

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**НОВЫЕ ДАННЫЕ О РАДИОИЗЛУЧЕНИИ СОЛНЦА
И ГАЛАКТИКИ****Г. Г. Гетманцев**

За последние два-три года появилось несколько десятков новых работ, посвящённых одной из интереснейших проблем астрофизики — радиоизлучению Солнца и Галактики, которые не вошли в два предыдущих обзора В. Л. Гинзбурга^{1,2} (цитируемых ниже как [I] и [II]). Обсуждение данных, содержащихся в этих работах, составляет содержание настоящей статьи.

При изложении фактического материала оказалось невозможным избежать ссылок на литературу, дискутировавшуюся уже в [I] или [II]. Ниже [I²⁰], например, означает ссылку на работу, числящуюся в списке литературы в [I] под порядковым номером 20, и т. д. Такой порядок позволяет не загромождать приводимый здесь список цитируемой литературы названиями старых источников и, надеемся, не приведёт к недоразумениям.

1. РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЦА

Многочисленные исследования радиоизлучения Солнца и, в особенности, измерения, проделанные за последние годы, обнаружили три основных источника радиоизлучения: солнечную корону, пятна и эрупции (вспышки)^{3, 4, 5}. Вклад в общее наблюдаемое радиоизлучение Солнца и характер излучения, даваемый каждым из этих источников, различен и зависит от частоты, на которой проводятся наблюдения, индекса солнечной активности и целого ряда других причин. Радиоизлучение короны, называемое часто излучением «спокойного» Солнца, интерпретируется обычно как тепловое излучение электронно-ионного газа, образующего корону (см. [I]).

Понятие «спокойного» Солнца довольно неопределённо, так как даже в периоды минимума солнечной деятельности на Солнце всегда присутствует некоторое количество пятен или пор, из которых образуются пятна, волокна и т. д., а различные динамические

процессы в короне не прекращаются вовсе. Радиоизлучение «спокойного» Солнца, под которым понимается тепловое излучение короны и хромосферы в радиодиапазоне, есть, таким образом, идеализация в том смысле, что оно, повидимому, никогда не наблюдается «в чистом виде», т. е., скажем, без примеси радиоизлучения пятен и эрупций, связанного с различными динамическими процессами в короне. Интенсивность теплового радиоизлучения

Солнца играет, таким образом, роль нижней границы для общей наблюдаемой интенсивности радиоизлучения.

В то время как наблюдения теплового радиоизлучения Солнца наталкиваются на определённые трудности, связанные, как это ясно из сказанного, главным образом с тем, что, как правило, довольно трудно отделить его, например, от гораздо более интенсивного излучения пятен, теоретически вопрос о тепловом радиоизлучении Солнца был рассмотрен весьма обстоятельно^{8, 9, 10, 11}. Мы не будем здесь воспроизводить эти расчёты, исходя в основном из того, что они имеются в^{8, 12}, а ограничимся лишь краткой, схематической сводкой основных результатов.

Тепловое радиоизлучение солнечной атмосферы представляет

собой тормозное излучение электронов, движущихся с тепловыми скоростями в электростатическом поле ионов, и на разных длинах волн исходит из разных областей (глубин) солнечной атмосферы. Распределение электронной концентрации и температуры в атмосфере Солнца⁷ приведено на рис. 1.

При этом оказывается, что для радиоволн с длиной волны $\cong 1$ м и выше оптически непрозрачной является уже средняя и верхняя корона, которая в соответствии с законом Кирхгофа должна, следовательно, излучать в этом диапазоне волн приблизительно как чёрное тело с температурой $\cong 10^6$ градусов К (см. рис. 1), тогда как температура сантиметрового и дециметрового излучения, исходящего из нижней короны и хромосферы, должна быть порядка 10^4 — 10^5 градусов (см. ниже).

Радиоизлучение Солнца, распространяющееся по направлению к Земле, проходит, очевидно, различные участки солнечной

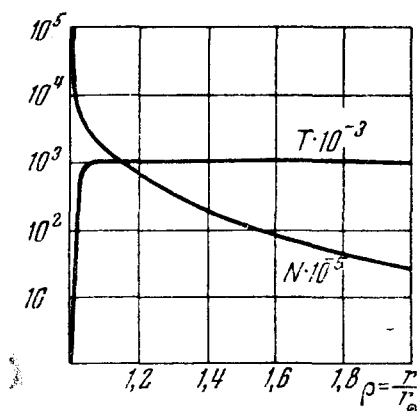


Рис. 1. Распределение электронной концентрации N $\frac{\text{электрон}}{\text{см}^3}$ и электронной температуры T в солнечной атмосфере⁷. r — радиус точки наблюдения, $r_{\odot}$ — радиус фотосферы.

атмосферы в зависимости от расстояния излучающей области от центра солнечного диска. В связи с этим большой интерес представляют расчёты распределения «радиояркости» по диску Солнца и их экспериментальная проверка. Кривые распределения «радиояркости» были вычислены Мартином⁹, Вальдмайером¹¹ и Унзольдом¹⁰ для обычно принимаемого в астрофизике распределения электронной температуры и концентрации в короне, близкого к представленному на рис. 1. Часть этих кривых изображена на рис. 2*). Возрастание яркости к краям диска на дециметровых волнах ($\lambda = 50 - 60$ см) объясняется тем, что для лучей, исходящих из краёв диска и распространяющихся, следовательно, по касательной к поверхности Солнца, оптическая толщина больше и наблюдается поэтому радиоизлучение от более высоких и горячих слоёв короны, чем для лучей, исходящих из центральных областей солнечного диска.

Магнитное поле Солнца, делающее корону анизотропной, должно приводить к расщеплению радиоизлучения на «обыкновенную» и «необыкновенную» волны, по-разному поглощаемые короной и отличающиеся друг от друга поляризационными свойствами^{8,9}, [1]. По расчётам Мартина [1²⁰], принимавшего значение магнитного поля на солнечных полюсах равным 50 гауссам, различие в интенсивностях «обыкновенной» и «необыкновенной» волн должно было бы быть особенно велико на волне $\cong 50$ см. Вследствие того, что угол между полярной осью Солнца и лучом зрения наблюдателя, следящего за Солнцем, меняется и, вообще говоря, отличен от 90° , вклад в наблюдаемое радиоизлучение от южной и северной полусфер Солнца должен быть несколько различен. При наличии на Солнце магнитного поля $H \cong 50$ гаусс последнее обстоятельство должно было бы привести на волнах $\cong 50$ см к заметному различию интенсивностей циркулярно поляризованных компонент радиоизлучения с противоположными знаками вращения векторов поля.

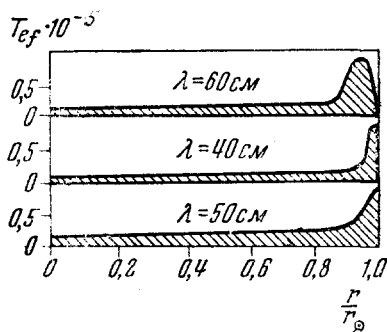


Рис. 2. Теоретически вычисленное распределение эффективной температуры по солнечному диску на волнах $\lambda = 40$ и 60 см⁹ и $\lambda = 50$ см¹¹.

*) Здесь и ниже под эквивалентной (или эффективной) температурой Солнца понимается температура, которой должно было бы обладать Солнце с видимыми размерами, излучающее как чёрное тело, для создания радиоизлучения нужной интенсивности. Интенсивность радиоизлу-

Экспериментальное исследование распределения «радиояркости» представляет, очевидно, большие трудности, так как для подобного рода измерений необходимо, чтобы угловая ширина диаграммы направленности приёмной антенны θ была значительно меньше углового размера Солнца ($\cong 0,5^\circ$), т. е. чтобы размеры антенного устройства были (например, на длине волны $\lambda \cong 1$ м) больше 10^3 м.

Другая возможность подобного рода измерений, заключающаяся в наблюдении радиоизлучения во время затемнений,

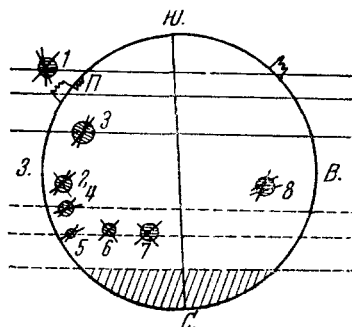


Рис. 3. Положение «радиоярких» участков на солнечном диске во время солнечного затмения 1 ноября 1949 г. в юго-восточной Австралии: — путь центра Луны и --- путь края Луны для трёх пунктов наблюдения. Участки 2, 7, 8 совпадают с солнечными пятнами, а 3, 4, 5 — близки к положениям, в которых присутствовали группы пятен за 27 дней до затмения. Участок 1 расположен вблизи от протуберанца (П). Заштрихованная область не закрывалась Луной вовсе.

была использована Христиансенем и другими¹³ с целью проверки предсказанного Мартином увеличения «радиояркости» на краях солнечного диска и ожидавшегося различия в интенсивностях циркулярно поляризованных компонент радиоизлучения. Измерения на волне 50 см производились одновременно в трёх различных пунктах юго-восточной Австралии во время частного солнечного затмения 1 ноября 1948 г. Анализ временного хода интенсивности радиоизлучения в период затмения показал, что примерно половина радиоизлучения исходит из областей вне видимого диска Солнца, однако определить детали распределения «радиояркости» на краю диска не удалось. Моменты, когда интенсивность уменьшалась скачком, указывали на то, что Луна в это время закрывала участок диска более яркий (в радиоизлучении), чем остальное Солнце.

Координаты таких участков можно было легко определить, так как положения края Луны в проекции на солнечный диск были различны и, вообще говоря, пересекались для всех трёх пунктов наблюдения (рис. 3). Подпись под рис. 3 излагает о необходимости делать здесь какие-либо разъяснения относительно совпадения активных в радиоизлучении участков Солнца с пятнами и другими

чения связана с эффективной температурой T_{ef} формулой Релея-Джинса¹²

$$I = \frac{2\pi k}{\lambda^2} \left[\frac{r}{R} \right]^2 \cdot T_{ef} = \frac{1,85 \cdot 10^{-21}}{\lambda^2 \text{ (в метрах)}} \cdot T_{ef} \frac{\text{см}}{\text{м}^2 \text{ зц}},$$

где $r = 6,95 \cdot 10^{10}$ см — радиус Солнца, а $R = 1,495 \cdot 10^{13}$ см — расстояние до него.

солнечными образованиями. Что касается интенсивностей циркулярно поляризованных компонент радиоизлучения, то с точностью до ошибок измерений (около 30%) они оказались равными. Это, по мнению авторов¹³, означает, что магнитный момент Солнца меньше $1,4 \cdot 10^{33}$ гаусс·см³, т. е. напряжённость магнитного поля на полюсах меньше 8 гаусс. Последний вывод особенно интересен, так как он совпадает с результатами оценок магнитного момента Солнца по данным современных измерений отклоняющего действия солнечного магнитного поля на космические лучи¹⁴.

Лишь сравнительно недавно Станиеру¹⁵ удалось измерить распределение «радиояркости» по диску Солнца на волне 60 см. Применённый им метод измерений заслуживает того, чтобы о нём было сказано несколько слов. Радиоизлучение Солнца (был выбран период, когда на Солнце было мало пятен) принималось на две антенны, работавшие на один приёмник, причём расстояние d между антеннами менялось в процессе измерения от нуля до 350 λ.

При каждом определённом расстоянии d диаграмма направленности этого приёмного устройства состояла, очевидно, из ряда отдельных лепестков с угловым размером порядка $\frac{\lambda}{d}$. Благодаря суточному вращению Земли Солнце перемещалось в зоне многолепестковой диаграммы направленности приёмных антенн. Нетрудно убедиться, что отношение максимальных показаний выходного прибора к минимальным должно быть при этом пропорционально амплитуде Фурье-составляющей распределения радиояркости по солнечному диску с угловым периодом порядка $\frac{\lambda}{d}$. Действительно, гармонические составляющие распределения радиояркости с угловым периодом $\theta \gg \frac{\lambda}{d}$ (речь идёт о представлении распределения радиояркости интегралом Фурье) не должны давать заметного вклада в переменную компоненту показаний выходного прибора из-за усреднения на большом количестве лепестков приёмной диаграммы направленности. То же можно сказать и о составляющих с $\theta \ll \frac{\lambda}{d}$, так как при этом происходит усреднение на размерах одного лепестка диаграммы направленности. Из сказанного должно быть ясно, что лишь составляющие распределения с θ , близкими к $\frac{\lambda}{d}$, должны вызывать изменения показаний выходного прибора приёмника в связи с перемещением Солнца, причём величина этих изменений должна быть пропорциональна модулю Фурье-составляющей распределения радиояркости с угловым периодом $\cong \frac{\lambda}{d}$. Полученный таким образом «спектр» распределения радиояркости (эффективной температуры) по солнечному диску представлен на рис. 4, а. Суммируя затем гармо-

нические составляющие распределения с соответствующими фазами, автору удалось получить искомое распределение плотности источников радиоизлучения на $\lambda = 60$ см (рис. 4, б). Оказалось, что около 30% излучения исходит из областей вне видимого диска и эквивалентная температура Солнца на этой волне $5,4 \cdot 10^5$ градусов.

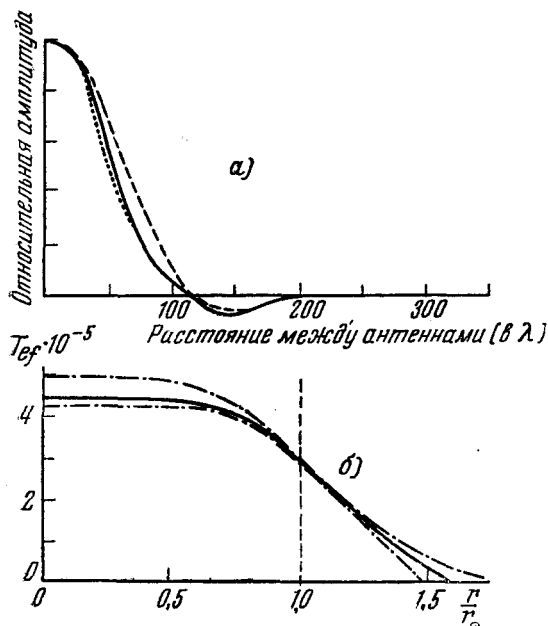


Рис. 4. а) «Спектр» распределения плотности источников радиоизлучения по диску Солнца на $\lambda = 60$ см. Различные кривые представляют результаты независимых измерений. б) — распределение плотности источников (T_{ef}), являющееся результатом суммирования синусоидальных компонент рисунка а.

— · — · — границы возможных ошибок.

Из рис. 4, б видно, что никакого увеличения яркости к краям диска, предсказанного Мартином и другими (см. рис. 2), в действительности нет. С другой стороны, сомневаться в правильности расчётов в ^{9, 10, 11} вряд ли возможно. Единственное разумное объяснение расхождения результатов вычислений и опыта состоит, повидимому, в том, что электронная температура в короне в действительности несколько меньше принятой в ^{9, 10, 11} ($\cong 10^6$ градусов), в связи с чем радиоизлучение с краёв диска должно несколько уменьшиться, а излучение, исходящее из центральных участков диска, наоборот, увеличиться благодаря увеличению

оптической непрозрачности короны, приводящему к перемещению излучающей области в более высокие (горячие) слои короны*).

Измерения радиоизлучения Солнца на волнах длиннее 1 м за период с 1944 по 1948 г. включительно свидетельствуют о том, что в этот период эффективная температура «спокойного» Солнца, а следовательно и электронная температура в короне, была $\cong 10^6$ градусов. Значение $T_{\text{короны}} = 10^6$ градусов находится в хорошем согласии с оценками корональной температуры, по данным спектроскопических измерений, и с теоретически вычисленными значениями $T_{\text{короны}}$ (рис. 1). Надёжных количественных данных об изменениях корональной температуры в течение 11-летнего цикла солнечной деятельности, насколько нам известно, нет. Это не означает, однако, что такие изменения отсутствуют или же очень малы, а связано, повидимому, с неточностью оптических методов определения $T_{\text{короны}}$ и, главное, с их несистематичностью. Возможно, что предполагаемое из сопоставления рис. 2 и рис. 4, б уменьшение корональной температуры ($T_{\text{короны}} < 5 \cdot 10^5$ градусов) как раз и связано с уменьшением солнечной деятельности после 1948 г. (последний максимум 11-летнего цикла солнечной активности был в 1948 г.).

Изменения электронной концентрации в короне, как легко видеть, должны влиять на вид распределения «радиояркости» по солнечному диску аналогично влиянию изменений корональной температуры. Иначе говоря, уменьшение концентрации частиц также должно приводить к выравниванию распределения T_{ef} по диску Солнца, т. е. к распределению, представленному на рис. 4, б.

Делать какие-нибудь окончательные выводы об изменениях температуры и концентрации частиц в короне в зависимости от фазы 11-летнего цикла деятельности Солнца, исходя из опубликованного в литературе материала о радиоизлучении Солнца, пока что трудно. Комбинируя данные о распределении T_{ef} по солнечному диску с данными о T_{ef} всего Солнца, можно, вероятно, получить более точные сведения о температуре и концентрации частиц в короне, чем те, которые получаются с помощью оптических методов исследования короны.

Присутствие на Солнце пятен, как уже давно было замечено ([I], [II]), приводит часто к сильному росту радиоизлучения. Используя интерференционный метод разнесённых на значительное, по сравнению с длиной волны $\lambda = 1,7$ м, расстояние двух приёмных антенн, Риль и Вонберг³ измерили угловой размер и положение источников интенсивного радиоизлучения, а также его поляризацию. Оказалось, что источниками являются лежащие вблизи пятен области солнечного диска, угловой диаметр которых $< 10'$

*) С работами^{54, 55, 56, 57, 58} автору удалось ознакомиться после написания обзора. Поэтому они не отражены ниже достаточно полно.

и радиоизлучение этих областей почти полностью поляризовано по кругу. Из шестнадцати проанализированных авторами случаев в девяти знак поляризации соответствовал «обыкновенной» волне, в трёх случаях — «необыкновенной» волне и, наконец, в четырёх случаях отождествить наблюдавшуюся поляризацию с поляризацией той или иной волны не удалось*).

При наличии пятен эквивалентная температура Солнца достигала на частотах 175 Мгц и 80 Мгц значений, соответственно, 10^8 и 10^9 градусов. В то же время, по свидетельству авторов³, на частотах 200 Мгц минимальная наблюдавшаяся эквивалентная температура $\sim 10^6$ градусов.

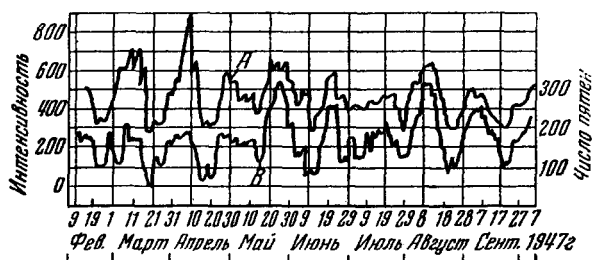


Рис. 5. Зависимость интенсивности радиоизлучения Солнца (A) на $\lambda = 10,7$ см (относительные единицы) от числа солнечных пятен (B) (относительные числа).

Интерпретируя результаты измерений Рия и Вонберга, Томсен¹⁶ указывает, что: а) максимум интенсивности радиоизлучения пятна наблюдается обычно во время прохождения его через центральный меридиан Солнца и б) быстро развивающиеся пятна, особенно на ранних стадиях развития, а также пятна, сопровождающиеся эрупциями, дают большее излучение.

Тесную связь интенсивности радиоизлучения с количеством солнечных пятен отмечает также Ковингтон¹⁷. На рис. 5 дан ход дневных интенсивностей радиоизлучения (A) на $\lambda = 10,7$ см за период февраль — сентябрь 1947 г. и кривая изменений относительного числа пятен (B) за тот же период времени. В обеих кривых довольно отчётливо заметен 27-дневный период, равный времени одного оборота Солнца вокруг своей оси. Эквивалентная температура Солнца на $\lambda = 10,7$ см по измерениям Ковингтона, равна $7,9 \cdot 10^4$ градусов.

Наблюдая радиоизлучение солнечных пятен на $\lambda = 25$ и 54 см во время частного затмения 28 апреля 1949 г. в Париже, авторы⁶

*) Для пятна, магнитное поле которого направлено к земному наблюдателю, электрический вектор «обыкновенной» волны вращается против часовой стрелки, если смотреть вдоль положительного направления распространения волны.

пришли к выводу, что на этих волнах основная часть радиоизлучения исходит из периферических областей пятен. Этот интересный результат является, однако, предварительным и лежит на грани возможных ошибок измерений.

В то время как на длинах волн ~ 1 м и выше наличие пятен приводит часто к возрастанию радиоизлучения Солнца в 10^2 – 10^3 раз, на волнах ~ 10 см интенсивность радиоизлучения возрастает обычно всего лишь в несколько раз. Учитывая это, Вальдмайер¹¹ объясняет радиоизлучение пятен на $\lambda \cong 10$ см тепловым излучением корональных сгущений — областей короны с повышенной электронной концентрацией (до $10^{10} \frac{\text{электронов}}{\text{см}^3}$), лежащих непосредственно над пятнами. Концентрация электронов в таком сгущении достаточно велика для того, чтобы оно было оптически непрозрачным для волн ~ 10 см, а температура в нём та же, что и в более высоких слоях короны, т. е. $\sim 10^6$ градусов. По оценкам Вальдмайера, интенсивность радиоизлучения, даваемая одним корональным сгущением, может доходить до 90% от интенсивности теплового радиоизлучения всей короны. В периоды, когда количество пятен на Солнце велико, радиоизлучение на $\lambda \cong 10$ см может возрастать поэтому в два-три раза. Тепловое излучение таких сгущений не может, конечно, объяснить аномально большое радиоизлучение пятен на волнах метрового диапазона.

Как уже указывалось, интенсивность радиоизлучения пятен в метровом диапазоне может достигать очень больших значений, представление о которых даёт приводимые ниже таблица I ($\lambda = 4,1$ м) и частотный спектр радиоизлучения (рис. 6)⁴.

Таблица I

Дата пересечения пятном централь- ного меридиана Солнца	Площадь пятен (в миллионных долях солнеч- ной полусферы)	Максимальная интенсивность радиоизлучения (в $10^{-22} \frac{\text{вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{гц}}$)
26. 7. 1946	3685	1300
17. 12. 1946	2600	500
10. 3. 1947	4300	1100
6. 4. 1947	5400	1300
25. 8. 1947	750	600

Заметим, что интенсивность $10^{-22} \frac{\text{вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{гц}}$ на $\lambda = 4,1$ м равна интенсивности теплового излучения всего Солнца с эквивалентной температурой $\sim 10^6$ градусов, т. е. примерно той величине, которая наблюдается в отсутствие пятен.

Радиоизлучение пятен имеет явно выраженный направленный характер, концентрируясь, в основном, в конусе с угловым рас-твором порядка 40° , ось которого перпендикулярна поверхности пятна⁴. Интенсивность радиоизлучения пятен слегка колеблется во времени³⁸.

Интенсивность радиоизлучения эрупций (вспышек), возникающих иногда в районах некоторых пятен и сопровождающихся часто внезапным прекращением радиосвязи на коротких волнах

(«фед-аутом»), наоборот, испытывает значительные колебания типа внезапных «всплесков» и толчков⁴. «Всплески» радиоизлучения возникают обычно на несколько минут позднее начала эрупции, так что отождествить их с той или иной эрупцией подчас весьма затруднительно. Корреляция между вспышками радиоизлучения и вспышками на Солнце возрастает, как правило, с увеличением интенсивности вспышек, причём во время больших эрупций интенсивность радиоизлучения на метровых волнах достигает очень больших значений ($> 10^{-19} \frac{\text{вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{Гц}}$).

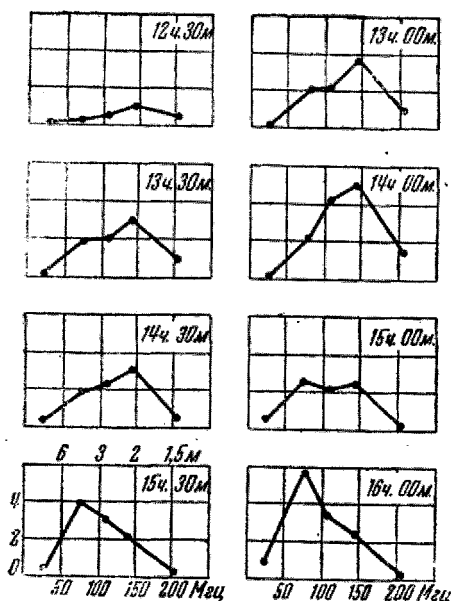


Рис. 6. Спектр радиоизлучения солнечных пятен 25 ноября 1947 г. Единица интенсивности — $10^{-20} \frac{\text{вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{Гц}}$.

излучения соответствует большее увеличение интенсивности на длинных волнах¹⁸. «Всплески» радиоизлучения, сопровождаемые «фед-аутом», обычно запаздывают на несколько минут относительно начала «фед-аута». Это, повидимому, указывает на то, что радиоизлучение, связанное с эрупциями, возникает в верхних слоях короны, до которых возбуждающий радиоизлучение агент доходит спустя несколько минут после начала вспышки в ультрафиолетовой части спектра, ответственной за «фед-аут»⁴, [1].

Недавно¹⁹ с помощью автоматически работающего радиоинтерферометра, позволяющего за время ~ 1 сек. определять положение излучающей области на Солнце, удалось обнаружить очень

интересное явление — движение источника «всплесков» радиоизлучения, возникшего в результате большой эрупции на расстоянии $\sim 0,5$ солнечного радиуса от края видимого диска. За время порядка получаса источник переместился на расстояние, равное примерно радиусу Солнца, и оказался на высоте $\sim 0,5$ радиуса от края видимого солнечного диска. Исходя из этих данных, средняя скорость движения источника за период наблюдения была $\sim 3 \cdot 10^7 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$.

Как уже указывалось в [I] и [II], радиоизлучение пятен не может быть объяснено излучением электронов, вращающихся с тепловыми скоростями в магнитном поле пятна H с гиромagnetной частотой $\omega_H = \frac{eH}{mc}$. Дело в том, что электронно-ионный газ, составляющий корону, при наложении на него постоянного магнитного поля пятна продолжает оставаться в состоянии термодинамического равновесия (предполагается, что до наложения магнитного поля корона, хотя бы локально, находилась в состоянии термодинамического равновесия). В таком случае электронно-ионный газ короны не может конечно, излучать больше, чем чёрное тело с температурой короны. Формально это проявляется в том, что увеличение излучательной способности электронного газа на частоте $\omega_H = \frac{eH}{mc}$ должно полностью компенсироваться увеличением поглощательной способности короны на той же частоте. Впрочем, даже если не учитывать «истинное», т. е. связанное с соударениями, поглощение радиоизлучения «гиромagnetных» электронов, это радиоизлучение не сможет всё же покинуть корону²⁰. Действительно, электрон, вращающийся в магнитном поле H с угловой частотой $\omega_H = \frac{eH}{mc}$, излучает на частоте $\nu_H = \frac{\omega_H}{2\pi}$ поляризованную по кругу волну, направление вращения векторов поля в которой соответствует направлению вращения их в «необыкновенной» волне (для простоты мы ограничиваемся рассмотрением лишь практически наиболее важного случая распространения радиоволн вдоль силовых линий магнитного поля пятна). Квадрат показателя преломления для «необыкновенной» волны с частотой $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$, распространяющейся в среде с концентрацией электронов $N \frac{\text{электронов}}{\text{см}^3}$, равен, как известно¹²,

$$n^2 = 1 - \frac{4\pi e^2 N}{m\omega(\omega - \omega_H)} \quad (1)$$

и, следовательно, «необыкновенная» волна может распространяться $n^2 > 0$ лишь при $\frac{\omega_H}{\omega} > 1$ или $\frac{\omega_H}{\omega} < \left(1 - \frac{4\pi e^2 N}{m\omega^2}\right)$. Магнитное поле пятна убывает с ростом расстояния от пятна. Таким образом,

если на некоторой высоте над пятном вращающийся в его магнитном поле электрон излучает радиоволны с частотой $\nu_H = \frac{eH}{2\pi mc}$, то, распространяясь по направлению к земному наблюдателю, эта волна сразу же оказывается в области $\frac{\omega_H}{\omega} < 1$, где $n^2 < 0$, т. е. показатель преломления — мнимая величина и волна экспоненциально затухает. По направлению же к пятну эта волна, наоборот, может распространяться ($\frac{\omega_H}{\omega} > 1$ и $n^2 > 0$).

Другая, довольно своеобразная, попытка объяснить радиоизлучение пятен принадлежит Бейли²¹. Бейли рассмотрел распространение радиоволн в ионизованном газе при наличии постоянного магнитного и электрического полей и пришёл к выводу, что при определённом выборе величин и направлений этих полей амплитуда радиоволны, распространяющейся в такой среде, возрастёт и может, в применении к солнечным пятнам, достигать величин, наблюдающихся на опыте. Нет необходимости разбирать здесь выкладки Бейли, так как они громоздки, а окончательные формулы возможно не верны. В²² соображения, развитые Бейли, отвергаются, как совершенно несостоятельные. Из-за небольшого объёма заметки²² основания для столь резкой критики не вполне ясны.

Ещё несколько лет назад Шкловский [1¹⁹] и Мартин [1²¹] предложили объяснять радиоизлучение пятен излучением когерентно колеблющихся электронов короны. С тех пор появилось несколько работ, посвящённых вопросу о колебаниях в электронно-ионной плазме и о способах возбуждения этих колебаний. Мы не имеем возможности освещать здесь сколько-нибудь подробно содержание этих работ, обсуждение которых может быть предметом отдельного обзора, тем более, что количественного расчёта колебаний плазмы и связанной с ними интенсивности радиоизлучения в условиях солнечной короны пока ещё нет.

Вынужденные колебания плазмы в разрядных трубках вызываются потоком электронов, исходящих из нагретого катода трубки. Единственный видимый механизм, способный возбудить аналогичные колебания в солнечной короне, сводится также к электронному потоку, образующемуся в пятнах, который модулируется по скоростям (плотностям) в определённых областях короны и передаёт затем энергию своего поступательного движения колебательному движению плазмы (самовозбуждение плазмы). Поэтому, хотя колебания корональной плазмы и являются весьма вероятной причиной возникновения мощного радиоизлучения пятен, расчёт интенсивности вынужденных колебаний плазмы не может игнорировать того факта, что тепловые скорости электронов в короне

(при $T \cong 10^6$ градусов средняя арифметическая скорость частиц порядка $10^9 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$) — порядка скоростей упорядоченного движения, приобретаемых электронами возбуждающего плазму пучка под действием электрических полей, существующих в пятнах, за время между двумя соударениями электронов с ионами. Тепловое движение может, следовательно, мешать образованию «сгустков» электронов в первичном немодулированном электронном потоке, необходимых для возбуждения плазмы³³.

Другая возможность объяснить аномально большое радиоизлучение пятен заключается в сведении его к излучению релятивистских электронов, вращающихся в магнитных полях пятен. На эту возможность указал нам В. Л. Гинзбург. Релятивистский электрон ($E \gg mc^2$), движущийся перпендикулярно силовым линиям магнитного поля H , излучает за секунду в единице спектрального интервала энергию⁴²

$$P(\nu) = 16 \frac{e^3 H}{mc^3} p\left(\frac{\omega}{\omega_1}\right), \quad (2)$$

где $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$ — частота излучения, $\omega_1 = \frac{eH}{mc} \left[\frac{E}{mc^2} \right]^2$, а $p\left(\frac{\omega}{\omega_1}\right)$ — некоторая функция отношения $\frac{\omega}{\omega_1}$ (см. ⁴²). Магнитные поля пятен могут достигать значений 10^3 гаусс и больше в непосредственной близости от пятна. В короне же, на расстояниях от поверхности Солнца порядка нескольких радиусов пятна, магнитное поле, по видимому, достигает величин $10-10^2$ гаусс⁷. Таким образом, в короне над пятном (при $\frac{E}{mc^2}$ больших, например, 10) ω_1 больше 10^{10} и $\frac{\omega}{\omega_1} \ll 1$. В связи с этим при оценке количества релятивистских электронов, необходимого для создания радиоизлучения нужной величины, можно воспользоваться асимптотическим выражением $p\left(\frac{\omega}{\omega_1}\right) = 0,256 \left[\frac{\omega}{2\omega_1} \right]^{\frac{1}{3}}$, справедливым при $\frac{\omega}{\omega_1} \ll 1$, так что из (2), подставив числовые значения всех входящих в него констант, непосредственно получаем:

$$P(\nu) = 4,35 \cdot 10^{-22} H \left(\frac{\omega}{\omega_1} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{\text{эрг}}{\text{сек} \cdot \text{гц}}. \quad (3)$$

Поток энергии от N излучающих электронов на Земле равен:

$$S = \frac{PN}{4\pi R^2} = \frac{P\pi r^2 \Delta h n}{4\pi R^2} = \frac{P}{4} \left(\frac{r}{R} \right)^2 \Delta h n \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{гц}}, \quad (4)$$

где R — расстояние между Землёй и Солнцем, r — радиус излучающей области, Δh — толщина этой области, а n — число релятивистских электронов в единице объёма. Для того чтобы оценить порядок n , необходимо сравнить (4) с наблюдающимися на опыте значениями S . Известно, что эффективная температура пятен достигает часто величин $\sim 10^{12}$ градусов и, следовательно, например для $\lambda = 3$ м,

$$S = \frac{8,7 \cdot 10^{-16}}{\lambda^2} \left(\frac{r}{R} \right)^2 \cdot T_{ef} \approx 10^{-8} \left(\frac{r}{R} \right)^2 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{Гц}}. \quad (5)$$

Сравнивая (4) и (5) при $\omega_1 = 10^{10}$ ($E \approx 10$ мкс и $H \approx 10$ гаусс), находим

$$\Delta h \cdot n \sim 10^{13}$$

или, если глубина излучающей области $\Delta h \sim 10^{10}$ см (около одной десятой радиуса Солнца), то $n \approx 10^3 \frac{\text{электронов}}{\text{см}^3}$. Значе-

ние $n = 10^3 \frac{\text{электронов}}{\text{см}^3}$ обеспечивает нужную интенсивность радиоизлучения при отсутствии поглощения. Учёт поглощения радиоволн в короне должен, очевидно, привести к увеличению необходимого для создания требуемой интенсивности радиоизлучения количества релятивистских частиц. Полагая несколько условно, что излучающая область расположена в том слое короны, где показатель преломления для волны данной частоты обращается при отсутствии магнитного поля в нуль, и пользуясь опубликованными данными⁸ о поглощении радиоволн в короне ($T_{\text{короны}} \approx 10^6$ градусов), нетрудно установить, что учёт поглощения радиоволн метрового диапазона заставляет увеличить n самое большее в 10^3 раз. Распространяясь вдоль силовых линий магнитного поля пятна, радиоизлучение релятивистских электронов должно быть поляризовано по кругу. Можно показать также, что в зависимости от положения излучающей области в короне знак поляризации радиоизлучения может соответствовать как «обыкновенной», так и «необыкновенной» волне.

Вопрос о наличии в короне над пятнами 10^5 релятивистских электронов на кубический сантиметр при общей концентрации электронов $\sim 10^8 - 10^9 \frac{\text{электронов}}{\text{см}^3}$ не вполне ясен. Одним из возможных механизмов, могущих ускорить электроны короны до релятивистских энергий, является процесс ускорения электронов в индукционном электрическом поле, возникающем при изменении магнитного поля пятна. Оценивая этот эффект, Унзольд¹⁸ приходит к выводу, что электроны могут при этом ускоряться до энергии $\approx 10^{10}$ эв. Индукционные электрические поля, возникающие в окрестностях пятен и ускоряющие зарядные частицы короны, приводят, по мнению авторов^{20, 23} и⁵⁰, даже к тому, что электрона-

ная температура короны над пятнами достигает значений 10^{10} градусов и выше и поэтому радиоизлучение пятен есть попросту тепловое излучение короны*).

Выяснению того, каков действительный источник радиоизлучения пятен, могли бы сильно помочь экспериментальные данные о поляризации и спектре радиоизлучения. Однако имеющиеся по этим вопросам сведения не систематичны, и это затрудняет обсуждение реальности того или иного механизма радиоизлучения пятен.

Что касается поляризации и спектра радиоизлучения, связанного с эрупциями, то сведения о них ещё более скудны. Так как эрупции (особенно большие) вызывают часто различные геофизические явления — полярные сияния, магнитные бури и т. д., то связанное с ними радиоизлучение обусловлено, повидимому, процессами ускорения и эмиссии частиц в очаге эрупции. Для выяснения процессов, связанных с радиоизлучением пятен и эрупций, желательно также иметь более полные сведения о функции распределения скоростей электронов в короне²⁴.

Наконец, отметим, что работы 7, 10, 18, 25, 51 носят обзорный характер, причём 10, 18, 25, 51 содержат обширный библиографический указатель литературы, а 7 даёт сводку основных сведений о короне и пятнах (распределение температур и концентраций электронов в короне, магнитные поля пятен и т. д.), необходимых для различных расчётов, связанных с радиоизлучением Солнца.

2. РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ГАЛАКТИКИ

Экспериментальные и теоретические работы последних лет, посвящённые радиоизлучению Галактики, вносят много нового в наши представления о природе и характере космического радиоизлучения. В связи с этим представляется целесообразным, прежде чем перейти непосредственно к разбору новых данных,

*) Магнитное поле пятна H обладает аксиальной симметрией и $E_{\text{инд.}}$ направлено по концентрическим окружностям, охватывающим магнитное поле. По закону индукции, очень грубо $|\epsilon_{\text{инд.}}| = |E_{\text{инд.}}| \cdot 2\pi r = \frac{1}{c} H (\pi r^2) / \Delta t$, где r — радиус пятна, Δt — время жизни пятна. При $\Delta t = 10$ суток $\approx 10^6$ сек., $r = 5 \cdot 10^9$ см и $H = 10^3$ гаусс имеем $\epsilon_{\text{инд.}} \approx \approx 3 \cdot 10^5$ CGSE $\approx 10^9$ вольт и $E_{\text{инд.}} \approx 10^{-4}$ CGSE. В магнитном поле пятна под действием $E_{\text{инд.}}$ электрон движется перпендикулярно $E_{\text{инд.}}$ и H со средней скоростью упорядоченного движения $\bar{v} = \frac{cE_{\text{инд.}}}{H}$ ⁵². Так как $\frac{E_{\text{инд.}}}{H} \approx 10^{-6} \ll 1$, то $\bar{v} \ll c$.

Таким образом, в разработанной схеме основная масса электронов не может ускориться до релятивистских энергий.

остановиться, хотя бы кратко, на состоянии вопроса в том виде, в каком оно, например, излагается в двух предыдущих обзорах [I] и [II].

Обнаруженное ещё в 1932 г. радиоизлучение, имеющее явно внеземное происхождение, было более или менее обстоятельно исследовано в диапазоне волн от 1 см до 31 м лишь в течение последнего десятилетия. Общепринятой количественной характеристикой интенсивности космического радиоизлучения, как и радиоизлучения Солнца является так называемая эффективная температура T_{ef} , определяемая как температура чёрного излучения той же интенсивности, что и наблюдаемая на опыте для данного направления. Ряд измерений позволил составить «радиоастрофотометрические» карты, т. е. найти зависимость T_{ef} от небесных координат. Оказалось, что распределение интенсивности радиоизлучения по направлениям, по крайней мере для волн метрового диапазона, лишь очень слабо зависит от частоты.

Наряду с угловым распределением радиоизлучения была изучена и его частотная зависимость. Интенсивность излучения для волн в диапазоне 3—7,5 м убывает с ростом частоты ν приблизительно как $\nu^{-\alpha}$, где $\alpha = 0,7$ для сильно излучающих участков неба и $\alpha = 0,1$ для слабо излучающих участков [I¹⁷]. На языке эффективных температур, связанных с интенсивностью законом Релея-Джинса, это означает, что для сильно и слабо излучающих областей небосвода T_{ef} пропорционально, соответственно, $\nu^{-2,7}$ и $\nu^{-2,1}$. Отметим, наконец, что до недавнего времени²⁶ никаких указаний на существование заметного внегалактического радиоизлучения не было.

Объяснение космического радиоизлучения и относящихся к нему основных опытных данных основывалось долгое время на сведениях радиоизлучения к тепловому излучению межзвёздного электронного газа с принятой в астрофизике температурой $T = 10^4$ градусов. В такой трактовке эффективная температура T_{ef} приходящего на Землю излучения, очевидно, равна $T(1 - e^{-\tau(\lambda)})$, где $\tau(\lambda)$ — оптическая толщина Галактики для выбранного направления и длины волны λ , а выражение, стоящее в скобках, есть, по существу, отношение поглощательной способности Галактики для этого направления к поглощательной способности абсолютно чёрного тела. Таким образом, при тепловом механизме возникновения радиоизлучения эффективная температура всегда меньше истинной температуры среды и лишь при $\tau \rightarrow \infty$ наблюдаемая интенсивность должна равняться интенсивности чёрного излучения с температурой электронного газа T .

Галактика имеет форму чечевицы с поперечником $\sim 5 \cdot 10^{22}$ см и толщиной порядка одной десятой поперечника. Как показывают оценки величины $\tau(\lambda \gtrsim 1 \text{ м})$ (см. [II]) для направления на центр Галактики, т. е. для направления, совпадающего с её наибольшим

размером, при электронной концентрации $N = 1 \frac{\text{электрон}}{\text{с.м}^3} \tau \cong 1$.

Следовательно, эффективная температура галактического центра должна быть порядка $T = 10^4$ градусов в хорошем согласии с результатами значительного числа измерений. Для других направлений, не лежащих в плоскости Галактики, оптическая толщина могла быть меньше или даже много меньше единицы, т. е. T_{ef} меньше и в ряде случаев много меньше 10^4 градусов. Это, по крайней мере качественно, объясняет твёрдо установленный опытом факт, заключающийся в том, что области небосвода, лежащие вблизи галактических полюсов, излучают значительно меньше, чем область Млечного Пути.

В настоящее время, однако, твёрдо установлено, что радиоизлучение Галактики не может быть в основном объяснено тепловым излучением межзвёздной материи. Соображения, приведшие к этому выводу, будут изложены ниже, после того как мы остановимся на новых экспериментальных сведениях о космическом радиоизлучении.

В 1946 г. Хей и другие [1¹⁶], исследуя радиоизлучение, даваемое одним из вторичных максимумов, лежащим в созвездии Лебеда, обнаружили, что принимаемая интенсивность испытывает заметные колебания, сходные с теми, которые наблюдались в радиоизлучении солнечных пятен²⁷. Это наводило на мысль о наличии в Лебеде достаточно мощного источника с угловыми размерами, малыми по сравнению с угловой шириной диаграммы направленности применявшейся антенны. Необходимо было исследовать район Лебеда с установкой, обладающей большей угловой разрешающей способностью.

Такие измерения на частотах 65, 85, 100 и 200 *Мгц* были проделаны Болтоном и Стенлеем²⁸ с помощью метода, аналогичного применявшемуся уже для измерения размеров и положения активных в отношении радиоизлучения участков Солнца. В установке Болтона роль второй антенны играло «отражение» реальной антенны, расположенной на утёсе над морем. Результаты измерений, приводимые в²⁸, таковы: 1) Размер источника оказался меньше $8'$ — разрешающей силы установки. 2) Координаты источника: прямое восхождение $19^h 59^m 49^s \pm 10^s$, склонение $+41^\circ 41' \pm 7'$. 3) Излучение источника можно разделить на две компоненты: постоянную и переменную, состоящую из отдельных «всплесков» длительностью от нескольких секунд до нескольких минут. На рис. 7 приведена типичная запись восхода источника на частоте 100 *Мгц*. Постоянная и переменная компоненты интенсивности разделены пунктирной линией. 4) Наблюдения на различных частотах показали, что постоянная компонента интенсивности радиоизлучения имеет на частоте 100 *Мгц* слабо выраженный максимум, в то время как величина переменной компоненты

быстро растёт с уменьшением частоты. Уже на частоте 200 Мгц переменная компонента отсутствует. 5) Сравнительно медленные колебания интенсивности на разных частотах хорошо коррелируют во времени. Что касается мощности источника в Лебеде, то, по подсчётам авторов²⁸, при размерах источника $< 8'$ на 100 Мгц его эффективная температура должна быть больше $4 \cdot 10^6$ градусов.

В дальнейшем Болтону²⁹, обследовавшему область, занимавшую примерно $1/4$ небесной сферы и заключённую приблизительно в координатах: прямое восхождение 8^h , склонение $+40^\circ$; прямое восхождение 21^h , склонение $+40^\circ$; прямое восхождение 4^h , скло-

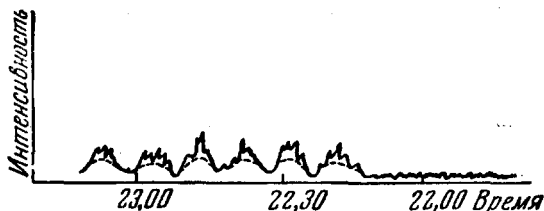


Рис. 7. Запись радиоизлучения дискретного источника в Лебеде на восходе на $\lambda = 3$ м.

нение -40° ; прямое восхождение 17^h , склонение -40° , удалось обнаружить шесть новых дискретных источников радиоизлучения. Мы не приводим здесь данные, относящиеся к этим источникам, в связи с тем, что они уже были сообщены в УФН³⁰).

Измеряя на частоте 80 Мгц поляризацию радиоизлучения, исходящего из дискретного источника в Лебеде, Риль и Смит³¹ нашли его естественно поляризованным. Это, повидимому, указывает на отсутствие в источнике Лебеда сколько-нибудь значительного магнитного поля. Кроме того, им удалось обнаружить два новых дискретных источника, наиболее мощный из которых расположен в созвездии Кассиопеи и напоминает по характеру излучения источник в Лебеде. Интенсивность радиоизлучения источника Кассиопеи равна $23 \cdot 10^{-23} \frac{\text{вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{гц}}$, а величина переменной компоненты $6 \cdot 10^{-23} \frac{\text{вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{гц}}$. В то же время для источника в Лебеде на частоте 80 Мгц соответствующие величины равны $14 \cdot 10^{-23}$ и

*) Заметка³⁰ представляет собой краткую реферативную сводку основных экспериментальных результатов, приведённых в^{28, 29, 31, 32}. Отметим ещё, что в²⁹ и³⁰ для склонения дискретного источника в Тельце дано, повидимому, неверное значение $+28^\circ$, так как в другой, более поздней статье Болтона³² это склонение указано равным $+22^\circ$.

$20 \cdot 10^{-23}$ (см. ниже). Менее мощный источник, расположенный в созвездии Большой Медведицы, даёт интенсивность $5 \cdot 10^{-23} \frac{\text{вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{гц}}$. Угловые размеры обоих источников оказались меньше $5'$ — разрешающей силы установки.

Открытие дискретных источников радиоизлучения возбудило попытки отождествить их с теми или иными видимыми небесными объектами. С этой целью было произведено возможно более тщательное определение координат источников, расположенных в созвездиях Тельца, Девы и Центавра. При этом оказалось, что указанные дискретные источники в пределах экспериментальных оши-

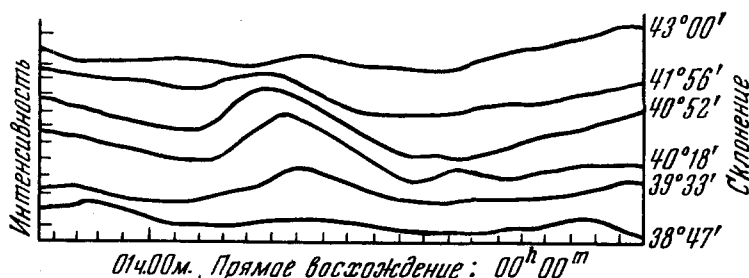


Рис. 8. Кривые относительной интенсивности радиоизлучения, исходящего из района Большой туманности в созвездии Андромеды. Одно деление на оси интенсивности соответствует $10^{-25} \frac{\text{вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{гц}}$.

бок совпадают с туманностями. Координаты этих источников и некоторые данные, относящиеся к отождествляемым с ними туманностям, даны в приводимой ниже таблице II.

В случае, если бы, например, Телец А действительно оказался туманностью N.G.C.1952, размеры которой $\sim 4' \cdot 6'$, то эффективная температура её оболочки должна была бы достигать величины $\sim 2 \cdot 10^6$ градусов. Несмотря на ряд выдающихся особенностей, которыми наделена «крабовидная» туманность, реальная температура её оболочки во много раз меньше, чем $2 \cdot 10^6$ градусов. Тепловое излучение этой туманности не может, следовательно, объяснить наблюдаемую на опыте интенсивность радиоизлучения. «Крабовидная» туманность принадлежит Галактике. Вопрос о принадлежности двух других туманностей Галактике пока что не ясен.

Недавно²⁶ было обнаружено заметное радиоизлучение из Большой туманности (M 31) в созвездии Андромеды, т. е. из явно внегалактического объекта. Радиоизлучение, исходящее из M 31, удалось обнаружить на частоте $158,5 \text{ Мгц}$ с помощью гигантского параболического зеркала размером $\cong 66 \text{ м}$, работавшего на очень чувствительный приёмник. На рис. 8 приведена серия записей

Название источника	Положение (эпоха 1948 г.)		Отождествляемый видимый объект		
	прямое вос- хождение	склонение	объект *)	спектр	примечания
Телец А	$5^h 31^m 00^s \pm 30^s$	$+ 22^\circ 01' \pm 7'$	N. G. C. 1952 (M1)	Непрерывный. Сла- бые эмиссионные ли- нии H и He, запрещён- ные линии N, O и Si	«Крабовидная» туман- ность возникла после вспышки сверхновой звезды в 1054 г.
Дева А	$12^h 28^m 06^s \pm 37^s$	$+ 12^\circ 41' \pm 10'$	N. G. C. 4486 (M 87)	Непрерывный	Сферическая туман- ность, не разрешённая на отдельные звёзды
Центавр А	$13^h 22^m 22^s \pm 60^s$	$- 42^\circ 37' \pm 8'$	N. G. C. 5128	Непрерывный. Сла- бые эмиссионные ли- нии H_β , H_γ , H_δ и $\lambda =$ $= 4686 \text{ \AA}$	Туманность, рассе- чённая тёмной поло- сой. Не разрешена на отдельные звёзды
*) Цифры указывают порядковые номера, под которыми объекты числятся в наиболее распространённых звёздных каталогах Дрейера и Мессье.					

космического радиоизлучения для различных склонений в интервале прямых восхождений от $23^h 40^m$ до $01^h 20^m$, полученных с помощью этой аппаратуры. Кривые, отвечающие склонениям между $40^\circ 18'$ и $40^\circ 52'$, обладают при $00^h 40^m$ заметным максимумом, указывающим на наличие в этом районе дискретного источника радиации. Более подробный анализ этих кривых и некоторые другие измерения позволили сделать следующие выводы о вновь открытом дискретном источнике (таблица III).

Таблица III

Координаты источника		Интенсивность	Угловые размеры	
прямое восхождение	склонение		по оси прямых восхождений	по оси склонений
$00^h 40^m \pm 2^m$	$40^\circ 55' \pm 20'$	$4 \cdot 10^{-25} \frac{\text{вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{Гц}}$	$45' \pm 10'$	$25' \pm 10'$

Координаты вновь открытого источника почти совпадают с координатами центра туманности М 31, так что вряд ли можно сомневаться в том, что этот дискретный источник есть действительно туманность М 31. Сравнительно малая интенсивность радиоизлучения нового источника объясняет то, почему более ранние попытки [1¹] обнаружить радиоизлучение М 31 окончились неудачей, и даёт возможность приписать радиоизлучению М 31 тепловое происхождение с температурой источника около 1000 градусов.

Одним из интересных и вместе с тем невыясненных вопросов, связанных с дискретными источниками, является вопрос о происхождении переменной компоненты радиоизлучения этих источников. Как уже было отмечено выше, переменная компонента имеется у источников в Лебедь и Кассиопее. С другой стороны, до недавнего времени существовало убеждение, что в радиоизлучении некоторых других источников (например, у расположенного в созвездии Волосы Вероники) переменная компонента отсутствует²⁹. Основная проблема заключается в том, что не ясно, являются ли колебания интенсивности радиоизлучения следствием каких-либо земных (атмосферных) явлений или же они присущи излучению, падающему на земную атмосферу, и связаны, следовательно, так или иначе с механизмом генерации излучения в источнике. Вместе с тем вопрос этот весьма важен, так как если колебания интенсивности связаны с источником, то, как будет показано ниже, оказывается возможным сделать ряд высказываний о линейных³³ и угловых размерах дискретных источников и о расстояниях до них³⁴.

Для выяснения вопроса о природе переменной компоненты была проделана серия измерений радиоизлучения источников Лебедя

и Кассиопеи с помощью двух независимо друг от друга работавших установок, расстояние между которыми менялось и доходило до 160—210 км⁵⁵ *). При расстояниях между приёмниками < 4 км наблюдалась хорошая корреляция временного хода радиоизлучения на обоих приёмных пунктах. Корреляция эта сохранилась и при больших расстояниях между приёмниками (до 20 км). При расстояниях же, превышающих 20 км, временной ход радиоизлучения на одном из пунктов наблюдения ничем не напоминал ход интенсивности радиоизлучения на другом пункте, за исключением нескольких случаев, когда внезапные «всплески» излучения были зарегистрированы в обоих пунктах, хотя расстояние между ними было 210 км. Все эти факты, по мнению авторов⁵⁵, указывают на земное (ионосферное) происхождение колебаний интенсивности радиоизлучения, за исключением внезапных «всплесков», которые, несомненно, представляют подлинные изменения излучательной способности дискретных источников.

Наиболее убедительным доказательством земного (ионосферного) происхождения основной массы колебаний интенсивности радиоизлучения являются результаты измерений Рилья⁵³. Риль измерял в течение нескольких месяцев на волнах 3,7 и 6,7 м радиоизлучение дискретных источников, расположенных в созвездиях Лебедя, Кассиопеи, Тельца и Волос Вероники. Было установлено, что интенсивность радиоизлучения этих источников колеблется в одинаковой мере у всех четырёх источников. Это заставляет отвергнуть основное возражение против ионосферного происхождения колебаний интенсивности, заключающееся в том, что если бы в радиоизлучении источников Тельца и Волос Вероники колебания действительно отсутствовали, то нельзя было бы приписать ионосферное происхождение колебаниям интенсивности радиоизлучения источников Лебедя и Кассиопеи. Кроме того, оказалось, что величина переменной компоненты интенсивности сильно меняется в течение суток, причём она максимальна в полуночные часы (рис. 9). Это опять-таки говорит о земном происхождении колебаний интенсивности и делает понятным тот факт, почему раньше²⁹ в радиоизлучении источников Тельца и Волос Вероники не было обнаружено колебаний. В связи с этими же приведёнными выше цифры³¹, характеризующие величину переменной компоненты интенсивности радиоизлучения у дискретных источников Лебедя и Кассиопеи, несколько условны.

Детали ионосферного механизма, вызывающего флуктуации интенсивности радиоизлучения дискретных источников, пока что не ясны. Вопрос этот осложняется тем, что колебания интенсивности на разных волнах (3,7 и 6,7 м) часто хорошо коррелируют (рис. 10)⁵⁵, тогда как на столь различных волнах влияние ионо-

*) Изложение основных результатов этой работы имеется в³⁶.

сферы должно, казалось бы, приводить к совершенно различным картинам колебаний интенсивности.

Измеряя частотную зависимость интенсивности космического радиоизлучения Хербштейн и Джойлер³⁷ нашли, что для всех на-

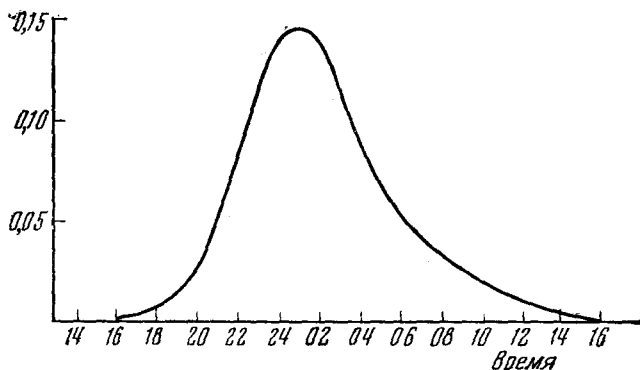


Рис. 9. Суточный ход амплитуды переменной компоненты интенсивности радиоизлучения (средний для источников в Лебедь, Кассиопее, Тельце и Волосах Вероники). По оси ординат отложено отношение величины переменной компоненты интенсивности к средней интенсивности.

правлений $I \sim \nu^{-0.41}$. По более же ранним измерениям [1¹⁷], как уже указывалось, частотная зависимость имеет различный вид для слабо и сильно излучающих участков небосвода. Противоречия с³⁷, однако, в этом нет, так как в³⁷ измерения производились с антенным устройством, обладавшим широкой диаграммой направленности (полуволновой диполь, расположенный на высоте в четверть длины волны над хорошо отражающей поверхностью) и собиравшим, следовательно, излучение с различных участков неба. Поэтому показатель 0,41 играет в известном смысле роль среднего для различных направлений.

Хей и другие³⁸ и Ребер³⁹, продолжая проводившуюся ими ранее работу по изучению распределения космического радиоизлучения по направлениям, приводят^{38, 39} карты радиозофот на частотах 64 и 480 Мгц. Карта³⁸ не сильно отличается от приводившейся ранее [1¹⁵] и содержит лишь большее количество деталей в соответствии с тем, что измерения проводились с более «узконаправлен-

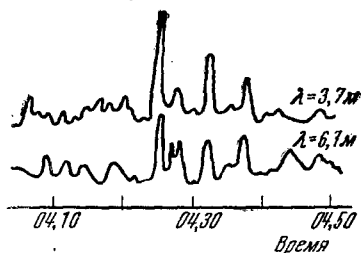


Рис. 10. Интенсивность радиоизлучения дискретного источника в Кассиопее на волнах 3,7 и 6,7 м 4 июля 1949.

ным» антенным устройством. Карта же Ребера, сохраняя общее сходство с ранее полученной им картой на частоте 160 $M\mu$ [I¹], указывает на значительно большую концентрацию радиоизлучения на частоте 480 $M\mu$ в области Млечного Пути, чем на частоте 160 $M\mu$.

Выше уже говорилось о невозможности объяснить основной уровень радиоизлучения Галактики тепловым излучением межзвёздной среды. Соображения, заставляющие отвергнуть тепловое радиоизлучение межзвёздной среды как возможную причину, ответственную в основном за радиоизлучение Галактики, как нам кажется, весьма убедительны и вкратце таковы^{18, 40}.

1) Уже на частотах 20—30 $M\mu$ эффективная температура небосвода достигает значений 10^5 градусов [I²³, II⁸] и даже, если оптическая толщина Галактики $\tau \sim 1$ или $\tau \gg 1$ (что маловероятно), истинная температура межзвёздного газа должна была бы быть не меньше 10^5 градусов. В астрофизике, однако, сейчас принято значение $T = 10^4$ градусов, не превышаемое, по видимому, даже в оболочках планетарных туманностей. 2) Концентрация межзвёздной материи, а следовательно и основной вклад в оптическую толщину Галактики, особенно велики вблизи горячих звёзд О и В классов. Основная масса этих звёзд сконцентрирована в плоскости Галактики. Космическое радиоизлучение также концентрируется в галактической плоскости, но не столь сильно, как звёзды указанных типов. 3) В случае если бы космическое радиоизлучение действительно являлось тепловым излучением межзвёздного электронного газа, то между интенсивностью радиоизлучения и интенсивностью водородной линии H_α существовала бы связь, так как в первом случае речь идёт о тормозном излучении электрона в поле протона, во втором — о рекомбинации с протоном. Однако области неба, «яркие» в линии H_α , не выделяются сколько-нибудь значительно в отношении радиоизлучения. 4) Интенсивность космического радиоизлучения зависит от частоты, грубо говоря, как $\nu^{-0,4}$, что опять-таки нельзя объяснить, исходя из модели теплового излучения, так как в случае если оптическая толщина Галактики $\tau \gg 1$, интенсивность, определяемая формулой Джинса, должна быть пропорциональна ν^3 . Если же $\tau \ll 1$, эффективная температура должна быть пропорциональна τ , а так как $\tau \sim \frac{1}{\nu^2}$ ¹³, то в результате интенсивность радиоизлучения вообще не должна зависеть от частоты. 5) Тепловое излучение межзвёздной среды не может, конечно, объяснить факт существования дискретных источников.

Учитывая все эти факты, Унзольд^{18, 40} выдвинул гипотезу о звёздном происхождении космического радиоизлучения.

Основное возражение¹⁸, на которое наталкивается допущение о звёздном происхождении космического радиоизлучения, состоит в том, что, например, на частоте 64 $M\mu$ в среднем для небосвода на одну визуальную звёздную величину приходится интенсивность

радиоизлучения порядка $10^{-23} \frac{\text{вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{гц}}$. Для некоторых же дискретных источников (например, для источников в Лебеде и Тельце), которые заведомо слабее шестой звёздной величины, на одну звёздную величину приходится примерно $10^{-20} \frac{\text{вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{гц}}$. В то же время для Солнца (яркость которого в визуальной шкале равна — 27), излучающего в среднем как тело с эффективной температурой $\sim 10^6$ градусов, на одну звёздную величину приходится интенсивность радиоизлучения $\sim 10^{-33} \frac{\text{вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{гц}}$.

На первый взгляд кажется странным, что отношение интенсивности радиоизлучения к интенсивности видимого излучения для звёзд оказывается в 10^{10} , а для дискретных источников радиоизлучения в 10^{13} раз больше, чем для Солнца. По мнению Унзо́льда¹⁸, однако, в этом нет ничего удивительного, так как можно допустить, что Солнце является довольно слабым «радиоизлучателем». С другой стороны, радиоизлучение Солнца во время больших эрупций возрастает иногда в 10^5 раз и больше, причём это излучение исходит из областей над пятнами, площадь которых $\sim 10^{-3}$ видимой поверхности Солнца. Кроме того, астрофотометрические наблюдения показывают, что, например, для звёзд с температурой 3000° площадь поверхности, приходящаяся на единицу видимого света, примерно в 10^3 раз больше, чем для Солнца.

Таким образом, интересующее нас отношение интенсивности радиоизлучения к интенсивности видимого света для очагов особенно сильного радиоизлучения Солнца оказывается равным, по порядку величины, значению его для звёзд и может быть при некоторых дополнительных допущениях увеличено ещё на несколько порядков.

Возникновение эрупций сопровождается часто увеличением потока космических частиц. Если космическое радиоизлучение действительно возникает в атмосферах некоторых звёзд, то возможно, что именно эти звёзды являются также и источниками первичных космических лучей. Гипотеза об общем источнике космического радиоизлучения и первичных космических частиц высказана также в³³. Изложенная точка зрения не встречает, повидимому, общих возражений, но, с другой стороны, прямых подтверждений её пока нет. Она может быть подтверждена или опровергнута лишь с помощью более детального исследования радиоизлучения Галактики и сопоставления этих данных с результатами астрофотометрических наблюдений.

Если радиоизлучение возникает всё же не в звёздах, а в межзвёздной среде, то, как было показано, оно не может быть объяснено тепловым излучением межзвёздных электронов и в^{41,42} связывается с тормозным излучением релятивистских электронов в слабых межзвёздных и околозвёздных магнитных полях.

Релятивистский электрон с энергией E , вращающийся в магнитном поле H , излучает максимум энергии на частотах, близких к частоте $\omega_1 = \frac{eH}{mc} \left[\frac{E}{mc^2} \right]^2$. По порядку величины эта энергия за единицу времени в единичном интервале частот равна ⁴³

$$P_{\text{макс}} \cong \frac{e^3 H}{mc^2} \approx 10^{-22} H \frac{\text{эрг}}{\text{сек} \cdot \text{гц}}. \quad (6)$$

Так как оптическая толщина Галактики для волн метрового диапазона не может быть значительно больше единицы [1], то без большой ошибки поглощение излучения для получения правильных порядков величин можно не учитывать. При этом максимальная удельная интенсивность излучения, очевидно, равна

$$I_\nu \cong \frac{1}{4\pi} P_{\text{макс}} N \cdot R \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{гц} \cdot \text{стерад}}, \quad (7)$$

где N — среднее на размерах Галактики в выбранном направлении число частиц в 1 см^3 и R — размер Галактики в этом направлении.

Интенсивности радиоизлучения на волне $\lambda = 10 \text{ м}$ соответствует эффективная температура $T_{\text{эф}} \cong 10^5$ градусов, так что удельная интенсивность радиоизлучения на этой волне

$$I_\nu = \frac{2kT_{\text{эф}}}{\lambda^2} \cong 10^{-17} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{гц} \cdot \text{стерад}}. \quad (8)$$

Принимая $R = 10^{22} \text{ см}$ и сравнивая (7) и (8), находим:

$$H \cdot N \cong 10^{-16}. \quad (9)$$

Согласно ⁴³ напряжённость межзвёздного магнитного поля равна примерно 10^{-6} гаусс и, таким образом, $N \cong 10^{-10} \frac{\text{электронов}}{\text{см}^3}$.

Следовательно, излучение релятивистских электронов с энергиями $E \sim 10^9 \text{ эв}$ и концентрацией $N = 10^{-10} \frac{\text{электронов}}{\text{см}^3}$, вращающихся в магнитном поле $H \cong 10^{-6}$ гаусс, приводит к наблюдаемой на опыте интенсивности космического радиоизлучения.

Выше не делалось никаких конкретных предположений о распределении электронов по энергиям по той простой причине, что вид этого распределения пока не известен. Вместе с тем, так как частотный спектр излучения релятивистского электрона $P(\nu, E)$ зависит от энергии частицы, энергетический спектр релятивистских электронов определяет частотный спектр космического радиоизлучения. Нам кажется, что некоторый интерес имеет обратная задача: по известному из опыта спектру радиоизлучения определить энергетический спектр релятивистских электронов, привлекаемых для объяснения галактического радиоизлучения. Проведенный нами численный расчёт с учётом конкретного вида функции $P(\nu, E)$ ⁴⁴, приводить детали которого здесь нецелесообразно, показал, что частотной зависимости интенсивности космического радиоизлучения $\nu^{-0,4 \cdot 37}$

отвечает следующее распределение космических электронов по энергиям:

$$dN(E) = kE^{-1,8} dE. \quad (10)$$

Здесь $dN(E)$ — число космических электронов в 1 см^3 , обладающих энергиями, заключёнными в интервале $E, E + dE$, а k — коэффициент пропорциональности порядка 10^{-2} . Формула (10) справедлива для энергии частиц порядка 10^9 эв . Интегрируя выражение (10) в определённых пределах, можно найти N — концентрацию релятивистских электронов, необходимую для создания наблюдаемой интенсивности радиоизлучения. Подобный расчёт даёт для N на $\lambda \cong 5 - 7 \text{ м}$ значение $N \cong 10^{-9} \frac{\text{электронов}}{\text{см}^3}$, которое в 10 раз больше, чем N , полученное в ⁴³. Это связано с тем, что в ⁴³ и приведённом выше выводе использовалось максимальное значение энергии, излучаемой электроном, так что значение $N \cong 10^{-10} \frac{\text{электронов}}{\text{см}^3}$ при $H \cong 10^{-6}$ гаусс играет, очевидно, роль нижней границы для необходимого числа релятивистских электронов. В то время как на границе земной атмосферы число космических электронов в единице объёма по крайней мере в $10^3 - 10^4$ раз меньше, чем это нужно для создания наблюдаемого радиоизлучения, значение $N \cong 10^{-9} \frac{\text{электронов}}{\text{см}^3}$ с $E \cong 10^9 \text{ эв}$ и энергетическим спектром (10) в межзвёздном пространстве не представляется невозможным.

Отвлекаясь от вопроса о том, может ли межзвёздная среда отвечать за основной уровень космического радиоизлучения в широком диапазоне частот, следует указать на вероятность существования значительного монохроматического излучения межзвёздной среды ³⁴. Такое излучение на волне 21 см может, например, возникать благодаря переходам между компонентами сверхтонкой структуры основного состояния атомов водорода. По расчётам И. С. Шкловского ³⁴, обусловленное такими переходами радиоизлучение может быть вполне обнаружено обычными для подобного рода измерений радиотехническими средствами *).

Наблюдение монохроматического радиоизлучения Галактики должно представлять большой астрофизический интерес.

Вопрос о природе дискретных источников радиоизлучения не ясен. Угловой размер их меньше разрешающей способности современной аппаратуры (несколько угловых минут), а расстояние до наиболее мощных источников в созвездиях Лебедя и Кассиопеи больше $2 \cdot 10^{16} \text{ см}$ и, следовательно, они лежат за пределами солнечной си-

*) Оценка коэффициента направленного действия (G_a) приёмной антенны, необходимого для наблюдения монохроматического радиоизлучения Галактики на $\lambda = 21 \text{ см}$, в ³⁴ сделана недостаточно корректно. В ³⁴ не учтено, что угол Ω , в котором антенна принимает излучение, и G_a — тесно связанные величины:

стемы³³. Это опровергает мало вероятное и по ряду других причин предположение о том⁴⁵, что дискретными источниками являются большие слабо светящиеся кометы, принадлежащие солнечной системе.

О флуктуациях интенсивности радиоизлучения дискретных источников уже говорилось выше. Несомненно, что по крайней мере часть из них, которая проявляется в виде внезапных «всплесков» длительностью 10—20 сек., связана с процессами в источнике. Происхождение этих всплесков интенсивности связывается в^{31, 33} с внезапным и одновременным увеличением излучательной способности всех элементов источника. Если это так, то линейный размер источника должен быть меньше пути, проходимого светом за время порядка длительности «всплеска». Минимальная наблюдаемая длительность «всплесков» радиоизлучения для источника в Лебеде около 10 сек., так что линейный размер его должен быть меньше 10^{11} — 10^{12} см — размера звёзд главного ряда³³.

Предположив, что представленные на рис. 10 колебания интенсивности радиоизлучения возникли в источнике, И. С. Шкловский использовал факт близкого временного совпадения отдельных «толчков» интенсивности на различных длинах волн для оценки верхней границы расстояния до дискретного источника в Лебеде⁴⁶. В созвездии Лебеда расположено, оказывается, большое облако ионизованного межзвёздного газа. В случае если бы дискретный источник находился за этим облаком, то запаздывание «толчков» интенсивности на различных волнах, определяемое разностью времён группового запаздывания, достигало бы двух минут. Так как в действительности (рис. 10) запаздывание это меньше нескольких секунд, то источник радиоизлучения должен находиться перед этим облаком, т. е. расстояние до него должно быть $< 10^{30}$ см. Дискретный источник в Лебеде принадлежит, следовательно, Галактике. Более тщательная временная регистрация «всплесков» радиоизлучения может в принципе позволить точнее оценить расстояние до источника⁴⁶. Практически, однако, снизить на порядок или больше верхнюю границу этого расстояния в настоящее время, повидимому, трудно. Дело в том, что, по имеющимся в литературе данным, постоянная времени приёмной аппаратуры, применяемой для измерений космического радиоизлучения, порядка одной или нескольких секунд. Такова же поэтому и точность, с которой можно определять время прихода импульса радиоизлучения.

Из-за недостатка места мы не будем здесь останавливаться на разборе различных, часто весьма расплывчатых, гипотез о природе радиоизлучения дискретных источников. Отметим лишь, что, анализируя различные механизмы возникновения радиоизлучения, Риль³³ отвергает когерентные колебания плазмы как возможную причину возникновения радиоизлучения в дискретных источниках и сводит его к тепловому излучению звёзд средних размеров с температурой $\cong 10^{14}$ градусов. Благодаря столь высокой электронной тем-

пературе, отвечающей энергиям частиц порядка 10^{10} эв, дискретные источники радиоизлучения, по мнению Рия, являются одновременно источниками первичных космических лучей, — точка зрения, которая, как уже говорилось, высказывается и в ¹⁸, ⁴⁰.

Модель Рия, конечно, в значительной мере спекулятивна. О существовании звёзд со столь высокой температурой оболочки пока ничего не известно. Вопрос о структуре звезды, яркость которой меньше 6-й величины, а температура в атмосфере $\sim 10^{14}$ градусов им не рассматривался*).

В связи с этим особый интерес приобретает попытка объяснить радиоизлучение дискретных источников с помощью рассмотренного выше на примере Солнца и Галактики механизма излучения релятивистских электронов, вращающихся в магнитном поле $H \sim 10^{-5}$ гаусс, окружающем некоторые звёзды ⁴², ⁴⁹.

Наконец, нам хочется сделать одно замечание о колебаниях интенсивности радиоизлучения дискретных источников. Выше уже говорилось, что, по крайней мере, часть их, проявляющаяся в виде кратковременных «всплесков» интенсивности длительностью 10—20 сек., связана с источником радиоизлучения. Может оказаться, что эти «всплески», аналогичны хаотической модуляции, которой подвержено излучение многих реальных систем, состоящих из независимых друг от друга излучателей. Средний период модуляции (длительность «всплеска») определяется при этом, как известно ⁴⁷, средним временем, в течение которого сохраняется фаза колебаний отдельного излучателя.

При такой трактовке «всплесков» интенсивности радиоизлучения дискретных источников Лебеда и Кассиопеи оказывается возможным оценить верхнюю границу угловых размеров этих источников. Действительно, пусть интенсивность радиоизлучения с длиной волны λ у системы размера d , состоящей из многих независимых излучателей, описывается для направления 1 некоторой случайной функцией времени $f_1(t)$, а для направления 2 — функцией $f_2(t)$ (рис. 11). Тогда, если угол α между направлениями 1 и 2 $\ll \frac{\lambda}{2d}$, функции $f_1(t)$ и $f_2(t)$ практически одинаковы. Наоборот при $\alpha \gtrsim \frac{\lambda}{2d}$ функции $f_1(t)$ и $f_2(t)$, вообще говоря, совершенно различны.

Линейный размер дискретного источника d равен $\delta \cdot R$, где δ — угловой диаметр источника, а R — расстояние до него. Если расстояние между пунктами наблюдения равно l , то $\alpha = \frac{l}{R}$. В соответствии со сказанным условие наличия корреляции между

*) Напомним, что в тех местах, где лежит большинство дискретных источников, нет никаких звёзд ярче 6-й звёздной величины ¹⁸.

колебаниями интенсивности запишется тогда следующим образом:

$$\alpha = \frac{l}{R} \ll \frac{\lambda}{2d} = \frac{\lambda}{2R\delta} \quad \text{или} \quad l \ll \frac{\lambda}{2\delta}. \quad (11)$$

Наоборот, если расстояние между приёмниками больше $l_0 \cong \frac{\lambda}{2\delta}$, то корреляция между колебаниями должна, вообще говоря, отсутствовать. По данным³⁵ $l_0 \gg 200$ км, $\lambda = 6,7$ м. Отсюда угловой диаметр дискретного источника в Лебедь $\delta \cong \frac{\lambda}{2l_0} \ll 4''$. Окончательно решить фундаментальный вопрос об угловых размерах дискретных источников можно, конечно, лишь с помощью прямых измерений, что особенно трудно. Известные возможности в этом направлении, однако, имеются⁴⁸. Диффракционная картина, возникающая в момент покрытия дискретного источника Луной, позволила бы достичь разрешающих спо-

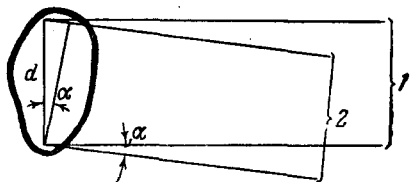


Рис. 11.

собностей, больших на порядок и выше достижимых в настоящее время другими методами. Согласно грубой оценке ближайшее затмение дискретного источника в Тельце произойдёт в конце 1954 г.

Радиоастрономические достижения последних лет свидетельствуют о плодотворности применения радио в астрономии. Однако, несмотря на наличие уже довольно большого и разностороннего материала, природа радиоизлучения Солнца и Галактики во многом не ясна. Вместе с тем установление связи между радиоизлучением и физическими условиями и процессами в Солнце, звёздах или межзвёздной среде является основной задачей радиоастрономии. Несомненно, что дальнейшие исследования радиоизлучения Солнца и Галактики позволят в недалёком будущем разрешить эту задачу.

В заключение нам хочется поблагодарить профессора В. Л. Гинзбурга за обсуждение материала, включённого в этот обзор, и ряд замечаний, сделанных им при чтении обзора в рукописи.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, УФН **32**, 26 (1947).
2. В. Л. Гинзбург, УФН **34**, 13 (1948).
3. M. Ryle and D. D. Vonberg, Proc. Roy. Soc. **193**, 98 (1948).
4. J. S. Hey, S. J. Parsons and J. W. Phillips, Month. Not. Roy. Ast. Soc. **108**, 354 (1948).
5. L. L. McCready, J. L. Pawsey and R. Payne-Scott, Proc. Roy. Soc. **A190**, 317 (1947).
6. M. Laffineur, R. Michard, R. Servajean, J. L. Steinberg, Ann. d'Astrophys. **13**, № 3 (1950).
7. S. F. Smerd, Proc. I. E. E. III **97**, 447 (1950).
8. В. Л. Гинзбург, Астрономический журнал **26**, 84 (1949).
9. D. F. Martyn, Proc. Phys. Soc. **A193**, 44 (1948).

10. A. Unsöld, *Naturwiss.* **7**, 194 (1947).
11. M. Waldmeier und H. Müller, *Zeits. f. Astrophys.* **27**, 58 (1950).
12. В. Л. Гинзбург, Теория распространения радиоволн в ионосфере, гл. VI, Гостехиздат, 1949.
13. W. N. Christiansen, D. E. Yabsley and B. J. Mills, *Nature* **164**, 569 (1949).
14. M. A. Pomerantz, *Phys. Rev.* **76**, 1889 (1949).
15. H. M. Stanier, *Nature* **165**, 355 (1950).
16. L. L. Thomsen, *Nature* **161**, 133 (1948).
17. A. E. Covington, *Proc. I. R. E.* **36**, 454 (1948).
18. A. Unsöld, *Zeits. f. Astrophys.* **26**, 176 (1949).
19. R. N. Bracewell, *The Observatory* **70**, 185 (1950).
20. M. Ryle, *Proc. Roy. Soc.* **195**, 82 (1948).
21. V. A. Bailey, *Phys. Rev.* **78**, 428 (1950).
22. R. O. Twiss, *Phys. Rev.* **80**, 767 (1950).
23. M. Ryle, *Proc. Phys. Soc.* **A62**, 483 (1949).
24. S. A. Korff and Y. Beers, *Phys. Rev.* **80**, 489 (1950).
25. J. S. Hey, *Mont. Not. Roy. Astr. Soc.* **109**, 179 (1949).
26. R. H. Brown, C. Hazard, *Nature* **166**, 901 (1950).
27. M. G. Minnaert, *Nature* **162**, 858 (1948).
28. J. G. Bolton and G. J. Stanley, *Nature* **161**, 312 (1948).
29. J. G. Bolton, *Nature* **162**, 141 (1948).
30. Г. Гетманцев, *УФН* **40**, 157 (1950).
31. M. Ryle and F. G. Smith, *Nature* **162**, 462 (1948).
32. J. G. Bolton, G. J. Stanley, O. B. Slee, *Nature* **164**, 101 (1949).
33. M. Ryle, *Proc. Phys. Soc.* **A62**, 491 (1949).
34. И. С. Шкловский, *Астрономический журнал* **26**, 10 (1949).
35. F. G. Smith, C. G. Little, A. C. B. Lovell, *Nature* **165**, 422 (1950).
36. Г. Гетманцев, *УФН* **41**, 408 (1950).
37. J. W. Herbstreit and J. R. Jöhler, *Nature* **161**, 515 (1948).
38. J. S. Hey, J. W. Phillips and S. J. Parsons, *Proc. Phys. Soc.* **A192**, 425 (1948).
39. G. Reber, *Proc. I. R. E.* **36**, 1215 (1948).
40. A. Unsöld, *Nature* **163**, 489 (1949).
41. K. O. Kiepenheuer, *Phys. Rev.* **79**, 738 (1950).
42. В. Л. Гинзбург, *ДАН* **76**, 377 (1951).
43. A. Schlüter und L. Biermann, *Zeits. Naturforsch.* **5a**, 237 (1950).
44. В. В. Владимирский, *ЖЭТФ* **18**, 392 (1948).
45. Donald J. Crowley, Daniel J. Crowley, *Nature* **165**, 443 (1950).
46. И. С. Шкловский, *ДАН* **73**, 479 (1950).
47. Г. С. Горелик, *Колебания и волны*, гл. X, Гостехиздат, 1950.
48. Г. Г. Гетманцев и В. Л. Гинзбург, *ЖЭТФ* **20**, 347 (1950).
49. H. Alfvén and N. Herlofson, *Phys. Rev.* **78**, 616 (1950).
50. R. G. Giovanelli, *Nature* **161**, 133 (1948).
51. J. L. Pawsey, *Proc. I. E. E.* **III 97**, 290 (1950).
52. Л. Ландау и Е. Лифшиц, *Теория поля*, Гостехиздат, 1948, стр. 65.
53. M. Ryle, *Month. Not. Roy. Astr. Soc.* **110**, 381 (1950).
54. K. E. Machin, *Nature* **167**, 889 (1951).
55. W. N. Christiansen and J. V. Hindman, *Nature* **167**, 635 (1951).
56. J. M. Parker, *Pub. Astr. Soc.* **63**, 76 (1951).
57. G. J. Stanley and O. B. Slee, *Austr. Journ. Sci. Res.* **3**, 234 (1950).
58. В. В. Виткевич, *ДАН* **77**, 585 (1951).