

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**РАДИОАСТРОНОМИЯ*)****М. Райл**

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	509
2. Первые астрономические наблюдения на радиоволнах	511
3. Хаотичное поле на радиочастоте и его эквивалентная температура	513
4. Измерения слабых хаотичных полей. Измерения малых значений энергии шумов на радиочастоте (516)	515
5. Наблюдения слабого источника на фоне излучения Галактики	521
а) «Карандашный» пучок (522). б) «Интерференционный» метод (523). в) Обнаружение дискретных источников в Галактике (526). г) Измерения диаметра и положения источника (529).	
6. Измерения поляризации	530
7. Экспериментальные исследования излучения Солнца	533
а) Наблюдения на волнах короче 1 м (534). б) Наблюдения на волнах длиннее 1 м (539).	
8. Экспериментальные исследования излучения Галактики	546
а) Общее излучение Галактики (546). б) Открытие дискретных источников в Галактике (547). в) Распределение дискретных источников (550). г) Поляризация излучения дискретных источников (553). д) Причина колебаний интенсивности (553).	
9. Теория излучения Солнца	557
а) Применение магнито-ионной теории к солнечной атмосфере (558). б) Модели, предложенные для объяснения радиоизлучения Солнца (561). в) Излучение невозмущённого Солнца (561). г) Образование электронов большой энергии в солнечной атмосфере (564). д) Повышенное излучение солнечных пятен (566). е) Детальный расчёт средней энергии электрона, поддерживаемой электрическим полем (571). ж) Теория быстрых флуктуаций излучения солнечных пятен и внезапные большие возрастания, связанные со вспышками в хромосфере (573).	
10. Теория излучения Галактики	575
а) Источник в межзвёздном газе (575). б) Природа источников (576). в) Механизмы интенсивного излучения источников (577). г) Происхождение полного излучения Галактики (579).	
11. Будущее развитие радиоастрономии	583
а) Изучение солнечной атмосферы (583). б) Изучение звёздных оболочек (584). в) Происхождение космических лучей (585). г) Структура Галактики (586).	
Цитированная литература	586

*) М. Ryle, Reports on Progress in Physics 13, 184—246 (1950). По вопросам радиоизлучения Солнца и Галактики в журнале УФН опубликованы следующие статьи: В. Л. Гинзбург, 32, 26—53 (1947), 34, 13—33 (1948); Г. Г. Гетманцев, 41, 408 (1950), 44, 527—557 (1951). (Прим. пер.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Наши знания о Вселенной были получены почти исключительно из наблюдений и измерений падающего на Землю электромагнитного излучения. До последних лет в этих наблюдениях ограничивались длинами волн, лежащими в области видимых и близких к видимым лучей. Хотя техника измерений доступна почти для 40 октав спектра, астрономические наблюдения ограничивались лишь 4 октавами.

Измерения излучения в этом узком диапазоне волн позволили сделать заключения о природе и физических условиях удалённых тел. Однако представлялось возможным изучать лишь тела, которые излучают или вызывают рефракцию или поглощение принимаемого излучения.

Поэтому астрономия в диапазоне видимых длин волн большей частью касалась изучения более плотных областей Вселенной. В частности, проведению прямых наблюдений звёздных оболочек обычно мешала относительная слабость излучаемого ими света, по сравнению со светом, излучаемым более плотными и более холодными областями поверхности звезды. Прямые наблюдения солнечной оболочки, которые возможны при затемнении фотосферы Луной или с помощью специальных инструментов, показали, что она имеет чрезвычайно высокую температуру и представляется вероятным, что из прямых наблюдений звёздных оболочек астрофизика получит сведения, имеющие большое значение.

Применение других волн электромагнитного спектра является способом, увеличивающим возможность экспериментального познания Вселенной. Наблюдения на Земле, очевидно, ограничены длинами волн, которые мало подвержены воздействию земной атмосферы. К несчастью, для широкого диапазона электромагнитного спектра, в котором развита техника измерений, атмосфера полностью непрозрачна. Расширение видимого или близкого к видимому диапазона волн в сторону более коротких длин волн ограничено областями атомарного поглощения. Со стороны же длинных волн области молекулярного поглощения располагаются почти непрерывно вплоть до длин волн порядка 1 см (рис. 1).

Однако на волнах длиннее 1 см поглощение становится ничтожно малым и для наблюдений возможно использование волн длиной до 10—20 метров. За этой границей приходящее извне излучение будет в некоторых случаях отражаться обратно ионосферой.

Развитие техники высотных ракет сделало возможным поднять регистрирующие аппараты над значительной частью земной атмосферы. Таким путём можно проводить наблюдения на волнах, которые очень сильно поглощаются всей атмосферой и, тем самым, появляется возможность расширить используемый диапазон волн. Проводились уже опыты, в которых изучение солнечного спектра

было расширено в сторону коротких волн до 2100 \AA (Дюранд, Оберли и Тусей, 1949)*). Хотя при дальнейшем развитии ракетных аппаратов, по видимому, удастся получить некоторые важные результаты, мало вероятно, что такие краткосрочные и дорогостоящие опыты будут играть главную роль в развитии наблюдательной астрономии.

Таким образом, астрономические наблюдения у земной поверхности ограничены областью частот шириной порядка 4 октав, включающей видимую часть спектра, и областью частот шириной порядка 10 октав на длинах волн между 1 см и 20 м. Именно в последние несколько лет появилась возможность наблюдать излучение Солнца и Галактики в радиодиапазоне.

До описания экспериментальных результатов полезно обсудить различие между наблюдениями на радиоволнах и волнах видимого

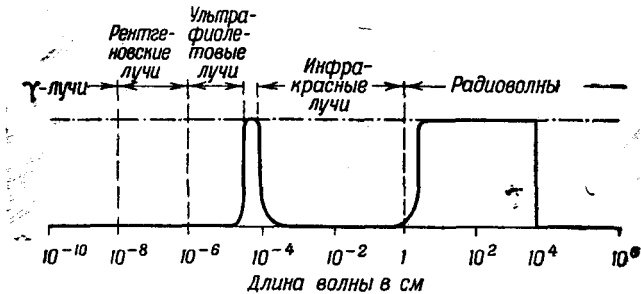


Рис. 1. Приближённое значение коэффициента прозрачности земной атмосферы для электромагнитного излучения.

света. С астрофизической точки зрения значение наблюдений на радиоволнах заключается в том, что они сильно поглощаются, преломляются и излучаются разреженным ионизованным газом. Эти вопросы будут рассмотрены в разделе 9 а), где будет показано, что для волн метрового диапазона излучение солнечной короны приближается к излучению чёрного тела. Таким образом, область, которая излучает крайне слабо на видимых длинах волн, приближается к совершенному излучателю радиоволн. Поэтому ясно, что использование радиоволн позволяет наблюдать области, в которых разрежение слишком велико для наблюдения в видимом свете. Возможность исследования солнечной короны на радиоволнах уже была доказана. Прямые наблюдения звёздных оболочек, осуществляемые таким путём, несомненно приведут астрофизику к важным успехам.

* См. обзор С. Л. Мандельштама, УФН 46, вып. 2 (1952). (Прим. перев.)

Проведённые опыты уже показали, насколько важно более полное знание механизмов явлений, происходящих в солнечной оболочке; устойчивость протуберанцев, излучение корпускулярных потоков и интенсивность ультрафиолетового излучения свидетельствуют о том, что в оболочке Солнца существуют источники большой энергии. Возможно, что подобные явления, но ещё большего масштаба, происходящие на других звёздах, ответственны за ускорение частиц космических лучей, флуктуацию интенсивности света некоторых звёзд, а также за другие астрофизические явления. Это указывает, насколько важны прямые исследования звёздных оболочек.

С другой стороны, на радиоволнах не удаётся достичь разрешающей силы, сравнимой с той, которая доступна на видимых волнах. В последующих разделах будет показано, что большинство ограничений радиоастрономии связано с трудностью разрешения смежных источников и обнаружения малых источников на фоне общего излучения Галактики.

Недавно были опубликованы два обзора по радиоастрономии (Хей, 1949, Паусей, 1950). Настоящая статья лишь дополняет их. В ней до некоторой степени делается другой акцент. Детали экспериментальных исследований излагаются кратко, в то время как подробнее обсуждаются основные ограничения различных экспериментальных методов и некоторые теоретические толкования современных данных.

Повидимому неизбежно, что в обзоре подобного типа делаются некоторые ударения на экспериментальные и теоретические работы лаборатории, с которой связан автор (Кавендиш). Этого особенно трудно избежать при рассмотрении теоретических соображений, приводимых в разделах 9 и 10, где автор пытается дать связанное объяснение большому числу экспериментальных данных.

Столь же детальный анализ теорий, предложенных другими авторами, почти невозможен, как из-за ограниченности сведений, которые можно извлечь из опубликованных статей, так и из-за противоречий, которые возникают в этих теориях при толковании различных трудностей, указанных в разделах 9 и 10.

2. ПЕРВЫЕ АСТРОНОМИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ НА РАДИОВОЛНАХ

Первое определённое доказательство существования радиоизлучения внеземного происхождения было получено в 1932 году Янским (1932, 1933), который наблюдал на волне 15 м хаотичные сигналы-шумы, интенсивность которых изменялась в течение дня. Первоначально он приписал эти колебания суточным вариациям состояния ионосферы. Однако по истечении несколь-

ких месяцев стало ясным, что они имеют период, равный звёздным суткам.

Таким образом, источник излучения нельзя было связать с ионосферой или Солнцем, он должен был находиться за пределами солнечной системы. Дальнейшие наблюдения показали, что интенсивность излучения была максимальной, когда антенны направлялись в центр Галактики.

Последующие наблюдения Фрэнца (1942) на волне в 10 м подтвердили, что излучение возникает, главным образом, в плоскости Галактики, расчёты же показали, что некоторые области Галактики излучают на этих волнах так, как если бы они имели температуру порядка $100\,000^\circ$.

Янский попытался также обнаружить, но безрезультатно, аналогичное излучение Солнца. Отсутствие заметного радиоизлучения Солнца указывало на то, что обнаруживаемое излучение Галактики не является следствием радиоизлучения звёзд, а вызвано, повидимому, эмиссией межзвёздного газа.

Позднее, Саутсворту (1945) удалось обнаружить излучение Солнца на более коротких волнах между 1 и 10 см (на которых излучение Галактики значительно слабее). Он использовал в этих опытах антенны со значительно большей разрешающей силой. В то же время Хей (1946), работая на волне 4 м, обнаружил излучение Солнца, имевшее в короткие периоды прохождения больших солнечных пятен большую интенсивность, чем интенсивность излучения Галактики. Он, однако, не имел возможности наблюдать излучения от невозмущённого Солнца (в отсутствие солнечных пятен) из-за экранирующего действия фона Галактики.

Из наблюдений на более коротких волнах Саутсворт пришёл к заключению, что интенсивность излучения соответствует эмиссии источника, температура которого, по порядку величины, равна температуре фотосферы, предсказанной визуальными наблюдениями (6000°). Большие же интенсивности, наблюденные на волне в 4 м при прохождении солнечных пятен, можно было объяснить, принимая, что Солнце излучает так, как если бы оно имело температуру 10^9 градусов (Эпплтон, 1945, Эпплтон и Хей, 1946).

Первые наблюдения как Галактики, так и Солнца показали, что если сигнал подводится от антенны к громкоговорителю или к катодной трубке, то он проявляет много свойств хаотичного шума, генерируемого нагретым сопротивлением. Поэтому было естественным связать это излучение с эмиссией источника, имеющего высокую температуру.

До описания более поздних наблюдений ниже обсуждаются некоторые важные вопросы, касающиеся методов измерения и интерпретации радишумов малой мощности, принимаемых от Солнца и Галактики.

3. ХАОТИЧНОЕ ПОЛЕ НА РАДИОЧАСТОТЕ И ЕГО ЭКВИВАЛЕНТНАЯ ТЕМПЕРАТУРА

Радиоастрономические наблюдения в основном заключаются в том, что на радиочастоте измеряется энергия хаотичных колебаний, которую можно отнимать от антенны заданной направленности. Методы измерения очень малых значений энергии на радиочастоте обсуждаются в разделе 4, здесь же рассматривается вопрос об интерпретации результатов измерений на основе физических свойств эмиссии источника.

Падающее на антенну излучение может исходить от диффузного источника, занимающего больший телесный угол, по сравнению с углом, к которому чувствительна антенная система. Однако источник может также охватывать малый телесный угол неизвестной величины. В реальных условиях излучение может одновременно приходиться от источников обоих типов. Поэтому необходимы методы, которые позволили бы их отличить. Такие методы описываются в разделе 5. Здесь же допускается, что имеют дело только с одним источником.

Так как наблюдаемое излучение подобно хаотичным шумам, то принимаемая энергия пропорциональна ширине полосы пропускания измерительной аппаратуры и для измерения энергии, излучённой источником, необходимо точно знать ширину полосы, в которой проводились наблюдения. При измерениях хаотичных шумов эта трудность обходится тем, что для описания энергии шумов вводится понятие «эквивалентной температуры», которая снимает дополнительные трудности, связанные с путаницей в определении импеданса. Концепция эквивалентной температуры представляет собой удобный метод для описания энергии, воспринимаемой антенной системой, помещённой в поле хаотичных шумов.

По Найквисту (1928), полезная энергия, которую можно извлечь из сопротивления, нагретого до температуры T , определяется выражением

$$k \cdot T \cdot \Delta f,$$

где k — постоянная Больцмана и Δf — полоса частот, в которой измеряется энергия. Барджесс (1941, 1946) и Лэман (1946) применили этот закон к сопротивлению излучения антенны, заключённой в абсолютно чёрную оболочку, нагретую до температуры T , и показали, что энергия извлекаемая из антенны, также равна $kT\Delta f$. В такой антенне, подключённой с помощью передающей линии к сопротивлению, устанавливается равновесное состояние, если температура сопротивления равна сопротивлению оболочки.

Подбирая температуру сопротивления так, чтобы в нём не было потока энергии, можно теоретически измерять температуру оболочки.

Простые термодинамические соображения показывают, что аналогичные условия возникают в направленной антенне. В ней до-

стигается равновесное состояние при равенстве температур оболочки и сопротивления. Пусть коэффициент направленности антенны в направлении (θ, φ) задан функцией $f(\theta, \varphi)$, тогда эффективный угол приёма

$$\Omega = \iint f(\theta, \varphi) \cdot \cos \theta \cdot d\theta \cdot d\varphi,$$

и выигрыш антенны по отношению к изотропному излучателю равен

$$\frac{4\pi}{\Omega}.$$

Если антенна не заключена в оболочку, а направлена на чёрное тело, охватывающее телесный угол, больший, чем угол приёма Ω , то равновесное состояние наступает, если сопротивление имеет то же значение температуры, что и чёрное тело. Если, однако, чёрное тело охватывает телесный угол, меньший Ω , то соответственно этому значению энергии будет уменьшаться.

Эти соображения можно теперь применить к радиоприёму хаотичных колебаний от источников Галактики. Первоначально предположим, что излучение принимается от диффузного источника, охватывающего телесный угол, больший Ω . Если энергия, подводимая к приёмнику, соответствует мощности, развиваемой в согласованном сопротивлении при температуре T_A , то можно подключить антенну к этому сопротивлению и, таким образом, достичь условий равновесия. Эквивалентная температура T_A является теперь мерой излучения источника. Действительно, если в диапазоне приёмника источник является абсолютно чёрным телом, то равновесное состояние устанавливается, если T_A равно температуре источника.

Таким образом, сравнение энергии, извлекаемой из антенны, с энергией нагретого сопротивления, имеющего тот же импеданс, позволяет определять эквивалентную температуру диффузного источника, занимающего телесный угол, больший угла антенны Ω .

Если теперь излучение принимается от источника, охватывающего угол ω , меньший угла Ω , то равновесное состояние между антенной и нагретым сопротивлением наступит при равенстве энергий, отдаваемых сопротивлением и антенной. Извлекаемая же из антенны энергия в $\frac{\omega}{\Omega}$ раз меньше энергии, которая принималась бы от большого источника. Поэтому в данном случае равновесие между сопротивлением и антенной наступит при той же температуре T_A , если интенсивность излучения этого источника в $\frac{\Omega}{\omega}$ раз больше излучения большого источника. Для расчёта абсолютно чёрного излучения на радиочастоте применим закон Рэлея-Джинса; эмиссия на единицу частоты пропорциональна температуре, поэтому энергия излучения источника соответствует эмиссии абсолютно чёрного излучателя, температура которого $T_S = \frac{\Omega}{\omega} T_A$.

Следовательно, сравнивая энергию, извлекаемую из антенны, с энергией нагретого сопротивления и зная телесный угол приёма, можно определить эффективную температуру T_S источника, охватывающего меньший угол.

Если принимается излучение от малого источника, охватывающего неизвестный угол (как в случае точечных источников Галактики), то эффективную температуру невозможно определить и интенсивность излучения характеризуется лишь значением потока энергии у Земли в данном диапазоне частот. Энергия, извлекаемая антенной из заданного падающего потока, определяется её эффективной площадью A , значение которой связано с телесным углом приёма выражением

$$A = \frac{\lambda^2}{\Omega},$$

где λ — длина волны (см., например, Смит, 1949).

Важно отметить, что когда эмиссия источника описывается потоком энергии у Земли, то необходимо учесть поляризацию антенны. Если для измерений хаотично-поляризованного излучения используется линейно- или циркулярно-поляризованная антенна, или если используется линейно-поляризованная антенна для измерения циркулярно-поляризованного излучения, то измеряемый поток энергии составляет лишь половину полного падающего потока. Это усложнение не возникает, когда эмиссия источника описывается эквивалентной температурой.

Конечно, эмиссию диффузного источника или дискретного источника, охватывающего малый, но известный телесный угол, также можно описывать значением потока энергии у Земли в данном диапазоне частот в единице телесного угла. Из-за неудобства такой единицы, метод измерения энергии, получаемой в антенне, обычно сводится к сравнению её значения с энергией, получаемой от местного источника шумов. Таким путём и вводится идея эквивалентной температуры антенны. Концепция эквивалентной температуры источника применяется при обсуждении излучения любого тела. Необходимо подчеркнуть, что это понятие используется просто как удобная единица излучения и его введение вовсе не означает, что источник радиоизлучения Галактики обязательно излучает, как чёрное тело. Это будет ясным из разделов, в которых обсуждаются разные теории радиоизлучения.

4. ИЗМЕРЕНИЯ СЛАБЫХ ХАОТИЧНЫХ ПОЛЕЙ

Ранние наблюдения на волнах короче 10 см показали, что эмиссия Солнца имеет величину, ожидаемую от источника при температуре в 6000° . От Галактики же на этих волнах скольконбудь заметного излучения не было обнаружено. Из наблюдений на волне порядка 4 м следовало, что в периоды заметной активности солнечных пятен интенсивность излучения соответствует

эмиссии источника, занимающего тот же телесный угол, что и Солнце, и имеющего температуру 10^9 градусов. Наблюдалось также интенсивное излучение Галактики на более длинной волне в 10 м, соответствующее эмиссии источника при температуре порядка 10^5 градусов. На этих же более длинных волнах излучение невозмущённого Солнца не обнаруживалось, частично, из-за недостаточной чувствительности приёмных устройств и, частично, из-за экранирующего действия излучения Галактики, которое особенно сильно сказывается при использовании антенн с низкой разрешающей способностью (имеющих большое значение Ω).

Ясно, что надо иметь возможность наблюдать излучение Солнца на этих длинах волн всегда, а не только в периоды повышенной его активности. С усовершенствованием чувствительности приёмных устройств и с конструированием антенн с большой разрешающей силой стало возможным наблюдать излучение не только невозмущённого Солнца, но даже обнаруживать дискретные источники радиоволн в Галактике.

Ниже рассматривается вопрос об измерении слабых хаотичных полей и вопросы проектирования антенн с высокой разрешающей способностью, позволяющих отличить излучение слабого источника от общего фона Галактики.

Измерения малых значений энергии шумов на радиочастоте

Для измерения малых значений энергии, отдаваемой антенной системой (выражаемых через эквивалентную температуру антенны T_A), неизбежно использование усилителей, вход которых сам по себе создаёт хаотичные шумы, энергия которых может значительно превышать энергию шумов, принимаемых антенной. По Джонсону энергия шумов и дробовой эффект, которые присущи входной цепи приёмника, выражаются через эквивалентную температуру T_R . При отключённой антенне приёмника на выходном индикаторе будут наблюдаться хаотичные флуктуации около среднего значения, зависящего от подводимой к приёмнику энергии и связанной с T_R . Мгновенные показания индикатора выхода могут иметь произвольную величину, однако, среднее их значение, получаемое из большого числа n мгновенных наблюдений, будет отличаться от истинного среднего значения на величину, пропорциональную $\frac{1}{\sqrt{n}}$. Если

B — ширина полосы цепей, предшествующих выходному индикатору, то можно получить B независимых наблюдений в секунду. Если теперь постоянная времени выходного индикатора велика и соответствует ширине полосы b , то индикатор будет регистрировать среднее значение выхода за время, равное $\frac{1}{b}$ сек. Это

означает, что он эффективно регистрирует среднее от $\frac{B}{b}$ независимых наблюдений. Таким образом, показания выходного индикатора колеблются около истинного среднего значения с амплитудой, пропорциональной $\sqrt{\frac{b}{B}}$, и, следовательно, можно определять энергию шумов, обусловленных входной цепью приёмника, с точностью $T_R \sqrt{\frac{b}{B}}$.

Если теперь подключить антенну к приёмнику, то показания индикатора будут хаотичным образом разбросаны около среднего значения, соответствующего температуре выхода $T_A + T_R$. Возрастание показания выходного прибора будет заметным, если оно превышает разбросы. Поэтому принимаемая антенной энергия будет регистрироваться прибором, если $T_A > T_R \sqrt{\frac{b}{B}}$. Следовательно, можно обнаружить шумы, наводимые в антенне, энергия которых значительно меньше энергии шумов, присущих самому приёмному усилителю, при использовании широкополосного усилителя и узкополосного индикатора выхода. Ниже приводятся предельные значения чувствительности, которые таким путём получаются в практических условиях. Следует, однако, указать на некоторые важные обстоятельства, которые ограничивают наименьшую величину измеряемой энергии. Во-первых, в этих опытах важно измерять зависимость интенсивности излучения источника от частоты, а это означает, что опыт необходимо проводить при использовании приёмников со сравнительно узкополосным входом. Кроме того, ограничение ширины полосы приёмника также требуется из-за того, что в некоторых установках высокая разрешающая сила достигается с помощью интерференционного устройства, различные же составляющие колебаний, принимаемых широкополосным усилителем, имеют разные значения фазы, что усложняет интерференционную картину. Во-вторых, применение узкополосных индикаторов выхода ограничивается необходимостью регистрации сравнительно быстрых изменений интенсивности принимаемых сигналов. Такие изменения возникают из-за флуктуаций энергии падающего излучения, а также из-за изменения отсасываемой из антенны энергии при её вращении. Практически часто используются значения $\frac{B}{b}$ порядка 10^5 — 10^7 , которые позволяют обнаруживать энергии, поступающие в антенну, составляющие примерно одну тысячную энергии собственных шумов приёмника.

Указанным образом можно теоретически обнаруживать малые значения энергии. Однако практически расчёт такой системы представляет большие трудности, частично из-за того, что аппаратуре

необходимо работать длительное время без калибровки с автоматически регистрирующим выходом. Присоединением узкополосного фильтра к выходу стандартного приёмника уменьшают его непостоянство до величины, соответствующей требуемой чувствительности. Однако среднее значение амплитуды выходного сигнала пропорционально коэффициенту усиления приёмника, и, следовательно, изменения усиления на величину порядка 10^{-3} вызовут изменения отсчёта на выходе, соответствующие предельным значениям измеряемой энергии. Изменения собственных шумов приёмника (например, из-за порчи первой лампы) также вызовут изменения отсчёта на выходе. Точное же поддержание постоянства усиления и энергии шумов усилителей с большим усилением практически невозможно без периодической их калибровки.

Эти трудности частично преодолел Дайк (1946), применив метод периодической замены антенны сопротивлением, нагретым до комнатной температуры. Период переключения был достаточно малым, так что в промежуток между двумя положениями переключателя параметры аппаратуры можно было считать неизменными. Если антенна и вспомогательное сопротивление имеют на входе приёмника одинаковые значения импеданса, то на выходе приёмника при переключениях появится переменная составляющая тока, частота которой равна частоте переключений, а амплитуда пропорциональна коэффициенту усиления приёмника и разности между эквивалентной температурой антенны и комнатной температурой. Поэтому двукратное увеличение отсчёта на выходе будет соответствовать удвоению усиления приёмника. В обычной же системе двукратное увеличение показания на выходе может иногда вызвать изменение усиления приёмника лишь в $0,1\%$. Однако, так как отсчёт на выходе приёмного устройства зависит ещё от линейности приёмника и характеристики детектора, приёмник всё равно необходимо калибровать; причем, если приёмник не градуируется с помощью стандартного источника шумов, то необходимо знать его частотную характеристику.

Был разработан альтернативный метод измерения малых значений энергии шумов (Райл и Вонберг, 1948), не зависящий от коэффициента усиления и частотной характеристики приёмника и не требующий знания характеристики детектора. Этот метод можно использовать в широком диапазоне изменения энергии без градуированного переключателя усиления.

В этой системе, которая схематично показана на рис. 2, имеется местный источник шумов, который регулируется автоматически и непрерывно так, что он находится в равновесии с антенной. Приёмник попеременно подключается к антенне и к местному источнику шумов. Если импеданс антенны и источника шумов равны между собой, то значение энергии, поступающей в приёмник, одинаково в обоих положениях переключателя, при условии

равенства значений эффективной температуры источника шумов и антенны. Эти условия не зависят от импеданса и уровня собственных шумов самого приёмника. Если же значения энергии не равны, то на выходе приёмника появится переменная составляющая напряжения с частотой, равной частоте переключений; амплитуда и фаза этой составляющей и являются мерой неравновесия между антенной и источником шумов. В результате пропускания этой составляющей и напряжения, получаемого от ручки переключателя мотора, через детектор возникает постоянный ток, напряжение которого пропорционально отклонению, получаемому на выходе от генератора шумов. Этот ток можно использовать для того, чтобы регулировать источник шумов. Эта операция не зависит

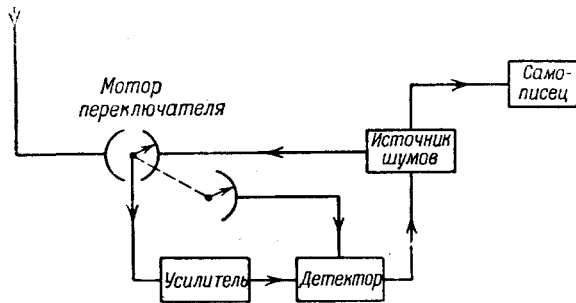


Рис. 2. Схема устройства для непрерывного измерения малых значений энергии шумов.

от усиления приёмника и от его частотной характеристики, а также от характеристики детектора.

В качестве источника шумов был использован диод, температура которого ограничивалась. Если анодный ток J этой лампы пропускается через сопротивление R (выбранное таким, чтобы оно имело на входе приёмника тот же импеданс, что и антенна), то энергия шумов в полосе Δf равна

$$\frac{1}{2} eJR + kT_0\Delta f,$$

где e — заряд электрона, а k — постоянная Больцмана. (Второй член представляет шумы Джонсона в сопротивлении.) Эта энергия равна той, которую можно получить, нагрев сопротивление до температуры $T_0 + T_D$, где $T_D = \frac{eJR}{2k}$.

Таким образом, эквивалентную температуру антенны можно определить по среднему значению анодного тока диода, используя простой параметр: сопротивление анодной цепи диода.

Диапазон действия прибора можно расширить, если между источником шумов и переключателем включить кабель с затуханием. Можно показать, что сопротивление, температура которого равна T , подключённое с помощью согласованной передающей линии, коэффициент затухания которой по мощности равен α , отдаёт ту же энергию, что и сопротивление при температуре

$$\alpha T + (1 - \alpha) T_0,$$

где T_0 — температура передающей линии.

Таким образом, если на выходе диодного источника шумов используется поглощающий кабель, то эффективная температура даётся выражением

$$\alpha(T_0 + T_D) + (1 - \alpha)T_0 = T_0 + \alpha T_D.$$

Поэтому чувствительность устройства уменьшается в α раз и нулевой уровень попрежнему соответствует комнатной температуре.

Если же антенна, эквивалентная температура которой T_A , присоединена к переключателю с помощью кабеля, коэффициент затухания которого β , то условия равновесия соответствуют равенству

$$\beta T_A + (1 - \beta) T_0 = T_0 + \alpha T_D.$$

или

$$T_A = T_0 + \frac{\alpha}{\beta} T_D.$$

Поэтому анодный ток может быть использован непосредственно для регистрации энергии антенны. Нулевое показание кривой всегда соответствует комнатной температуре, масштаб же её шкалы зависит от сопротивления анодной цепи диода R и отношения коэффициентов затухания α и β .

На более коротких волнах температура антенны иногда меньше комнатной. Нулевой отсчёт прибора можно сместить намеренным расстройством антенны, однако тогда он зависит от уровня шумов приёмника. Хотя это не имеет значения при применении антенн интерференционного типа (см. раздел 5), часто такая зависимость нежелательна. Альтернативный метод, исключающий это усложнение, применялся на волне 60 см. Взаимно заменялись роли сопротивления и антенны, последняя действовала как нагрузочное сопротивление диода. Это устройство можно было использовать для отсчёта температуры антенны, меньшей комнатной, так как

$$T_A = T_0 - \frac{\alpha}{\beta} T_D.$$

(Станбер, не опубликовано.)

Конструктивные детали автоматически балансирующей системы и полный анализ влияния расстройств импеданса антенны и восприимчивости системы к быстрым изменениям температуры антенны описаны Мэчином, Райлом и Вонбергом (работа готовится к печати).

5. НАБЛЮДЕНИЯ СЛАБОГО ИСТОЧНИКА НА ФОНЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ГАЛАКТИКИ

Наряду с трудностью, с которой сталкиваются при измерении малых значений энергий, отдаваемых антенной, возникают трудности при измерении интенсивности источника, имеющего сравнительно малый угловой диаметр, например такой, как Солнце. Эта трудность является результатом экранирующего действия фона Галактики. В большинстве диапазонов длин волн, которые были использованы в радиоастрономии, угол приёма Ω значительно больше телесного угла ω , охватываемого Солнцем. Если эмиссия Солнца соответствует абсолютно чёрному излучению при температуре T_s и если принять, что эмиссия Галактики постоянна во всём телесном угле приёма и имеет температуру T_g , то отношение энергий, получаемых в антенне соответственно от Солнца и Галактики, равно

$$\frac{\omega T_s}{\Omega T_g}.$$

Поэтому излучение Солнца невозможно обнаружить до тех пор, пока T_s не станет больше T_g . Например, излучение невозмущённого Солнца на волне 4 м соответствует температуре T_s порядка миллиона градусов, в то время как вблизи экватора Галактики температура T_g порядка 5000°. Если телесный угол приёма антенны равен одному стерadianу (что соответствует эффективной площади порядка 20 м²), то составляющая энергии от Солнца равна 10⁻² энергии, принимаемой от Галактики. Для того чтобы составляющая энергии Солнца равнялась составляющей от Галактики, необходимо использовать антенну площадью в 2000 м².

Таким образом, измерения интенсивности излучения невозмущённого Солнца и, как будет видно дальше, обнаружение дискретных источников в Галактике очевидным образом ограничиваются фоном излучения Галактики. Проанализируем детальнее эти ограничения. При этом примем, что чувствительность приёмника сама по себе ограничена.

Разработаны два типа антенн для распознавания фона Галактики: в первом из них используются антенны с большими излучающими поверхностями, дающими так называемые «карандашные» пучки (малые Ω). Во втором методе используется интерференционная картина, образованная двумя разнесёнными антеннами. Это обеспечивает получение значительно большей разрешающей спо-

способности с помощью более простых антенн. Разнесённая система антенн подобна интерферометру Майкельсона; много преимуществ, свойственных этой оптической системе, равным образом используются и в радиослучае.

Оба метода рассматриваются первоначально в применении к излучению Солнца, а затем анализируется более трудная задача обнаружения дискретных источников в Галактике.

а) «Карандашный» пучок

Техника «карандашного» пучка, которая аналогична таковой в оптической астрономии, требует использования антенн с возможно большей апертурой. Ранее уже указывалось, что антенна с эффективной излучающей поверхностью A имеет диаграмму излучения с эффективным телесным углом $\Omega = \frac{\lambda^2}{A}$, где λ — длина волны. (Целесообразно указать, что энергия, воспринимаемая такой антенной, направленной на удалённый источник, в $G = \frac{4\pi A}{\lambda^2}$ раз больше энергии, принимаемой изотропной антенной. Этот параметр антенны имеет значение, когда предел обнаружения определяется максимально возможной чувствительностью приёмника. Когда же этот предел ставится фоном излучения Галактики, то необходимо принимать во внимание только телесный угол приёма Ω .)

При измерениях интенсивности излучения Солнца с помощью «карандашного» пучка сравнивают энергию, принимаемую, когда антенна направлена на Солнце, со значением энергии, получаемым, когда антенна повернута в сторону от него на угол, при котором можно пренебречь вкладом Солнца. В идеальном случае этот угол соответствует точно $\sqrt{\Omega}$, однако практически, из-за того, что диаграмма излучения имеет вторичные максимумы, антенну необходимо поворачивать на значительно больший угол. В предположении того, что энергия, поступающая в антенну из Галактики, одинакова в обоих её положениях, можно определить составляющую энергии излучения Солнца. Даже в случае отсутствия дискретных источников в Галактике, ясно, что точность этого метода ограничивается изменением интенсивности излучения Галактики в зависимости от угла. Если же изменение структуры Галактики по углу соизмеримо с шириной диаграммы излучения антенны, то интенсивность излучения Солнца вообще невозможно измерять, если поступающая от него в антенну энергия несравнима по порядку величины с энергией, принимаемой от фона Галактики.

На более коротких волнах (короче 50 см) легко получить пучки малой ширины со структурой нужного размера. Так как в этом диапазоне волн интенсивность излучения Галактики отно-

нительно мала, по сравнению с интенсивностью излучения Солнца, то «карандашный» пучок становится весьма подходящим методом для наблюдения излучения Солнца. На более длинных волнах значительно возрастают трудности конструирования антенн достаточно больших размеров, таких, чтобы угловая ширина их диаграммы излучения была мала по сравнению со структурой Галактики. По этой причине, а также из-за более интенсивного излучения Галактики трудно ассоциировать малые изменения, получаемые при повороте антенны на угол, равный ширине её пучка, с излучением слабого удалённого источника, такого, как невозмущённое Солнце. Минимальное значение апертуры антенны, необходимой для измерения потока солнечного излучения заданной величины, трудно определить, так как оно зависит не только от интенсивности излучения Галактики, но и от степени её зависимости от угла наблюдения в направлении на Солнце. Для типичного случая, когда ведутся наблюдения за излучением невозмущённого Солнца на волне 4 м, $T_s = 10^6$ градусов и $T_g = 5000^\circ$, повидимому, достаточно антенна с апертурой порядка 200 м². Принимаемая энергия составляет в этом случае 10^{-1} энергии излучения Галактики, изменение же фона излучения Галактики при вращении антенны на ширину его пучка (порядка 15°) даст меньшие изменения. Из этого примера, однако, ясно, что для точных и длительных измерений интенсивности излучения Солнца на более длинных волнах (когда изменяется положение Солнца относительно Галактики) необходимо применять антенные системы достаточно большого размера, а именно такие, чтобы в антенне составляющая от Солнца была такого же порядка, что и от полного излучения Галактики.

б) Интерференционный метод

В этом методе для получения диаграммы излучения используется интерференция от двух антенн. В пределах первичной диаграммы излучения каждой из антенн такая система имеет большое число интерференционных максимумов и минимумов. Применялись два типа интерферометров: один основан на интерференции между излучением антенны, установленной на высоком утёсе, и его отражением от морской поверхности (Мак-Крэди, Паусей и Пейн-Скотт, 1947); другой основан на интерференции от двух одинаковых антенн, разнесённых в направлении, перпендикулярном нормали к фронту волны (Райл и Вонберг, 1946, 1948).

При движении такой интерференционной картины вдоль неба (например, при вращении Земли) прохождение следующих друг за другом максимумов мимо Солнца вызывает периодические изменения амплитуды регистрируемого сигнала. Если угловое расстояние между максимумами интерференционной картины мало по

сравнению со структурой Галактики, то излучение её фона не приводит к таким же периодическим изменениям. Когда первичная диаграмма излучения каждой из антенн будет проходить по небу, то от Галактики на выходе приёмника получится постоянный или медленно меняющийся ход кривой. Для того чтобы можно было использовать переменную составляющую такой записи для определения интенсивности излучения Солнца, независимо от его распределения по диску, важно, чтобы минимум, получаемый из-за Солнца, был очень малым. (Это требование аналогично тому, ко-

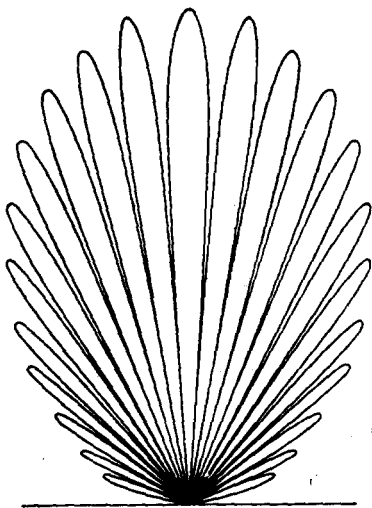


Рис. 3. Диаграмма излучения двух антенн с апертурой в одну длину волны, разнесённых на 10 длин волн.

торое возникает в отношении видимости полос в интерферометре Майкельсона.) Так как излучают также внешние области Солнца (далее будет видно, что излучает даже край короны), то антенны необходимо разнести настолько, чтобы расстояние между максимумами составляло несколько диаметров Солнца. На рис. 3 показана интерференционная картина, образуемая двумя слабо направленными антеннами, разнесёнными на 10 длин волн (Райл и Вонберг, 1946). Эта система широко использовалась для регистрации солнечного излучения на разных волнах; типичная запись, полученная на волне 3,7 м, показана на рис. 4.

Применение интерференционной системы позволяет распознавать фон Галактики так же, как с помощью «карандашного» пучка, угловая ширина которого равна нескольким диаметрам Солнца.

Однако получение такого «карандашного» пучка требует антенны с апертурой, примерно вдвое превышающей расстояние между антеннами интерференционной установки. В интерференционном методе степень распознавания не зависит существенно от апертуры каждой из антенн, так что для этих измерений можно использовать простые антенны. (На более коротких волнах, на которых возможность обнаружения солнечной радиации ограничивается иногда чувствительностью регистрирующего приёмника, важно применять антенны с большой эффективной площадью. Это позволяет увеличить энергию, отсасываемую антенной. На длинных же волнах степень распознавания определяется лишь экранирующим действием фона Галактики.) Недавние опыты в Кэмбридже (Мэчин, не опуб-

ликовано), в которых применялся интерференционный метод с несколько модифицированным приёмником, показали, что на волне 6,7 м можно вести регулярные наблюдения за солнечным излучением, если каждая из антенн имеет исключительно малую направленность ($G = 8$). Энергия, получаемая в антенне от невозмущённого Солнца, составляет в такой установке примерно 10^{-3} энергии, получаемой от излучения Галактики.

Возможность использования антенн с малой направленностью является большим преимуществом, особенно на длинных волнах, не только из-за их простой конструкции, но также из-за того, что в течение длительного периода дня можно наблюдать за Солнцем, не поворачивая непрерывно очень сложное сооружение антенны, что приходится делать при использовании метода «карандашного» пучка.

Другие преимущества этих антенн связаны с абсолютными измерениями и практически очень важны. В разделе 4 уже отмеча-

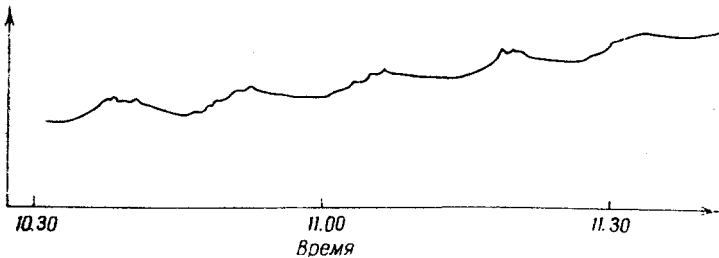


Рис. 4. Запись, полученная на волне 3,7 м с разнесёнными антеннами, иллюстрирующая излучение невозмущённого Солнца и Галактики.

лось, что незначительные изменения импеданса антенны могут приводить к разбросу нуля регистрируемой кривой. Эти разбросы нарушают измерения, проводимые с помощью «карандашного» метода, но не влияют на результаты измерений, проводимых интерференционным методом.

Следует указать, что в интерференционных измерениях имеются пропуски в периоды, когда Солнце проходит вблизи минимумов интерференционной картины. Тем самым опускаются некоторые краткосрочные изменения интенсивности излучения. Установлено, однако, что эти пропуски не имеют никакого практического значения.

В разделе 5 г) рассматривается вопрос о применении интерференционного метода для определения размеров и положения источника.

в) Обнаружение дискретных источников в Галактике

До сих пор принималось, что фон излучения Галактики однороден в пределах углов малых, по сравнению с общей её структурой. В настоящее же время хорошо известно, что в Галактике имеются источники, угловые диаметры которых очень малы и что их излучение составляет значительную долю полного излучения Галактики. Возможно, что в действительности вообще всё излучение Галактики вызвано большим числом таких, разбросанных во всей Галактике, источников и что с помощью существующей аппаратуры найдены лишь наиболее интенсивные из них. Эта возможность обсуждается в разделе 10, здесь же рассматривается вопрос об обнаружении таких источников.

Очевидно, что дискретные источники излучения Галактики могут существенным образом влиять на измерения солнечного излучения, так как методы, предложенные для его распознавания на фоне Галактики, основываются на предположении, что угловое распределение последнего постоянно в пределах углов, соизмеримых с углом, охватываемым Солнцем. Практически, однако, найдено, что только два дискретных источника создают у Земли интенсивность, сравнимую с интенсивностью невозмущённого Солнца, и что ни один из этих источников не расположен в направлении, близком к Солнцу. Поэтому в солнечных измерениях законно рассматривать Галактику как диффузный источник, угловые изменения интенсивности которого сравнимы со структурой Галактики.

Применим приведённые выше соображения к вопросу обнаружения дискретных источников в Галактике. Угловые размеры этих источников меньше размера Солнца, а интенсивности их излучения могут быть значительно меньше интенсивности излучения фона Галактики. Поэтому важно рассмотреть пределы максимальной разрешимости этих источников, получаемые с помощью разных методов.

Понятно, что с помощью техники «карандашных» пучков, конструируя всё большие и большие антенны, можно значительно увеличить распознаваемость диффузного излучения Галактики. Если ширина пучка была бы мала, по сравнению с угловой структурой Галактики, то обнаружение дискретных источников ограничивалось бы лишь перепутыванием разных источников. Однако до сих пор ни для одной из волн, на которых излучалась Галактика, ещё не построена антенна достаточно большого размера, которая имела бы диаграмму излучения малую по сравнению со структурой Галактики. Если такая антенна и будет построена, то изменение принимаемой энергии, которое будет наблюдаться при её движении вдоль дискретного источника, будет

соответствовать его собственной диаграмме излучения. Наибольшее число дискретных источников, которое можно идентифицировать таким путём, естественно зависит от телесного угла приёма. В случае равномерно распределённых источников равной интенсивности это число порядка $\frac{G}{4}$, где $G = \frac{4\pi A}{\lambda^2} = \frac{4\pi}{\Omega}$ есть усиление по мощности. Все антенны, которые до настоящего времени использовались для наблюдения дискретных источников Галактики, имели слишком малые значения усиления (выигрыша) по мощности, так что угловая изменчивость структуры Галактики ими игнорировалась. Изменения принимаемой энергии, наблюдавшиеся при повороте антенны, главным образом вызывались колебаниями интенсивности «диффузного» излучения Галактики. Число же изменений, которые можно было бы идентифицировать с дискретными источниками, значительно меньше.

С другой стороны, использование интерференционной системы позволяет исключать все изменения интенсивности, кроме тех, которые связаны с источниками, имеющими малые угловые размеры; причём для этого не требуются сложные антенны с большими эффективными сечениями. Такая антенна, распознающая изменения «диффузного» фона, соответствует антенне с «карандашным» пучком, имеющей апертуру вдвое большую, чем расстояние между антеннами. Таким образом, удаляя достаточно далеко друг от друга две антенны, имеющие относительно малую направленность, можно получить требуемую степень распознавания излучения фона. В Кэмбридже проводились наблюдения на волне 3,7 м с помощью двух антенн, каждая из которых имела телесный угол приёма порядка 0,05 стерадиана (соответствующий усилению по мощности порядка 250), промежуток между антеннами равнялся 110 длинам волн (порядка 400 м). Антенна и диаграмма её излучения схематично показаны на рис. 13. С такой системой идентифицировались дискретные источники, интенсивность которых составляла 10^{-5} фона Галактики. (Это число соответствует колебаниям полной энергии антенны в 10^{-3} раз.)

Максимальное число дискретных источников, которое можно обнаружить с помощью интерференционной системы, зависит от того, насколько перекрывают друг друга диаграммы излучения, образуемые двумя соседними источниками (при отсутствии ограничений из-за чувствительности аппаратуры). Поэтому можно обнаружить лишь $\frac{G}{4}$ источников, где G — усиление по мощности каждой из антенн. (В разделе 8 будет показано, что до некоторой степени можно распознавать два источника, даже если диаграммы их излучения перекрываются между собой, так как источники, имеющие разные склонения, образуют интерференционные диаграммы различной периодичности.)

Таким образом, полное число источников, которое можно обнаружить антенной с «карандашным» пучком или с помощью интерференционной системы, имеющей такое же эффективное сечение, будет приблизительно одинаковым для очень больших значений эффективного сечения, если «карандашная» диаграмма излучения достаточно мала для распознавания источников на диффузном фоне. Однако до сих пор ещё не построена антенна достаточно большого размера, которая обеспечивала бы наблюдение галактических источников, а перед антеннами малого размера интерференционная система имеет значительные преимущества, так как она всегда позволяет исключить путаницу, получаемую из-за колебаний излучения диффузного фона. Остаётся ограничение, которое связано с возможностью спутывания разных дискретных источников, но зато с помощью интерференционной системы можно обнаружить $\frac{G}{4}$ равномерно распределённых источников равной интенсивности, при всех значениях усиления G антенны. Достоинства же антенн с «карандашным» пучком быстро пропадают с уменьшением G , так как становится трудным отличать изменения, связанные со строением Галактики, от тех, которые вызваны подлинно дискретными источниками.

В дополнение к указанным преимуществам, интерференционная система имеет важное применение для точного определения положения источника. Достижимые при этом точности такие же, как и в случае системы с «карандашным» пучком, имеющей апертуру, вдвое большую взаимного расстояния между антеннами интерференционной системы. Эти применения описываются в разделах 5 г) и 8 б).

В предыдущем рассмотрении предполагалось, что приём сигналов не составляет больших трудностей. Однако во многих случаях, наряду с вопросом о распознаваемости, важно рассмотреть также вопрос о предельной чувствительности аппаратуры. Дело в том, что необходимо обнаружить слабый дополнительный сигнал, который создаётся дискретным источником при прохождении мимо него «карандашного» пучка или интерференционной картины. На волнах короче 3λ пределы возможного обнаружения сигнала обуславливаются шумами, генерируемыми в приёмнике. Однако на более длинных волнах статистические флуктуации от принимаемого фона излучения Галактики образуют большой «уровень шумов», и его можно ослабить только путём статистического усреднения. Ясно, что время, пригодное для этого усреднения, зависит от того, насколько изменяется вклад от дискретного источника при прохождении мимо него диаграммы излучения антенны. Таким образом, во всех системах с высокой разрешающей способностью, в которых используются установленные на Земле антенны, ширине полосы выхода приёмника (и следовательно, его чувствительности)

ставится некоторый предел, который зависит от разрешающей силы антенны по углам и скорости вращения Земли.

Эти соображения имеют значение, когда пытаются точно определить положение слабых источников.

г) Измерения диаметра и положения источника

Ниже показано, какое большое значение имеет определение положения и размеров источников интенсивного излучения Солнца. Здесь мы проанализируем вопрос о применении интерференционной техники для этих измерений. Вопрос о локации дискретных источников Галактики оставляется до раздела 8 б).

Уже отмечалось, что источник, угловые размеры которого малы по сравнению с угловым расстоянием между максимумами интерференционной картины, даст запись с минимумами, падающими до нуля. Если же источник охватывает угол, сравнимый с расстоянием между максимумами, то минимум не будет полным и отношение между максимальным и минимальным значениями позволит измерить диаметр источника. Этот метод аналогичен методу Майкельсона измерения углового диаметра звёзд; отношение максимума к минимуму соответствует видимости оптических линий. Как метод разнесённых антенн, так и метод установки одной антенны на утёсе, который подобен отражательному интерферометру Ллойда, использовались для определения размеров источников повышенного излучения Солнца, ассоциирующихся с солнечными пятнами.

Точно фиксируя момент возникновения центрального интерференционного максимума, можно точно определить направление на источник. Оба типа интерферометра использовались для этих измерений, и при взаимном удалении антенн на 100—200 длин волн определялось положение источников с точностью в 1—2 минуты. У антенн, разнесённых на такие расстояния, два соседних максимума удалены на величину порядка диаметра солнечного диска, так что не возникает трудностей при идентификации главного максимума.

Аналогичными методами определялось положение дискретных источников в Галактике. Однако в этом случае необходимо было иметь независимый способ идентификации главного максимума записанной кривой. Для этого использовались два способа. В первом — центральный максимум определяется по амплитуде первичной диаграммы излучения. Во втором — используются два различных промежутка между антеннами, так что записи имеют разную периодичность, но одинаковую фазу в центральном максимуме. В разделе 8 б) описано, как используются эти методы для определения положения источника, его склонения и положения знака Север — Юг.

Во многих применениях интерференционного метода важно, чтобы наблюдения ограничивались центральным лепестком. У лепестков высокого порядка значение фазы интерференционной картины

зависит от частоты, а так как приёмник имеет полосу конечной ширины, то отношение максимума к минимуму регистрируемой кривой уменьшается. Поэтому определение диаметра источника при углах, заметно сдвинутых от центра, будет неправильным, так как наблюдаемое отношение максимума к минимуму будет интерпретироваться как кажущееся увеличение диаметра источника. Этот эффект аналогичен тому, когда в оптическом случае в центре интерференционной картины образуется белая полоса, а при больших углах — окрашенные полосы. Видимость полос, измеряемая с помощью прибора, чувствительного в широком диапазоне волн, максимальна в центре и уменьшается с увеличением угла.

Этот эффект становится весьма существенным, когда для получения максимально возможной чувствительности используются широкополосные приёмники. Например, на волне 1,7 м при полосе в 2 мГц ($\frac{\Delta f}{f} \approx 0,01$) и антеннах, раснесённых на 140 длин волн, такие измерения ограничиваются лишь углом в 40 минут (Райл и Вонберг, 1948).

Весьма интересное применение имеет интерферометр из раснесённых антенн для нахождения распределения интенсивности излучения по диску Солнца при отсутствии солнечных пятен. В таких опытах определялись амплитуды записанных кривых, полученных с антеннами, раснесёнными на различные расстояния. Каждое значение амплитуды соответствует в этом случае одному члену разложения Фурье первоначального углового распределения интенсивности источника. Принимая, что оно имеет круговую симметрию, можно вычислить истинное распределение вдоль солнечного диска. Этот вопрос рассмотрен детальнее в разделе 7 а).

6. ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Хаотичное излучение, например такое, как излучение света накалённого твёрдого тела, образует поле, взаимно перпендикулярные компоненты которого некогерентны. Исследования же радиоволн, излучаемых Солнцем, показали, что время от времени оно не хаотично-поляризовано, а что в нём наблюдается циркулярно-поляризованная компонента.

В этой связи становится важным всесторонний анализ структуры волн, излучаемых Солнцем и источниками Галактики. Так как волны могут состоять из смеси эллиптически поляризованного и неполяризованного излучения, то необходимо определять относительные интенсивности хаотично-, циркулярно- и линейно-поляризованных составляющих. Используемые методы аналогичны методам анализа поляризованного света; линейно-поляризованная антенна занимает место призмы Николя, четверть-волновая пластинка применяется как в оптической, так и в радиосистемах, хотя более часто волны, поляризованные по кругу, обнаруживаются с помощью

двух взаимно перпендикулярных линейно-поляризованных антенн, сдвинутых по фазе на четверть волны.

До сих пор у радиоизлучения ещё не обнаружена линейно-поляризованная компонента, поэтому измерения поляризации, главным образом, касаются определения отношения интенсивности циркулярно-поляризованной и хаотично-поляризованной составляющих.

Следует рассмотреть два случая: а) когда интенсивность излучения источника велика по сравнению с полной интенсивностью излучения фона и б) когда интенсивность излучения источника сравнима или меньше интенсивности излучения фона.

В первом случае присутствие линейно-поляризованной компоненты можно было бы обнаружить при вращении линейно-поляризованной антенны около нормали к фронту волны, наблюдая при этом за изменением силы приёма. При изменении положения антенны хаотично- или циркулярно-поляризованные волны не будут изменять эффекта на выходе, поэтому отличие максимального и минимального значений регистрируемой кривой будет свидетельствовать об изменении интенсивности линейно-поляризованной волны. Наличие же циркулярно-поляризованного излучения определяется с помощью двух смежных линейно-поляризованных антенн, плоскости поляризации которых взаимно перпендикулярны. Если выходы обеих антенн калибруются так, что в одной из них длина оптического пути (фаза) дополнительно увеличивается на половину волны, то система чувствительна к циркулярно-поляризованной волне, имеющей либо левое, либо правое вращение. Для волны, имеющей обратный знак вращения, эффект на выходе будет равным нулю. Хаотично- или циркулярно-поляризованные волны наводят в каждую из антенн одинаковые значения энергии, равные половине значения энергии, наводимой линейно-поляризованной волной равной энергии. Таким образом, в двух альтернативных случаях можно определять интенсивность и характер поляризации циркулярно-поляризованной волны, а также интенсивность линейно- или хаотично-поляризованной волны. Конечно, этим методом невозможно отличить от хаотично-поляризованного излучения две циркулярно-поляризованные волны, имеющие одинаковые интенсивности, но противоположные знаки вращения.

Сдвиг на четверть волны можно ввести, либо разнося две антенны на четверть волны в направлении нормали к фронту волны, либо с помощью дополнительной четверть-волновой линии, введённой в цепь одной из антенн. Если в диапазоне приёмника антенны не подогнаны точно к передающей линии, то введение добавочной четверть-волновой передающей линии может привести к неравенству значений импеданса обеих антенн в точке их соединения. В этом случае система не обеспечивает полного исключения нежелательной составляющей циркулярно-поляризованной волны (имеющей проти-

воположный знак вращения). Поэтому более совершенной является система из двух антенн с линиями одинаковой длины, но разнесённых на четверть волны.

На более коротких волнах «четверть-волновую» пластинку можно сконструировать в виде волновода. Устанавливая его впереди антенны так, чтобы его оси составляли угол в 45° с осью антенны, можно сделать систему чувствительной к той или иной

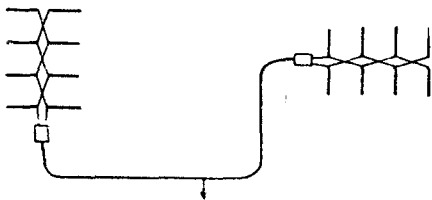


Рис. 5. Интерференционный поляриметр. Вид вдоль нормали к фронту волны.

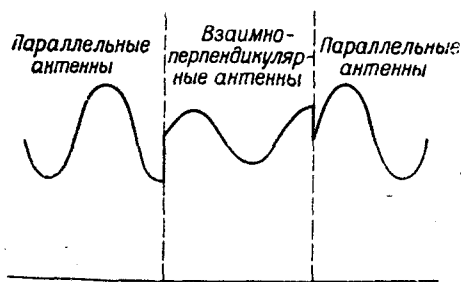


Рис. 6. Диаграмма, иллюстрирующая два типа кривых, получаемых с интерференционным поляриметром.

антенны расположены на линии восток—запад, периодическое же изменение интенсивности, вызванное вращением Земли, используется для того, чтобы отличить излучение исследуемого источника от излучения Галактики. Для того чтобы установить наличие линейно-поляризованной компоненты, необходимо наблюдать за амплитудой интерференционной картины, получаемой с помощью параллельных антенн, при их вращении относительно нормали к фронту волны.

Если расположить теперь антенны взаимно перпендикулярно (рис. 5), то систему можно использовать для определения интенсивности циркулярно-поляризованной волны. Падающая хаотично-поляризованная волна образует в антеннах две некогерентные

компоненте циркулярно-поляризованных волн. Таким путём Ковингтон (1949) проводил исследования состояния поляризации излучения Солнца на волне в 10,7 см.

Если исследуемое излучение источника маскируется хаотично-поляризованным излучением равной или большей интенсивности, то описанным методом, естественно, трудно определить характер его поляризации, главным образом из-за того, что малые изменения поляризации диаграммы и импеданса, возникающие при повороте или переключении антенн, приводят к малым изменениям энергии, принимаемой от фона Галактики. Поэтому развит альтернативный метод измерения, исключающий переключение или переключение антенн. В этой системе две линейно-поляризованные

составляющие, поэтому изменение разности их путей в двух антеннах, возникающей при вращении Земли, не вызовет изменений на выходе приёмника. Таким образом, наличие хаотично-поляризованного излучения эквивалентно увеличению излучения фона Галактики. С другой стороны, падающая циркулярно-поляризованная волна возбуждает в антеннах когерентные колебания, поэтому изменение разности их путей приводит к периодическому изменению амплитуды записи на выходе приёмника. Для полностью поляризованной волны амплитуда этой записи равна амплитуде, получаемой с параллельными антеннами, причём с другой системой антенн записанная кривая смещена во времени на четверть периода в направлении, зависящем от знака вращения поляризации волны. Поэтому сравнение амплитуд, полученных с параллельными или взаимно перпендикулярными антеннами, позволяет определить знак и степень поляризации падающей волны. На рис. 6 приведена типичная запись, полученная для неполностью поляризованного излучения Солнца. Следует отметить, что линейно-поляризованная волна, плоскость поляризации которой расположена в промежуточном положении относительно плоскостей двух антенн, также даёт периодически изменяющиеся кривые, но фаза кривых одинакова для разных антенн.

Интерферометр с разнесёнными антеннами был использован для исследования состояния поляризации слабого излучения Солнца (Райл и Вонберг, 1948) и дискретных источников в Галактике (Райл и Смит, 1948). Этот метод, имея большое значение для поляризационных измерений в случае наличия сильного неполяризованного фона, менее удобен для исследования краткосрочных всплесков излучения, связанных с активностью солнечных пятен. Однако в этих случаях интенсивность излучения обычно достаточно велика, и для измерения поляризации можно использовать прямые методы.

7. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА

Недавно были опубликованы два обширных обзора по радиоизлучению Солнца (Хей, 1949, Паусей, 1950), в которых детально излагается история этих экспериментальных исследований. Поэтому в настоящем разделе не даётся полной картины экспериментов, а суммируются лишь наиболее важные выводы из этих опытов.

Удобно разбить применявшиеся для солнечных наблюдений волны на два диапазона: а) волны короче 1 м , простирающиеся до 1 см , и б) волны длиннее 1 м , доходящие в настоящее время примерно до 7 м . Некоторые кратковременные явления наблюдались и на волнах порядка 20 м .

В диапазоне волн короче 1 м излучение фона Галактики слабое, и так как в этом диапазоне, кроме того, легче построить антенны

со значительной направленностью, то на этих волнах широко изучалось излучение невозмущённого Солнца. На более длинных волнах имеется меньше сведений об излучении невозмущённого Солнца, зато имеется много результатов наблюдений повышенного его излучения, которое связано с активностью солнечных пятен.

На рис. 7 изображена приближённо зависимость энергии радиоизлучения Солнца и Галактики, которая поступает в антенну (имеющую одинаковые физические параметры), от длины волны. Энергии излучения Солнца и Галактики, получаемые на опыте, пересчитаны

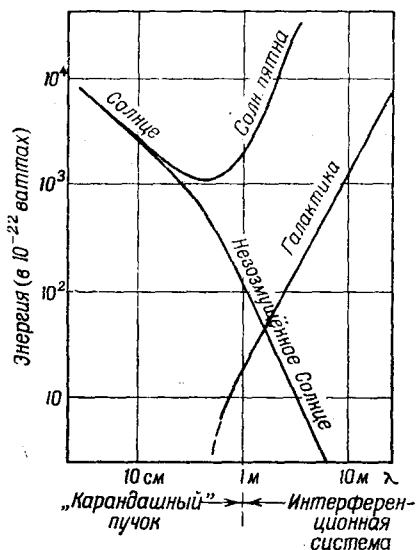


Рис. 7. Зависимость энергии, принимаемой антенной площадью в 10 м^2 от Галактики и Солнца, от длины волны.

к антенне с эффективной площадью в 10 м^2 . Для антенн, имеющих меньшую площадь, относительная часть энергии, принимаемой от Солнца, по отношению к энергии излучения Галактики будет меньше. Следует, конечно, помнить, что конструирование антенны с такими параметрами значительно проще на длинных волнах; на волне 10 см обычно используются антенны, имеющие площадь порядка 5 м^2 , в то время как при длине волны в несколько метров эффективные площади бывают порядка 100 м^2 .

а) Наблюдения на волнах короче 1 м

Для всего диапазона волн — от 1 см до 1 м — нет ещё достаточно полных исследований. Однако в окрестности $1, 3, 10$ и

50 см проводились детальные измерения. Некоторые наблюдения имели также место на волне 25 см . Саутсвортс (1945) впервые обнаружил радиоизлучение Солнца на $1, 3$ и 10 см . Он установил, что это излучение соответствует температуре Солнца, мало отличающейся от температуры, полученной в визуальных наблюдениях (6000°).
Последующие наблюдения на 1 см Дайка и Беринджера (1946) во время частного солнечного затмения показали, что излучение соответствует источнику, имеющему размеры видимого диска и температуру порядка $10\,000^\circ$. Аналогичные наблюдения на волне 3 см провёл Сандер (1947). Шулкин и др. (1948) обнаружили на волне в 3 см , что во время хромосферных извержений

наблюдается внезапная и краткая вспышка интенсивности излучения.

Ковингтон (1947, 1948, 1949) провёл детальное исследование излучения Солнца на волне 10 см. Он показал, что в отсутствие солнечных пятен излучение Солнца соответствует $80\,000^\circ$, а при наблюдениях во время солнечного затмения установил, что в окрестности солнечных пятен излучение имеет значительно большую интенсивность (соответствующую температуре порядка $1,5 \cdot 10^6$ градусов).

Регулярные наблюдения Ковингтона в течение 8 месяцев на волне 10 см показали, что ход интенсивности излучения Солнца даёт хорошую корреляцию с ходом числа солнечных пятен. Повышенное излучение, связанное с солнечными пятнами, поляризовано по кругу. Незначительные внезапные увеличения интенсивности иногда наблюдались в периоды хромосферных вспышек.

В наблюдениях Мак-Крэди, Паусей и Пэйн-Скотта (1947) на волне в 25 см было получено, что Солнце обычно излучает как тело с температурой в $2 \cdot 10^5$ градусов, однако, Лэани и Ябслей (1948) показали, что такая интенсивность на этой волне также связана с излучением солнечных пятен.

Более полные данные получены на волнах 50—60 см. Ребер (1946, 1948 а) показал, что интенсивность, связанная с пятнами, меняется со дня на день (примерно на 15%), однако, иногда наблюдается краткосрочное возрастание эмиссии. Эти результаты подтвердились работой Хаутджаста и Лаффинэуэра (1948). В обширных исследованиях, проводившихся в Кэмбридже в течение 9 месяцев, получено, что в отсутствие солнечных пятен температура Солнца соответствует излучению чёрного тела, охватывающего угол в $0,5^\circ$ и имеющего температуру $5,5 \cdot 10^5$ градусов. (Станьер, 1950). Из этих исследований также было получено, что изменения средних дневных значений интенсивности доходят до 100%, когда по диску Солнца проходят большие солнечные пятна; в то же время редкие вспышки излучения, достигающие более чем 10-кратной интенсивности, почти полностью связаны с хромосферными вспышками. Повышенное излучение, связанное с пятнами, обычно немного поляризовано по кругу (до 20%), излучение же, соответствующее вспышкам, сильнее поляризовано по кругу. Излучение невозмущённого Солнца не поляризовано.

В приведённом выше описании принималось, что излучение невозмущённого Солнца соответствует равномерной эмиссии диска, имеющего такой же диаметр, как и фотосфера ($\sim 0,5^\circ$). Некоторые теоретические соображения (см. раздел 9в)) показывают, что на волне в 50—60 см (а также и на более коротких волнах) главным образом должно излучать узкое кольцо на периферии Солнца. С целью проверки этой теории, а также вследствие того, что с уменьшением телесного угла, охватываемого источником,

увеличивается эффективная температура Солнца, важно было экспериментально исследовать распределение интенсивности излучения Солнца на волне 50 см. Для этого применялись два метода: в первом из них (Лаффинэуэр, Мичард, Штейнберг и Цислер, 1949) было использовано частное затмение Солнца. Результаты, полученные на волнах 25 см и 50 см, показали, что на обеих волнах не заметно усиления эмиссии кольца.

Аналогичные опыты недавно провели Христиансен, Ябслей и Миллс (1949) на волне 50 см. Хотя они смогли показать, что значительная часть полного излучения невозмущённого Солнца соответствует областям, лежащим вблизи или за краем его диска, они не смогли с достоверностью сделать выбор между источником, яркость которого возрастает к краю, и равномерно излучающим источником, имеющим радиус порядка $1,3R_0$, где R_0 — радиус фотосферы.

Наблюдения, основанные на изменении принимаемой интенсивности во время затмения, затруднительны (за исключением почти полных затмений) из-за того, что наблюдаемое изменение интенсивности не особенно чувствительно к степени «просветления» края диска.

Второй метод (Станьер, 1950) позволяет непосредственно измерять распределение вдоль солнечного диска и поэтому с его помощью могут проводиться наблюдения в период повышенной активности солнечных пятен. Измерения же в первом случае усложняются, если в период затмения имеются солнечные пятна. Станьер использует интерферометр с разнесёнными антеннами и определяет амплитуды периодических кривых, регистрируемых на выходе и получаемых с несколькими антеннами, разнесёнными на разные расстояния.

Коэффициент направленности разнесённых антенн в направлении θ , отсчитываемом от центрального направления, как известно, равен

$$2F(\theta) \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi d}{\lambda} \sin \theta \right) \right],$$

где $F(\theta)$ — функция направленности каждой из антенн, а d — расстояние между ними. Для малых углов θ можно пренебречь изменением $F(\theta)$ за счёт первичной диаграммы излучения и коэффициент направленности принять равным $a \left\{ 1 + \cos \left(\frac{2\pi d}{\lambda} \theta \right) \right\}$.

Теперь вычислим энергию, принимаемую от протяжённого источника, который можно приближённо представить как полосу, параллельную линии соединяющей антенны и имеющую распределение $f(\theta)$.

Энергию, воспринимаемую антенной, можно представить как

$$a \int \left\{ 1 + \cos \left[\frac{2\pi d}{\lambda} (\theta + \theta_1) \right] \right\} f(\theta) d\theta,$$

где θ_1 — угол, составляемый центром источника с центральным максимумом интерференционной диаграммы; интегрирование распространяется на весь источник. Последнее выражение можно переписать в виде:

$$a \int f(\theta) d\theta + a \cdot \cos\left(\frac{2\pi d}{\lambda} \theta_1\right) \int \cos\left(\frac{2\pi d}{\lambda} \theta\right) \cdot f(\theta) d\theta - \\ - a \sin\left(\frac{2\pi d}{\lambda} \theta_1\right) \int \sin\left(\frac{2\pi d}{\lambda} \theta\right) f(\theta) d\theta.$$

Рассмотрим, как изменяется энергия в антенне при перемещении интерференционной диаграммы, вызванном вращением Земли вдоль источника. Опуская постоянную составляющую энергии, видим, что переменная составляющая определяется двумя членами Фурье-преобразования $f(\theta)$, имеющего периодичность $\frac{d}{\lambda}$. Если $f(\theta)$ — симметричная функция, то член с $\sin\left(\frac{2\pi d}{\lambda} \theta\right)$ равен нулю и амплитуда наблюдаемого изменения принимаемой энергии пропорциональна

$$2a \int \cos\left(\frac{2\pi d}{\lambda} \theta\right) \cdot f(\theta) d\theta.$$

Таким образом каждое из измерений, проведённых с помощью интерферометра с различными разнесёнными антеннами, даёт один член Фурье-преобразования распределения интенсивности излучения источника. По нескольким значениям, измеренным для разных d , можно построить функцию $f(\theta)$.

Этот метод в точности подобен методу Майкельсона определения тонкой структуры спектральных линий по видимости интерференционной картины, получаемой при использовании исследуемой линии для освещения интерферометра. Майкельсон вычислял таким путём один член Фурье-преобразования распределения интенсивности линии по шкале длин волн. Измеренные же значения видимости для различных значений разности хода в интерферометре позволяли ему вычислять функцию распределения спектральной линии.

Получив таким путём $f(\theta)$ — функцию распределения эквивалентного («полосатого») источника, необходимо вычислить распределение интенсивности источника, имеющего круговую симметрию (такого, как Солнце), который приводит к наблюдаемому «полосатому» распределению.

Станьер провёл наблюдения на волне в 60 см с антеннами, разнесёнными на 365 длин волн. Его результаты показали, что до $0,7 R_0$ (R_0 — радиус Солнца) Солнце излучает равномерно с

эквивалентной температурой $4,5 \cdot 10^5$ градусов, затем его «яркость» постепенно падает. Эффективная температура равна при $1,1 R_0$ половине её значения у центра, а при $1,5 R_0$ меньше $0,5 \cdot 10^5$ градусов (рис. 8). Полное же излучение солнечного диска соответствует источнику размером в $0,5^\circ$ при температуре $5,5 \cdot 10^5$ градусов.

До описания результатов исследования на более длинных волнах следует вкратце просуммировать результаты, полученные на волнах короче 1 м.

1) В отсутствие солнечных пятен Солнце излучает радиоволны, интенсивность которых соответствует температуре: 10^4 градусов при $\lambda = 1$ см, $8 \cdot 10^4$ градусов при $\lambda = 10$ см, $2 \cdot 10^5$ градусов при $\lambda = 25$ см и $5,5 \cdot 10^5$ градусов при $\lambda = 60$ см (см. рис. 9).

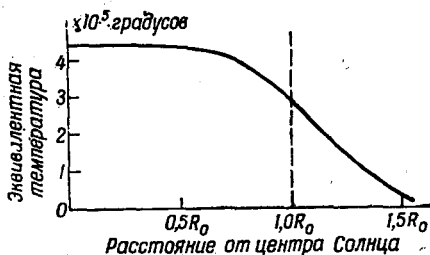


Рис. 8. Распределение «яркости» солнечного диска на волне 60 см.

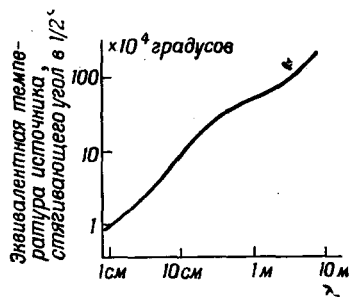


Рис. 9. Зависимость эмиссии невозмущённого Солнца от длины волны.

На всех этих волнах эмиссия Солнца почти равномерно распределена вдоль всего солнечного диска; за пределами видимого диска излучение заметно слабее, особенно на более длинных волнах.

2) При наличии солнечных пятен возрастание эмиссии Солнца целиком связано с площадью пятен. Возрастание интенсивности излучения не особенно велико и даже на длинных волнах редко достигает 100% интенсивности невозмущённого Солнца. Имеются надёжные доказательства того, что возрастание интенсивности вызвано областями, близко лежащими к солнечным пятнам, и что это излучение поляризовано по кругу.

3) Иногда наблюдаются внезапные, краткосрочные увеличения интенсивности, длящиеся лишь в течение нескольких минут. Возрастание невелико и редко составляет 50% нормальной интенсивности. Имеется хорошее соответствие между ними и хромосферными вспышками.

б) Наблюдения на волнах длиннее 1 м

Радиоизлучение солнечных пятен имеет значительно большее значение на волнах длиннее 1 м. Поэтому, хотя в этом диапазоне обнаружение радиоизлучения невозмущённого Солнца значительно затруднено, (частично из-за маскирующего действия фона Галактики, а также из-за трудности конструирования сильно направленных антенн), при наличии солнечных пятен в центре солнечного диска интенсивность излучения увеличивается более чем в 10^4 раз и в этом случае энергия, принимаемая даже простой антенной, намного превышает собственные шумы приёмника.

Внезапные возрастания интенсивности вспышки излучения, связанные с хромосферными вспышками, достигают до 100-кратного значения в течение нескольких секунд.

Очень большие значения интенсивности, связанные с солнечными пятнами, создают некоторые трудности для определения вклада излучения невозмущённого Солнца. Лишь в результате непрерывных наблюдений, проводимых в течение нескольких месяцев, удастся определить истинный минимум интенсивности излучения, соответствующий невозмущённому Солнцу.

Паусей (1946) впервые измерил на более длинных волнах интенсивность невозмущённого Солнца. Он установил, что на волне в 1,5 м эмиссия Солнца соответствует источнику с угловым диаметром в $0,5^\circ$, имеющему температуру в один миллион градусов. Последующие наблюдения Райла и Вонберга (1947) на волнах 1,7 м и 3,7 м с помощью интерферометра с разнесёнными антеннами, описанного в разделе 5, дали, соответственно, значения температуры в $6 \cdot 10^6$ и $1,2 \cdot 10^6$ градусов.

В недавних опытах на волне 6,7 м в Кэмбридже (Мэчин, не опубликовано) получено значение температуры невозмущённого Солнца $2 \cdot 10^6$ градусов. Кривые записи излучения невозмущённого Солнца, полученные в Кэмбридже, соответственно, на волнах 60 см, 1,7 м и 3,7 м, приводятся на рис. 10.

Имеются некоторые указания относительно распределения интенсивности излучения невозмущённого Солнца на более длинных волнах. В наблюдениях Хайкина и Чихачёва (1948) во время солнечного затмения 1947 г. получено, что в период полного затмения интенсивность излучения составляла около 40% внезатменного его значения; однако в этих опытах наблюдалась некоторая связь между интенсивностью радиоизлучения Солнца и активностью протуберанцев, поэтому эти результаты, повидимому, нельзя интерпретировать как распределение излучения невозмущённой короны.

При прохождении солнечных пятен по солнечному диску наблюдается значительно большая интенсивность излучения. Интенсивность возрастает в 100 и более раз на волнах 1—2 м и до-

ходит до 10^4 -кратной на более длинных волнах. Излучение максимально, когда солнечные пятна проходят через центральный меридиан, однако из-за значительных нерегулярных колебаний интенсивности трудно получить точно полярную диаграмму излучения источника. При исследовании некоторых больших групп солнечных пятен Эпплтон и Хей (1946 б), а недавно Хей, Парсонс и Филлипс (1948 б) пришли к заключению, что на волне в 4 м излучение значительно уменьшается, когда группа пятен

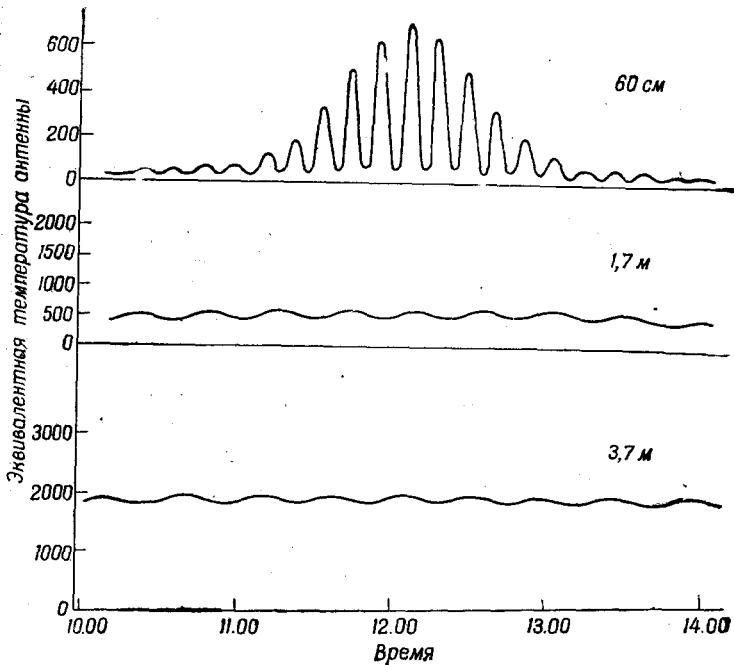


Рис. 10. Кривые радиоизлучения невозмущённого Солнца, полученные с разнесёнными антеннами на волнах 60 см, 1,7 м и 3,7 м.

удалена от центра на 1—2 дня. Аналогичные выводы были сделаны Алленом (1947) для излучения на волне 1,5 м.

Недавно Мэчин (не опубликовано) провёл анализ результатов 12-месячных исследований дневного хода интенсивности солнечного излучения с помощью корреляционной диаграммы. Этот метод оказался неподходящим для больших пятен, однако он дал эффективную полярную диаграмму излучения для «среднего» солнечного пятна. Из записей, полученных на волнах 1,7 м и 3,7 м, он заключил, что интенсивность падает до половины, соответственно при углах $\pm 15^\circ$ и $\pm 7^\circ$ (соответствующих ± 1 дню и $\pm 1/2$ дня от времени прохождения через центральный меридиан).

Большое внимание обращалось на установление связи между интенсивностью излучения, размерами и типом солнечных пятен. Так, Паусей, Пэйн-Скотт и Мак-Крэди (1946) пришли к заключению, что между интенсивностью на волне 1,5 м и площадью солнечных пятен существует некоторая связь. Однако более длительные наблюдения на нескольких волнах не показали какой-либо простой зависимости между ними.

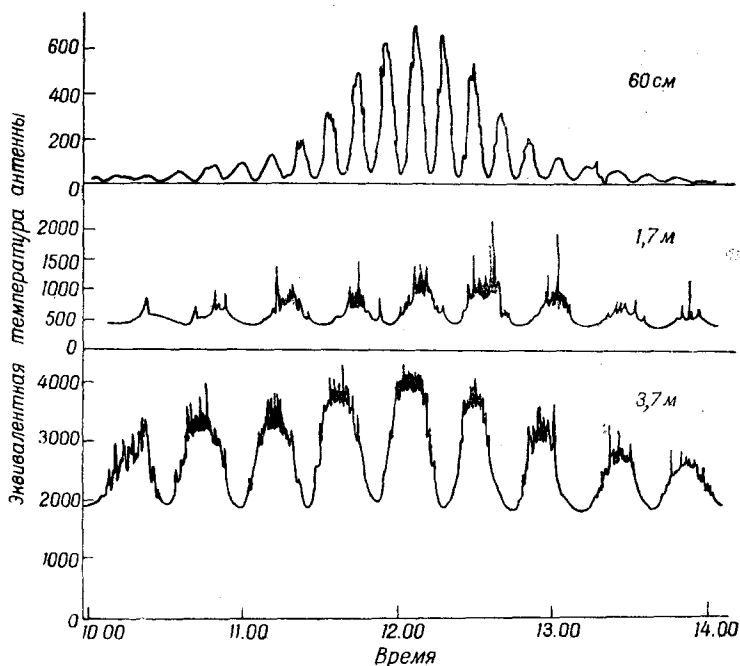


Рис. 11. Кривые радиоизлучения Солнца на волнах 60 см, 1,7 м и 3,7 м, полученные при прохождении солнечных пятен.

Кроме большой интенсивности, излучение солнечных пятен заметно отличается по своему характеру, что видно, например, из типичной записи, приведённой на рис. 11. Быстрые флуктуации интенсивности, которые свойственны увеличивающемуся излучению на волнах длиннее одного метра, не коррелируют на волнах разной длины, таких, как 1,7 м и 3,7 м (Райл и Вонберг, 1947).

Виллиамс (1948) на волне 4 м и Смит (не опубликовано) на волне 1,4 м провели детальные исследования некоторых таких флуктуаций. Они показали, что много быстрых выбросов имеют двойную интенсивность и продолжительность порядка $\frac{1}{2}$ сек.

Причина этих флуктуаций ещё не известна. Для того чтобы выяснить, вызываются ли они рефракцией в земной атмосфере, Мак-Крэди, Паусей и Пэйн-Скотт (1947) проводили одновременно наблюдения во втором пункте, удалённом на расстоянии в 160 миль, и установили полное соответствие между записями в разных пунктах. Из этого следовало, что эти флуктуации происходят либо из-за колебания эмиссии источника, либо из-за эффектов рефракции в удалённой области, такой как атмосфера Солнца над источником*).

Несмотря на то, что имеются надёжные указания, устанавливающие связь между солнечными пятнами и ростом излучения, важно было выяснить, не обязаны ли возрастание излучения, а также активность пятен влиянию общего фактора. Для этих опытов Мак-Крэди, Паусей и Пэйн-Скотт (1947), а также Райл и Вонберг (1946) использовали антенны с высокой разрешающей способностью. Опыты показали, что интенсивно излучают относительно небольшие области, находящиеся по соседству с видимой группой пятен.

Из измерений диаметров этих источников получилось, что повышенное излучение свидетельствует о значительно более высокой температуре, чем значения температуры, принятые выше. Интенсивность излучения соответствует на волнах 1,5—1,7 м температуре 10^9 — 10^{10} градусов, а измерения на волне 3,7 м дали ещё большие значения температуры.

Кроме обычных быстрых флуктуаций интенсивности, связанных с эмиссией пятен, временами наблюдаются ещё большие выбросы интенсивности, которые отмечаются многими авторами как «взрывы». Возмущения этого типа вызывают даже 100-кратное возрастание интенсивности. Хотя структура этих колебаний различна на разных волнах, времена их появления почти совпадают между собой. Эти большие и внезапные возмущения часто совпадают с хромосферными извержениями и возмущениями в земной ионосфере и связаны с ростом ультрафиолетового излучения Солнца. Типичный пример такого «взрыва», наблюдаённого на четырёх разных волнах в Кэмбридже, приведён на рис. 12.

При наблюдениях на нескольких волнах интересно определить точно времена начала этого эффекта. Пэйн-Скотт, Ябслей и Болтон (1947) отметили, что эффект наступает раньше на более коротких волнах, как и в примере, приведённом на рис. 12. Они предположили поэтому, что возмущения вызываются светящейся материей, извергаемой фотосферой и проходящей постепенно через разные слои атмосферы Солнца. Было, однако, найдено, что такая последовательность времени часто не соблюдается; опыты

*) См. примечание на стр. 553 (Прим. перев.).

в Кэмбридже 28 апреля 1944 года на тех же четырёх частотах, что и в случае, приведённом на рис. 12, показали, что последовательность времён начала такого возмущения была обратной. В других опытах наблюдалась беспорядочная последовательность

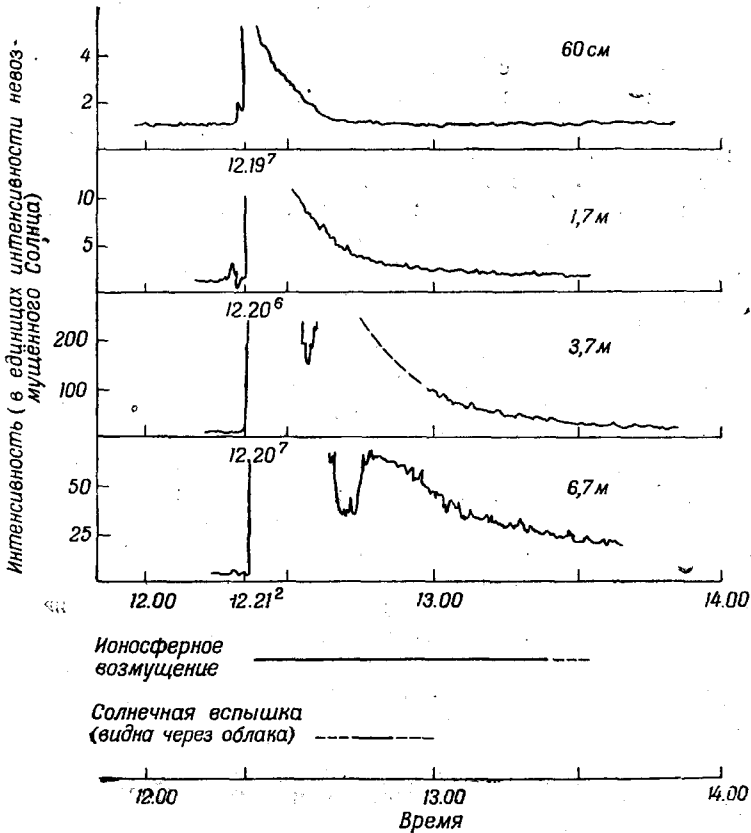


Рис. 12. Внезапное увеличение интенсивности радиоизлучения Солнца, или так называемые «вспышки» радиоизлучения, наблюдаемые на волнах 60 см, 1,7 м, 3,7 м и 6,7 м (1 февраля 1949 г.).

начала этого эффекта; он начинался на промежуточных волнах, а затем наблюдался в разных случаях, то на более длинных, то на более коротких волнах.

Из дискуссии Аллена (1947) следует, что до сих пор остаётся непонятной связь между «взрывами» радиоизлучения Солнца, активностью хромосферных извержений и протуберанцев и ионо-

сферными бурями. Нет сомнения в том, что более значительные взрывы почти всегда связаны с активностью вспышек, но для меньших возмущений эта корреляция соблюдается хуже; многие «взрывы» не сопровождаются видимыми возмущениями, с другой стороны, многие вспышки не вызывают заметного увеличения радиоизлучения. Возможно, что отсутствие корреляции имеет отношение к значению угла, под которым радиоизлучение может выходить из какой-либо точки солнечной короны.

Вопрос о распространении радиоволн в солнечной атмосфере будет подробнее рассмотрен в разделе 9а). Можно, однако, здесь отметить, что на более длинных волнах радиоизлучение может выходить из соседних к солнечным пятнам областей только в относительно малом телесном угле. Этот теоретический вывод следует из того, что дополнительное излучение, вызываемое солнечными пятнами, заметно увеличивается, когда группа пятен находится вблизи центрального меридиана. Следует поэтому предполагать, что внезапные возмущения в областях, расположенных вблизи края Солнца, не вызовут интенсивного радиоизлучения на длинных волнах. Наблюдённые Лехани и Ябслей (1948) «взрывы» на более коротких волнах в 25 см и 50 см (для которых условия выхода излучения не так строги), не сопровождавшиеся возмущениями на 1,5, 3 и 5 м, дополнительно подтверждают эту точку зрения. Хей, Парсонс и Филлипс (1948 б), с другой стороны, установили, что очень интенсивные «взрывы» излучения на волне 4 м не имеют заметно большей корреляции со вспышками, появляющимися вблизи центра солнечного диска. Возможно, что условия выхода таких интенсивных возмущений видоизменяются из-за значительного изменения электронной концентрации в области солнечной атмосферы, близкой к вспышкам, так что излучение может выходить из солнечной атмосферы под большими углами.

В диапазоне от 1 м до 7 м проводились обширные исследования состояния поляризации излучения Солнца (Мартин, 1946 а; Эпплтон и Хей, 1946 а; Райл и Вонберг, 1946). Было установлено, что излучение невозмущённого Солнца хаотично-поляризовано, однако излучение, связанное с солнечными пятнами, обычно поляризовано по кругу, причём знак вращения различен для разных пятен. Было найдено, что когда излучение полностью поляризовано, то быстро колеблющаяся компонента, связанная с возрастающей эмиссией солнечных пятен, также полностью поляризована и что она имеет тот же знак вращения, что и постоянная компонента. В тех же случаях, когда излучение не полностью поляризовано, наблюдались быстрые колебания, причём соответствовавшая им компонента имела оба знака вращения поляризации; возможно, что в этих случаях излучение исходило из двух источников и каждое из этих излучений было полностью поляризовано.

Состояние поляризации радиоизлучения, связанного с большими взрывами, полностью ещё не известно. Имеются некоторые указания (Паусей, 1950) на то, что это излучение поляризовано хаотично, хотя часто вскоре после начала взрыва излучение бывало поляризованным. В этом случае решающий опыт труден из-за быстрого изменения амплитуды в начале такого возмущения, а также из-за редкости этих кратковременных явлений.

Хотя нет ещё полной определённости в вопросе о состоянии поляризации излучения в периоды очень большой его интенсивности, нет сомнения в том, что нормально возрастающее излучение, идущее от солнечных пятен, в основном поляризовано по кругу. Однако степень поляризации излучения часто понижается из-за наличия нескольких источников излучения. Естественно связывать циркулярную поляризацию волн с влиянием магнитного поля на процессы излучения и поглощения источников, особенно из-за больших магнитных полей, возникающих в окрестности солнечного пятна. В разделе 9 а) будет видно, что у солнечных пятен могут существовать две излучающие области и что обе они излучают циркулярно-поляризованные волны, имеющие различные знаки вращения.

Для того чтобы отличить эти области, необходимо определить связь между знаком поляризации и направлением магнитного поля пятна (которое определяется из визуальных наблюдений). Ранние опыты (Райл и Вонберг, 1948) не были решающими из-за трудности идентифицирования источника радиоволн с отдельным солнечным пятном, хотя уже тогда было сделано заключение о том, что излучение соответствует обыкновенной составляющей магнитно-ионной теории Эппльтона.

В опытах, проводившихся недавно (Станьер, не опубликовано) на волнах 1,4 м и 3,7 м с помощью системы разнесённых антенн с высокой разрешающей силой, определялось положение каждого источника радиоволн в отдельности. Однако из-за сложной структуры магнитного поля группы пятен трудно с достаточной определённой указать направление магнитного поля в точке, лежащей высоко в короне, где, повидимому, находится источник излучения. Поэтому результаты этих опытов нельзя ещё считать решающими; они дают достаточные основания для заключения, что на волнах 1,4 и 3,7 м излучение соответствует необыкновенной волне.

В разделе 9 а) будет показано, что эта волна соответствует источнику, лежащему в солнечной атмосфере на большей высоте, чем источник, генерирующий обыкновенную волну.

Целесообразно просуммировать результаты исследования излучения Солнца между 1 м и 20 м:

1) В случае отсутствия солнечных пятен интенсивность радиоизлучения Солнца соответствует эмиссии «чёрного» источника

с угловым диаметром в $0,5^\circ$ при температуре $6 \cdot 10^5$ градусов на волне $1,5 \text{ м}$, 10^6 градусов на волне $3,7 \text{ м}$ и $2 \cdot 10^6$ градусов на волне $6,7 \text{ м}$ (см. рис. 9). На более длинных волнах радиоизлучение невозмущенного Солнца ещё не наблюдалось. Излучение, повидимому, хаотично-поляризовано.

2) При наличии солнечных пятен наблюдается значительно повышенное излучение; на волне $1,5 \text{ м}$ интенсивность возрастает до 100-кратной. На более длинных волнах наблюдалось возрастание в 10^4 раз. Этот рост интенсивности существенно отличается по величине от роста интенсивности, наблюдаемого на волнах короче 1 м . Повышенное излучение характеризуется быстрыми колебаниями интенсивности; оно обычно поляризовано по кругу.

3) Повышение излучения вызывается областями сравнительно малой площади, находящимися в окрестности видимых солнечных пятен. Эмиссия этих областей соответствует температуре, превышающей 10^9 градусов на волне $1,5 \text{ м}$ и 10^{10} градусов на волне $3,7 \text{ м}$. На более длинных волнах ещё не проводились опыты для определения диаметра этих источников.

4) В некоторых случаях кратковременно наблюдались ещё большие выбросы интенсивности радиоизлучения, которые часто совпадали с хромосферными извержениями или другими видами солнечной активности. Эти возмущения характерны внезапным началом. Имеется мало сведений о размерах источников этого излучения и состоянии его поляризации.

8. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ГАЛАКТИКИ

а) Общее излучение Галактики

Наблюдение, что Галактика излучает радиоволны заметной интенсивности, сделал Янский (1932) на волне 16 м . Он не имел возможности обнаружить излучение Солнца и поэтому предположил, что излучение Галактики не является суммарным излучением звёзд, от которых следует ожидать значительно меньшую интенсивность излучения, чем от Солнца. Более поздние наблюдения Ребера (1940, 1944), проведённые на волне $1,9 \text{ м}$ с помощью антенн со значительно большей разрешающей силой, чем у Янского, позволили получить достаточно детальное распределение интенсивности излучения. Его результаты показали, что, главным образом, излучает Млечный путь. Кроме того, он обнаружил максимумы в созвездиях Стрельца, Лебедя, Кассиопеи, Большого Пса и Корвы. Более поздние наблюдения Хей, Парсонса и Филлипса (1941 а) (в которых применялось специальное устройство для корректировки измеряемой интенсивности и предупреждения ошибок из-за конечной ширины диаграммы излучения антенной системы) позволили получить распределение интенсивности на более длинной волне

в 4,7 м. Их результаты в общем хорошо подтвердили известные данные о структуре Галактики. Их же попытки получить более полное совпадение с распределением разных типов звёзд оказались безрезультатными. Распределение интенсивности измерялось также Ребером (1948 б) на волне 60 см, и опять-таки поток энергии был настолько малым, что измерения удалось провести только вблизи плоскости Галактики. Ясно, что общее распределение получалось в общем таким же.

Наиболее важной особенностью этих наблюдений является очень большая интенсивность излучения. Фрэнц (1942), измерявший на волне 10 м, пришёл к заключению, что интенсивность на этой волне соответствует эмиссии распределённого источника, температура которого достигает 10^5 градусов. Результаты Хейя, Парсонса и Филлипса (1948 а) на волне 4,7 м соответствуют температуре $1,8 \cdot 10^4$ градусов в направлении центра Галактики. Томас и Бард-жесс (1947) вычислили, что результаты Ребера на волне 1,9 м соответствуют температуре в $1,5 \cdot 10^8$ градусов, его же измерения на волне 60 см дают максимальную температуру 30° . На более коротких волнах излучение Галактики ещё не наблюдалось.

Из этих опытов можно было заключить, что излучение Галактики, исключая наиболее короткие волны, соответствует температуре, изменяющейся приблизительно как квадрат длины волны, и что в диапазоне от 50 см до 10 м угловое распределение интенсивности в общем соответствует общей структуре Галактики. Более детальные исследования зависимости температуры от длины волны были выполнены в диапазоне 1,5—7 м Моксоном (1946). Он установил, что в направлении максимума интенсивности эффективная температура изменяется, как $\lambda^{2.7}$, в направлении же, близком к полюсам Галактики, получается зависимость $\lambda^{2.1}$. Эти заключения будут иметь большое значение при обсуждении вероятных источников излучения Галактики (раздел 10 г)). Важно, однако, учесть большие трудности, которые возникают при сравнении результатов измерений с антеннами различной направленности, главным образом, из-за того, что значительная часть излучения Галактики, как теперь известно, соответствует источникам с малыми угловыми радиусами. В других опытах Хербстрейт и Джолер (1948) получили на волнах 12 м и 2,7 м с антеннами очень малой направленности, что эффективная температура пропорциональна $\lambda^{2.4}$.

б) Открытие дискретных источников в Галактике

Описанные в предыдущем параграфе результаты исследований могут быть приписаны излучению источников любого типа, разбросанных во всей Галактике, причём, как будет показано в разделе 10 а), межзвёздный газ первоначально представлялся более вероятным источником излучения, чем звёзды. Однако в 1946 году

Хей, Парсонс и Филлипс (1946) наблюдали на волне 5 м в направлении созвездия Лебедя быстрые колебания излучения, длящиеся несколько минут. Они считали, что эти колебания не связаны с процессами рефракции в земной атмосфере, и указали на то, что, по крайней мере, часть излучения Галактики не соответствует диффузно-излучающей области. Флуктуации интенсивности

свидетельствовали о том, что наблюдаемое излучение аналогично излучению солнечных пятен.

В дальнейшем измерения с антенной с большей разрешающей силой проводились на волне 3 м (Болтон и Станлей, 1948) и на волне 3,7 м (Райл и Смит, 1948). Первые исследователи использовали «отражательный интерферометр Ллойда», применив антенну, установленную на высоком утёсе и обозревавшую море, как это впервые сделали Мак-Крэди, Паусей и Пэйн-Скотт (1947) для определения местонахождения источников интенсивного излучения солнечных пятен. Наблюдая за изменением регистрируемой интенсивности, при восхождении над горизонтом «точечного» источника они имели возможность отличить его на фоне общего излучения Галактики и вычислить,

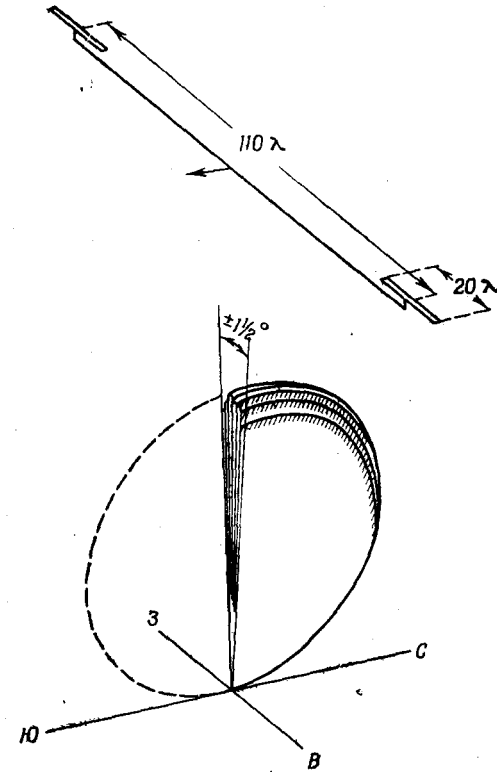


Рис. 13. Схема и диаграмма излучения системы с разнесёнными антеннами, применявшейся для обнаружения дискретных источников в Галактике.

по временам его восхода и захода, обе его координаты. Моменты восхода и захода дают координату, отсчитываемую с востока на запад, или прямое восхождение источника, а разность этих моментов определяет координату, отсчитываемую с севера на юг, или склонение.

Этим методом удалось определить с большей точностью, чем у Хейя, положение источника в Лебедь. Кроме того, в этих измерениях было показано, что угловой диаметр источника меньше

разрешающей силы установки (около 8 минут), дальнейшие наблюдения (Болтон, 1948) указали на существование нескольких дискретных источников меньшей интенсивности*).

Райл и Смит (1948) использовали метод интерферометра с разнесёнными антеннами, аналогичный методу Майкельсона для определения диаметра звёзд. Антенны были установлены на линии восток — запад, и каждая из них имела узкую диаграмму излучения в направлении восток — запад ($\pm 1,5^\circ$) и широкую — в направлении север — юг ($\pm 45^\circ$) (см. рис. 13). Результирующая диаграмма излучения состояла из узкого пучка в виде веера с расстоянием между максимумами порядка $1/2^\circ$. Если на широте Кэمبرиджа (52° сев. шир.) антенна установлена так, чтобы излучать вверх, то веер простирается от северного полюса почти до плоскости экватора, не доходя до неё лишь на несколько градусов.

При вращении земли диаграмма излучения антенны таким образом прочёсывает почти всё северное полушарие. При отсутствии какого-либо дискретного источника излучения (имеющего угловой диаметр меньше $1/2^\circ$) регистрируемая амплитуда будет оставаться постоянной или будет испытывать малые изменения, когда огибающая диаграммы излучения будет направлена в разные области Галактики. Если, однако, диаграмма излучения проходит мимо дискретного источника малого диаметра, регистрируемая амплитуда испытывает периодические изменения, так как источник заключён в $\pm 1,5^\circ$ долготы. По времени наблюдения центрального максимума кривой можно определить время восхождения источника. Его склонение определяется при использовании другого свойства интерферометра с разнесёнными антеннами. Разность путей от удалённого источника до двух антенн зависит от склонения δ источника, а именно пропорциональна $\cos \delta$. Периодичность регистрируемой кривой даётся выражением $t_0 \sec \delta$, где t_0 — периодичность источника, помещённого на экваторе (t_0 есть время, в которое Земля проходит угол, соответствующий угловому расстоянию между двумя интерференционными максимумами антенной системы, приведённой на рис. 13; оно — порядка 2 минут).

Этот интерферометр имеет то преимущество перед отражательным интерферометром Ллойда, что с его помощью можно проводить измерения при прохождении меридиана в условиях, когда угол падения излучения на ионосферу и тропосферу минимальный.

*) Отметим здесь, что Г. Г. Гетманцев и В. Л. Гинзбург⁷ предложили использовать диффракцию радиоизлучения на Луне для точного определения размеров и координат источников радиоизлучения в периоды их покрытия Луной. Сделанные ими оценки показывают, что разрешающая сила, которую можно получить при этих измерениях, достигает в ряде случаев лишь нескольких секунд, что намного превышает разрешающую силу используемых в настоящее время установок (примерно 5—10').
(Прим. перев.)

Поэтому вероятность появления ошибок из-за рефракции в земной атмосфере значительно уменьшается.

Используя эту систему на волне 3,7 м, Райл и Смит исследовали источник в созвездии Лебедя, а также нашли другой источник ещё большей интенсивности в созвездии Кассиопеи. Они также обнаружили 28 источников меньшей интенсивности. Типичная запись, на которой заметно излучение этих двух источников, показана на рис. 14. Ни один из источников не совпадает с какой-нибудь видимой выдающейся звездой, а названные два интенсивных источника, положение которых определялось с точностью в 5—

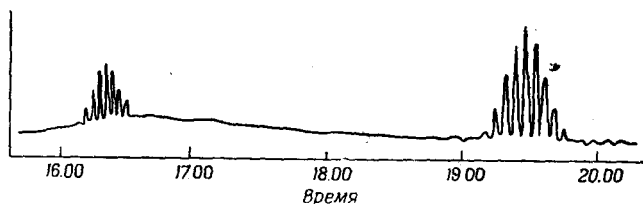


Рис. 14. Часть записи, полученной с помощью интерферометра с разнесёнными антеннами, обнаруживающая интенсивные источники в созвездиях Лебедь и Кассиопея.

10 минут, не могут быть приписаны ни одной звезде, большей восьмой величины.

в) Распределение дискретных источников

В связи с отсутствием корреляции между интенсивным источником радиоизлучения и видимыми звёздами важно проверить, не являются ли источники сравнительно локальными телами, находящимися в пределах солнечной системы. Поэтому попытались измерить расстояние до двух наиболее интенсивных источников по их параллаксу. Проводились точные измерения расстояния до источников в Лебедь и Кассиопее на волне 3,7 м в течение двух периодов, сдвинутых на 6 месяцев (Райл и Смит, не опубликовано). В пределах точности измерений получилось, что расстояние каждого из источников не меняется и что оно больше $2 \cdot 10^{16}$ см. Хотя это расстояние значительно меньше наиболее близкой известной фиксированной звезды (около $3 \cdot 10^{18}$ см), всё же это значение показывает, что дискретные источники не находятся в пределах солнечной системы, а расположены, повидимому, на звёздных расстояниях *).

*) Независимо И. С. Шкловский¹ оценил, предложенным им методом, расстояние до точечного источника в созвездии Лебедь и получил, что оно должно быть меньше 10^{20} см. На основании этого он также пришел

Угловое распределение источников, обнаруженных в северном полушарии, не показывает какой-либо заметной их концентрации вблизи Млечного Пути. Общее же число известных в настоящее

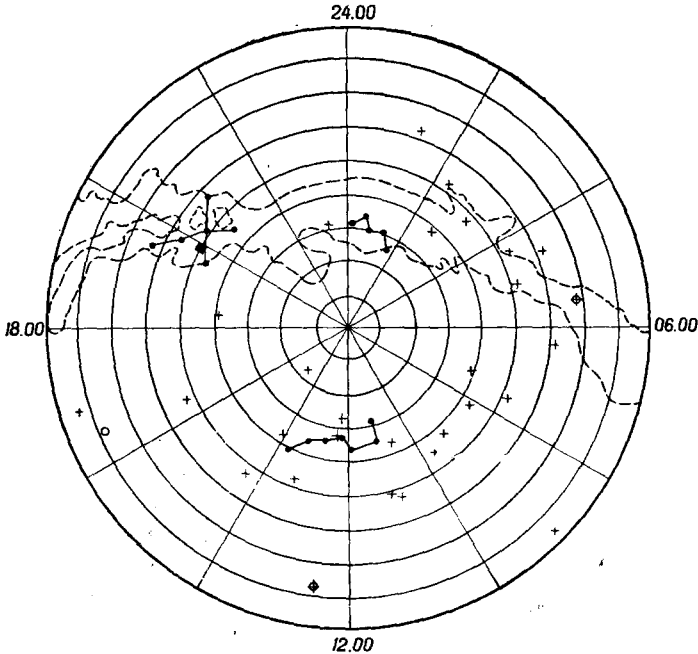


Рис. 15. Карта дискретных источников, обнаруженных в Северном полушарии Болтоном и Станлей (кружки) и Райлем и Смитом (крестики).

время источников ещё недостаточно для того, чтобы делать уверенные заключения об их распределении. На рис. 15 приведена

к заключению, что источниками радиоизлучения не являются горячие звёзды класса O , а что радиозвёзды обладают светимостью, значительно меньшей солнечной. Предложенный им метод основан на измерении разности времён прихода, коррелирующих между собой «всплесков» радиоизлучения источника, на разных волнах. Следует указать, что поскольку в настоящее время показано, что основная часть флуктуаций интенсивности радиоизлучения источников вызвана не изменениями, происходящими в самом источнике, а диффракцией их излучения на неоднородностях в ионосфере, постольку этот метод, как и другие выводы, основанные на анализе изменений интенсивности радиоизлучения, требуют дальнейшей проверки. (См. примечание на стр. 553.) (Прим. перев.)

карта, иллюстрирующая расположение источников *). Если наблюдаемые источники находятся на расстояниях малых, по сравнению с размерами Галактики (т. е. если они находятся на звёздных расстояниях), то распределение по углам следует считать более или менее равномерным.

Исходя теперь из предположения, что наблюдаемые дискретные источники находятся на звёздных расстояниях, а остальные источники таким же образом расположены повсюду в Галактике, можно приписать общий фон излучения Галактики излучению всех этих звёзд. Эта точка зрения не требует, таким образом, какой-либо модели, основанной на излучении межзвёздного газа.

Эмиссия дискретных источников и межзвёздного газа должны по-разному зависеть от длины волны, поэтому дополнительная экспериментальная проверка этой гипотезы возможна из сравнения распределения интенсивности излучения дискретных источников и общего фона Галактики по длинам волн. Проводились исследования обоих интенсивных источников на нескольких волнах. Болтон и Станлей (1948) исследовали источник в Лебедь на 1,5, 3, 3,5 и 5 м и пришли к заключению, что в этом диапазоне волн интенсивность имеет небольшой максимум на волне 3 м. Для источников излучения в созвездиях Лебедь и Кассиопеи Райл и Смит (не опубликовано) получили на волнах 1,4, 3,7 и 6,7 м следующие значения интенсивности (в $10^{-22} \frac{\text{вт}}{\text{м}^2}$): ?

	1,4 м	3,7 м	6,7 м
Лебедь	1,3	1,4	1,3
Кассиопея	1,8	2,3	2,2

Эти результаты можно сравнить с результатами измерения интенсивности общего фона Галактики (Моксон, 1946; Хербстрейт и Джолер, 1948). Из этих опытов следует, что зависимость эффективной температуры от λ колеблется между $\lambda^{2,1}$ и $\lambda^{2,7}$. Это показывает, что поток энергии в единице телесного угла зависит от λ , как $\lambda^{0,1} \div \lambda^{0,7}$.

До тех пор пока не проводились более точные измерения в широком диапазоне волн для большего числа источников, вряд ли можно будет уверенно заметить разницу между получаемыми распределениями интенсивности по длинам волн.

*) В настоящее время обнаружено более чем 100 источников радиополучения в Галактике (см., например, ⁹⁾ (Прим. перев.)

г) Поляризация излучения дискретных источников

Вполне естественно проводить аналогию между интенсивным излучением дискретных источников излучения Галактики и повышенным излучением солнечных пятен. С этой точки зрения также важно проверить поляризацию этого излучения и выяснить, поляризовано ли оно по кругу как излучение солнечных пятен. Опыты Райла и Смита (1948) на волне 3,7 м, в которых был использован описанный в разделе 6 интерференционный поляриметр, показали, что постоянная компонента излучения обоих источников не поляризована. Такие же результаты были получены на волнах 1,4 и 6,7 м. Измерения состояния поляризации переменной составляющей излучения источника Лебеда представляют некоторые трудности, так как период этих флуктуаций сравним с периодом интерференционной картины. Опыты, однако, показали, что и эта составляющая излучения не поляризована. Эти результаты позволили сделать заключение, что постоянное излучение дискретных источников свидетельствует об отсутствии заметного магнитного поля в излучающих областях. Поэтому авторы предположили, что механизм этой эмиссии, по видимому, подобен механизму, вызывающему излучение невозмущённого Солнца.

д) Причина колебаний интенсивности

Следуя первоначальным исследованиям (Хей, Парсонс и Филлипс, 1946) случайных колебаний интенсивности излучения на волне 5 м, приходящего со стороны созвездия Лебедь, было естественным искать объяснение этим флуктуациям, основанное на рефракции в земной атмосфере. Однако при существующих теориях структуры ионосферы и тропосферы трудно считать их ответственными за такие большие колебания на таких коротких волнах *).

* В более поздних исследованиях^{4, 5}, проведённых на волнах 6,7 м и 3,7 м, было установлено, что характер нерегулярных изменений (флуктуаций) принимаемой интенсивности радиоизлучения источников в Галактике начинает заметно отличаться в пунктах, удалённых друг от друга на расстояниях в 20 км (по наблюдениям на волне 6,7 м⁴) и даже в 3,9 км⁵ (по наблюдениям на волне 3,7 м). Это приводит к заключению, что этот тип флуктуаций в основном вызван процессами дифракции этого излучения в ионосфере. В дальнейшем, в результате длительных наблюдений (в течение от 6 до 15 месяцев)⁶ на волнах 3,7 и 6,7 м за 4 источниками радиоизлучения Галактики получилось, что этот тип нерегулярных колебаний интенсивности связан с нерегулярными процессами ионизации в земной ионосфере, причём «индекс флуктуаций» радиоизлучения имеет суточный ход с максимумом примерно в 01 ч. 00 м. местного времени. Авторы предполагают, что нерегулярные процессы в ионосфере, являющиеся причиной изменений принимаемой интенсивности радиоизлучения Галактики, возникают вследствие дополнительной нерегулярной ионизации ионосферы (слоя F и выше) под воздействием межзвёздного вещества, притягиваемого гравитационным полем Солнца. (Прим. перев.)

Дальнейшие доказательства против механизма рефракции были получены Райлом и Смитом (1948) из исследований источника в созвездии Кассиопея. Они нашли за период в 2 месяца (май — июнь 1948 г.), что интенсивность последнего источника остаётся постоянной, в то время как интенсивность излучения источника в Лебедь часто колеблется. Хотя в период наблюдений углы падения на ионосферу были в обоих случаях малыми (соответствовали 12° и 6°), казалось невозможным, чтобы атмосферная рефракция влияла на излучение только одного источника. Поэтому было сделано заключение, что колебания интенсивности источника Лебедя вызваны подлинными изменениями излучения самого источника и возможно аналогичны «взрывам» солнечного излучения, связанным с хромосферными вспышками*).

Однако, так как происхождение колебаний источников Галактики (см. раздел 10б) имеет большое значение для теоретического исследования природы самих источников, проводились дальнейшие экспериментальные исследования, которые преследовали цель выяснить, связаны ли эти флуктуации с изменениями эмиссии источника или они могут быть приписаны сравнительно локальным процессам рефракции.

Опыты такого типа были выполнены Паусей и его коллегами (частное сообщение). На волне 3 м они проводили одновременные исследования источника Лебедя с приёмниками, установленными на двух утёсах, находящихся один — в Австралии и другой — в Новой Зеландии. Сравнение полученных кривых записи в двух пунктах показало, что при появлении флуктуации они заметным образом не совпадают между собой. Это подсказывает, что флуктуации вызваны рефракцией в атмосфере**).

Уже отмечалось, что исследование с помощью интерферометра, использующего отражения от морской поверхности, обеспечивает наблюдения источника низко над горизонтом. В этом случае влияние рефракции в ионосфере и, главным образом, в тропосфере должно сказываться больше, чем в случае, когда источник находится на большой высоте. Однако, так как дополнительная рефракция этого типа может маскировать первичные изменения интенсивности, необходимы также опыты, использующие метод, позволяющий проводить наблюдение источника, расположенного высоко над горизонтом.

*) Более поздние наблюдения⁶ показали, что относительные значения флуктуации («индекс флуктуаций») интенсивности радиоизлучения разных источников имеет годовой ход. Полученные кривые годового хода для 4 источников показали, что все они в общем совпадают между собой, но сдвинуты друг относительно друга во времени, соответственно значениям времени их прямого восхождения. Этим, по мнению авторов, объясняются результаты Райла и Смита (1948). (См. также примечание на стр. 553). (Прим. перев.).

**) См. также примечание на стр. 553. (Прим. перев.)

Две серии таких опытов были выполнены в Англии, где источник в Лебеде можно наблюдать при малом угле падения (12°) и где можно также получить дополнительные данные, наблюдая за источником в Кассиопее. Первый опыт проведён совместно с Ловеллом. В этом опыте проводились исследования на волне $3,7$ м, одновременно с двумя приёмниками, соответственно расположенными в Кэмбридже и Жадрелл-Банк (расстояние между ними 210 км). Наблюдался источник в Лебеде, когда он был вблизи меридиана. Для того чтобы исключить путаницу, вызываемую интерференционной системой, применялись простые антенны со значительной направленностью; интенсивность излучения фона Галактики измерялась

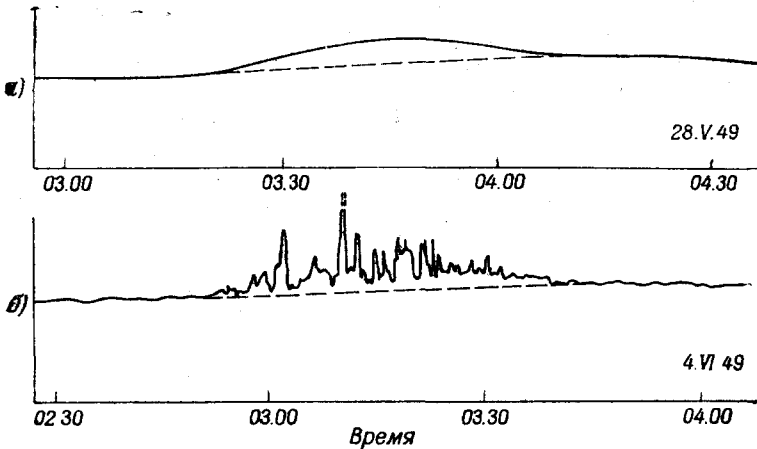


Рис. 16. Записи, полученные от источника в Лебеде с помощью простой антенны: а—28 мая 1949 года и б—4 июня 1949 года.

предварительно с помощью интерференционной системы. На рис. 16 приведены две типичные кривые, полученные в Кэмбридже от источника в Лебеде, соответственно в «спокойный» и «возмущённый» дни. Пунктир на рисунке соответствует интенсивности излучения фона.

Второй эксперимент был поставлен на более длинной волне, в $6,7$ м, так как можно было ожидать, что на ней влияние рефракции сказывается больше, чем на волне $3,7$ м. В этих опытах также использовались одновременно два приёмника—один был в Кэмбридже, другой перевозился в различные пункты, вплоть до расстояния порядка 170 км от Кэмбриджа.

В обеих сериях опытов было установлено, что хотя и наблюдалась иногда хорошая корреляция получаемых кривых в разных пунктах в те ночи, когда появлялись возмущения, всё же большая часть колебаний, наблюдаемых в значительно удалённых друг от друга пунктах, не были подобны между собой. Было также уста-

новлено, что в то время как прежние опыты показали, что источник в Лебедь более активен, чем источник в Кассиопее, в течение периода с марта по октябрь 1949 г. наблюдались часто значительные колебания интенсивности обоих источников*). Из результатов этих опытов, таким образом, следовало, что большая часть колебаний интенсивности излучения, наблюдавшихся в этот период, может быть приписана процессам, происходящим относительно близко от Земли**).

Кроме типа флуктуаций, показанных на рис. 16, б) на волне 6,7 м, иногда наблюдался другой тип колебаний излучения. Внезапно появлялось большое увеличение интенсивности, длившееся 10—20 сек. Случаи этого типа возмущения не связаны с появлением первого типа возмущений. Кроме того, они совпадали в двух значительно удалённых пунктах (Кэмбридж — Мальери). Так как эти явления случаются слишком редко и их продолжительность очень мала, то трудно было идентифицировать их направление с каким-либо источником, однако кажется мало правдоподобным, чтобы они имели земное происхождение***).

Таким образом, современные ещё недостаточно полные результаты экспериментов подсказывают два механизма, вызывающих колебания интенсивности дискретных источников в Галактике:

1) Механизм, основанный на нерегулярных эффектах в земной атмосфере. Записи, подобные тем, что показаны на рис. 16, б), в которых интенсивность колеблется, принимая значения как большие, так и меньшие нормального среднего значения, свидетельствуют о том, что причиной флуктуации может быть рефракция в ионосфере.

*) См. примечание на стр. 553 (Прим. перев.)

**) В наблюдениях (см. 9), проводившихся в течение 18 месяцев на волне 3,7 м с помощью радиоинтерферометра с разнесёнными антеннами, изучалось постоянство интенсивности радиоизлучения источников в Галактике. Из рассмотрений были исключены 15⁰/₁₀ данных, относящихся к периодам, когда наблюдались колебания интенсивности радиоизлучения, вызванные, как полагают авторы, дифракционными явлениями в ионосфере. Авторы пришли к заключению, что в этот период времени интенсивность излучения радиозвёзд была постоянной: с точностью до 10% для всех радиозвёзд и с точностью до 5% для наиболее интенсивных радиозвёзд. В этих наблюдениях изучалось радиоизлучение примерно 100 радиозвёзд (Прим. перев.)

***) Следует указать, что И. С. Шкловский⁸ рассчитал, что в межзвёздном газе при переходах между компонентами сверхтонкой структуры основного состояния атомов водорода может возникнуть монохроматическое радиоизлучение на частоте 1421,3 Мгц ($\lambda = 21$ см), причём полуширина этой линии равна лишь $4 \cdot 10^4$ герц. Недавно в опытах, проводившихся в трёх пунктах (см. 10, 11, 12, 13) было обнаружено монохроматическое радиоизлучение Галактики на волне $\lambda = 21$ см. Экспериментальные поиски этой линии в радиоизлучении Солнца оказались безрезультатными. (Прим. перев.)

Для того чтобы получить дальнейшие доказательства влияния ионосферной рефракции Райл и Смит (не опубликовано) проверили, совпадают ли времена этих флуктуаций (полученные из серии наблюдений на волне 3,7 м, длившихся девять месяцев) с временами заметных ионосферных возмущений. Из этого анализа не получилось никакого соответствия между периодами флуктуации и периодами ионосферных или магнитных бурь.

Кроме того, из наблюдений, проводившихся в Кэмбридже на волнах 3,7 и 6,7 м, получилось, что много возмущений одновременно наблюдается на обеих волнах. Поэтому невероятны какие-нибудь теории, которые объяснили бы эти явления исходя из простого механизма рефракции.

Таким образом, хотя, повидимому, вряд ли можно сомневаться в том, что земная атмосфера иногда и вызывает заметные колебания интенсивности излучения дискретных источников в метровом диапазоне волн, однако для того чтобы найти их причины, требуются ещё дальнейшие опыты.

2) Изменения интенсивности самого источника. Внезапные большие изменения интенсивности, наблюдаемые одновременно в двух значительно разнесённых приёмниках, напоминают «вспышки» солнечного излучения. Однако, так как они появляются редко и имеют малую продолжительность, трудно их детально изучить. Потребуется дальнейшие опыты, прежде чем можно будет установить определённую связь между ними и солнечными «вспышками». Оба типа флуктуаций представляют значительный интерес для теории. Первый — из-за того, что с ним связан вопрос о структуре ионосферы, второй — из-за того, что он позволяет делать выводы относительно физической протяжённости источника излучения.

9. ТЕОРИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА

Экспериментальное изучение радиоизлучения Солнца проводилось многими исследователями. Полученные ими результаты позволили построить связную, хотя и неполную картину явлений, происходящих в диапазоне между 1 см и 10 м. С другой стороны, теоретическая работа ещё не достигла такого состояния; когда в теории существует полная согласованность. Например, существует расхождение, имеющее особенное значение, в теориях, занимающихся эмиссией повышенного излучения солнечных пятен в метровом диапазоне волн. Многие из этих разногласий, возможно, связаны с разнообразием состояний, допустимых в солнечной короне (для которой визуальные наблюдения не дают соответствующих данных). Однако некоторые разногласия имеют фундаментальное значение и их разрешение представляет собой одну из наиболее важных проблем не только радиоастрономии, но и, вообще, всей

астрофизики. Это связано с тем, что в результате радиоисследований и на основе выводов из них возможно удастся получить данные относительно звёздных оболочек, которых нехватает при наблюдениях с помощью видимого спектра волн.

В этом разделе сделана попытка разобрать в общих чертах наиболее важные теоретические вопросы радиоизлучения Солнца. В разделе 10 обсуждается вопрос о применимости этих теорий к расчёту излучения дискретных источников Галактики.

Результаты экспериментальных исследований радиоизлучения Солнца просуммированы ранее в разделах 7 а) и 7 б). До обсуждения возможных механизмов генерации радиоволн важно рассмотреть вопрос о распространении радиоволн в солнечной атмосфере, обратив особое внимание на условия, которые необходимы, чтобы они могли выйти за пределы Солнца.

а) Применение магнито-ионной теории к солнечной атмосфере

Магнито-ионная теория (Эппльтон, 1932) применялась к распространению радиоволн в солнечной атмосфере Саха, Банерджи и Гуа (1947), Мартином (1948) и Райлом (1948). Заключение, полученные в этих работах, кратко обсуждаются ниже.

При отсутствии внешнего магнитного поля коэффициент преломления μ области, содержащей N электронов в 1 см^3 , равен для волны, имеющей угловую частоту ω ,

$$\mu^2 = 1 - \frac{4\pi N e^2}{m\omega^2},$$

где e и m , соответственно, — заряд и масса электрона. Поэтому распространение волны заданной частоты возможно в области, где $N < \frac{m\omega^2}{4\pi e^2}$. Таким образом, в этом случае волна с угловой частотой $5 \cdot 10^8$ (соответствующая длине волны в $3,7 \text{ м}$) не может распространяться в солнечной короне на высотах, меньших $1,5 \cdot 10^{10} \text{ см}$ над фотосферой (см. рис. 17, а).

В случае наличия магнитного поля коэффициент преломления имеет другой вид, и для распространения вдоль направления магнитного поля даётся формулами

$$\mu^2 = 1 - \frac{4\pi N e^2}{m\omega(\omega + \omega_H)} \quad (\text{обыкновенная волна})$$

и

$$\mu^2 = 1 - \frac{4\pi N e^2}{m\omega(\omega - \omega_H)} \quad (\text{необыкновенная волна}),$$

где $\omega_H \left(= \frac{eH}{mc^2} \right)$ — собственная частота вращения электрона в магнитном поле (жироскопическая частота). Обе волны поляризованы по кругу в противоположных направлениях (волна, имеющая

то же направление вращения, что и свободный электрон, известна, как необыкновенная волна).

Видно, что при любых значениях $\frac{\omega H}{\omega}$ обыкновенная волна может распространяться, если обеспечивается неравенство $\frac{4\pi Ne^2}{m\omega^2} < 1$; для больших значений $\frac{\omega H}{\omega}$ волна может распространяться при больших значениях N . Поэтому наличие интенсивного магнитного

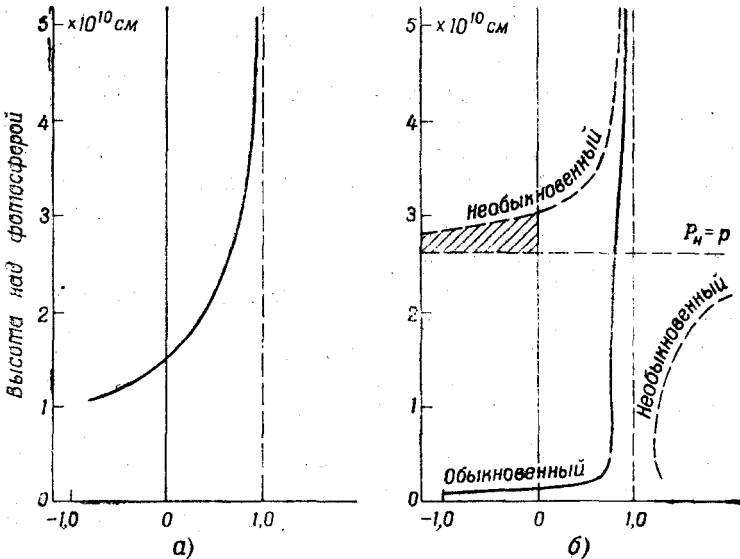


Рис. 17. Кривые зависимости n^2 солнечной атмосферы от высоты на волне 3,7 м: а—без учёта магнитного поля, б—над солнечным пятном с полем в 3000 гаусс.

поля позволяет распространяться циркулярно-поляризованной составляющей в областях, которые имеют большую электронную плотность.

С другой стороны, необыкновенная волна не может распространяться до тех пор, пока не выполняются неравенства $\frac{\omega H}{\omega} > 1$ или $\left(\frac{\omega H}{\omega}\right) < 1 - \frac{4\pi Ne^2}{m\omega^2}$. Для промежуточных значений $\frac{\omega H}{\omega}$ эта волна не может распространяться.

Влияние магнитного поля можно более ясно продемонстрировать, применив эти выражения к распространению волны 3,7 м в солнечной атмосфере. На рис. 17,а) изображена кривая зависи-

мости μ^2 от высоты в отсутствии магнитного поля. Из рисунка видно, что волна может распространяться над фотосферой на высотах, превышающих $1,5 \cdot 10^{10}$ см. На рис. 17,6 видно влияние магнитного поля униполярного солнечного пятна, которое имеет форму диполя, помещённого на высоте $0,1 R_0$ ниже фотосферы (R_0 — радиус фотосферы) и создающего магнитное поле в 3000 гаусс в фотосфере (в этом примере не принято во внимание изменение электронной концентрации над солнечным пятном). В этом случае обыкновенная волна может распространяться, начиная с высоты в $6 \cdot 10^8$ см, необыкновенная же волна не может распространяться в области высот между $2,6 \cdot 10^{10}$ см и $3 \cdot 10^{10}$ см. На высоте $2,6 \cdot 10^{10}$ см частота волны и жирокопическая частота равны между собой ($\omega_H = \omega$). Из этого примера ясно, что в отсутствии сколько-нибудь значительного магнитного поля источник, излучение которого на волне $3,7$ м может достичь Земли, должен помещаться на высоте, большей $1,5 \cdot 10^{10}$ см над фотосферой. Эмиссия же от солнечного пятна может приходиться от источника, помещённого выше $6 \cdot 10^8$ см (обыкновенная волна) или выше $3 \cdot 10^{10}$ см (необыкновенная волна).

Кроме анализа коэффициента преломления солнечной атмосферы для заданной волны, важно также исследовать поглощение волны. Ниже будет видно, что некоторые теории радиоизлучения Солнца исходят из «равновесного» состояния нагретого электронного газа. С помощью закона Кирхгоффа можно вычислить эмиссию Солнца, зная коэффициент поглощения и температуру излучаемой области. (Мартин (1948) рассмотрел вопрос о применимости закона Кирхгоффа в случае наличия магнитного поля и пришёл к выводу, что для круговой поляризации, как это бывает в большинстве задач солнечной атмосферы, закон Кирхгоффа применим.)

Райл (1948) показал, что в условиях полной ионизации, существующей в солнечной короне, поглощение излучения на метровых волнах мало, за исключением трёх областей: одна из них — это область, где жирокопическая частота равна частоте волны; в ней из-за «резонансного поглощения» сильно поглощается необыкновенная волна. Значительное поглощение также возникает в области, где коэффициент преломления мал; каждая из двух циркулярно-поляризованных составляющих испытывает поглощение на высотах, где значения их коэффициентов преломления стремятся к нулю.

Вопрос о значении коэффициента поглощения для разных длин волн, проходящих через солнечную атмосферу, обсуждается ниже в связи с вопросом об эмиссии нагретой солнечной атмосферы. Следует здесь отметить, что волна, приближающаяся нормально к поверхности $\mu = 0$, может часто сильно поглощаться, в то время как поглощение волны, падающей под большим углом

и отражающейся при конечном значении μ (заданном законом Снеллиуса), значительно меньше.

Приведённый набросок теории распространения радиоволн в солнечной атмосфере*) показывает, что генерация радиоволн должна иметь место в солнечной атмосфере на значительных высотах. Исследование этих областей визуальными методами затруднительно и сведения относительно физических условий, существующих в них, до некоторой степени ограничены. По этим причинам невозможно основывать разные теории радиоизлучения на общепринятых данных. Исследования радиоизлучения, сами по себе, повидимому, открывают возможность делать более точные выводы относительно структуры солнечной атмосферы, чем это допускают наблюдения на видимых волнах.

б) Модели, предложенные для объяснения радиоизлучения Солнца

В недавнем сообщении Райла (1949 а) теории радиоизлучения Солнца делятся на две группы:

1) «Равновесные» механизмы, в которых интенсивность излучения стремится к величине, соответствующей средней энергии теплового движения электронов.

2) Нетепловые механизмы, в которых когерентное излучение большого числа электронов способно вызывать значительно более интенсивное излучение, чем то, которое соответствует средней энергии теплового движения электронов.

Выводы, основанные на первой группе представлений, требуют знания средней энергии теплового движения электронов или электронной температуры излучающей области, наряду со знанием мощности эмиссии области. Теории, основанные на этом механизме, должны также объяснить, как поддерживаются очень высокие температуры электронов, необходимые для образования наблюдаемых интенсивностей.

Во втором случае не требуется высокая температура электронов, но нужно детальное описание явлений, объясняющих, как поддерживается когерентное излучение большого числа электронов.

в) Излучение невозмущённого Солнца

Экспериментальные исследования показали, что на волнах порядка 3 см невозмущённое Солнце излучает так, как будто оно имеет температуру $2 \cdot 10^4$ градусов, а на волне в 50 см — температуру около $5 \cdot 10^5$ градусов. На более длинных волнах (видеть до 7 м) эмиссия постепенно растёт, так что температура достигает $2 \cdot 10^6$ градусов (рис. 9). Из опытов также получилось,

*) Подробнее о распространении радиоволн в ионизованном газе под влиянием магнитного поля см. ^{14, 15}. (Прим. перев.)

что на волне в 60 см и короче Солнце излучает более или менее равномерно по всему диску; каких-либо данных о распределении излучения по диску на длинных волнах не получено.

Мартин¹⁶ (1948) и Райлом (1948) были предложены теории радиоизлучения, основанные на «равновесном» механизме^{*}). На основе термодинамических соображений ими вычислено излучение области заданной поглощательной способности. Разные методы расчёта эмиссии нагретого ионизованного газа были использованы Гринштейном (1947), Унзольдом (1947) и Вальдмайером (1948). Эти авторы вычисляли полное излучение, рассматривая в качестве исходного момента индивидуальные акты соударения электрона с электроном и электрона с протоном (теория «фри-фри» перехода). Мартин (1948) показал, что эти расчёты дают одни и те же результаты, когда коэффициент преломления существенно не отличается от единицы. Однако в случае, когда коэффициент преломления мал, теория «фри-фри» перехода становится сложной. Так как наиболее интересные экспериментальные результаты относятся к волнам, для которых коэффициент преломления солнечной короны существенно отличается от единицы, то для них эта теория широко не использовалась. Она, однако, применялась для расчёта эмиссии очень коротких волн, которые поглощаются в области, в которой коэффициент преломления незначительно отличается от единицы.

Термодинамические соображения, использованные Мартином (1948) и Райлом (1948), также применялись к областям, в которых коэффициент преломления очень мал; поэтому они, в частности, применялись для определения эмиссии на длинных волнах, которые заметно поглощаются лишь в области, где коэффициент преломления мал. Оба автора вычислили полное поглощение в солнечной атмосфере при малых значениях μ и показали, что поглощение в диапазоне 1—10 м имеет ощутимое значение. Они пришли к заключению, что эмиссию Солнца можно уподобить на этих волнах излучению чёрного тела, имеющего температуру, равную температуре электронов, находящихся в области, в которой μ мало.

На этом основании измерения интенсивности на разных волнах должны дать сведения об электронной температуре на разных уровнях солнечной атмосферы (как это было указано Гинзбургом, 1946).

Денисс (1949 a) выдвинул возражения, касающиеся рассмотрения зависимости между коэффициентом поглощения и излучательной способностью области, в которой μ мало. Он утверждает,

^{*}) Соответствующий теоретический анализ был впервые сделан В. Л. Гинзбургом^{16, 18} и И. С. Шкловским¹⁷. См. также¹⁹. (Прим. перев.)

что хотя при $\mu \cong 0$ коэффициент поглощения сильно возрастает, излучательная способность стремится к нулю.

Это заключение возникает в результате путаницы между истинной излучательной способностью и энергией, распространяющейся в области, в которой μ непрерывно изменяется от очень малых величин до единицы. В рассмотрении Мартина и Райла используются большие значения коэффициентов поглощения и излучения; потерю же отражательной способности не следует принимать во внимание в случае солнечной короны из-за малых градиентов коэффициента преломления.

Мартин (1948) рассмотрел своё поглощение на случай наклонно падающей волны. Таким путём он смог вычислить эмиссию различных областей Солнца на волнах от 20 см до 30 м. В этом рассмотрении принималось, что температура короны равна 10^6 градусов (получается из идентификации спектров высокоионизованных атомов короны; Эдлен (1942)) и что температура хромосферы равна 30 000 градусов (следует из измерений профиля спектральных линий хромосферы; Редман (1942)). Далее предполагается, что температура изменяется быстрее на границе между короной и хромосферой.

Результаты Мартина показывают, что на более длинных волнах (больше 10 м) даже нормально падающая волна не поглощается полностью и что она частично отражается. На этих волнах эмиссия даже центра диска Солнца несколько меньше значения, ожидаемого для источника с температурой 10^6 градусов. С другой стороны, на волнах короче 1 м, нормально падающий луч, проходя через хромосферу, не отражается. Поэтому интенсивность излучения центра диска соответствует температуре хромосферы.

Таким образом, его теория предсказывает, что на волнах короче 1 м эмиссия центра диска Солнца должна быть меньше, чем эмиссия края. Аналогичные результаты получили Унзольд (1947) и Вальдмайер (1948), которые основывали свои расчёты на тех же предположениях относительно распределения температуры в солнечной атмосфере.

Наблюдения же на волнах 60 см, 10 см и 3 см показали, что Солнце излучает как однородный диск или как диск с несколько затемнённым краем.

Возможно, что расхождение между теоретическими рассмотрением Мартина, Унзольда и Вальдмайера и экспериментальными результатами объясняется неправильным допущением, сделанным ими относительно распределения температуры в солнечной атмосфере. Можно показать, что излучательная способность солнечной атмосферы на волнах от 10 см до 1 м сильнее зависит от изменения электронной температуры и плотности с высотой на границе между короной и хромосферой. Как раз для этой

области сведения, полученные с помощью визуальных наблюдений, неполны. Возможно, что более глубокое понимание явлений, поддерживающих температуру электронов в короне и хромосфере, позволит получить более детальную картину строения граничной области.

Рассмотрим теперь некоторый механизм, который способен поддерживать высокие температуры в солнечной атмосфере. Его роль в разных областях атмосферы обсуждается более детально в разделе 9д). Для этого механизма не требуются большие значения градиентов электронной температуры между короной и хромосферой и из него не получается явления затемнённого центра, предсказанного Мартином.

г) Образование электронов большой энергии в солнечной атмосфере

Было показано, что радиоизлучение Солнца удовлетворительно объясняется хаотичным движением электронов, если принять, что электроны солнечной короны имеют кинетическую энергию, соответствующую температуре 10^6 градусов. В некоторых условиях интенсивность излучения приближается к величине, соответствующей эмиссии чёрного тела при температуре 10^6 градусов, в других условиях интенсивность оказывается меньше либо потому, что поглощение недостаточно для установления равновесия, либо из-за того, что излучают более низкие области, где температура электронов меньше. В дополнение к радионаблюдениям, результаты визуальных наблюдений также подтверждают, что температура короны порядка 10^6 градусов. Вальдмайер (1945) просуммировал результаты измерений и показал, что четыре независимых метода дают сравнимые значения температуры короны:

1) Отношение между градиентом давления в короне и фотосфере соответствует температуре короны, примерно в 1000 раз большей температуре фотосферы.

2) Исследования Гротриана (1931, 1934) над уширением линий, излучаемых фотосферой и рассеиваемых электронами короны, дают для электронной температуры значение $7 \cdot 10^5$ градусов.

3) Наблюдения большого числа спектральных линий, потенциал ионизации которых достигает 100 вольт (соответствующий тепловой энергии при 10^6 градусов).

4) Измерения ширины линии Fe XIV дают доплеровское уширение, соответствующее температуре $2 \cdot 10^6$ градусов.

Важно поэтому обсудить процессы, которые способны поддерживать в короне температуру 10^6 градусов. Райл (1948) предположил, что высокая энергия электронов в солнечной атмосфере поддерживается электрическим полем. Предполагая, что наблюдаемые скорости вращения солнечных пятен на разных широтах

соответствуют истинной разности скоростей движения вещества фотосферы, Альфен (1937) показал, что наличие общего магнитного поля приводит к возрастанию разности потенциалов между полюсами и экватором Солнца. Принимая, что у полюсов напряженность поля порядка 50 гаусс, получается разность потенциалов порядка $5 \cdot 10^8$ вольт.

При обсуждении воздействия такого поля следует помнить, что заряженные частицы могут двигаться в солнечной короне только параллельно магнитным силовым линиям. Если магнитная ось и ось вращения Солнца совпадают между собой, то каждая магнитная силовая линия будет пересекать Солнце в точках равного потенциала и такой механизм не будет сообщать частицам солнечной атмосферы больших скоростей. Если, однако, эти оси составляют между собой малый угол, разность потенциалов возникает уже между точками, лежащими на магнитной силовой линии. Для угла в 7° (величина, вычисленная из исследования короны в периоды малой активности солнечных пятен) потенциал достигает $10^6 - 10^7$ вольт и, при отсутствии явлений пространственного заряда, приведёт к градиенту потенциала порядка 10^{-5} вольт/см, способному ускорить заряженные частицы в хромосфере и короне. Средняя энергия электронов, которая поддерживается таким механизмом, зависит от расстояния, проходимого электроном в поле до того, как он испытывает потерю энергии при соударении. Поэтому электронная температура на разных уровнях солнечной атмосферы зависит от плотности частиц и типа соударений, которые вызывают потерю энергии. Более подробный анализ зависимости электронной температуры от высоты будет дан в разделе 9. Райл (1948) показал, что в невозмущённой солнечной короне, на высотах, ответственных за излучение метровых волн, следует ожидать, что средняя энергия электрона равна $10^3 - 10^4$ электрон-вольт (т. е., что они имеют температуру в $10^6 - 10^8$ градусов).

Несмотря на то, что необходима ещё большая работа, прежде чем можно будет считать теорию радиоизлучения невозмущённого Солнца удовлетворительной, уже сейчас нет сомнения в том, что основой этого излучения является «равновесный» механизм и что в солнечной короне существуют электроны с большой энергией.

До тех пор пока основой теоретического анализа служат данные о короне, полученные из трудных визуальных опытов, нельзя ожидать более точного совпадения между теоретическими предсказаниями и экспериментальными результатами. Возможно, что создание более усовершенствованной техники радиоизмерений в конечном счёте позволит получить более точные сведения о распределении температуры в короне, чем те, которые следуют из наблюдений на видимых волнах.

д) Повышенное излучение солнечных пятен

1) Теории, основанные на явлении равновесия

Как Кипенхойер (1946), так и Денисс (1947 а, б) указали, что электроны, свободно вращающиеся в магнитном поле солнечного пятна, излучают волны, поляризованные по кругу. Магнитное поле хромосферы и короны достаточно для генерации радиоволн наблюдаемой частоты. Однако при проведении этих расчётов возникают существенные трудности. Из рис. 17, б) видно, что образованное таким путём излучение (имеющее поляризацию, соответствующую необыкновенной волне), прежде чем оно сможет выйти, должно пройти значительное расстояние в области, в которой коэффициент преломления имеет мнимое значение. Кроме возможного просачивания экспоненциально затухающей волны, интенсивность которой стремится к нулю, нельзя ожидать никакой другой передачи энергии через такую область среды.

Кипенхойер (1946) совсем не учитывал этого затухания, а Денисс (1947 а, б) пришёл к заключению, что если градиент магнитного поля велик, то это затухание не имеет большого значения. Кроме того, Кипенхойер получил интенсивности, значительно большие тех, которых можно ожидать при заданной температуре электрона, и не указал на какой-нибудь механизм, который может поддерживать движение множества электронов. Его результаты основаны на суммировании излучения электронов, находящихся в значительной толще, и получены без учёта эффекта реабсорбции. Из простых термодинамических соображений можно видеть, что отбрасывание реабсорбции незаконно и что интенсивность излучения не может превысить величины, определяемой электронной температурой.

В более поздней статье Райл (1948) довольно подробно рассмотрел возможность выхода энергии из области «резонансного поглощения», где частота волны равна гироскопической частоте. Он показал, что в то время как излучение электрона, вращающегося в магнитном поле солнечного пятна, распространяется свободно к центру Солнца, затухание волны, идущей обратно, очень велико. Поэтому он пришёл к выводу, что этот механизм не может обеспечить наблюдаемые интенсивности. Однако он указал, что может иметь значение возможность потока энергии к центру Солнца, так как наличие потока количества движения в этом направлении приведёт к появлению обратного радиационного давления на электроны, находящиеся в магнитном поле. Эта точка зрения рассматривается в разделе 11 а).

Кроме области резонансного поглощения, Райл указал ещё на два слоя солнечной атмосферы над пятном, которые поглощают проходящую волну. Каждый из этих слоёв поглощает одну

из поляризованных по кругу составляющих. Они соответствуют областям, где коэффициент преломления каждой из волн уменьшается. Например, для волны в 3,7 м и поля пятна в 3000 гаусс эти слои находятся на высотах порядка $6 \cdot 10^8$ см (обыкновенная волна) и $3 \cdot 10^{10}$ см (необыкновенная волна) (см. рис. 17,б)). Полное поглощение в обеих областях велико и зависит от количества соударений и градиента коэффициента преломления. Каждая из этих областей поэтому излучает циркулярно-поляризованную волну, интенсивность которой соответствует электронной температуре в этой области. Предполагая, что температура солнечной короны растёт с высотой, можно ожидать, что преобладающая поляризация, наблюдаемая у земной поверхности, соответствует необыкновенной волне. Однако для того, чтобы судить об относительных значениях излучательной способности каждой из этих областей, необходимо также знать значения угла, под которым соответствующие источники видны у Земли.

Точный теоретический расчёт интенсивности обеих компонент сложен из-за отсутствия достаточно точных данных об электронной плотности и температуре над солнечным пятном и из-за трудности определения эффективного количества соударений в полностью ионизованном газе. Мартин (1948) отметил, что поглощение радиоволн определяется типом соударений, предположенным Чепманом и Каулингом (1939), для которого получается значительно большее сечение соударений, чем для неионизованного водорода. Независимо такой же результат получил Гинзбург (1944), обсуждая поглощение радиоволны в земной атмосфере в случае наличия большого числа ионов.

Если принять этот тип соударений, то поглощение метровых волн в обеих областях, рассматриваемых Райлом (1948), будет полным для волны, падающей нормально на область $\mu = 0$. Из этого можно заключить, что каждая из этих областей будет излучать поляризованные по кругу волны нормально к поверхности $\mu = 0$. Интенсивность этого излучения соответствует электронной температуре области. Мэчин (не опубликовано) исследовал зависимость интенсивности излучения от направления для того, чтобы получить полярную диаграмму солнечного пятна на разных волнах. Такой расчёт труден, так как он требует детального знания распределения электронной плотности вблизи солнечного пятна. Однако полученные им предварительные результаты дают полярные диаграммы, хорошо совпадающие с результатами экспериментов.

Состояние поляризации принимаемой у Земли волны зависит от относительной интенсивности обеих компонент. Интенсивность же каждой волны определяется полным эффективным телесным углом, охватываемым источником и электронной температурой изучаемой области. Эффективный телесный угол получается из расчёта излучательной способности в каждом малом элементе телесного угла чёрного

источника. До тех пор пока анализ этого вопроса возможен лишь для пятна простой формы и пока можно лишь оценивать электронную температуру каждой из областей (способом, рассматриваемым в разделе 9 е)) невозможно рассмотреть полностью действие какой-либо группы солнечных пятен. Этот способ ещё более усложняется из-за сложности структуры магнитного поля пятен. Поэтому из сравнения результатов расчёта с экспериментальными данными ещё не получены надёжные результаты, хотя как теория, так и эксперимент показывают, что необыкновенная волна (соответствующая источнику, находящемуся на большой высоте) обычно интенсивнее.

Обсудим теперь явления, которые могут поддерживать высокую электронную температуру в солнечной атмосфере вблизи солнечных пятен. Экспериментальные данные показали, что метровые волны излучаются малыми поверхностями, находящимися по соседству с солнечными пятнами и имеющими температуру 10^8 — 10^{10} градусов. Были предложены разные модели для объяснения этих температур (соответствующих средней энергии электронов в 10^4 — 10^6 электрон-вольт), основанные на ускорении электронов в электрическом поле.

По Альфену (1937) следует ожидать разности потенциалов в $5 \cdot 10^8$ вольт между полюсами и экватором Солнца, возникающей из-за влияния общего магнитного поля на неравномерно вращающееся вещество поверхности Солнца. Было показано, что в отсутствии солнечных пятен лишь малая доля этого потенциала может быть использована для ускорения заряженных частиц в солнечной атмосфере. Однако когда магнитное поле солнечного пятна прибавляется к общему магнитному полю Солнца, то электрическое поле, ускоряющее частицы, сильно возрастает. Суммарное магнитное поле имеет магнитные силовые линии, пересекающие фотосферу в точках, значительно отличающихся по широте, и Райл (1948) показал, что в атмосфере вблизи солнечного пятна электроны ускоряются при этом разностью потенциалов порядка 10^8 вольт*). Градиент потенциала может видоизменяться из-за наличия пространственных зарядов, а также из-за движения вещества фотосферы в солнечном пятне. Этот вопрос рассматривается в разделе 9 ж) в связи с обсуждением природы «взрывов» и вспышек хромосферы. Тем не менее Райл заключил, что на высотах, превышающих 10^9 см, средняя энергия электронов короны возрастает, по крайней мере, до 10^6 электрон-вольт (что соответствует электронной температуре в 10^{10} градусов).

*) Это число получено для значений магнитного поля в 50 гаусс. Недавние наблюдения (Тиссен, 1949) показали, что магнитное поле Солнца равно только лишь нескольким гауссам. Однако в разделе 9 е) будет видно, что средний свободный пробег электрона в солнечной короне значительно больше принятой ранее величины. Поэтому можно ожидать аналогичного ускорения частиц при общем поле в 1 гаусс.

Джиованелли (1947—1948) и Деннис (1947 б, 1949 б) предложили альтернативный механизм образования электрического поля в солнечной атмосфере вблизи солнечного пятна. Рассматривая процесс возрастания магнитного поля в солнечном пятне, они пришли к выводу, что по соседству с солнечным пятном должно образоваться интенсивное электрическое поле. Для больших быстрораствующих пятен возникают при этом электрические поля, ускоряющие электроны до энергии порядка 10^6 — 10^7 электрон-вольт.

Как показано выше, наблюдаемое экспериментально интенсивное радиоизлучение солнечных пятен может объясняться «равновесным» механизмом, если в солнечной атмосфере вблизи солнечных пятен электроны имеют большую энергию. Визуальные наблюдения движения вещества в фотосфере, а также исследования магнитных полей Солнца показали, что возникающие при этом электрические поля имеют достаточную интенсивность для поддержания требуемой энергии электронов.

2) Теории, основанные на когерентном излучении электронов

Так как для объяснения наблюдаемой интенсивности радиоизлучения солнечных пятен на метровых волнах необходимы очень большие значения электронной температуры, то некоторые авторы предложили для этого нетепловые механизмы. Получение эмиссии с интенсивностью большей чем та, которая соответствует заданной электронной температуре, требует наличия явлений, поддерживающих когерентное излучение многих электронов.

Брук (1946) предположил, что электрические разряды в солнечной атмосфере, аналогичные светящимся разрядам у Земли, могут усилить радиоизлучение. Однако Мартином (1947) было отмечено, что такие явления неправдоподобны для высоко ионизованных областей, таких как солнечная атмосфера, где электрическая проводимость всегда велика.

Мартин (1947) и Шкловский (1947) предположили, что когерентное излучение электронов короны вызывается механизмом, аналогичным колебаниям плазмы в разрядных трубках. Хэфф (1948, 1949) предположил, что возрастание интенсивности радиоизлучения короны вызвано взаимодействием электронных пучков, приводящим к усилению, аналогичному усилению, которое наблюдается в электронных трубках. Бэйли (1948 а, б, 1949) показал, что для этого не необходимо наличие перемещающихся пучков, а что усиление пространственных зарядов возникает при наличии обычной скорости дрейфа.

Райд (1949 а) детально рассмотрел эти точки зрения и пришёл к выводу, что хотя предложенные теории дают удовлетворительное объяснение для таких явлений в условиях масштабов разрядной или электронной трубок, их использование в условиях больших

масштабов, таких, какие существуют в солнечной короне, сталкивается с большими трудностями. Таким образом, хотя электронная плотность на разных высотах солнечной короны имеет достаточное для генерации наблюдаемых волн значение, очень трудно объяснить как возбуждение этих колебаний, так и условия выхода излучения из колеблющейся области.

Во всех предложенных теориях возбуждение колебаний зависит от скорости модуляции электронных пучков. В опубликованных расчётах дан детальный анализ сильно упрощённого случая для одного или двух пучков электронов, состоящих из электронов, имеющих почти одни и те же скорости дрейфа (случай, представляющий интерес, когда рассматривается применение теории к расчёту электронно-лучевых усилителей). Однако скорости электронов, находящихся в солнечной атмосфере, не имеют узкого диапазона значений, даже если они ускоряются однородным электрическим полем, так как они испытывают большое число соударений в ускоряющей области и отклоняются на большие углы от первоначального направления.

В разделе 9 е) показано, что в большой части солнечной атмосферы распределение скоростей электронов, вероятно, может быть подобно распределению хаотичных движений, к которому прибавляется значительно меньшее значение скорости дрейфа в электрическом поле. Применение модели, предложенной Хэффом и Бэйли, к этим условиям сталкивается с очень большими трудностями, главным образом, в случае наличия магнитного поля.

Даже, если бы существовали явления, поддерживающие эти колебания, сомнительно, чтобы генерируемая таким образом энергия могла притти на Землю. Это связано с тем, что область, в которой генерируются плазменные колебания, имеет для плазменной частоты коэффициент преломления, равный нулю, так что через неё не может проходить электромагнитная энергия этой частоты. Можно извлечь энергию из колеблющейся области при движении связанного пучка электронов в условиях малых масштабов разрядной трубки (как было указано Армстронгом (1947) и Нейллом (1949)). Однако такой механизм невозможен в солнечной атмосфере, где электроны должны пройти большое число длин волн, прежде чем они достигнут области, в которой может распространяться соответствующее излучение. Кроме того, так как в этих условиях отсутствует однородная скорость дрейфа, то электронный пучок вообще не будет сохраняться. Повидимому, аналогичные аргументы следует использовать при рассмотрении модели Хэффа и Бэйли, хотя в их работе не рассмотрен детально вопрос о выходе энергии излучения. Следует указать, что эмиссия электромагнитного излучения относительно координатной системы, движущейся с электронным пучком, полностью определяется условиями выхода излучения из обычной стационарной плазмы.

До тех пор, пока отсутствуют определённые данные, касающиеся природы повышенного излучения Солнца, остаётся много неясностей в вопросах, связанных с генерацией когерентных колебаний большой энергии. Эти трудности возникают при применении теории плазменных колебаний и усиления пространственных зарядов к условиям солнечной атмосферы, в которой движение электронов имеет распределение скоростей, близкое к хаотичному, и где градиенты электронной плотности и магнитного поля очень малы. Хотя солнечная корона имеет электронные плотности, согласующиеся по порядку величины с частотой излучаемых волн, однако как возбуждение когерентных колебаний, так и вопрос выхода излучения из колеблющейся области создают в существующих теориях значительные трудности.

С другой стороны, генерация излучения с помощью равновесного механизма, предполагающего хаотичное движение электронов большой энергии, представляется возможной.

В этой теории различные слои солнечной атмосферы поглощают излучение различной частоты, а слои, которые значительно поглощают, также излучают с интенсивностью, соответствующей значению электронной температуры. Вопрос о поддержании в короне над солнечным пятном средней энергии электронов в 10^6 электрон-вольт (соответствующей электронной температуре в 10^{10} градусов) не представляет большей проблемы, чем вопрос о поддержании средней энергии электрона в 100 электрон-вольт (соответствующей электронной температуре в 10^8 градусов) в невозмущённой короне; это значение температуры надёжно установлено визуальными наблюдениями. Следует предполагать, что соответствующие условия создаются под влиянием магнитного поля Солнца и электрического поля, возникающего из-за неравномерного вращения Солнца.

- е) Детальный расчёт средней энергии электрона, поддерживаемой электрическим полем

При рассмотрении равновесного механизма, предложенного для расчёта радиоизлучения Солнца, было предположено, что большое среднее значение энергии электрона в короне поддерживается электрическим полем. Райл (1948) предположил, что как нормальная температура короны, так и повышенное её значение вблизи солнечных пятен вызваны электрическим полем, которое поддерживается общим магнитным полем Солнца во взаимодействии с неравномерным вращением Солнца. Джioванелли (1947, 1948) и Денисс (1947 б, 1949 б) предположили, что повышенная электронная температура вблизи солнечных пятен вызывается электрическим полем, которое поддерживается в периоды роста магнитного поля солнечного пятна. Поэтому важно детально рассмотреть, как может воздействовать электрическое поле, приложенное к ионизованному газу, на сред-

ную энергию электрона. Принимается в этом рассмотрении, что основной газ в короне — водород.

Ясно, что электрическое поле будет ускорять как электроны, так и протоны и в области, имеющей большие размеры, может установиться равновесное состояние, при котором средняя энергия, приобретаемая частицей, движущейся вдоль градиента потенциала, становится равной средней энергии, теряемой при соударениях. Поэтому средняя энергия электронов (и протонов), которая поддерживается в заданном электрическом поле, зависит от процессов соударений.

Для газа, который не ионизован полностью (такого, как в хромосфере), электрон, главным образом, теряет свою энергию при неупругом соударении с неионизованным атомом, и при малой степени ионизации энергия электрона не может намного превышать значения, определяемого эффективным ионизационным потенциалом газа. Для более сильно ионизованного газа неупругие соударения наступают реже и средняя энергия электрона может возрасти. Теперь необходимо посмотреть, как теряют электроны энергию в случае, когда газ полностью ионизован. Следует при этом отметить, что для газов солнечной атмосферы, среди которых имеются тяжёлые атомы, всё равно возможна потеря энергии при неупругих соударениях, так как средняя энергия электрона возрастает до величины, обеспечивающей образование многократно ионизованных атомов. Поэтому наличие тяжёлых атомов приводит к более медленному переходу от условий неполностью ионизованной хромосферы к полностью ионизованной короне.

В области, которую можно рассматривать как полностью ионизованную (состоящую из электронов и протонов), электрон может терять энергию в результате упругих соударений с электронами же, с протонами или в результате тормозного излучения. Ясно, что прежде чем электрон потеряет заметную энергию, потребуются большое число соударений, поэтому движение частицы будет приближаться к хаотичному движению, на это движение будет налагаться движение дрейфа в направлении, определяемом электрическим и магнитными полями. В этих условиях нет необходимости рассматривать явления обмена энергии при соударении электронов с электронами, так как средняя энергия электрона ограничивается соударениями с протонами или потерями на излучение.

Первый из этих механизмов рассматривался Дживанелли (1949), который рассчитал потерю энергии от упругих соударений с протонами, приняв сечение соударений, вычисленное Чэпманом и Каулингом (1939). В большей части своего расчёта Дживанелли принял, что средняя энергия протонов соответствует их тепловой энергии при температуре фотосферы (6000°). Однако, как уже указывалось выше, протоны тоже будут ускоряться электрическим по-

лем, и так как они не могут терять энергии при соударении с другими протонами или электронами, то среднее значение их энергии может стать значительным, и при некоторых условиях, когда происходят быстрые изменения электрического поля, энергия протона, вероятно, может достичь значения энергии электрона. Вальдмайер (1945) действительно наблюдал доплеровское уширение корональной линии Fe XIV, соответствующее температуре $2 \cdot 10^6$ градусов. Поэтому следует заключить, что средняя энергия протонов (и возможно всех положительных ионов) сравнима с энергией электронов. При этих условиях электрон в среднем не будет терять энергии при упругих соударениях, и средняя длина его пути (до заметной потери энергии) будет определяться меньшим поперечным сечением, связанным с потерями на излучение. Расчёты Мэчина (не опубликованы) показали, что при этих условиях средняя энергия электрона в солнечной короне нормально ограничивается только существующим в короне потенциалом. В звёздах, имеющих большие размеры, этот эффект приобретает некоторое значение. Заданное электрическое поле способно поддерживать значительную большую электронную температуру, чем значение, получаемое из теории Джованелли (1949).

Средняя длина пути протонов, которые мало теряют на излучение, будет значительно больше, и в таких звёздах протоны (или тяжёлые ядра), вероятно, могут иметь большие энергии.

ж) Теории быстрых флуктуаций излучения солнечных пятен и внезапные большие возрастания, связанные со вспышками в хромосфере

До сих пор не предлагалось удовлетворительное объяснение быстрых колебаний интенсивности радиоизлучения солнечных пятен. Отсутствие корреляции между флуктуациями, наблюдаемыми на разных волнах, может легко объясняться различием высот, на которых генерируются разные волны. Однако очень трудно объяснить короткие периоды этих колебаний. Можно указать на две главные причины этих явлений.

1) Рефракция излучения над областью его генерации — могут возникать флуктуации, аналогичные мерцанию звёзд, из-за атмосферных нерегулярностей. Одновременные наблюдения флуктуации на двух значительных разнесённых приёмниках (Мак-Крэди, Паусей и Пэйн-Скотт, 1947) дали одинаковые кривые записи и тем самым показали, что за результаты этих опытов не может быть ответственной рефракция в земной атмосфере. Однако если эти явления вызваны рефракцией во внешних слоях солнечной короны, то размеры рефракционной картины должны быть достаточно большими, чтобы в двух пунктах на Земле могли получаться одинаковые изменения интенсивности.

2) Колебания эмиссии самого источника. Эти колебания могут вызываться изменением электронной температуры или плотности (и поэтому излучательной способности) эмиттирующей области.

Наблюдения Виллиамса (1948) на волне 4 м показали, что единичные выбросы интенсивности первоначально быстро возрастают, а затем экспоненциально спадают; это свидетельствует о мгновенном возрастании электронной температуры. С другой стороны, в некоторых опытах Смита (не опубликованы) на волне 1,4 м получены выбросы (средняя продолжительность которых порядка $1/2$ сек.) симметричной формы.

В более поздней работе (Райл, 1949а) предполагается, что, хотя в солнечной короне вряд ли могут существовать плазменные колебания электронов, здесь могут возникать «акустические» волны очень низкой частоты вследствие колебаний ионов (такие колебания были рассмотрены Тонксом и Лэнгмюром, 1929). Распространение такого типа возмущений через эмиттирующую область может вызвать колебания электронной температуры и плотности.

Повидимому, до тех пор пока не будут получены более подробные экспериментальные данные о флуктуациях радиоизлучения, невозможно будет делать более определённые выводы об их природе.

Объяснение внезапных больших возрастаний интенсивности, связанных с хромосферными вспышками, встречается с меньшими трудностями. Брук (1946), Мартин (1947), Джиованелли (1947) и Райл (1948) предположили, что они появляются из-за внезапных электрических разрядов в солнечной атмосфере.

Мартин предположил, что турбулентные движения ионизованного светящегося вещества вблизи солнечного пятна приводят к большим прерывистым электрическим полям. Джиованелли предположил, что изменение электрического поля образуется при возникновении магнитного поля солнечного пятна. Однако Ньютон (1948) из анализа большего числа сильных вспышек показал, что нет никакого соответствия между моментами их появления и степенью роста магнитного поля; наоборот, он установил, что наибольшие вспышки возникают в периоды максимальных значений магнитного поля, когда скорость его изменения минимальна. Райл предположил, что разность потенциалов, получаемая из-за неравномерного вращения поверхности Солнца, приводит к появлению электрических разрядов вдоль магнитных силовых линий, которые, со своей стороны, значительно относят в бок вещество фотосферы в солнечном пятне. Эти движения создают обратную э. д. с., способную уменьшить градиент потенциала солнечной атмосферы (таким же образом, как в электрическом моторе), и тем самым могут снизить среднюю энергию электронов солнечной атмосферы до величины меньшей, чем ожидаемая для полной разности потенциалов. Если движение вещества фотосферы нарушается, то ве-

личина полного потенциала становится значительной и во всех точках вдоль пути разряда постепенно существенно возрастает энергия электрона. Причиной хромосферных вспышек считают возрастающее излучение видимого света, вызванного повышенным возбуждением нижних областей. В этих теориях повышенной интенсивности излучения, возможно, играет большую роль подъём светящейся материи, появляющейся в результате разряда (как это было предположено Пэйн-Скоттом, Ябслей и Болтоном (1947) для объяснения временных запаздываний «взрывов», наблюдаемых на разных волнах). Подъём светящейся материи, может быть, играет большую роль как из-за того, что он может вызвать локальное возрастание электрического поля, так и из-за увеличения излучательной способности или телесного угла, охватываемого источником.

За отсутствие корреляции между «взрывами» излучения радиоволн и хромосферными вспышками, возможно, ответственны «полярные диаграммы радиоволн»; дальнейшее изучение распространения радиоволн в солнечной атмосфере над солнечным пятном может дать указания для выяснения этого вопроса, хотя анализ их будет весьма затруднительным.

10. ТЕОРИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ГАЛАКТИКИ

а) Источник в межзвёздном газе

Ранние наблюдения радиоизлучения Галактики и неудачи в поисках аналогичного излучения Солнца указывали на то, что эмиссия Галактики не может объясняться излучением большого числа звёзд, подобных Солнцу. Расчёты, основанные в дальнейшем на исследованиях Солнца, на самом деле показали, что излучение Галактики в 10^8 раз больше, чем то, которое можно было бы ожидать от такого источника, как Солнце. Поэтому необходимо было заключить, что излучение исходит либо от звёзд с эмиссией намного большей, чем у Солнца, либо, что это есть излучение межзвёздного газа. Наблюдения на видимых волнах показали, что Солнце является типичной звездой, поэтому ранние теории исходили из излучения межзвёздного газа. Так, Хэньей и Кинан (1940), Ван-де-Халст (1945), Гринштейн, Хэньей и Кинан (1946) и Шкловский (1947) указали, что такую интенсивность можно ожидать на разных длинах волн из-за излучения электронов, ускоряемых полем других заряженных частиц межзвёздной материи («фри-фри» переходы); они приняли, что межзвёздный газ — это ионизованный водород при температуре в $10\,000^\circ$. Эти расчёты хорошо совпадают с наблюдениями на волнах короче 5 метров, но Таунес (1947) показал, что все экспериментальные данные можно объяснить, лишь приняв, что температура равна, по крайней мере, 10^9 градусов.

В то же время Вуллей (1947) показал, что, исключая окрестности молодых звёзд, температура межзвёздного газа, повидимому, может достичь лишь величины порядка 1000° .

В дальнейшем Унзольд (1948) пришёл к заключению, что Галактика «оптически тонка», так как зависимость интенсивности её излучения от направления почти одинакова на всех волнах в диапазоне волн короче $7,5 \text{ м}$. Таким образом, полное поглощение волны, проходящей расстояние, равное размерам Галактики, недостаточное для того, чтобы устанавливалось равновесие между средней энергией частицы и излучением, и наблюдаемые интенсивности можно объяснить, принимая лишь электронную температуру равной, по крайней мере, 10^5 градусов, а электронную плотность в $1,5 \text{ см}^3$.

Отсюда видно, что объяснение наблюдаемых данных, как результата излучения межзвёздного газа, сталкивается с существенными трудностями. Поэтому обнаружение дискретных источников в Галактике не только показывает существование новых источников излучения в Галактике, но и подсказывает, что эти источники, возможно, объясняют всё наблюдаемое в Галактике излучение. Не имеется ещё достаточного количества экспериментальных данных, которые опровергли бы предположение о том, что всё излучение Галактики исходит от дискретных источников и что они разбросаны повсюду в Галактике. Ниже рассматриваются теории, которые выдвигались для объяснения излучения таких дискретных источников.

б) Природа источников

Ранние наблюдения источника в созвездии Лебедь показали, что интенсивность этого мощного источника, имеющего малый угловой диаметр, быстро меняется. Естественно было поэтому заключить, что это излучение исходит от звезды, на которой наблюдаются явления, аналогичные солнечным пятнам и хромосферным извержениям (Хэй, Парсонс и Филлипс, 1948 а).

Дальнейшие исследования Райла и Смита (1948) показали, что это излучение вряд ли подобно излучению солнечных пятен, так как оно не поляризовано по кругу. Поэтому они предположили, что излучение более соответствует излучению невозмущённого Солнца. Постоянство среднего его значения со дня на день (исключая краткосрочные колебания), наблюдавшееся в течение 18 месяцев от двух наиболее интенсивных источников, также показало, что механизм, подобный излучению солнечного пятна, вряд ли здесь правдоподобен*).

В опытах Болтона и Стэнли (1948) и Райла и Смита (1948) получено, что угловой диаметр источника Лебеда меньше 6 минут.

* См. примечание к стр. 556. (Прим. перев.)

Вычисление, основанное на измерениях паралакса и периода колебаний интенсивности, показало, что угловой его диаметр ещё значительно меньше (Райл, 1949б). Из недавнего сравнения колебаний при наблюдениях с двумя приёмниками, разнесёнными друг от друга на $150 \div 200$ км, следует, что наибольшая часть этих колебаний вызвана явлениями рефракции, происходящими сравнительно близко от Земли. Однако один тип этих колебаний, обычно в виде изолированного выброса продолжительностью в 20—30 секунд, почти точно совпадает у двух разнесённых приёмников. Это свидетельствует о том, что хотя некоторые, правда ещё непонятные полностью, местные явления вызывают колебания принимаемых сигналов, имеется дополнительный вид флуктуации, присущий излучению самого источника. Существование таких краткосрочных выбросов излучения удалённых источников имеет большое значение, так как оно указывает, что размеры источника, вызывающего эту составляющую излучения, не превышают на много расстояния, проходимого электромагнитной волной в 20 сек. Таким образом, из этих опытов получается, что источники имеют размеры звёзд.

В исследованиях паралакса источников Лебедя и Кассиопеи (Райл и Смит, не опубликовано) получилось, что источники находятся на расстояниях, превышающих $2 \cdot 10^{16}$ см. Анализ же, проведённый Смитом (не опубликован), основанный на данных относительной интенсивности 25 наиболее мощных источников, которые рассматриваются ниже, показал, что расстояние до самого близкого источника, повидимому, сравнимо с расстоянием до ближайшей видимой звезды (порядка $3 \cdot 10^{18}$ см).

Используя максимальное значение диаметра в 20 световых секунд, приведённое выше, и минимальное расстояние в $2 \cdot 10^{16}$ см, можно показать, что интенсивности, наблюдаемые на 3,7 м, соответствуют эмиссии источника, имеющего температуру не менее 10^{12} градусов (если принять, что источник находится на расстоянии ближайшей известной звезды, то это излучение соответствует 10^{14} градусов).

в) Механизмы интенсивного излучения источников

Теперь необходимо посмотреть, нельзя ли использовать разные механизмы, предложенные для объяснения интенсивного радиоизлучения Солнца для истолкования мощного излучения дискретных источников радиоизлучения в Галактике. Поскольку ни один из источников в Галактике не идентифицирован с известными видимыми звёздами, постольку единственным источником, дающим сведения об их природе, являются результаты радионаблюдений. Райл (1949б) провёл подобный анализ и показал, что электронная плотность и магнитное поле источника примерно такие же, как и в солнечной короне. Поэтому он пришёл к заключению, что аргументы, выдвинутые против теории, предполагающей, что ин-

тенсивное излучение Солнца вызвано когерентными колебаниями большого числа электронов, применимы одинаковым образом к случаю излучения источников в Галактике. Из этого он сделал вывод, что эмиссия вызвана хаотичным движением электронов, имеющих среднюю энергию 10^{10} электрон-вольт.

Следуя Альфену (1937), Райл рассмотрел затем, какие следует ожидать электрические поля в атмосфере звезды, имеющей значения магнитного поля и скорости вращения, значительно большие, чем у Солнца. Он показал, что на звёздах с полем в 5000 гаусс и скоростью на поверхности в $2 \cdot 10^7$ см/сек (как это получено Бэбкоком, 1947) электрическое поле способно вызвать радиоизлучение в 10^4 раз более интенсивное, чем излучение Солнца. Из-за нелинейной связи между электронной температурой и электрическим полем, возникающим в звёздах, размеры которых превышают размеры Солнца (см. раздел 9 е)), интенсивность радиоизлучения может быть ещё большей.

Предполагая, что другие, ещё не наблюдавшиеся визуально звёзды имеют несколько большие значения скорости вращения и магнитного поля, чем наблюдаемые Бэбкоком, можно заключить, что в областях, ответственных за излучение волн длиной 3,7 м, средняя энергия электрона равна 10^{10} электрон-вольт (соответствующая электронной температуре в 10^{14} градусов). Это электрическое поле ускоряет также протоны и другие положительно заряженные частицы, которые приобретают большие значения энергий, причём некоторые из них могут вырываться из звёздной атмосферы. Ниже обсуждается предположение о том, что дискретные источники радиоволн, таким образом, ответственны также за происхождение космических лучей (Райл, 1949 б).

То, что ни один из 30 источников, наблюдаемых в северном полушарии, не совпадает с видимой звездой большой величины, указывает на возможность существования звёзд нового типа, в которых высокая температура короны совместима с малой яркостью в оптической части спектра*). Предполагаемые процессы, поддерживающие высокую температуру короны, не связаны в этом случае с тепловыми источниками энергии в более плотных областях звезды.

Болтон, Стэнли и Сли (1949) недавно предложили альтернативный механизм излучения дискретного источника, указав на то, что один из источников в пределах точности измерений совпадает с положением крабовидной туманности. Этот объект, по видимому, состоит из расширяющейся оболочки газа, выброшенного при вспышке сверхновой звезды, и в настоящее время охватывает угол в 5 минут. Предполагая, что электронная температура этого тела порядка $2 \cdot 10^6$ градусов и что всё его излучение достигает

*) См. также примечание к стр. 550. (Прим. перев.)

Земли, получилось, что наблюда́нная на волне 3 м интенсивность излучения совпадает со значением, рассчитанным этим путём. Однако рассматриваемая теория не объясняет, почему в двух значительно удалённых пунктах одновременно наблюдаются выбросы интенсивности. Кроме того видно, что теория, которая основывается на свойствах необычных звёздных тел, приводит к трудностям при объяснении распределения наблюда́нных источников.

г) Происхождение полного излучения Галактики

Количество обнаруженных до сих пор источников ограничивалось чувствительностью и разрешающей силой аппаратуры. Нет сомнения в том, что усовершенствование аппаратуры приведёт к открытию большего количества источников. Важно, однако, установить, вызвано ли полное излучение Галактики большим числом дискретных источников, разбросанных во всей Галактике, наиболее ближние из которых разрешаются в настоящее время, или же имеется также вклад, вносимый излучением межзвёздного газа.

Из измерений интенсивности излучения на волнах 1,4, 3,7 и 6,7 м двух главных источников (Райл и Смит, не опубликовано) получена зависимость интенсивности от длины волны, совпадающая с зависимостью, полученной для общего фона Галактики. Поэтому можно предполагать, что излучение фона Галактики есть результат излучения аналогичных дискретных источников, если общее количество этих источников, разбросанное во всей Галактике, достаточно велико.

В северном полушарии, как уже указывалось, обнаружены 30 источников, распределение которых по углам не соответствует общей структуре Галактики. Эти результаты показывают, что расстояния до этих источников значительно меньше, чем размеры Галактики. Поэтому общее количество источников может быть достаточно большим для того, чтобы объяснить интенсивность излучения фона.

Наряду с этим найдено, что отношение между интенсивностями излучения наиболее мощного источника и интенсивностью излучения всего неба, по порядку величины, равно отношению интенсивности наиболее яркой звезды к полной интенсивности видимых звёзд во всём небе.

Хотя этот результат нельзя ещё считать решающим, он показывает, учитывая, главным образом, трудности, возникающие при использовании механизмов излучения межзвёздного газа, что необходим дальнейший анализ полученных данных.

Предполагая, что весь фон излучения вызван дискретными источниками, можно вычислить их распределение в пространстве, анализируя отношение интенсивности каждого из известных источников к общей интегральной интенсивности излучения всего

северного полушария. Отправляясь от имеющегося ограниченного количества экспериментальных данных, Смит (не опубликовано) провёл следующий расчёт, основанный на простой модели. Он принял, что Галактика сферична (имеет радиус R) и в ней равномерно-хаотично распределены источники одинаковой интенсивности. Если средняя плотность источников ρ , тогда отношение энергии P_n , полученной от n -го наиболее интенсивного источника, к энергии P_t , принимаемой от всех источников (от общего фона Галактики), равно

$$\frac{P_n}{P_t} = R^{-1} (36 \pi \rho)^{-1/3} \cdot n^{-2/3}.$$

Если теперь построить график $P_n^{-3/2}$ в зависимости от n , то получается прямая линия, наклон которой позволяет найти $\frac{R \rho^{1/3}}{P_t}$. Так как P_t можно измерить, то ρ определяется, если известно R . До описания результатов этого расчёта обсудим сделанные в нём упрощения.

1) Ясно, что в любой реальной модели плотность источника будет функцией расстояния и направления. Однако, так как обнаружены только очень близкие дискретные источники, то можно принять, что ρ постоянно во всей области, содержащей наблюдаемые источники. С другой стороны, интенсивность фона будет заметно зависеть от распределения источников в Галактике.

Если плотность источника в точке (r, θ, φ) задана как $\rho_0 f(r, \theta, \varphi)$, где ρ_0 — плотность источников по соседству с солнечной системой, тогда в точке наблюдения интенсивность излучения, принимаемого от малого элемента пространства, равна

$$A \frac{\rho_0 f(r, \theta, \varphi) r^2 \cos \theta \cdot d\theta \cdot d\varphi \cdot dr}{r^2},$$

где A есть эмиссия на единицу телесного угла от единичного источника.

Полная принимаемая интенсивность излучения от всей Галактики равна

$$A \rho_0 \iiint f(r, \theta, \varphi) \cos \theta \, d\theta \, d\varphi \, dr.$$

Эта интенсивность может быть приравнена полной интенсивности от сферической Галактики радиуса R с однородным распределением плотности ρ_0 , равной

$$4\pi A \rho_0 \int_0^R \frac{r^2 dr}{r^2} = 4\pi A \rho_0 R.$$

Таким образом, если известно $f(r, \theta, \varphi)$, то можно определить R из соотношения

$$4\pi R = \iiint f(r, \theta, \varphi) \cos \theta \, d\theta \, dr \, d\varphi.$$

Опыты показали, что угловое распределение интенсивности излучения фона Галактики полностью соответствует структуре Галактики, полученной из оптических наблюдений. Поэтому вполне законно допустить, что распределение интенсивности источников радиоволн совпадает с распределением видимых звезд, и, вычисляя $f(r, \theta, \varphi)$ для видимых звезд, можно определить R .

2) В проведенном рассмотрении принималось, что все источники одинакового размера. Наличие большого диапазона значений размеров источников видоизменяет предположенное их распределение.

До тех пор пока нет более полной теории эмиссии дискретных источников, невозможно предсказать, какой возможен

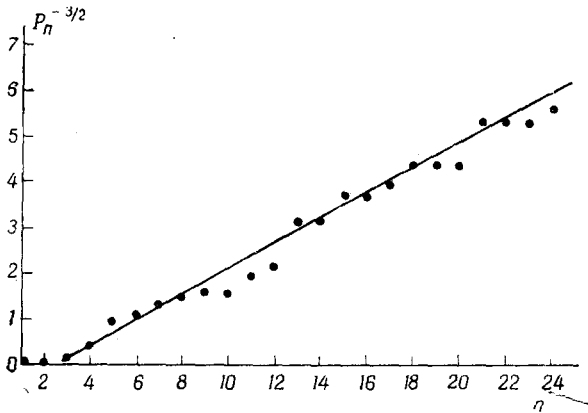


Рис. 18. Ход $P_n^{-3/2}$ в зависимости от n для 25 наиболее интенсивных источников, наблюдавшихся в Северном полушарии (P_n — значение энергии, принимаемой от n -го источника, выражено в 10^{-24} ватт/м² герц).

диапазон изменения этих значений. Однако можно показать, что если даже существует большой диапазон значений, такой как для видимых звезд, то среднее значение расстояния между источниками будет изменяться не больше, чем на множитель порядка 10. Поэтому можно вычислить по порядку величины значение этого расстояния, не зная диапазона абсолютных значений размеров источников.

При проведении анализа экспериментальных данных важно также принять во внимание предельное значение телесного угла, охватываемого антенной системы. В рассмотренных наблюдениях его охват ограничивался северным полушарием. Результат построения графика зависимости $P_n^{-3/2}$ от n для 25 наиболее интенсивных радиозвезд, наблюдаемых в северном полушарии на волне

3,7 м, показан на рис. 18. По наклону линии этого графика, измеренной величине P_i и приближенному значению R , вычисленному описанным выше методом (1000 парсек), было найдено, что средняя плотность источников порядка трёх в куб. парсеке. Эта плотность соответствует среднему значению расстояния между источниками порядка 0,7 парсек ($2 \cdot 10^{18}$ см), т. е. числу, которое сравнимо со средним расстоянием между видимыми звёздами*).

Несмотря на то, что проведённый анализ основан ещё на весьма ограниченном экспериментальном материале, можно всё же прийти к заключению, что имеющиеся наблюдения согласуются с той точкой зрения, что фон излучения Галактики вызван эмиссией источников, подобных наблюдаемому в созвездиях Лебедь и Кассиопея и что эти источники распределены в Галактике с плотностью, сравнимой с плотностью распределения видимых звёзд.

Теория излучения Галактики, как излучения межзвёздного газа, истолковывает лишь примерно 1% наблюдаемой интенсивности. Поэтому более подходящей является теория суммирования излучения дискретных источников. Можно надеяться, что дальнейшие экспериментальные работы позволят получить более определённые заключения относительно этих двух механизмов. Один возможный путь проверки существования излучения межзвёздного газа — это точное определение углового распределения интенсивности на разных волнах. Если излучение вызвано межзвёздным газом, то большие значения эффективной температуры, наблюдаемые на длинных волнах (10 м) в направлении центра Галактики, могут быть объяснены, если оптическая толщина имеет заметную величину на этих волнах. Но тогда полное поглощение во всей толще Галактики слишком велико для того, чтобы интенсивность могла быть прямо пропорциональна толщине межзвёздного газа. С другой стороны, на более коротких волнах эффективная температура значительно меньше; это показывает, что оптическая толщина также мала. Поэтому угловое изменение интенсивности на коротких волнах будет прямо определяться толщиной межзвёздного газа в разных направлениях. Угловое же распределение интенсивности на более длинных волнах будет непосредственно зависеть от толщины межзвёздного газа в тех направлениях, где она мала, а в направлениях, близких к центру Галактики, следует ожидать относительно меньшую интенсивность. Поэтому точное экспери-

*) В работе² И. С. Шкловский оценил плотность радиозвёзд другим методом. Он оценил также их массу, светимость и температуру и получил, что средняя плотность радиозвёзд несколько больше единицы на парсек и что они распределены довольно равномерно в окрестности Солнца. Далее И. С. Шкловский предполагает, что средняя масса радиозвёзд должна быть меньше 0,05 массы Солнца и что они занимают промежуточное место между звёздами-карликами и планетами, причём их поверхностная температура равна 1000—2000 градусам. (Прим. перев.)

ментальное сравнение углового изменения интенсивности на наиболее длинной волне и на короткой волне может решить вопрос о том, существует ли излучение межзвёздного газа.

Этот вопрос можно решить измеряя зависимость интенсивности от длины волны в двух направлениях: в направлении центра Галактики и в направлении её полюса. Оба опыта весьма затруднительны, так как для того, чтобы точно определить истинное значение интенсивности в направлении на центр Галактики, требуется высокая разрешающая сила установки. Для того же, чтобы доказать, что Галактика заметно поглощает, необходимы измерения, по крайней мере, на волне в 10 м. Поэтому для этих опытов требуются антенны большого размера.

11. БУДУЩЕЕ РАЗВИТИЕ РАДИОАСТРОНОМИИ

а) Изучение солнечной атмосферы

Уже указывалось, что развитие астрономических наблюдений на радиоволнах является последовательным методом исследования областей вселенной с малой плотностью вещества. Существующие экспериментальные методы уже показали возможность исследования структуры солнечной короны и, хотя теоретическая интерпретация этих результатов ещё недостаточно полна, нет сомнения в том, что получение новых данных будет иметь фундаментальное значение для понимания ряда явлений.

Одним из наиболее важных результатов существующих теорий является то, что каждая заданная область солнечной атмосферы излучает радиоволны в ограниченном диапазоне. Поэтому наблюдения на заданной волне позволяют делать выводы относительно условий, существующих в области, электронную плотность в которой можно вычислить. Проводя одновременно наблюдения в широком диапазоне радиоволн, можно поэтому постепенно построить полную картину распределения температуры на всех высотах солнечной атмосферы с точностью, которая не имеет никакого сравнения с точностью наблюдений в видимом диапазоне волн. Эта возможность является результатом свойств полностью ионизованной атмосферы в радиодиапазоне.

Проведение этих наблюдений в условиях возмущённого состояния над солнечными пятнами даст важные сведения о явлениях, участвующих в формировании протуберанцев, хромосферных вспышек и корпускулярных потоков.

Исследование свойств излучения при вращении электронов в магнитном поле показывает, что энергия может распространяться только в областях, где магнитное поле возрастает. Над солнечным пятном отрицательный градиент напряжённости магнитного поля приводит к тому, что эмиссия каждой области направлена вниз,

т. е. на фотосферу. Обратное давление излучения на излучающие электроны может достичь значения, равного гравитационному притяжению водородного атома (Райл, 1948). Более детальный анализ этих явлений и изучение электрических полей, которые могут возникнуть по соседству с солнечными пятнами, смогут пролить свет на вопросы, связанные с охлаждением фотосферы в солнечных пятнах и с возникновением протуберанцев.

б) Изучение звёздных оболочек

В настоящее время радионаблюдения отдельных звёзд ограничены плохой разрешающей силой и чувствительностью аппаратуры. Исследования показали, что некоторые объекты, ни один из которых ещё не ассоциируется определённо с известной видимой звездой, но имеющие размеры звёзд, способны излучать радиоволны, интенсивность которых соответствует температуре в 10^{14} градусов *).

Теоретическим исследованиям интенсивного радиоизлучения короны значительно помогают результаты измерений, полученных в оптической области. Однако, поскольку радиозвёзды не идентифицируются с видимыми звёздами, постольку теории, описывающие природу источников, вынужденно основываются лишь на результатах, полученных из этих же радионаблюдений. Детальные исследования двух главных дискретных источников радиоизлучения Галактики позволили вычислить максимальную плотность излучающей области — получилось число, сравнимое со значением плотности солнечной короны.

Применяя аргументы, используемые в теориях эмиссии солнечной короны, пришли к заключению, что интенсивность излучения источников Галактики указывает на существование средней энергии электрона по крайней мере в 10^{10} электрон-вольт.

Существование механизмов, способных поддерживать такого порядка значения средней энергии электрона в атмосферах звёзд, представляется важным не только из-за того, что это имеет отношение к вопросу о происхождении космических лучей, но также в связи с вопросом о структуре атмосферы видимых звёзд. Хотя отсутствие корреляции между интенсивностью источников и яркими видимыми звёздами показывает, что некоторые тела излучают аномально интенсивные радиоволны, расчёты на основе полного излучения Галактики всё же показывают, что эти источники не являются необычными телами, а телами, в которых

*). Необходимо подчеркнуть, что вопрос о размерах дискретных источников ни в какой мере не может ещё считаться выясненным, так как прямые измерения показывают лишь, что угловой размер наиболее интенсивных источников меньше нескольких минут. Совершенно не ясен также вопрос о механизме излучения источников и заключение автора о том, что здесь имеет место тепловое излучение релятивистских электронов, является не более, чем гипотезой. (Прим. перев.)

отношение радиоизлучения к эмиссии видимого света просто больше, чем у известных звёзд. Аналогично тому, как это имеет место на Солнце, высокая температура в атмосфере звезды вряд ли объяснена тому же механизму, который управляет температурой фотосферы. Ряд трудностей, возникающих при изучении некоторых видимых звёзд, возможно, разрешится в результате выяснения деталей соответствующего механизма из исследований интенсивного радиоизлучения дискретных источников.

в) Происхождение космических лучей

Модели образования электрических полей в атмосфере вращающихся намагниченных тел рассматривались несколькими авторами (Сванн, 1933, Альфен, 1937, Бэбкок, 1948) в связи с вопросом о генерации космических лучей. Эти модели дискутировались также (Райл, 1949 б) в связи с вопросом интенсивного радиоизлучения звёздных атмосфер*). Было показано, что звёзды, имеющие характеристики, измеренные в оптической области (Бэбкок, 1947), способны излучать радиоволны с интенсивностью, по меньшей мере в 10^4 раз большей интенсивности излучения Солнца.

Предполагая, что некоторые звёзды имеют несколько больших магнитные поля и скорости вращения, было показано, что наблюдаемое интенсивное излучение радиоволн можно объяснить, как ускорение заряженных частиц до энергий космических лучей. Поэтому было предположено, что дискретные источники радиоизлучения Галактики могут быть ответственны за происхождение первичных космических лучей. На эту возможность происхождения космических лучей указали также Денисс (1949 б) и Унзольд (1949).

Наблюдения тяжёлых частиц в первичном излучении (Фрайер, Лофгрэн, Ней и Оппенгеймер, 1948) свидетельствуют о том, что космические лучи образуются в результате ускорения заряженных частиц электрическими полями, а недавние наблюдения Оже, Додена, Денисса и Додена (1949) убедительно показали, что источник первичного излучения космических лучей, на самом деле, находится в Галактике. В этих опытах наблюдались первичные частицы большой энергии и было найдено, что их интенсивность заметно изменяется в течение звёздных суток; эти изменения хорошо согласуются с угловым распределением интенсивности общего фона радиоизлучения Галактики.

*) Следует отметить, что в более поздних работах обсуждалось предположение о том, что радиоизлучение Галактики есть тормозное излучение релятивистских электронов в межзвёздных магнитных полях. При этом В. Л. Гинзбург⁸ пришёл к заключению, что при некоторых условиях общее излучение Галактики можно полностью объяснить таким механизмом. По вопросу о происхождении космических лучей см. обзор Я. П. Терлецкого²⁰. (Прим. перев.)

г) Структура Галактики

Наряду с исследованиями природы самих источников можно получить важные сведения об общей структуре Галактики. Из-за поглощения видимых волн частицами пыли некоторые области Галактики недоступны для наблюдения даже с существующей в настоящее время экспериментальной техникой, что приводит к неточному составлению карт удалённых областей. Однако радиоволны испытывают пренебрежимо малое поглощение в пыли и даже при достигнутой сейчас разрешающей силе аппаратуры из точных измерений углового распределения интенсивности радиоизлучения можно получить важные сведения о структуре Галактики. Такие попытки уже делались (Хэй, Парсонс и Филлипс, 1948 а, Норткотт и Виллиамсон, 1948), однако, так как в этих работах не принималось во внимание излучение главных источников Галактики, они вряд ли дают точное распределение фона Галактики.

В заключение можно сказать, что имеющиеся данные о радиоизлучении Солнца и Галактики следует рассматривать лишь как предварительный материал по этому вопросу. Ограничение чувствительности и разрешающей силы существующей аппаратуры не являются принципиальными, и развитие более совершенной аппаратуры заметно увеличит количество имеющихся данных. В то же время следует надеяться, что в результате дальнейшей теоретической работы прояснятся трудности, возникающие при рассмотрении разных процессов, происходящих в областях низкой плотности.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Alfven H., Zeits. f. Physik **105**, 633 (1937).
2. Allen C. W., Mon. Not. Roy. Ast. Soc. **107**, 386 (1947).
3. Appleton E. V. and Hey J. S., Nature **158**, 339 (1946) а; Phil. Mag. **37**, 73 (1946) б.
4. Appleton E. V., J. Inst. El. Eng. **71**, 642 (1932); Nature **156**, 534 (1945).
5. Armstrong E. B., Nature **160**, 713 (1947).
6. Auger P., Daudin J., Denisse J. a. Daudin A., Comptes Rendus **228**, 1116 (1949).
7. Babcock H. W., Astrophys. J. **105**, 105 (1947); Phys. Rev. **74**, 489 (1948).
8. Bailey V. A., Nature **161**, 599 (1948) а; Austr. J. Sci. Res. **A1**, 351 (1948) б; Phys. Rev. **75**, 1104 (1949).
9. Bolton J. G., Nature **162**, 141 (1948).
10. Bolton J. G. a. Stanley G. J., Nature **161**, 312 (1948).
11. Bolton J. G., Stanley G. J. a. Slee O. B., Nature **164**, 101 (1949).
12. Bruce C. E. R., Observatory **66**, 263 (1946).
13. Burgess R. E., Proc. Phys. Soc. **53**, 293 (1941); **58**, 313 (1946).
14. Chapman S. a. Cowling T. G., Mathematical Theory of Non Uniform Gases (Cambridge University Press), стр. 177 (1939).

15. Christiansen W. N., Yabsley D. E. a. Mills B. H., *Nature* **164**, 569 (1949).
16. Covington A. E., *Nature* **159**, 405 (1947); *Proc. Inst. Radio Eng.* **36**, 454 (1948); **37**, 407 (1949).
17. Denisse J., *Ann. d'Astrophys.* **10**, 1 (1947) *a*; *Comptes Rendus* **225**, 1358 (1947) *б*; **228**, 751 (1949) *a*; **228**, 467 (1949) *б*.
18. Dicke R. H., *Rev. Sci. Instrum.* **17**, 268 (1946).
19. Dicke R. H. a. Beringer R., *Astrophys. J.* **103**, 375 (1946).
20. Durand E., Oberley J. J. a. Tousey R., *Astrophys. J.* **109**, 1 (1949).
21. Edlén B., *Ark. mat. Ast. Fys.* **28**, № 1 (1942).
22. Fränz K., *Hochfreq. tech. u. Elektroakustik* **59**, 143 (1942).
23. Freier P., Lofgren E. J., Ney E. P. a. Oppenheimer F., *Phys. Rev.* **74**, 213 (1948).
24. Гинзбург В., *Jour. Phys. USSR* **8**, 253 (1944); *ДАН* **52**, 487 (1946).
25. Giovanelli R. G., *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* **107**, 338 (1947); *Nature* **161**, 133 (1948); *Phil. Mag.* **40**, 206 (1949).
26. Greenstein J. L., *Observatory* **67**, 22 (1947).
27. Greenstein J. L., Henyey L. G. a. Keenan P. C., *Nature* **157**, 805 (1946).
28. Grotian W., *Zeits. f. Astrophys.* **2**, 106 (1931); **8**, 24 (1934).
29. Haeff A. V., *Phys. Rev.* **74**, 1532 (1948); **75**, 1546 (1949).
30. Хайкин С. Э. и Чихачев Б. М., *Изв. АН СССР, сер. физ.* **12**, 38 (1948).
31. Henyey L. G. a. Keenan P. C., *Astrophys. J.* **91**, 625 (1940).
32. Herbstreit J. W. a. Jöhler J. R., *Nature* **161**, 515 (1948).
33. Hey J. S., *Nature* **157**, 47 (1946); *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **109**, 179 (1949).
34. Hey J. S., Parsons S. J. a. Phillips J. W., *Nature* **158**, 234 (1946); *Proc. Roy. Soc. A* **192**, 425 (1948) *a*; *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **108**, 354 (1948) *б*.
35. Houtgast J. a. Laffineur M., *Comptes Rendus* **227**, 717 (1948).
36. Jansky K. G., *Proc. Inst. Radio Eng.* **20**, 1920 (1932); **21**, 1387 (1933).
37. Kiepenheuer K. O., *Nature* **158**, 340 (1946).
38. Laffineur M., Michard R., Steinberg J. L. a. Zisler S., *Comptes Rendus* **228**, 1636 (1949).
39. Lehany E. J. a. Yabsley D. E., *Nature* **161**, 645 (1948).
40. Lehmann G., *Ann. Télécommun.* **1**, 92 (1946).
41. Martyn D. F., *Nature* **158**, 308 (1946) *a*; **158**, 632 (1946) *б*; **159**, 26 (1947); *Proc. Roy. Soc.* **193**, 44 (1948).
42. McCready L. L., Pawsey J. L. and Payne-Scott R., *Proc. Roy. Soc.* **190**, 357 (1947).
43. Moxon L. A., *Nature* **158**, 758 (1946).
44. Neil T. R., *Nature* **163**, 59 (1949).
45. Newton H. W., *Observatory* **68**, 29 (1948).
46. Northcott R. a. Williamson R. E., *Journ. R. Astr. Soc. Can.* **42**, 269 (1948).
47. Nyquist H., *Phys. Rev.* **32**, 110 (1928).
48. Pawsey J. L., *Nature* **158**, 633 (1946); *Journ. Inst. El. Eng. Pt. III* (1950).
49. Pawsey J. L., Payne-Scott R. a. McCready L. L., *Nature* **157**, 158 (1946).
50. Payne-Scott R., Yabsley D. E. a. Bolton J. G., *Nature* **160**, 256 (1947).
51. Reber G., *Astrophys. J.* **91**, 621 (1940); **100**, 279 (1944); *Nature* **158**, 945 (1946); *Proc. Ins. R. Eng.* **36**, 88 (1948) *a*; **36**, 1215 (1948) *б*.
52. Redman R. O., *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **102**, 140 (1942).

53. Ryle M., Proc. Roy. Soc. **195**, 82 (1948); Proc. Phys. Soc. **62**, 483 (1949) *a*; **62**, 491 (1949) *b*.
54. Ryle M. a. Smith F. G., Nature **162**, 462 (1948).
55. Ryle M. a. Vonberg D. D., Nature **158**, 339 (1946); **160**, 157 (1947); Proc. Roy. Soc. **193**, 98 (1948).
56. Saha M. N., Nature **158**, 549 (1946).
57. Saha M. N., Banerjea B. K. a. Guha U. C., Ind. J. Phys. **21**, 199 (1947).
58. Sander K. F., Nature **159**, 506 (1947).
59. Shulkin M., Haddock F. T., Decker K. M., Mayer C. H. a.
60. Hagen J. P., Phys. Rev. **74**, 840 (1948).
61. Шкловский И. С., Nature **159**, 752 (1947).
62. Smith R. A., Aerials for Metre a. Decimetre Wavelengths (Cambridge University Press) (1949).
63. Southworth G. C., Journ. Frankl. Inst. **239**, 285 (1945).
64. Stanier H. M., Nature **165**, 354 (1950).
65. Swann W. F., Phys. Rev. **42**, 217 (1933).
66. Tiessen G., Zeits. f. Astrophys. **26**, 16 (1949).
67. Thomas H. A. a. Burgess B. E., Survey of Existing Information and Data on Radio Noise over the Frequency Range 1 to 30 MHz (London, His Majesty's Stationary Office).
68. Tonks L. a. Langmuir J., Phys. Rev. **33**, 195 (1929).
69. Townes C. H., Astrophys. J. **105**, 235 (1947).
70. Unsöld A., Naturwiss. **34**, 194 (1947); Nature **163**, 489 (1949).
71. Van de Hulst H. C., Ned. Tijd. v. Nat. **11**, 210 (1945).
72. Waldmeier M., Mitt. d. Aarg. Nat. Ges. **22**, 185 (1945); Experientia **4**, 64 (1948).
73. Wooley R., Mon. Not. Roy. Astr. Soc. **107**, 308 (1947).
74. Williams S. E., Nature **162**, 108 (1948).

ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. И. С. Шкловский, ДАН **73**, 479—481 (1950).
2. И. С. Шкловский, ДАН **79**, 423—426 (1951).
3. В. Л. Гинзбург, ДАН **76**, 377—380 (1951).
4. F. G. Smith, Nature **165**, 422 (1950).
5. C. G. Little a. A. C. Lowell, Nature **165**, 423 (1950).
6. M. Ryle a. Hewish, Mon. Not. Roy. A. S. **110**, 381—393 (1950).
7. Г. Г. Гетманцев и В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ **20**, 347—350 (1950).
8. И. С. Шкловский, Астр. Журнал **26**, 10—14 (1949).
9. M. Ryle a. B. Elsmore, Nature **168**, 555—556 (1951).
10. 11, 12. H. J. Ewen and E. M. Purcell; C. A. Muller a. J. H. Oart; J. L. Paysey, Nature **168**, 356—358 (1951).
13. C. de Jager, M. Minnaert a. C. A. Muller, Nature **168**, 391 (1951).
14. В. Л. Гинзбург, Теория распространения радиоволн в ионосфере, Гостехиздат (1948).
15. Я. Л. Альперт, Распространение радиоволн в ионосфере, Гостехиздат (1947).
16. В. Л. Гинзбург, ДАН **52**, 491 (1946).
17. И. С. Шкловский, Астр. Журн. **23**, 33 (1946).
18. В. Л. Гинзбург, Астр. Журн. **26**, 84 (1949).
19. И. С. Шкловский и С. Б. Пикельнер, Изв. Крымск. Астр. Обсер. **6**, 29—44 (1950).
20. Я. П. Терлецкий, УФН **44**, 46—69 (1951).