\lambda^2} \left(\frac{r_\odot}{R}\right)^2 \eta^2$ , и мы окончательно получаем:

$$\begin{aligned} \frac{P}{\Delta f} &= \frac{k l}{R_a c} \left(\frac{r_\odot}{R}\right)^2 \eta^2 = 0,41 k T \left(\frac{r_\odot}{R}\right)^2 \eta^2 = 0,41 k \left(\frac{r_\odot}{R}\right)^2 T_{ef} = \\ &= 1,23 \cdot 10^{-22} T_{ef} \frac{\text{ватт}}{\text{мегагерц}}. \end{aligned} \quad (9)$$

В случае сложной антенны её принято характеризовать множителем  $G_a$ , показывающим, насколько большую максимальную мощность она может отдать приёмнику по сравнению с полуволновым диполем. Отсюда, по определению, в случае любой антенны:

$$\frac{P}{\Delta f} = 0,41 kT \left( \frac{r_{\odot}}{R} \right)^2 \eta^2 G_a = 1,23 \cdot 10^{-22} G_a T_{ef} \frac{\text{ватт}}{\text{мегагерц}}. \quad (10)$$

Формула (10), совпадающая с приводимой Эпплтоном и Гейем (см. I<sup>9</sup>), отличается от формулы [I, (15)] только заменой множителя  $\sim 0,8$  на  $0,41$ , которая связана с тем, что в I не была учтена поляризация; другими словами, не было учтено, что антенна воспринимает лишь ту половину потока радиоизлучения, которой соответствует поле, направленное по оси диполей антенны\*). Для многодипольной антенны  $G_a$  по порядку величины равно числу диполей.

Мощность шумов в приёмнике согласно [I, (11)] равна (температура приёмника  $T_a$  считается  $\approx 300^\circ$  абс):

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

Задаваясь минимальным измеримым превышением радиоизлучения над шумами, из (10) и (11) сразу же можно получить наименьшее значение  $T_{ef}$ , которое может быть замечено данной аппаратурой.

Как уже было отмечено в I, до последнего времени оставался неясным вопрос о природе внешней солнечной короны. Проблема здесь заключалась в том, что, с одной стороны, излучение, относимое к внешней короне, как это следует из опытных данных (наличие фраунгоферовых линий), должно быть обусловлено рассеянием на пыли (т. е. на космических частицах). С другой же стороны наличие пыли на близких расстояниях от Солнца ( $\eta \approx 1,5$ ) представляется почти невозможным из-за её сублимации. Недавно выход из этих противоречий был, по видимому, правильно указан Хольстом<sup>16</sup>.

\* В формуле [I, (15)], кроме того, имеется опечатка: вместо  $10^{-8}$  стоит значение  $10^{-17}$ . Из других опечаток отметим следующие: на стр. 37 I сказано, что Солнце видно под углом  $0,5$  кв. градуса, а нужно  $0,25$  кв. градуса; в соответствии с этим шестью строками ниже вместо числа  $2$  должно стоять  $4$ . На стр. 39 должно быть  $K = \frac{8,4 \cdot 10^{-21} \text{ ватт}}{\lambda^2 (\text{в метрах}) \text{ мегагерц} \cdot \text{квадратный градус}}$ . На стр. 41 должно быть  $K_{\odot} = 4S_{\odot} \approx 12 \cdot 10^{-18}$  вместо  $K_{\odot} = 2S_{\odot}$ . В последней из формул [I, (21)] в знаменателе стоит  $\omega$  вместо нужного  $\omega^2$  и в формуле [I, (23)] стоит  $e^2$  вместо нужного  $e^4$ . В формуле [I, (24)] в знаменателе в третьем члене равенства должно быть  $3 \cdot 10^{10} \omega^{1/2}$  вместо  $3\omega^2$ , а во втором члене  $l^2$ . Далее, в примере:  $\Delta\tau = 0,02$ , а не  $0,4$ .

Дело в том, что если космические частицы, рассеивающие свет, достаточно велики (существенно больше длины световой волны), то индикатриса рассеяния ими света имеет острый максимум в направлении падающего излучения. Поэтому, даже если такие частицы находятся только на значительном расстоянии от Солнца ( $\eta = \eta_0 \gg 1$ ), видимая поверхностная яркость рассеянного ими света будет возрастать при приближении к Солнцу, как это имеет место на опыте (в случае изотропного рассеяния поверхностная яркость имела бы максимум на расстоянии от Солнца, равном расстоянию  $\eta_0$ , начиная с которого простирается облако частиц). Это объяснение, повидимому, правильно, и во всяком случае тот факт, что внешняя корона связана с рассеянием на пыли, не вызывает сомнений. Наличие ничтожного количества пыли никакого заметного влияния на радиоволны оказать не может, и, таким образом, для нас представляет интерес лишь плотность электронов в короне. Эта последняя вычисляется обычно из измерений яркости короны без выделения рассеяния на пыли. В результате получается не истинная электронная плотность, а эффективная. Для получения истинной плотности нужно выделить рассеяние на электронах, что приводит к изменению значений  $N$ , приведённых в I в таблице III.

Новые значения концентрации электронов в короне, полученные в <sup>16</sup>, сопоставленные для удобства со старыми значениями, приведены

Таблица IV

$\eta$	$N$ старое	$N$ новое	$\eta$	$N$ старое	$N$ новое
1	$4,58 \cdot 10^8$	$4,30 \cdot 10^8$	2,2	$2,5 \cdot 10^8$	$1,2 \cdot 10^8$
1,03	$3,11 \cdot 10^8$	$2,90 \cdot 10^8$	2,4	$1,79 \cdot 10^8$	$7 \cdot 10^7$
1,06	$2,29 \cdot 10^8$	$2,10 \cdot 10^8$	2,6	$1,35 \cdot 10^8$	$4,2 \cdot 10^7$
1,10	$1,56 \cdot 10^8$	$1,37 \cdot 10^8$	2,8	$1,10 \cdot 10^8$	$2,9 \cdot 10^7$
1,2	$7,0 \cdot 10^7$	$5,8 \cdot 10^7$	3,0	$9,1 \cdot 10^7$	$1,9 \cdot 10^7$
1,3	$3,84 \cdot 10^7$	$3,0 \cdot 10^7$	3,5	$6,3 \cdot 10^7$	$(8 \cdot 10^6)$
1,4	$2,38 \cdot 10^7$	$1,8 \cdot 10^7$	4,0	$5,1 \cdot 10^7$	$(4 \cdot 10^6)$
1,6	$1,11 \cdot 10^7$	$7,5 \cdot 10^6$	5,0	$3,8 \cdot 10^7$	$(10^6)$
1,8	$6,1 \cdot 10^6$	$3,8 \cdot 10^6$	6,0	$2,5 \cdot 10^7$	
2,0	$3,7 \cdot 10^6$	$2,0 \cdot 10^6$	8,0	$1,6 \cdot 10^7$	

в таблице IV. В скобках помещены значения, за которые уже трудно ручаться. Следует также напомнить, что речь идёт о средних значениях  $N$ , так как корона не является статической, и  $N$  меняется довольно сильно в зависимости от цикла солнечной деятельности и т. п.

Изменение концентрации  $N$  не скажется заметно на расчётах, результаты которых приведены в I, так как волны короче  $\sim 5$  м в основном поглощаются во внутренней короне ( $\eta < 1,6$ ), где сделанные

исправления относительно невелики. Напротив, для более длинных волн изменения  $N$  могут быть весьма существенны.

В этой связи заметим, что приведённые в I формулы (21) для  $n$  и показателя поглощения  $k = \frac{\nu}{2\omega} \frac{1-n^2}{n}$  справедливы лишь при не слишком малых  $n$ . В общем случае <sup>18</sup>:

$$\left. \begin{aligned} k &= \sqrt{-\frac{\epsilon}{2} + \sqrt{\left(\frac{\epsilon}{2}\right)^2 + \left(\frac{2\pi\sigma}{\omega}\right)^2}}; & x &= \frac{2k\omega}{c}; \\ \epsilon &= 1 - \frac{4\pi e^2 N}{m\omega^2} = 1 - 3,19 \cdot 10^9 \frac{N}{\omega^2}; \\ \sigma &= \frac{e^2 \nu N}{m\omega^2} = \frac{1-\epsilon}{4\pi} \nu, & n &= \sqrt{\frac{\epsilon}{2} + \sqrt{\left(\frac{\epsilon}{2}\right)^2 + \left(\frac{2\pi\sigma}{\omega}\right)^2}}, \end{aligned} \right\} (12)$$

где  $k$  — коэффициент поглощения,  $n$  — показатель преломления,  $\sigma$  — проводимость,  $\epsilon$  — диэлектрическая постоянная и  $\nu$  — эффективное число соударений; в выражениях для  $\epsilon$  и  $\sigma$  учтено лишь, что  $\omega^2 \gg \nu^2$ .

Формулы [I, (21)] имеют место, если  $\epsilon \gg \frac{4\pi\sigma}{\omega} = \frac{1-\epsilon}{\omega} \nu$ ; это неравенство только усилится, если записать его в виде  $\epsilon \gg \nu/\omega$ . В условиях короны  $\nu < 10^6$  и даже для  $\lambda \sim 5 \text{ м}$  ( $\omega \sim 10^8$ ),  $\nu/\omega \lesssim 10^{-3}$ .

Мы видим, таким образом, что применение формул (12) вместо [I, (21)] может понадобиться лишь в самых исключительных случаях.

По вопросу о происхождении спорадического радиоизлучения Солнца были предложены два объяснения: Кипенхейер <sup>17</sup> высказал утверждение, что источником излучения являются электроны, вращающиеся в магнитном поле солнечных пятен. С другой стороны, Шкловский и Мартин <sup>18</sup> обратили внимание на возможность возбуждения в короне колебаний типа колебаний плазмы газового разряда; эти колебания могут повести к интенсивному радиоизлучению. Как было указано в I, теория Кипенхейера является ошибочной, так как наличие магнитного поля не нарушает теплового равновесия и теорема Кирхгофа остаётся справедливой. Отсюда следует, что излучать больше чем чёрное тело с температурой, равной температуре газа, этот последний не может. Здесь, однако, возникает следующее кажущееся противоречие. Рассмотрим какой-то относительно небольшой объём газа с максвелловским распределением электронов по скоростям и оптической толщиной, которая для радиоволн весьма мала. Поместим теперь газ в магнитное поле  $H$ ; тогда электроны, вращаясь по спиралям, излучают волны с частотой  $\omega_H = \frac{eH}{mc}$  и при этом интенсивность излучения при достаточно большом объёме газа значительно превосходит интенсивность теплового излучения. Вместе с тем, поскольку оптическая толщина газа мала, то, как кажется, процессы реабсорбции никак не могут сильно уменьшать ин-

тенсивность излучения и обеспечить справедливость теоремы Кирхгофа. Ответ на этот «парадокс» состоит в том, что поглощение газом радиоволн в поле сильно меняется, и из того, что оптическая толщина без учёта поля была мала, вовсе не следует, что она будет мала и в поле. Напротив, как раз излучаемая частота  $\omega_H = \frac{eH}{mc}$  сильнейшим образом поглощается, подобно тому как частота резонансного излучения атомов является в то же время и частотой максимального поглощения. Поэтому в результате реабсорбции справедливость теоремы Кирхгофа будет обеспечена. Дополнительное излучение, связанное с магнитным полем, могло бы в принципе иметь место, только если бы электроны не имели бы максвелловского распределения скоростей, на что нет особых оснований. Что касается объяснения радиоизлучения возбуждением плазменных колебаний, то оно не встречает общих возражений, но пока ещё здесь достаточно полный анализ вопроса не произведён. Заметим, что, как было указано И. М. Гордоном (частное сообщение), извержения на Солнце могут оказать на радиоизлучение в известном смысле косвенное влияние, а именно приводить к прогреву отдельных областей короны и, следовательно, уменьшению поглощения радиоволн [см. I, (23)]; в результате излучение, скажем, волн с длиной  $\sim 5$  м, может исходить из более низких и горячих слоёв короны, чем до извержения, и т. п.

Приведённые выше данные ясно показывают, насколько плодотворным оказалось применение радионаблюдений в астрофизике. Поэтому трудно сомневаться в том, что в ближайшее время мы явемся свидетелями расширения исследований в этой области и новых достижений.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, УФН 32, 26 (1947).
2. A. E. Covington, Nature 159, 405 (1947).
3. K. F. Sander, Nature 159, 506 (1947).
4. M. Ryle a. D. D. Vonberg Nature 160, 157 (1947).
5. R. Payne-Scott, D. E. Yabsley a. J. G. Bolton, Nature 160, 256 (1947).
6. J. S. Hey, S. J. Parsons a. J. W. Phillips, Nature 160, 371 (1947).
7. С. Э. Хайкин и Б. М. Чихачёв, ДАН 58. 1923 (1947).
8. C. H. Townes, Astr. Journal 105, 235 (1947).
9. R. H. Dicke a. R. Beringer, Astr. Journal 103, 375 (1946).
10. D. F. Martyn, Nature 159, 26 (1947).
11. C. E. R. Bruce, Nature 159, 580 (1947).
12. A. D. Thackeray, Nature 160, 439 (1947).
13. В. Л. Гинзбург, УФН 28, 155 (1946).
14. H. T. Friis a. C. B. Feldman, P. I. R. E. 25, 841 (1937).
15. А. А. Пистолькорс, Приёмные антенны (1937).
16. H. C. Van de Hulst Astr. Journ. 105, 471 (1947).
17. K. O. Klerpneuer, Nature 158, 340 (1946).
18. И. С. Шкловский, Астр. журн. 23, 333 (1946); D. F. Martyn Nature 159, 26 (1947).