УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

523.72

СПОРАДИЧЕСКОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЦА*)

Дж. Уайлд, С. Смерд, А. Вейсс

СОДЕРЖАНИЕ

1.	Введение	- 99
2.	Наблюдения и физическая интерпретация солнечных всплесков	101
3.	Радиовсплески как часть явления вспышки	130
4.	Происхождение радиоизлучения всплесков	141
5.	Заключение	164
Ц	итированная литература	165

1. ВВЕДЕНИЕ

Радиоизлучение Солнца начало систематически исследоваться с 1946—1947 г., спустя четыре года после первых успешных наблюдений.

Одним из пионерских наблюдений было исследование Саусвортом¹ в 1942 г. теплового излучения Солнца на волнах 3 и 10 см. В 1943 г. Ребер² обнаружил (и не впервые) радиоизлучение солнечной короны на волне 1,9 м. В обоих случаях (хотя Ребер не выясния этого до конца) поток от Солнца сильно превышал значение, которое соответствует температуре теплового излучения видимой поверхности 6000° К. Высокие яркостные температуры Солнца в радиодиапазоне (особенно на метровых волнах) с тех пор связываются с тепловым излучением горячей внешней атмосферы Солнца.

Исследование теплового радиоизлучения Солнца внесло существенный вклад в наши знания о крупномасштабной структуре и физическом состоянии хромосферы и короны и резком переходе между ними; оно стимулировало также тщательное исследование теплового радиоизлучения горячей плазмы. Однако оно не привело к фундаментально новым результатам ни в физике Солнца, ни в физике плазмы.

В том же 1942 г. было сделано другое важное открытие: группа английских радиолокационных станций зарегистрировала в диапазоне 4—6 м сильный шум в направлении от Солнца. Его интенсивность менялась со временем, но продолжала оставаться очень высокой в течение более чем двух дней. Хей ³ сопоставил эти наблюдения и связал их с прохождением большой активной области на Солнце через центральный меридиан, и в особенности с появлением крупной солнечной вспышки.

Обнаружение всплесков и повышенного радиоизлучения Солнца открыло новые перспективы в изучении солнечной активности. Оно стимулировало также далеко идущие исследования генерации, распространения и трансформации плазменных и электромагнитных волн в плазме.

^{*)} J. P. Wild, S. F. Smerd and A. A. Weiss, Solar Bursts, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., Palo Alto, California, 1963. Перевод Е. Я. Злотник, под редакцией В. В. Железнякова.

Полная энергия, излучаемая Солнцем, удивительно постоянна. Действительно, жизнь (мы знаем это по нашей планете) зависит от такого постоянства. В то же время известно, что на Солнце происходят быстрые возмущения, с которыми связано освобождение больших энергий; частота их появления меняется с изменением фазы солнечного цикла.

Солнечная активность проявляется во многих и различных формах; все они каким-то образом связаны с проникновением сильных магнитных полей в солнечную атмосферу. Те области, где поле пересекает поверхность, видны как солнечные пятна. Очевидно, что магнитная энергия, запасенная в таких активных областях, может освобождаться при определенных обстоятельствах. Освобождение запасенной энергии, имеющее характер взрыва, приводит к электромагнитному излучению и выбросу потоков частиц. Эти эрупции могут быть различными — от очень небольших до исключительно сильных, способных вызвать возмущения даже на Земле. Указанную совокупность сложных явлений мы называем солнечной вспышкой (flare), хотя этот термин раньше использовался только для описания внезапного уярчения хромосферных флоккулов.

В белом свете было зарегистрировано всего несколько крупных вспышек *). В видимой части спектра вспышки обычно наблюдаются в линии H_{α} . Во время больших вспышек интенсивность в этой линии увеличивается в три раза по сравнению с уровнем непрерывного спектра.

Радиовспышки выражены значительно более ярко, особенно в метровом диапазоне. Интенсивность меняется в течение секунд в тясячи и более раз. Яркостная температура самой области вспышки быстро возрастает в десятки тысяч раз от значений порядка 10⁶ °K, достигая в некоторых случаях 10¹² °K. Наблюдаемые яркостные температуры и скорости изменения интенсивности ясно показывают, что мы имеем дело с нетепловыми процессами в солнечной атмосфере.

С другой стороны, в радиодиапазоне содержится только небольшая часть энергии вспышки. Так, например, количество энергии в большой радиовспышке может составлять 10^{24} эрг **), т. е. меньше 10^{-6} энергии, излучаемой в видимой части спектра, и, возможно, на несколько порядков меньше полной энергии вспышки. В этом примере энергия радиоизлучения соответствует плотности потока на Земле около 10^{-19} $em \cdot m^{-2} z u^{-1}$, излучаемой за 1 час в диапазоне 10 000 M z u; плотность потока примерно в 1000 раз превышает уровень спокойного Солнца на волне 3 м и соответствует спокойному Солнцу на волне 1 см.

Высокие яркостные температуры радиоизлучения, сопровождающего вспышки, свидетельствуют о том, что радиовсилески могут быть чувствительными индикаторами солнечных явлений. На основании сказанного можно было прийти к выводу о сильном различии источников энергии солнечных радиовсплесков. Это, однако, не так. Возможный выбор существенно ограничивает то обстоятельство, что механизмы нетеплового излучения немногочисленны и предъявляют источнику вполне определенные требования. Излучение зависит, главным образом, от превращения кинетической энергии быстро движущихся свободных зарядов в электромагнитную энергию. В частности, связь радиовсплесков с быстрыми потоками частиц явилась одной из самых замечательных проблем, выдвинутых радиоастрономией.

^{*)} В том числе и первая вспышка, наблюдавшаяся независимо Каррингтоном и Ходгсоном при образовании солнечных пятен 1 сентября 1859 г.

^{**)} Энергия всплеска, хотя она и мала по солнечным масштабам, представляет собой огромную величину. Это становится совершенно очевидным, если выразить энергию в единицах, обычно используемых в земных условиях: 10²⁴ эрг эквивалентны 28 миллионам киловатт-часов или 24 мегатоннам тринитротолуола.

Оптические наблюдения не в состоянии зарегистрировать те высокие скорости, с которыми, по-видимому, движутся источники некоторых всплесков через солнечную корону. Другие источники всплесков движутся медленнее, а некоторые вообще не обнаруживают заметного перемещения. Однако даже в статических случаях нельзя избавиться от заключения, что источник содержит большое количество очень быстрых частиц, локализуемых магнитным или электрическим полем. Таким образом, радиовсплески указывают на выброс, ускорение, захват в ловушки и удержание быстрых заряженных частиц в солнечной атмосфере во время вспышки или в последующий за ней период.

В последние годы было получено много доказательств того, что энергичные протоны вторгаются в нашу атмосферу после больших вспышек, причем запаздывание меняется от десятков минут до нескольких дней. Энергия протонных потоков больше энергии радиовсплесков. Однако синхронность протонных и радиовсплесков и определенное сходство в их структуре означают, что мы имеем дело с общим источником. Таким образом, радиовсплески стали замечательным индикатором связи между солнечными и земными возмущениями.

В настоящем обзоре мы попытаемся представить наблюдения, интерпретацию и взаимосвязь солнечных всплесков таким образом, чтобы составить последовательную, хотя неизбежно упрощенную физическую картину солнечной вспышки. Мы не претендуем ни на полноту изложения, ни на полноту библиографии *) и подчеркиваем свою точку зрения даже при изложении работ других авторов.

Обзор состоит из трех отдельных частей. В гл. 2 рассматриваются известные типы всплесков, их наблюдаемые особенности и возможная интерпретация. В гл. З мы описываем вспышку в ее наиболее развитой форме и показываем, как сложная последовательность радиовсплесков, сопровождающих большие события, помогает дать полное представление о многочисленных эффектах, связанных со вспышкой. В гл. 4 исследуются теоретические аспекты и дается обзор современных представлений о генерации и распространении радиоволн в плазме.

Мы заканчиваем обзор оценкой современного состояния солнечной радиоастрономии и рискуем высказать некоторые мнения о тех проблемах, которые можно было бы решить во время следующего цикла солнечной активности.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ФИЗИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЛЕСКОВ

2.1. Наблюдения всплесков солнечного радиоизлучения

На постоянное тепловое излучение спокойного Солнца налагаются плавные флуктуации интенсивности, обусловленные «медленно меняющейся компонентой» **), и значительно более интенсивные, быстро меняющиеся всплески. Потоки радиоизлучения, характерные для этих компонент, показаны на рис. 1. В настоящем обзоре под «всплеском» мы понимаем и долгоживущие, но флуктуирующие шумовые бури, которые могут про-

^{*)} Список литературы обзора был завершен в феврале 1963 г.

^{**)} Медленно меняющаяся компонента, рассмотрение которой не входит в нашу задачу, была обнаружена в диацазоне от 1 см до ~1 м. Эта компонента, плотность потока излучения которой может достигать уровня спокойного Солнца, а иногда и превышать его, обусловлена тепловым излучением (с температурой ≤10⁷ °K) конденсаций в нижней короне, расположенных над активными областями.

должаться сутки или более. Солнечные всплески наблюдаются в широком диапазоне от волн длиной менее 1 см до 50 м; более длинные волны не могут распространяться через ионосферу. Предполагаемое использование на спутниках ⁴⁻⁶ аппаратуры для наблюдения всплесков на волнах длиннее 300 м, возможно, обеспечит изучение генерации всплесков в самых высоких слоях короны.

Всплеск радиоизлучения, который всегда связан с активными областями на Солнце, начинается во время хромосферной вспышки, часто внезапно и почти одновременно в широком спектре частот. Последующее



Рис. 1. Интенсивности различных компонент солнечного радиоизлучения.

развитие всплеска характеризуется огромным разнообразием в общем поведении при различных длинах волн. Микроволновые всплески довольно слабы, несложны по форме и имеют малое время жизни. С увеличением длины волны всплески становятся все более интенсивными и сложными и иногда продолжаются несколько часов. Особенно разнообразны всплески в метровом диапазоне, где существенное изменение характеристик может произойти за секунду и меньше. Эти противоположные свойства микроволновых и метровых всплесков, которые для примера приведены на рис. 2, могут быть естественно связаны с характеристиками тех областей солнечной короны, где они возникают. Сравнительно несложные микроволновые всплески генерируются в окрестности вспышки (вероятно, в основании короны или] верхних слоях хромосферы). С другой стороны, метровые всплески возникают в более высоких и разреженных слоях короны (приблизительно от 0,2 до 2 и более солнечных радиусов над фотосферой).

Богатое разнообразие этих всплесков отражает более сложные свойства среды на больших высотах.

Радиоизлучение всплеска полностью характеризуется интенсивностью и поляризацией как функциями положения, времени и частоты. В метровом диапазоне эти характеристики всплеска могут меняться особенно быстро. Необходимость записи всплесков с достаточным разрешением по времени, а в некоторых случаях и по частоте, привела к разработке

30

20

10

0,5,5

0

специальной аппаратуры, которая будет кратко описана ниже.

2.1.1. Радиометры. Аппаратура для наблюдения солнечного радиоизлучения состоит В основном из антенны. приемника и записывающей системы. Излучение, принимаемое антенной, измеряется в каждый момент времени, поэтому такое устройство называется радиометром. Радиоприемник, чувствительный только в ограниченной полосе частот, ширина которой много меньше номинальной частоты, является существенно монохроматическим прибором.

Радиометры используются в основном для измерения интенсивности источника, которая определяется плотностью потока S*). Для протяженного источника, при условии, что ширина диаграммы направленности антенны велика по сравнению с его угловыми размерами,

$$S=\int b\,d\Omega,$$

тде $d\Omega$ — элемент телес-

ного угла, а интеграл берется по всему источнику. Радиояркость b удобно выражать через яркостную температуру T_b, которая в радиодиапазоне с достаточной степенью точности определяется законом Рэлея — Джинса:

$$b = \frac{2\varkappa T_b}{\lambda^2}$$

(х — постоянная Больцмана). Когда распределение яркости по источнику неизвестно, плотность потока обычно выражают через температуру солнечного диска T_d ; последняя равна яркостной температуре, которую имел бы однородный диск с угловыми размерами оптического диска, обеспечивающий измеряемую плотность потока. Очевидно, что

$$S = \frac{2\varkappa T_d}{\lambda^2} \Delta \Omega,$$

*) Плотность потока обычно выражается в единицах MKS (ет.м⁻²гц⁻¹).



13^h10^m 13 20 13 30 13 40 13 50 14 00 14 10 14 20 14^h30^m Всемирное время

Рис. 2. Записи солнечного всплеска 23 мая 1960 г. на фиксированных частотах, показывающие характерную разницу между метровыми и микроволновыми всплесками.

Результаты на 3,2—20 см получены в Берлине-Адлерс-гофе; плотность потока выражена в единицах потока спокойного Солнца. Записи на 1,3 и 2,7 м (в единицах 10-22 ст.м-22ц-1) получены в Потсдаме-Тремсдорфе (см. Beobachtungsergebnisse des Heinrich-Hertz Institut, Mai 1960).

 $\lambda = 2,7 M$

 $\lambda = 1.3 M$

где $\Delta \Omega = 6.8 \cdot 10^{-5}$ стер — телесный угол, занимаемый оптическим диском.

Яркостная температура крупного события — порядка 10¹⁰ °K; изредка встречаются температуры до 10¹¹ °K.

Инструменты, работающие на фиксированных частотах, со сравнительно простыми антенными системами, установленными на экваториале и следящими за Солнцем, до сих пор дают существенный вклад в изучение всплесков солнечного радиоизлучения; на них проводятся обычные измерения плотности потока в большей части всего диапазона частот. Эти приборы продолжают использоваться на высоких частотах (микроволновый диапазон), где события довольно просты и их основные особенности сравнительно одинаковы в широком интервале частот. Однако на низких частотах (метровые волны) крупные события в большинстве случаев слишком сложны, чтобы о них можно было судить по записям на фиксированных частотах; поэтому, в метровом диапазоне для определения структуры всплесков становятся существенными спектрографические наблюдения, позволяющие вести непрерывную запись изменяющегося спектра всплеска.

2.1.2. С п е к т р а л ь н ы е н а б л ю д е н и я. Динамический спектрограф позволяет регистрировать зависимость интенсивности излучения как от времени, так и от частоты. Спектральные наблюдения дают классификацию всплесков, основанную на вполне определенных особенностях радиоизлучения, например, на скорости частотного дрейфа, ширине полос отдельных деталей всплеска, структуре гармоник. Эти характеристики всплесков существенны потому, что они связаны с физическими свойствами источника.

Спектрограф состоит из перестраиваемого приемника, в котором узкая полоса пропускания быстро пробегает дианазон частот, перекрываемый широкополосной антенной; чтобы охватить весь диапазон спектрографа, обычно требуется несколько таких приемников и антенн. Выходной сигнал подается на осциллограф и регистрируется на непрерывно движущейся киноленте в виде модулированных по яркости треков; последняя определяет интенсивность излучения на плоскости частота — время. Такие спектрографы имеют: Всеобщая научная и промышленная исследовательская организация ^{7,8} (Дапто, Австралия, диапазон частот 5—210 Mey), Гарвардский университет 9 (Форт Дэвис, Техас, 25-580 Мец, 2100-3900 Мгц), Мичиганский университет 10 (Энн-Арбор, 100-580 Мгц, 2000-4000 Мец), Калифорнийский технологический институт ¹¹ (Оуәнс-Вэлли, Калифорния, 500-950 Мгц). Спектрографы с высокой разрешающей способностью по частоте и по времени, такие, как в университете Осло¹² (190-215 Мец), имеют особенно большое значение при исследовании тонкой структуры всплесков и очень кратковременных событий. На частотах выше 4000 Мец динамическая спектроскопия до сих пор не применялась.

Подробно динамические спектры всплесков и их интерпретация будет обсуждаться в п. 2.2.

2.1.3. Поляризационаные измерения. Степень поляризации всплесков радиоизлучения содержит информацию о солнечных магнитных полях как в области генерации излучения, так и вдоль пути распространения волн в солнечной атмосфере. Излучение всплесков обычно поляризовано по кругу, но некоторые типы всплесков имеют хаотическую поляризацию; иногда встречаются также линейная и эллиптическая поляризации. Если излучение частично поляризовано, его можно однозначно разделить на поляризованную и неполяризованную компоненты.

Для полного определения состояния поляризации излучения требуется измерить четыре независимые величины. Эти измерения можно провести разными способами. На длинных волнах обычный поляриметр состоит из двух или более антенн, сигналы которых объединяются так, чтобы получить четыре требуемых параметра. Малая длительность некоторых всплесков требует высокого быстродействия аппаратуры, которое (если не усложнять схему четырьмя отдельными приемными каналами) может быть достигнуто механическим или электронным переключением. Заметим, что в микроволновой области циркулярно-поляризованное излучение можно зарегистрировать, поместив перед антенной ряд металлических полос, эквивалентных четвертьволновой пластинке. Различные возможности измерения поляризации были рассмотрены Коэном ¹³.

2.1.4. Й н т е р ф е р е н ц и о н н ы е н а б л ю д е н и я. Применение интерференционной методики к изучению всплесков позволяет определить положение излучающих областей на солнечном диске и распределение радиояркости по источникам. По этим измерениям можно судить о высоте и движении источников в солнечной атмосфере, а также о степени направленности излучения, т. е. о тех характеристиках, которые имеют большое значение для отыскания механизма излучения. Высокие требования, предъявляемые к величине разрешающей способности, привели к широкому использованию интерферометров. Необходимые здесь базы порядка 100 *м* на сантиметровых волнах и нескольких километров в метровом диапазоне.

На метровых волнах обычно используются двухэлементные интерферометры (с двумя разнесенными антеннами). Они способны определить (в одном измерении) положение небольших изолированных источников. Для изучения кратковременных всплесков необходимо быстро изменять положение интерференционных лепестков диаграммы. Этого можно достичь перестройкой частоты приемника ¹⁶ (такое устройство имеет решающие преимущества при получении зависимости положения источника от времени и частоты) или переключением фазы сигнала в одном плече.

Разновидностью интерферометра с фазовым переключением, где в одном из плеч быстро включаются фазовые задержки — $\pi/4, 0, \pi/4 \, \text{u} \, \pi/2, \text{слу$ жит интерферометр Токийской астрономической обсерватории (Митака) в соединении с поляриметром; этот интерферометр существенно пополнил нашизнания о всплесках с очень малым временем жизни ¹⁷.

Широко используются также линейные цепочки антенн, разнесенных на несколько длин волн и связанных с центральным приемником. Такое устройство, обеспечивающее однозначное определение координат источника с высоким разрешением, аналогично дифракционной решетке. Примерами инструментов такого типа, которые внесли заметный вклад в изучение всплесков, являются 32-элементный интерферометр Медонской обсерватории в Нэнси ¹⁸ на 169 *Мгц* и два интерферометра (8-элементный на 4000 *Мгц* и 16-элементный интерферометр с быстрым сканированием до сих пор еще не создан. Без такой аппаратуры положение источника определяется (в одном измерении) только в том случае, если источник проходит каждый последовательный лепесток интерферометра; это означает, что интервал между последовательными измерениями составляет несколько минут.

Одним из самых необходимых интерференционных экспериментов является быстрое сканирование Солнца одновременно в двух измерениях. Двумерное сканирование производится на сантиметровых волнах путем сложения сигналов от двух ортогональных многоэлементных интерферометров²¹; однако время порядка часа, необходимое для полного сканирования Солнца, слишком велико для исследования всплесков.

На метровых волнах в проблеме двумерного разрешения достигнут некоторый прогресс, особенно в Нэнси, где два перпендикулярных многоэлементных интерферометра одновременно сканируют Солнце в направлениях север — юг и восток — запад 22; восточно-западное сканирование обеспечивается вращением Земли (что требует нескольких минут), а северо-южное сканирование производится, по существу, мгновенно, по записям 15 соседних каналов.



Рис. 3. Примеры динамических спектров пяти основных спектральных типов метровых всплесков и дрейфующих пар.

В правом нижнем углу представлен идеализированный динамический спектр радиосо-бытия в наиболее развитой форме, которое обсуждается в гл. 3.

Современные требования, предъявляемые к измерениям в метровом диапазоне, состоят в построении двумерных распределений радиояркости, полученных через интервалы времени порядка секунды сканированием с карандашной диаграммой направленности. В настоящее время конструируется инструмент, с помощью которого можно будет производить такие измерения 23

2.2. Характеристики метровых всплесков

Подавляющее большинство всплесков метрового диапазона, несмотря на огромное разнообразие их спектров, можно разделить на пять спектральных классов. Ниже мы подробно обсудим характеристики каждого типа всплесков и их интерпретацию. Для удобства описания мы не станем рассматривать классы всплесков в порядке нумерации. Характеристики всплесков, а также их связь с геофизическими явлениями и возможные механизмы генерации (некоторые из них, конечно, являются предварительными) указаны в табл. І. Примеры, иллюстрирующие пять основных спектральных классов, приведены на рис. 3.

Таблица і

Характеристики метровых всплесков

· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·		Возмож- - ный тип нормаль- ной волны		Вид профи- ля	Наблю- даемые 4- угловые размеры (в мину- тах)			Происхождение		
Тип всплеска	Поляриза- ция		Продолжи- тельность			Высота ис- точника над фотосферой	Направ- ленность излучения	возбуждаю- щий агент	процесс излучения	Связь с дру- гими явле- ниями
II	Хаотичес- кая		5—30 мин	Сложный	612	0,2— 1,0 R _⊙ *)	Низкая	Ударная волна, под- нимающая- ся вверх со скоростью ~10 ³ км/см	Плазменный	Солнечные протоны, геомагнит- ные бури
III	Частичная или хаоти- ческая	\$	Всплеск: ~10 сек. Группа: ~1 мин	Группа простых всплесков	3—12*)	0,2— 2,0 R _⊙ *)	Низкая	Электрон- ный поток, поднимаю- щийся вверх со скорос- тью ~ $\frac{c}{2}$	Плазменный	Исходное расширепие вспышки
V	Слабая	?	~1 мин	Плавный	3—12 *)	0,2— 2,0 R _⊙ *)	Низкая?	То же, что для III типа	?	То же, что у III типа

107

Продолжен**и**е табл. І

	Поляризация	Возмож- ный тип нормаль- ной волны	Продолжи- тельность	Вид профиля	Наблю- даемые угловые размеры (в мину- тах)	Высота ис- точника пад фотосферой	Направ- ленность излуче- ния	Происх		
Тип всплес- ка								возбуждаю- щий атент	продесс излучения	Связь с дру- гими явлени- ями
IV mA (движущий- ся)	Слабая	Необыкно- венная	10 <i>мин</i> — 2 часа	Плавный	6—12	0,5—5 <i>R</i> _⊙ (увеличива- ется со скоростью 10 ³ <i>км</i> / <i>сек</i>)	Низкая	Электроны, удерживае- мые магнит- ным полем в инжек- тированной плазме	Синхро- тронный	
IV mB **) (стацио- нарный)	Сильная	Обыкновен- ная	От несколь- ких часов до дней	Медленпые изменения и тонкая структура	36*)	0,2— 1,0 R _⊙ *)	Высокая	Электрон- ный поток, удерживае- мый маг- нитным по- лем и опус- кающийся вниз	Плазмен- ный, син- хротрон- ный?	Солнеч- ные про- тоны, гео- матнит- ные бури
I	Сильная	Обыкновен- ная	Всплески: ~1 сек, бу- ри: от не- скольких часов до дней	Медленные изменения	Всплес- ки: 16, центры шумовых бурь: 510*)	$^{0,2-}_{1,0 R_{\odot}*)}$	Высокая?	3	Плаэмен- ный, син- хротрон- ный?	
*) Увеличивается с ростом λ. **) Включает континуальные бури.										

108

ДЖ. УАЙЛД, С, СМЕРД, А. ВЕЙСС

2.2.1. В с плески II типа. Всплески II типа (медленно дрейфующие) представляют собой выдающиеся явления с временем жизни порядка 10 минут. Они сравнительно редки: частота появления их вблизи максимума солнечной активности составляет около одного всплеска за 50 часов²⁴. Всплески связаны с большими вспышками, причем процент вспышек, сопровождаемых всплесками II типа, увеличивается с 2% для вспышек балла 1 приблизительно до 30% для событий балла 3²⁴. Всплески начинаются через 5—20 минут (в среднем через 10 минут) после начала вспышки и обычно следуют за ее максимальной фазой.

Основными спектральными характеристиками всплесков II типа являются медленный систематический дрейф от высоких к низким частотам со скоростями до 1 *Мгц /сек*, резко очерченные особенности, узкий диапазон (часто только несколько мегагерц)²⁵ и, по крайней мере в половине случаев, повторение спектральных особенностей на удвоенной частоте, излучение на основной и второй гармониках ^{7,24,26}. Поляризация излучения — хаотическая ⁷.

Существование гармоник и их узкодиапазонный характер показывают, что излучение генерируется электронами, осциллирующими на некоторой собственной частоте. В солнечной атмосфере непрерывно изменяться могут только плазменная частота и гирочастота (см. раздел 4.1). Излучение на гирочастоте не способно выйти из короны из-за затухания в лежащих выше слоях *) (раздел 4.2.2), кроме того, гирорезонансное происхождение излучения противоречит наблюдаемому отсутствию поляризации. Сказанное привело к широкому распространению той точки зрения, что источником всплесков II типа служат плазменные волны.

Согласно плазменной гипотезе систематический частотный дрейф объясняется движением вверх агента, который возбуждает плазменные волны в корональном газе: частота излучения непрерывно уменьшается, так как возмущающий агент движется в наружные слои через области убывающей электронной плотности. Тот факт, что основная частота редко превышает 150 *Мгц*, может быть обусловлен или ослаблением излучения, генерируемого в нижних слоях короны, или преобладанием в этих слоях диссипации энергии возмущения при соударениях над процессами излучения.

Плазменная гипотеза предполагает, в частности, что когда источник всплеска II типа выбрасывается квазирадиально от лимба Солнца, излучение на различных частотах должно выходить с разных расстояний от солнечного диска, причем более низкие частоты генерируются на больших угловых расстояниях от центра. Это предположение подтверждается измерениями на интерферометрах с перестройкой по частоте ^{28,29}. Оказалось, что области генерации расположены значительно выше уровней, которые ожидаются из общепринятых моделей распределения электронной плотности в короне. Интерферометрические наблюдения (рис. 4) требуют значений электронной плотности примерно в 10 раз больших, чем принятые значения для спокойной короны. Требуемая модель хорошо согласуется с моделью типичных корональных лучей, полученной Ньюкирком из оптических данных; этот результат наводит на мысль, что агент, вызывающий всплески II типа, может двигаться вдоль корональных лучей. Расстояние между плазменными уровнями, найденное из интерферометрических наблюдений на разных частотах, приводит к значению радиальной компоненты скорости агента, вызывающего всплески II типа, порядка 1000-1500 см /сек. Такие же скорости были получены Максвеллом и Томпсоном ²⁶ из наблюдаемых частотных дрейфов с привлечением исправленной

^{*)} Это верно лишь для необыкновенной волны; излучение, соответствующее обыкновенной волне, свободно выходит с гирочастотного уровня в короне. (Прим. ред.)

модели электронной плотности. Значение этой скорости для проблемы происхождения магнитных бурь будет обсуждаться в гл. 3.

Скорость, с которой источник всплесков II типа движется во внешние слои короны из области вспышки, примерно в 10 раз больше скорости звука в короне. Это обстоятельство говорит о том, что возмущение представляет собой ударную волну, возможно, магнитогидродинамического типа^{31,32}. Существуют веские доказательства того ^{26,33,34}, что возмущающие агенты выбрасываются с большими скоростями (~1000 км/сек) из вспышек, сопровождающих всплески II типа; однако пока мало оснований полагать, что оптические выбросы можно полностью идентифицировать



Рис. 4. Зависимость средней электронной плотности в короне от высоты. Точками нанесены результаты измерений высоты источников всплесков II и III типов. О — Всплески III типа (Моримото; Уайлд, Шеридан и Нейлэг; Шейн и Хиггинс); Ш — всплески II типа (Вейсс). Горизонтальным отрезком отмечена вероятная ошибка при измерениях на 50 Мац; II типа (Вейсс). Горизонтальным отрезком отмечена вероятная ошибка при измерениях на 50 Мац; II типа (Вейсс). Горизонтальным отрезком отмечена вероятная ошибка при измерениях на 50 Мац; на других частогах ошибки такого же порядка (для всплесков II типа). Сплошными кривымы представлены распределения электронной плотности (стандартная корона Баумбаха—Аллена, плотность среднего коронального луча ³⁹ и луч с удвоенной плотностью он Ньюкирку). Реплотность свидетельствуют о том, что агенты, вызывающие всплески II и III типов, могут двигаться вдоль корональных лучей (Вейсс 29).

с ударными волнами, ответственными за всплески. В общем случае положения источников, связанных с разными частями спектра одиночного всплеска II типа, могут сильно отличаться ²⁹. Будущие наблюдения, выполненные с высокой угловой разрешающей способностью, помогут объяснить эту особенность. Предполагаемые нерадиальные движения и множество ударных фронтов, возможно, отражают сложность конфигурации магнитных полей вблизи области вспышки.

Плазменная гипотеза для всплесков II типа не зависит от конкретного механизма генерации плазменных волн или от их преобразования в электромагнитное излучение. Отыскивая ключ к разгадке источника плазменных волн, мы отметим прежде всего тот удивительный результат ^{29,85}, что излучение всплесков II типа на гармониках исходит обычно из обла-

стей, расположенных в солнечной атмосфере ниже, чем области, излучающие основную частоту. Одна из возможных интерпретаций этого явления состоит в том, что излучение на гармониках может генерироваться преимущественно в направлении к солнечной поверхности. Это вызывает преобладание отраженного излучения в короне над излучением самого источника ³⁵. Такое преимущественное излучение назад является естественным следствием ³⁵ теории генерации всплесков, предложенной Гинзбургом и Железняковым ³⁶. В этой теории продольные плазменные волны возбуждаются за счет черенков-эффекта; электромагнитное излучение на основной частоте генерируется в процессе рэлеевского рассеяния плазменных волн на флуктуациях плотности в короне, тогда как излучение на гармониках возникает благодаря комбинационному рассеянию плазменных волн на флуктуациях заряда в корональном газе. Такая интерпретация всплесков II типа требует, чтобы релятивистские электроны непрерывно выбрасывались из турбулизованного ударного фронта. Эта идея подтверждается наблюдениями, которые показывают, что всплески III типа могут иногда возникать в полосе, отвечающей собственно всилескам II типа, и продолжаться в сторону низких частот. Иногда такие всплески III типа сопровождаются всплесками с обратным направлением частотного дрейфа, и образуется разновидность всплеска II типа, названная Робертсом²⁴ структурой «в елочку» (herring-bone); эти всплески свидетельствуют о движении частиц по направлению от Солнца и к Солнцу.

Всплески II типа характеризуются большим разнообразием. Они часто отличаются богатством деталей — наличием многих независимых дрейфующих полос или других форм тонкой структуры, часто с большой точностью повторяемых на второй гармонике. Наиболее выдающейся особенностью является расщепление полосы (band-splitting) 7,24,26, когда каждая основная полоса раздваивается, причем разность по частоте обычно мала по сравнению с расстоянием между гармониками. Было предположено 7, что такое явление представляет собой магнитное расщепление, аналогичное эффекту Зеемана в поле ~5 гс; однако существующие теории не в состоянии объяснить все наблюдаемые особенности ²⁴, в частности-отсутствие поляризации. Альтернативное предположение ³⁷ состоит в том, что два поддиапазона обусловлены преимущественным возбуждением в магнитном поле 20 гс двух частот, соответствующих плазменным волнам, которые распространяются под разными углами к магнитному полю. Вопрос о причине расщепления не решен, однако он крайне важен, так как правильная интерпретация могла бы привести к точному определению магнитных полей во внешней короне *).

2.2.2. В с п л е с к и III т и п а. Всплески III типа (быстродрейфующие) регистрируются в диапазоне от 5 до 600 *Мги*; это самые обычные явления среди метровых всплесков. В максимуме солнечных пятен средняя частота их появления составляет приблизительно три всплеска в час³⁸; в период сильной активности частота появления значительно выше. Продолжительность отдельных всплесков — порядка 10 *сек*. Всплески III типа одинаковой формы имеют сильную тенденцию собираться в группы, состоящие примерно из десяти выбросов (см. рис. 15). Часто отдельные всплески группы расположены во времени квазирегулярно. Одинаковое появление спектральных особенностей и почти одно и то же положение источников ^{39,40} отдельных всплесков в группе означают, что группа представляет собой единое событие. Всплески III типа тесно связаны со вспышками,

^{*)} В работе ¹⁶⁴ (см. также ¹⁶⁵, § 31) предлагается другое объяснение подобного расщепления, исходя из представлений ¹⁶⁶ о генерации всплесков II типа во фронте магнитогидродинамической ударной волны, которая распространяется перед сгуст-ком плазмы, извергнутым из области вспышки. (Прим. ped.)

сильными и слабыми, и обычно возникают вблизи начала оптического явления. Детали связи со вспышками и значение группировки всплесков для интерпретации явления вспышки будут обсуждаться в гл. 3.

В спектре всплесков III типа ^{31,41} частота, соответствующая максимуму интенсивности, быстро дрейфует от высоких частот к низким. Скорость дрейфа имеет значение порядка 20 *Мец/сек* на частоте 100 *Мец* и увеличивается с ростом частоты. Мгновенные диапазоны довольно широки (10— 100 *Мец*). Для всплесков III типа характерна гармоническая структура, но



Рис. 5. Положения восьми источников всплесков III типа, связанных со вспышками вблизи лимба, иллюстрирующие наблюдаемое систематическое изменение положения с частотой (Уайлд, Шеридан и Нейлэн ³⁹).

обнаружить ее значительно труднее, чем в случае всплесков II типа, так как быстрый частотный дрейф и широкий диапазон частот приводят к слиянию основной и второй гармоник. Хотя всплески III типа обычно не поляризованы, заметная часть всех всплесков обнаруживает частичную круговую поляризацию ^{27,42}.

Как и для всплесков II типа, существование гармоник и систематического частотного дрейфа всплесков III типа связывается с плазменными волнами, возбуждаемыми агентом, быстро движущимся во внешние слои короны ³¹. Систематическое изменение положения источника с частотой, предсказываемое этой гипотезой, снова было подтверждено измерениями Уайлда и его коллег на интерферометре с перестройкой по частоте (рис. 5)³⁹. Уровни генерации в короне для всплесков II и III типов одинаковы (см. рис. 4), если предположить, что излучение всплесков III типа также распространяется вдоль корональных лучей. Определяемые по интерферометрическим измерениям и по наблюдаемым частотным дрейфам скорости агентов, вызывающих всплески III типа, — порядка 0,4 с на высотах ~1 солнечного радиуса над фотосферой ³⁹. Во многих случаях замедление агента пренебрежимо мало. Считается, что плазменные колебания обусловлены черенковским излучением (раздел 4.6) потока высокоэнергичных электронов (не сопровождаемых положительными ионами), которые выбрасываются из всплытки *).

Всилески III типа очень разнообразны. В одном крайнем случае это — несложные всплески с четко определенным передним краем, узкой полосой частот и короткой продолжительностью, которая увеличивается с уменьшением частоты. Затухание излучения — экспоненциальное, что

^{*)} В настоящее время состав корпускулярных потоков, ответственных за всплески III типа (в частности, вопрос о наличии положительных частиц), пока остается неясным. (Прим. ped.)

говорит о затухании плазменных колебаний из-за соударений ⁴³. Распределение радиояркости по источнику следует из типичной временной картины, в которой за сжатием источника до минимального диаметра ~ 4' во время максимальной фазы наступает постепенное увеличение диаметра до ~ 7' в конце всплеска ⁴⁴. В другом крайнем случае всплески сопровождаются хорошо известным излучением V типа с непрерывным спектром (последнее описывается ниже). Промежуточные формы, которыми часто обладают источники больших размеров (неопубликованные сиднейские данные), могут быть связаны с отклонением магнитным полем электронных потоков от радиального направления, в пределе этот процесс может привести к смене направления движения на обратное и вызвать появление U-всплеска ^{45,46}.

Проблема определения характеристик возбуждающих электронных потоков по наблюдаемым свойствам всплесков совершенно не решена. Ограниченная протяженность электронного потока и разброс скоростей в нем, естественный диапазон возбуждения, затухание плазменных воли все это приводит к одновременному возбуждению коронального газа на значительной глубине. В такой ситуации спектральная форма всплеска может значительно измениться за счет группового запаздывания при распространении излучения с разных уровней генерации.

2.2.3. В сплески IV типа. Появление продолжительного интенсивного излучения вслед за мощными солнечными всплесками было известно много лет назад ⁴⁷⁻⁴⁹. Однако первое указание на то, что это излучение есть особое явление, отличающееся от шумовых бурь I типа, было сделано Буашо 50, который изучал характеристики источников радиоизлучения с помощью интерферометра. Он нашел излучение особого типа, продолжающееся десятки минут после мощных всплесков. Источники такого излучения не остаются фиксированными на солнечном диске: они движутся во внешние слои со скоростями от нескольких сотен км/сек до значений выше 1000 км/сек и достигают огромных высот в короне, прежде чем вернуться в неподвижное положение ближе к поверхности Солнца. Эти источники имеют большие угловые размеры (7-12'), которые отличают их от источников шумовых бурь (см. ниже). Значения высот и характер движения источников IV типа несовместимы с плазменным механизмом генерации, и Буашо предположил, что причиной является синхротронное излучение (см. гл. 4) электронов, движущихся по спирали в магнитном поле. Это излучение, которое на интерферометрических записях (рис. 6) выглядит совершенно плавным и лишенным всплесков, характерных для шумовых бурь I типа, Буашо назвал радиоизлучением IV типа.

Впоследствии термин «радиоизлучение IV типа» стал использоваться для описания любого излучения типа континуума, следующего за солнечной вспышкой. Под континуумом мы понимаем устойчивое, илавное, часто бесструктурное излучение в широком диапазоне частот. Конечно, могут происходить медленные изменения интенсивности и не обязательно, чтобы излучение было полностью свободно от всплесков ^{46,51,52}. Так, часто встречаются многочисленные отдельные всплески с широкой полосой, короткой продолжительностью и следами быстрого частотного дрейфа ^{52,53}.

События IV типа довольно редки в метровом диапазоне. Они продолжаются часы или дни, начинаются в конце больших вспышек ими почти всегда предшествуют всплески II типа. Около 20 процентов всех всплесков II типа сопровождается континуумом IV типа. Запаздывание начала континуума по отношению к началу всплеска II типа меняется от нуля (или, возможно, небольших отрицательных значений) приблизительно до 30 минут со средним временем запаздывания ~ 10 минут ^{53,54}.

8 УФН, т. LXXXIV, вып. 1

Форма связи сантиметрового и дециметрового излучения я с метровым излучением *) позволила предположить ^{55,56}, что излучение IV типа со свойствами, описанными Буашо, продолжается не больше двух часов (причем так долго длится лишь в исключительных случаях) и что последующее продолжительное интенсивное метровое излучение представляет собой некоторое новое явление. Впоследствии интерферометрические исследования ^{53,57,58} действительно подтвердили, что событие, известное теперь как метровый континуум IV типа, включает в себя два отдельных явления с различными характеристиками.



Рис. 6. Запись мощного всплеска 7 ноября 1956 г., полученная в Нэнси (169 Мец) на многоэлементном интерферометре, ориентированном в направлении восток — запад. Темные отрезки показывают положение оптического диска Солнца при последовательных прохождениях через лепестик интерферометра. За всплеском а (вероятно, II типа) следует интенсивное, устойчивое и плавное излучение IV типа б, которое в приведенном случае совершенно свободно от всплесков. Дополнительные максимумы в обусловлены боковыми лепестками (Буашо ⁶⁰).

Первая разновидность всплесков IV типа, которую мы называем «движущейся» (moving), совпадает с всплесками, открытыми Буашо. Сначала источник движется во внешние слои из области вспышки со скоростями~1000 км/сек и может достигать огромных высот над фотосферой, иногда превышающих пять солнечных радиусов. Всплески продолжаются обычно десятки минут, хотя отмечались и продолжительности до двух часов. Они отличаются очень большими размерами источников (>10') и низкой направленностью. За исключением всплесков, связанных со вспышками вблизи лимба, излучение частично поляризовано по кругу, знак поляризации по отношению к магнитному полю ведущего пятна соответствует обычно необыкновенной волне в магнито-ионной теории (см. раздел 4.2.4). Низкая направленность и знак поляризации подтверждают синхротронное происхождение излучения, предложенное Буашо. Эта теория требует, чтобы электроны с энергиями в несколько Мэв оста-

^{*)} Континуальное излучение IV типа простирается от сантиметровых до декаметровых волн (см. также раздел 2.3). Для разделения всего события на отдельные компоненты были предложены различные схемы. Большинство из них изложено авторами в работе ¹⁸⁰ (см. также рис. 16 в гл. 3).

вались в области источника в течение всплеска, будучи, вероятно, захваченными в магнитную «ловушку». Вне этого периода электроны не теряют значительной энергии ни на соударения, ни на излучение. Движущиеся всплески IV типа редко встречаются на частотах выше 200 *Мец*, но обычны на 169 *Мец*. Предполагаемое высокочастотное обрезание может иметь существенное значение для определения конфигураций и напряженности запутанных магнитных полей, о которых в настоящее время ничего не известно.

Второй вид всплесков IV типа, который мы называем «стационарным» (stationary), включает в себя долгоживущие «континуальные бури», которые могут существовать день или больше и развиваться в шумовые бури I типа. Действительно, характеристики излучения настолько похожи на континуум в составе бурь I типа, что оно может оказаться идентичным последнему. Стационарный всплеск IV типа характеризуется источником, положение которого не меняется и который локализован вблизи (или, возможно, немного выше) плазменного уровня, соответствующего частоте излучения. Источник имеет малый диаметр (~3 - 5'). Конус излучения узкий, так как стационарные всплески IV типа редко наблюдаются при вспышке около лимба. Излучение сильно поляризовано по кругу; знак обычно соответствует обыкновенной волне (по отношению к ведущему пятну активной области). Высокая направленность и высота источников показывают, что механизм излучения имеет отношение к плазменной частоте коронального газа. Денисс 60 для генерации излучения предложил черенков-эффект в плазме. Высокоэнергичные частицы, выбрасываемые из вспышки, остаются в магнитных «ловушках», связанных, вероятно, с корональными лучами. Эти частицы впоследствии диффундируют вниз вдоль магнитных силовых линий, возбуждая плазменные волны. В подобных условиях связь между продольными плазменными и поперечными электромагнитными волнами такова, что в результате получается поляризация, соответствующая обыкновенной волне, что и наблюдается в действительности. Спектры стационарных всплесков IV типа часто обнаруживают вначале размытое низкочастотное обрезание, дрейфующее от высоких частот к низким со скоростями, напоминающими всплески II типа ⁵¹. На каждой фиксированной частоте увеличиваются и интенсивность. и степень поляризации, достигая максимального значения примерно через 30 минут после начала события на этой частоте 53. Это первоначальное развитие может указывать на начало массового выхода быстрых электронов из слабеющих «ловушек». Несмотря на то, что механизм, предложенный Дениссом, казалось бы, дает удовлетворительное качественное описание характеристик источника, происхождение стационарных всплесков IV типа еще не может считаться твердо установленным. Например, Такакура ⁶¹ предположил, что всплеск может быть синхротронным излучением электронов, захваченных в магнитную ловушку над последуюсинхротронное происхождение стационарных щим пятном. Однако всплесков IV типа кажется менее привлекательным, чем плазменный механизм-благодаря наблюдаемым высотам источников, направленности излучения и высокой степени поляризации.

В настоящее время доказано, что всплески IV типа имеют огромное значение как индикаторы корпускулярного излучения Солнца (средних и высокоэнергичных протонов) и геомагнитных возмущений. Эта связь будет обсуждаться в гл. 3.

2.2.4. В с п л е с к и V т и п а. Всплески V типа представляют собой широкополосное излучение с непрерывным спектром, следующее за всплесками III типа как «размытое» продолжение или как четко оформленное событие. Максимум интенсивности располагается ниже 150 *Мгц*; величина полосы составляет существенную часть от средней частоты радиоизлучения. Всплески V типа сопровождают примерно 10 процентов событий III типа ^{39,62}, и для них характерно расположение вблизи радиолимба ³⁹.

По первоначальному положению, по систематическому изменению положения с частотой и по поляризации источник радиоизлучения V типа резко отличается от источника всплесков III типа (неопубликованные сиднейские данные). Положение источника может меняться с дрейфовой скоростью ~ 1000 км/сек, но это бывает не всегда. Уайлд и его сотрудники ³⁹, не обнаружив спектральных особенностей (таких, как наличие гармоник, частотный дрейф или дискретная структура), указывающих на плазменный механизм генерации, предположили, что всплески V типа



Рис. 7. Динамические спектры двух отдельных всплесков I типа, полученные на спектрографе с высокой разрешающей способностью в университете Осло.

a) Всплеск без частотного дрейфа; б) всплеск с обратным частотным дрейфом (Элгарой ¹²).

обусловлены синхротронным излучением тех электронных потоков, которые ответственны за плазменное радиоизлучение III типа. Однако полученные недавно характеристики источника всплеска V типа трудно согласовать с этой гипотезой, и в настоящее время происхождение излучения с непрерывным спектром надо считать неопределенным.

2.2.5. В с п л е с к и І т и п а. Шумовые бури І типа являются ярким проявлением солнечной активности в метровом диапазоне. Они состоят из большой серии всплесков, сопровождаемых иногда непрерывным излучением. В периоды сильной активности сотни всплесков могут появляться каждый час, а буря может продолжаться несколько дней. Вблизи максимума солнечных пятен на частотах ниже 200 *Мгц* активность І типа продолжается в течение примерно одной десятой всего времени наблюдений ³⁸. Шумовые бури редко встречаются на частотах выше 250 *Мгц*.

Бури I типа связаны с солнечными пятнами в активных областях, но не со всеми. Вероятность такой активности солнечного пятна увеличивается с ростом его площади, но другие характеристики солнечных пятен, способствующие генерации шумовых бурь, недостаточно ясны ⁶³⁻⁶⁵. Меньшая часть шумовых бурь связана со вспышками ^{51,65-67}. Некоторые из вспышек, вызывающих шумовые бури, сильны, но часто и небольшие вспышки способны вызвать шумовые бури.

Спектральные наблюдения с высокой разрешающей способностью ^{12,68,69} показали, что отдельные всплески имеют продолжительность от 10⁻¹ до 10 сек и полосу (растущую с частотой) в несколько мегагерц (рис. 7). Элгарой ¹² нашел, что для половины всех всплесков I типа характерен частотный дрейф, который может происходить со скоростью, лежащей между скоростями дрейфа всплесков II и III типов, иногда приближаясь к последней. Диаметр источников бурь составляет 5—10' и увеличивается с уменьшением частоты ^{50,65,70}; размеры источников отдельных всплесков, вероятно, несколько меньше ^{71,72}. На 200 *Мгц* разброс в положении всплесков, принадлежащих одному штормовому центру, такой же, как размеры источника континуума ⁷³. Вопрос о том, представлет ли собой континуум наложение множества всплесков или это отдельное, хотя и связанное с всплесками, явление, не решен; однако статистическое изучение появления всплесков ^{65,68} и наблюдаемая иногда разница в поляризации между всплесками и континуумом говорят в пользу последней возможности.

Центры бурь занимают сравнительно устойчивое положение, причем они не всегда расположены радиально над соответствующими оптическими центрами. Высоты источников на фиксированной частоте значительно меняются, но обычно лежат в пределах от 0,3 до 1,0 солнечного радиуса над фотосферой. Средняя высота, которая несколько выше соответствующего плазменного уровня, увеличивается с уменьшением частоты ^{50,63,65,74}. На высоких частотах средняя высота растет от центра к лимбу, но на низких частотах штормовые центры не наблюдаются около лимба, вероятно, потому, что излучение не может выйти из солнечной атмосферы.

Излучение шумовых бурь сильно поляризовано по кругу ^{63, 65, 74}. Обычно, но далеко не всегда, знак поляризации по отношению к магнитному полю ведущего пятна соответствует излучению обыкновенной волны в магнито-ионной теории.

Наше понимание явления шумовых бурь еще очень ограничено; здесь мы обсудим возможные способы генерации радиоизлучения. Механизм чисто теплового излучения можно сразу отбросить, так как он требует невероятно высоких температур корональной плазмы (до 10^{10} °K), а также из-за быстрых изменений интенсивности при всплесках. Нетепловые процессы удобно разделить на два типа: а) синхротронное излучение электронов, движущихся в магнитном поле; под этим понимается излучение, занимающее диапазон, начиная с гирочастоты и ее низких гармоник (только и генерируемых малоэнергичными электронами) до высоких гармоник, преобладающих в излучении, генерируемом релятивистскими электронами; б) продольные плазменные волны, которые затем трансформируются в электромагнитное излучение за счет рассеяния на корональных неоднородностях или непосредственно путем взаимодействия нормальных волн (см. разделы 4.5, 4.6).

Наблюдаемые характеристики штормовых центров мало помогают при выборе одной из этих возможностей. Одна из интерпретаций 60 направленности излучения состоит в том, что источник расположен в короне на высоте, близкой к локальному плазменному уровню; эта идея до некоторой степени подтверждается измерениями высот. Необходимо добавить, однако, что связь штормовых центров с плазменными уровнями может совершенно отсутствовать, так как многие штормовые центры наблюдаются на высотах, значительно бо́льших среднего плазменного уровня для данной частоты. Таким образом, хотя высота и направленность могут указывать на плазменный механизм, этот аргумент - не решающий; и действительно, согласно Гинзбургу и Железнякову 75, синхротронное излучение может генерироваться с требуемой интенсивностью и направленностью. Далее, не обязательно, чтобы принятый нетепловой механизм приводил к генерации излучения с поляризацией, соответствующей обыкновенной волне (по отношению к полярности ведущего пятна), так как у многих, хотя и не у большинства, штормовых центров наблюдается поляризация, соответствующая необыкновенной волне. В любом событии магнитная конфигурация совершенно неизвестна, и выделение ведущего пятна для отождествления поляризации с одной из магнито-ионных компонент часто может быть ошибочным. Не обязательно даже, чтобы излучение генерировалось в области, куда проникает магнитное поле, так как наблюдаемая поляризация может появиться при последующем прохождении излучения через магнитное поле.

Как и в случае стационарных всплесков IV типа, источники которых очень напоминают источники континуума I типа, в настоящее время невозможно решить, плазменное или синхротронное излучение, или оба вместе ответственны за континуум I типа *). Этот вывод относится, конечно, также и к всплескам І типа, хотя их узкий диапазон может свидетельствовать в пользу плазменного происхождения. Одна из форм когерентного излучения, связанная, по-видимому, с группировкой электронов, необходима для объяснения высокой интенсивности всплесков. Возражения⁷⁶, которые были выдвинуты против идеи группировки на том основании, что длина свободного пробега электронов слишком велика, несостоятельны при наличии магнитного поля. Следовательно, механизмы, которые включают в себя основную и низкие гармоники гирочастоты (например, механизмы Твисса, Робертса 77 и Такакуры 78), нельзя отвергнуть (см. также раздел 4.5.2). Группировка электронов обусловлена, вероятно, ударными волнами. Возможно, что быстрая перестройка групп электронов под влиянием ударных волн может вызвать узкодиапазонные кратковременные всплески, которые часто являются основной особенностью излучения штормовых центров. Естественное затухание плазменных волн после резкого удара приведет к аналогичному результату. Такое объяснение характеристик всплесков кажется более привлекательным, чем спорадическая передача энергии из широкодиапазонного источника постоянной интэнсивности, которая необходима в модели, предложенной Фоккером ⁶⁵.

2.2.6. Д р у г и е т и п ы в с п л е с к о в. Рассмотренные выше пять спектральных классов исчерпывают собой почти всю солнечную активность, наблюдаемую в метровом диапазоне, но ряд отличительных черт и неклассифицированных видов активности заслуживают особого внимания. Разделение всплесков, описанное ниже, сложилось под сильным влиянием записей в Дапто, к которым авторы имеют непосредственное отношение. Типичные примеры некоторых из этих вариантов приведены на рис. 8.

а) Д р е й ф у ю щ и е п а р ы. Это — относительно слабые и редкие всплески, в которых кратковременный резкий элемент повторяется примерно через две секунды. Оба элемента пары дрейфуют по частоте с одинаковой скоростью; дрейф обычно положителен (т. е. противоположен по направлению дрейфу всплесков III типа), скорость его составляет около половины скорости дрейфа всплесков III типа. Дрейфующие пары низкочастотные явления. Они редко встречаются вне диапазона 20— 70 *Мгц* и чаще всего появляются на частотах между 25 и 40 *Мгц*. Пары часто возникают во время бурь, которые могут продолжаться часы и дни. Иногда они появляются во всплесках III типа как элемент их структуры, чаще же самостоятельно или во время активности I типа. Робертс ⁷⁹ считает, что дрейфующие пары являются доказательством отражений в короне.

б) Особенности во всплесках II типа. По-видимому, в ¹/₃ всех случаев основной всплеск II типа сопровождается через 5—10 минут серией коротких резких всплесков на низких часто-

^{*)} Здесь, однако, как и для всплесков IV типа, нельзя не учитывать, что некогерентный плазменный механизм при прочих равных условиях значительно уступает по эффективности магнитотормозному вследствие сильного ослабления черенковского излучения в процессе трансформации волн при их выходе из короны. (Прим. ред.)

СПОРАДИЧЕСКОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЦА

тах ⁸⁰. Отдельные всплески обнаруживают быстрый дрейф (обычно отрицательный, иногда положительный), создавая группы, образующие структуру «в елочку». Значительно реже всплески II типа могут начинаться с довольно короткой (~1 мин), но вполне определенной особенности, имеющей гармоническую структуру и частотный дрейф. Эта первоначальная стадия непрерывно переходит по частоте и, вероятно, по времени в главный всплеск.

в) Особенности, связанные с активностью IV типа. Иногда всплескам IV типа предшествуют не всплески II типа, а особый тип активности такой же продолжительности (~ 10 мин). Эта



Рис. 8. Примеры некоторых неклассифицированных всплесков и специфические особенности всплеска II типа.

О Характерное событие (возможно, вырожденная форма всплеска II типа) с группой всплесков III типа, сопровождаемое неоднородным континуумом, который иногда появляется перед всплесками IV типа; 6) быстрая последовательность очень кратковременных широкополосных всплесков, которые могут быть низкочастотным продолжением особого вида дециметровой активности; в) группа кратковременных низкочастотных всплесков, типичных для активности, которая появляется иногда после всплесков II типа; в данном случае основной всплеск закончился на 7 минут раньше; в) начало всплеска II типа с отделенным предвестником.

активность часто имеет вид группы всплесков III типа, сопровождаемых неоднородным континуумом, хотя она не похожа на сложные всплески III — V типа. Иногда преобладает капельная или клочковатая структура. На высокочастотном и низкочастотном концах последовательных всплесков угадывается частотный дрейф со скоростью, типичной для всплесков II типа; часто на континуум налагаются узкодиапазонные выбросы малой длительности (1—2 мин), которые также дрейфуют со скоростью всплесков II типа. Никаких доказательств гармонической структуры не найдено. Такой тип всплесков может появляться перед интенсивным, постоянным континуумом IV типа, поэтому он должен рассматриваться как проявление сильной солнечной активности. В некоторых, хотя и очень редких, случаях эти события не сопровождаются излучением IV типа.

Другое отличительное явление — существование на высоких частотах в метровом диапазоне слабых «всплесков в поглощении» короткой длительности. Эти загадочные черты, которые были отмечены только в шести всплесках, напоминают всплески III типа, но в поглощении. Они обычно имеют быстрый отрицательный частотный дрейф, но скорость дрейфа иногда, по-видимому, неизмеримо велика; не исключена также вероятность положительного дрейфа.

В двух случаях за всплесками II типа следовала на высоких частотах метрового диапазона быстрая последовательность очень коротких (< 1 сек) широкодиапазонных всплесков. Эта активность (рассматриваемая предположительно как разновидность всплесков IV типа) *), по-видимому, не сопровождается континуумом. Она, вероятно, совпадает с аналогичной активностью, описанной Максвеллом и его сотрудниками ⁸¹.

г) Неклассифицированные виды активности. Существует очень много значительных метровых всплесков, которые не могут быть сведены к пяти основным спектральным типам или вариантам, описанным выше. Исключение составляют кратковременные аморфные всплески без гармонической структуры или частотного дрейфа. Иногда они могут существовать несколько минут. Возможно, что эти всплески не представляют новое физическое явление, но просто лишены отличительных характеристик, необходимых для классификации.

2.3. Характеристики микроволновых всплесков

Наше описание метровых всплесков было основано преимущественно на классификации всплесков по физическим спектральным признакам. В микроволновом диапазоне спектры всплесков исследованы меньше, поэтому раньше использовались и сейчас еще используются различные классификации. Несмотря на большое разнообразие во временном развитии всплесков, значительные различия пространственных характеристик источников (положения и размеров) встречаются редко, и эти характерис стики имеют ограниченное значение при классификации всплесков. Кроме того, интерферометрические и поляризационные наблюдения иногда проводятся без указания или с неточным указанием типа всплесков, к которому они принадлежат. Наша цель в этом разделе состоит в том, чтобы унифицировать и упростить описание микроволновых всплесков и найти физическую классификацию.

Простота и сравнительная плавность высокочастотных всплесков, которые уже упоминались (раздел 2.1), иллюстрируются примерами, приведенными на рис. 9. Относительная простота их структуры наводит на мысль, что микроволновые всплески можно классифицировать по профилю на фиксированной частоте. В схеме, предложенной Ковингтоном и его сотрудниками ^{82, 83}, самыми существенными особенностями простого всплеска являются интенсивность, длительность и скорость нарастания и спада. На диаграмме (рис. 10), где отмечены интенсивность и продолжительность всплесков на 10 см, точки распределены в виде двух ярко выраженных рукавов, что говорит о существовании двух по существу разных типов всплесков: один — импульсный всплеск сравнительно высокой интенсивности и короткой длительности (< 10 мин), другой — продолжительный всплеск сравнительно низкой интенсивности ⁸³. Сложные всплески часто состоят из простых всплесков этих двух видов. Первый («импульсный») тип, вероятно, включает в себя *М*-всплески Такакуры⁸⁴. Продолжительные всплески сравнительно низкой интенсивности охватывают два ранее известных явления, а именно, постепенное нарастание и спад (gradual rise and fall), в котором время достижения максимума интенсивности занимает в среднем почти половину всего времени жизни

^{*)} Эта активность напоминает и может собой представлять низкочастотное продолжение особого вида радиоизлучения на дециметровых волнах (см. раздел 2.3).



Рис. 9. Записи потока микроволновых всплесков на фиксированной частоте. Все результаты, кроме случая г), получены на 10,7 см. Ковингтоном и его сотрудниками 83.108.110. а) Два основных типа всплесков: импульсный и постепенный; б) комбинации основных типов; с) поглощение после импульсного всплеска; г) микроволновый всплеск IV типа (Накинума и Танака ¹⁰⁴).

всплеска, и послевсплесковое нарастание (post-burst increase) — эффект последействия средней интенсивности, который следует за импульсным всплеском. Примеры таких двух разновидностей показаны на рис. 9. В связи с их сходством возникает вопрос, являются ли постепенное нарастание и спад и нарастание после всплеска разными физическими явлениями. Ковингтон и его сотрудники ^{82, 83} предполагают, что они одинаковы. Однако Кундю ⁸⁵, обнаруживший при интерферометрических наблюдениях на волне 3 *см*, что размер источника меньше 1' для постепенного



Продолжительность, мин

Рис. 10. Диаграмма простых всплесков, иллюстрирующая существование двух основных типов микроволновых событий (Ковингтон и Харви ⁸³).

нарастания и спада и больше 2',5 для нарастания после всплеска, предположил, что нарастание после всплеска надо рассматривать как отдельный тип. Мы думаем, однако, что последнее явление можно рассматривать как событие, в основном аналогичное постепенному нарастанию и спаду, отличающееся от него только большей энергией, которая проявляется двумя способами: предшествующим импульсным всплеском и большим размером источника. За отсутствием более определенных доказательств мы в настоящем обзоре будем рассматривать постепенное нарастание и спад и нарастание после всплеска под общим названием «постепенный» всплеск.

Кроме «импульсных» и «постепенных» всплесков, наблюдались другие всплески, которые характеризуются относительно высокой интенсивностью и большой длительностью. Этот тип всплесков, показанный на рис. 9, менее характерен для 10 см, чем для более длинных волн (например, 20 см). Названные Кундю и Хэддоком ^{85, 86} «мощными микроволновыми всплесками» (microwave outbursts), они рассматриваются теперь как часть общего явления IV типа.

Мы переходим теперь к обсуждению свойств микроволновых всплесков; нам кажется сейчас, что существуют три основных физически различных типа всплесков, а именно—постепенный всплеск, импульсный всплеск и микроволновый всплеск IV типа. Характеристики всплесков собраны в табл. II, а примеры записей потока на одной частоте приведены на рис. 9. Многие всплески в дециметровом диапазоне представляют собой низкочастотное продолжение микроволновых всплесков, и мы не будем пытаться провести здесь произвольное и искусственное разделение их по длинам волн. Однако некоторые всплески, которые, судя по их динамическим спектрам, имеют особенности на дециметровых волнах, будут рассмотрены отдельно.

2.3.1. Постепенный всплеск. Постепенное нарастание и спад характеризуется умеренной (до низкой) пиковой интенсивностью и продолжительностью в несколько десятков минут (рис. 9). Подъем до максимума интенсивности — очень медленный; он занимает в среднем почти половину длительности всплеска⁸³. Постепенный всплеск включает в себя не только нарастание после всплеска, но также и «предвестник» ⁸² постепенное увеличение интенсивности, которое предшествует импульсному всплеску и может предшествовать также началу соответствующей оптической вспышки; это наводит на мысль о возможности предварительного нагревания области вспышки.

Начало постепенного всплеска тесно связано с началом оптической вспышки; всплеск достигает максимума интенсивности одновременно или после максимума вспышки. Полная длительность может превышать время оптической вспышки ⁸². На волне 10 *см* источники постепенных всплесков обнаруживают сильное потемнение к лимбу ⁸², которое может быть обусловлено поглощением в вышележащих слоях солнечной атмосферы.

Излучение, как правило, частично поляризовано по кругу, с тем же знаком, что и излучение соответствующих корональных конденсаций ⁸⁷. Энергетический спектр, свидетельствующий о тепловом происхождении излучения, резко уменьшается на частоте около 1000 *Мгц*; излучение остается очень слабым на еще более низких частотах ^{88,89}. Постепенные всплески наблюдались (но очень редко) на динамических спектрографах на частотах ниже 580 *Мгц* ⁹⁰, где спектр представляет собой очень слабый континуум. Диаметры источников на длине волны 3 см меняются от 1' до $2',5^{95}$; соответствующие эффективные температуры обычно близки к к 10⁶ °K, но иногда могут быть и больше.

Считается, что постепенный всплеск представляет собой тепловое (тормозное) излучение небольшой, плотной горячей области в верхней части хромосферы. Сжатие, которое создает эту горячую область с размерами, не превышающими для слабых всплесков диаметра оптической вспышки, возможно, тесно связано с процессами генерации вспышки (см. гл. 3).

2.3.2. И м п у л ь с н ы й в с п л е с к. Огромное большинство микроволновых всплесков (приблизительно 90% на волне 10 см) являются импульсными, т. е. их интенсивность резко возрастает до единственного максимума, а затем медленно и монотонно возвращается к предвсплесковому уровню (рис. 9). В среднем время нарастания составляет около четверти полной длительности 1—5 мин ^{82,83}. По сравнению с всплесками III типа импульсные всплески относительно редки; они возникают только один раз в каждые 3—4 часа вблизи максимума солнечной активности ⁸³. Вероятность появления увеличивается, если соответствующий источник медленно меняющейся компоненты имеет высокую интенсивность

Характеристики микроволновых всплесков

Тип всплеска	Поляризация	Возможный тип нормаль- ной волны	Продолжи- тельность	Вид профиля	Наблю- даемые угловые размеры (в мину- тах)	Высота ис- точника над фотосферой	Направ- ленность излуче- ≵цния Д	Яркост- ная тем- пература крупного события (в °К)	Возможное происхожде- ние		Cogoy o mov
									возбужда- ющий агент	процесс излучения	Свнзь с дру- гими явлени- ями
Посте- пенный	Хаотичес- кая или частичная	3	Десятки минут	Плавный	<1 ≥2,5	3	Низкая?	106	Тепловые и сверхтеп- ловые элек- троны вбли- зи вспышки и флоккула	Тормоз- ной	Сжатие пе- ред вспыш- кой и в течение вспышки
Им- пульс- ный	Частичная; увеличива- ется с рос- том λ	Необыкно- венная на сантиметро- вых волнах; обыкновен- ная на де- циметровых волнах	1—5 мин	Обычно простой	1,0—1,6 на 3 см; <5 на 20 см	0,05 <i>R</i> _⊙ над вспыш- кой	Низкая	109	Электрон- ный поток, выходящий из области вспышки	Синхро- тронный и тор- мозной	Исходное расширение вспышки: всплеск жесткого рентгенов- ского излу- чения
IVμ	Частичная; увеличива- ется с рос- том λ	Аналогично импульсно- му	5 мин — 1/2 часа на см-волнах; 5 мин — —2 часа на дм-волнах	Плавный на см-волнах; медленные изменения с тонкой структурой на дм-вол- нах	2—4	0,05 <i>R</i> _⊙ над вспыш- кой	Низкая	109	Захвачен- ные элек- троны	Синхро- тронный	

ДЖ. УАЙЛД, С. СМЕРД, А. ВЕЙСС

и малый диаметр ⁹¹. Значения интенсивности занимают широкий диапазон от одной до нескольких тысяч единиц потока ($10^{-22} em \cdot m^{-2} c u^{-1}$). Иногда несколько импульсных всплесков появляются, быстро следуя один за другим, и образуют сложную группу.

Импульсные всплески связаны со вспышками, как большими, так и малыми. Вспышки довольно однородно распределены по гелиографической долготе ^{82, 85}. Аналогично всплескам III типа, импульсные всплески появляются около начала оптической вспышки ⁹²; однако эти два вида всплесков представляют собой различные явления, как ясно из нескольких динамических спектров, полученных в диапазоне 2000—4000 Meu 86, 93. Спектр микроволнового всплеска есть широкодиапазонный континуум, который продолжается несколько минут и не заходит в метровую область. Гахенберг и Валлис 88 составили из записей потока на фиксированных частотах спектры с крутым подъемом интенсивности (приблизительно как f²), начиная примерно с 1000 Мгц, за которым следует плоская часть, простирающаяся по крайней мере до 30 000 Мец. Такакура 94 получил качественно такой же результат. Если предположить, что те ограниченные данные о положении источников, которые пока имеются для всплесков малой длительности 85, 95, относятся к импульсным всплескам, то источник радиоизлучения будет расположен на высоте нескольких десятков тысяч километров над фотосферой, т. е. в плотных областях хромосферы над вспышкой. Источники редко обнаруживают значительное поперечное движение.

Гахенберг и Валлис⁸⁸ исследовали возможность теплового происхождения импульсных всплесков. Наблюдаемый вид спектра объясняется тепловым механизмом излучения горячей конденсации, оптически толстой на низких частотах и оптически тонкой на высоких частотах. Температура, полученная из разумной модели конденсации, порядка 107 °K, плотность частиц около 10⁹-10¹⁰ см⁻³, площадь источника в 10-100 раз больше площади вспышки. Хотя чаще всего для импульсных всплесков наблюдается температура ~ 10⁷ °K, а в действительности из измерений плотности потока и размеров источника (1,0-1',6 на волне 3 см ⁸⁵, < 5' на волне 21 см ⁹⁵), иногда получаются и такие низкие температуры, как 106 °К; обычный диапазон температуры составляет 107-109 °К. Так как оптическая толщина уменьшается (как Te^{-3/2}) с ростом электронной температуры Те, тормозное происхождение более интенсивных всплесков, видимо, не имеет места. Наоборот, наблюдаемые температуры не обязательно связаны с тепловым механизмом генерации даже для менее интенсивных всплесков, так как Такакура⁹⁶ объяснил интенсивность, гладкий профиль, спектр и поляризацию импульсных всплесков синхротронным излучением (раздел 4.5) электронов с промежуточными значениями энергии, отвечающими скоростям от 0,2 до 0,9 с, которые движутся по спирали в магнитном поле ~ 1000 гс. Необходимые электронные плотности — 1 -- 100 см⁻³. Время жизни будет ограничено несколькими минутами вследствие потерь на излучение или затухание за счет соударений. Отмеченные Гахенбергом и Валлисом широкие полосы излучения, которые налагаются на плавный «тепловой» спектр, также обусловлены синхротронным механизмом. Генерация рентгеновских всплесков за счет тормозного излучения требует электронов с энергиями до 10⁸ эв, что очень много по сравнению с энергиями, предложенными Такакурой; однако меньшее количество электронов с такими высокими энергиями в небольших магнитных полях может также объяснить нетепловую часть импульсных всплесков. Вероятно, импульсный всплеск образован комбинацией синхротронного и тормозного излучений, относительный вклад которых станет более ясным, когда в нашем распоряжении окажутся более полные спектральные данные (особенно ближе к оптическим частотам).

Поляризационные измерения 87,97 -100 свидетельствуют о том, что около 60 процентов всех импульсных всплесков частично поляризованы по кругу. Степень поляризации обычно меньше 50% и никогда не достигает 100% на частотах выше 2000 Мгц. Иногда наблюдается и линейно поляризованная компонента ⁹⁸. На высоких частотах знак поляризации соответствует необыкновенной волне в магнито-ионной теории (если магнитное поле определяется ведущим пятном). В более чем половине случаев поляризация меняется на соответствующую обыкновенной волне при переходе к частотам ниже примерно 3000 Мгц 99. Какинума ¹⁰¹ и Такакура 94 объяснили эту смену знака поляризации различным поглощением магнито-ионных компонент, которое зависит от частоты, но Коэн 102 отметил, что это не объясняет двойной смены знака поляризации, которая иногда наблюдается. Он предположил 102, что смена знака обусловлена характером распространения радиоволн, а именно «взаимодействием» нормальных волн в квазипоперечной области высоко в короне, где напряженность магнитного поля всего лишь несколько гаусс *). Интересно было бы исследовать роль гирорезонансного поглощения в этом явлении.

2.3.3. Микроволновые всплески IV типа. Как уже объяснялось в разделе 2.2, определение «IV спектральный тип», относившееся сначала к специфическим метровым всплескам, было расширено и стало включать в себя каждое следующее за вспышкой долгоживущее излучение типа континуума в любой части радиоспектра. Многие события, описанные предварительно как мощные микроволновые всплески или долгоживущие сантиметровые всплески, рассматриваются теперь как всплески IV типа.

Микроволновые всплески IV типа (сокращенно всплески типа IV μ), хотя и сравнительно редки, но появляются чаще, чем метровые всплески IV типа (IV m). Многие всплески типа IV μ имеют очень низкую интенсивность, а развитие сильной метровой компоненты, как выяснилось, начинается только после более интенсивных всплесков типа IV μ , которые связаны с большими вспышками ^{55,90, 113}. Наоборот, всплески типа IV т почти неизменно связаны с всплесками типа IV μ . Всплески типа IV μ были обнаружены на таких высоких частотах, как 70 000 *Мгц* ¹⁰³.

Типичные длительности — 5—40 мин в микроволновом диапазоне и 5—120 мин на дециметровых волнах ¹⁰³. Всплески типа IV µ тесно связаны со вспышками, и им обычно предшествуют импульсные всплески, хотя есть некоторые сомнения, можно ли объективно отделить импульсный всплеск от всплеска IV µ в мощных всплесках.

Описание всех спектральных компонент будет необходимым для интерпретации события IV типа в его наиболее развитой форме. Динамические спектры получены (но не по всему диапазону на одном инструменте) на частотах ниже 1000 *Мгц* и в интервале 2000—4000 *Мгц*^{11,46,90,103} (рис. 11). Японские наблюдатели ^{84,104,105} объединили записи потока на фиксированных частотах, чтобы описать главные спектральные особенности на более коротких волнах (до 9400 *Мгц*). Для разделения всплесков IV типа на спектральные компоненты были предложены различные схемы (см. ^{160,161} и рис. 16). В общем представляется правильным, что кроме метровых компонент, описанных в разделе 2.2, существует отличающаяся по спектру микроволновая компонента, которая простирается до частот выше 10 000 *Мгц* и высокочастотный конец которой часто обнаруживает медленный устойчивый дрейф к низким частотам.

^{*)} Подробное рассмотрение указанного процесса взаимодействия волн проведено в работе ¹⁶⁷; о его роли в солнечной короне (в частности для объяснения эллиптической поляризации солнечного радиоизлучения) см. в ¹⁶⁸ и ¹⁶⁵, § 24. (Прим. ped.)



Рис. 11. Динамический спектр всплеска IV типа, сопровождаемого всплесками II и III типов в метровом диапазоне (Томпсон ⁵²).

ДЖ. УАЙЛД, С. СМЕРД, А. ВЕЙСС

Этими замечаниями мы ограничимся для простоты при рассмотрении двух определенных и различных компонент (микроволновой и метровой) всплесков IV типа. Кроме этих компонент, на дециметровых волнах в больших мощных всплесках ^{100, 105} существует третья компонента, которая характеризуется сильными изменениями интенсивности и высокой степенью поляризации со знаком, отвечающим обыкновенной волне (по отношению к ведущему пятну). Изменения интенсивности часто довольно быстрые (см. рис. 9). Судя по динамическим спектрам ^{93, 103}, излучение в некоторых случаях (возможно, в большинстве) состоит из группы очень коротких широкодиапазонных всплесков, которые быстро следуют один





за другим, накладываясь и даже образуя континуум (рис. 12, а). Эти элементы напоминают структуру, появляющуюся в некоторых стационарных всплесках типа IV m (раздел 2.2). Такая же структура возникает, но не так явно, на частотах до 4000 Мгц 103, причем ее высокочастотный предел не установлен. Дециметровое излучение имеет довольно узкий диапазон (отношение предельных частот ≤ 2) и, по-видимому, появляется где-то между 200 и 1000 Мги. На основании имеющихся сейчас сведений невозможно решить, должно ли это излучение считаться отдельной дециметровой компонентой IV типа или оно связано с одной или обеими компонентами типов IV m и IV µ. Некоторые предпочитают рассматривать дециметровое излучение на ранних стадиях всплеска IV типа как низкочастотное продолжение микроволновых всплесков, а на более поздних стадиях как высокочастотное продолжение метровой компоненты. Эта точка зрения, вероятно, связана с неспособностью Томпсона и Максвелла ¹⁰³ отделить во многих случаях на динамических спектрах дискретные компоненты, описанные в обобщенной модели. Ясно, что прогресс в исследовании спектральной структуры всплеска IV типа будет связан с наблюдениями во время следующего цикла солнечной активности.

Данные о физической природе источника очень скудны. Если мы считаем (как предполагалось в разделе 2.2), что измерения на 200 *Мгц* относятся к метровой компоненте, то на всех частотах от 9400 до 340 *Мгц* диаметр источника составляет 2—4', источник расположен вблизи области вспышки на высотах меньше 40 000 км над фотосферой и не имеет значительного поперечного движения ^{598, 5,95,104, 106}. Яркостные температуры лежат в интервале 10⁷—10⁹ °K, а иногда превышают эти значения. Излучение частично поляризовано по кругу ^{87, 100, 105}, причем степень поляризации увеличивается к низким частотам. На высоких частотах поляризация соответствует необыкновенной волне (по отношению к ведущему пятну), но, как и для импульсных всплесков, знак поляризации в дециметровом диапазоне меняется на обратный. Кундю ⁸⁷ отметил, что в некоторых случаях источник сложный и состоит из большой неполяризованной области, в которой выделяется меньший источник более низкой интенсивности, ответственный за неполяризованную компоненту излучения.

Смену знака поляризации можно объяснить характером распространения, аналогично импульсным всплескам. Поэтому, несмотря на очевидное отличие спектральных характеристик дециметровых всплесков, в настоящее время нет необходимости утверждать, что области источников микроволнового и дециметрового излучения различны. С другой стороны, характеристики микроволновых источников значительно отличаются от характеристик источников метровой компоненты, и представляется несомненным, что всплески типа IV µ генерируются нетепловым механизмом, отличным от механизмов, ответственных за всплески типа IV m.

Такакура предположил ^{61, 94, 105, 107}, что всплески типа IV и создаются синхротронным излучением (раздел 4.5) электронов, ускоренных до релятивистских энергий процессом Ферми. Ускоренные электроны имеют тенденцию накапливаться в областях с высокой напряженностью магнитного Такое скопление электронов со скоростями 0,8 с, захваченных поля. в ловушку в верхней части хромосферы, где магнитное поле составляет примерно 1000 гс, может вызвать микроволновый всплеск. Его продолжительность ($\sim 1/2$ часа) будет определяться временем инжекции в ловушку захваченных электронов. В интенсивных эрупциях выброс ионизованной материи может достигать в короне (в основном над последующим пятном, где магнитное поле слабее, чем над ведущим) магнитных ловушек, т. е. областей, где магнитное поле сильнее, чем в непосредственно прилежащих областях, и где, следовательно, электроны могут накапливаться. Отдельная дециметровая компонента (если она существует) может таким образом генерироваться электронами, движущимися по спиральным орбитам со скоростями 0,4 с в магнитных полях с напряженностью в несколько сотен гаусс, причем знак поляризации будет соответствовать наблюдаемому (обыкновенная волна относительно ведущего пятна). Однако требуемые энергии электронов и напряженности магнитного поля существенно зависят от полосы частот принятых спектральных компонент, и суждение о деталях генерации всплесков типа IV µ должно снова ждать более определенных спектральных данных.

2.3.4. Дециметровые дрейфующие всплески. При спектрографических измерениях в диапазоне 500—950 *Мгц* в Калифорнийском технологическом институте ^{11, 93} были обнаружены два различных класса дрейфующих всплесков, которые, как выяснилось, характерны для дециметрового диапазона.

а) Быстродрейфующие всплески (рис. 12, б). Эти всплески характеризуются скоростями частотного дрейфа, превышающими 100 *Мгц / сек*; около 20% всплесков имеют положительный дрейф (от низких частот к высоким). Отдельные всплески перекрывают диапазоны частот от десятков до сотен мегагерц, обладают длительностью порядка 1/2 секунды и могут появляться группами от 3 до 10 всплесков. Они обычно

9 УФН, т. LXXXIV, вып. 1

наблюдаются в диапазоне 400—800 *Мгц* и, поскольку иногда заходят в метровый диапазон и существуют одновременно с всплесками III типа, не являются высокочастотным продолжением последних ⁹³.

Янг и др. ¹¹ проверили гипотезу о том, что эти всплески создаются движущимся во внешние части солнечной атмосферы возмущением, которое генерирует плазменные волны тем же способом, что и для всплесков III типа (раздел 2.2). Скорости, полученные для возмущения, значительно ниже 0,4 с; но если всплески образуются в верхней части хромосферы или в основании короны, где градиент плотности быстро меняется, скорости дрейфа должны существенно измениться за счет группового запаздывания; тогда не исключены высокие скорости, типичные для всплесков III типа.

б) В с плески с умеренной скоростью дрейфа (рис. 12, e). Скорости дрейфа обычно лежат в диапазоне 10—50 *Мгц* в сек и уменьшаются, когда всплески дрейфуют к низким частотам ^{11, 103}. Всплески с обратным дрейфом умеренной скорости также наблюдались, образуя вместе с всплесками, дрейфующими в обычном направлении, нерегулярную структуру «в елочку». Отдельные всплески имеют продолжительность ~ 1/2 секунды, появляются группами от 10 до 30 и редко встречаются вне «основных событий» (вероятно, всплесков IV типа). Согласно плазменной гипотезе скорости предполагаемых возмущений, которые могут создавать эти всплески, достигают 100—4000 км/сек. но эти значения сильно зависят от принятого распределения плотности, и причина широкого диапазона скоростей неизвестна.

Будущие наблюдения, особенно детальное сравнение спектров всплесков на различных частотах, могут, по-видимому, привести к более правильному пониманию природы этих недавно открытых явлений.

2.3.5. Поглощение солнечного излучения. Иногда после импульсного всплеска наблюдается временное уменьшение солнечного радиоизлучения. О двух очень интересных случаях сообщили Ковингтон ¹⁰⁸ (см. рис. 9), Танака и Какинума ¹⁰⁹. В обоих случаях уменьшение потока можно удовлетворительно объяснить поглощением медленно меняющейся компоненты солнечного излучения темным выбросом из вспышки. Размер области поглощающей материи в каждом случае составлял приблизительно 100 000 км.

3. РАДИОВСПЛЕСКИ КАК ЧАСТЬ ЯВЛЕНИЯ ВСПЫШКИ

Связь между всплесками радиоизлучения, солнечными вспышками и сопровождающими их эффектами стала очевидной в период открытия Хеем радиовсплесков. Исторические события 26—28 февраля 1942 г. способствовали не только открытию радиоизлучения Солнца, но дали первое предположение о возможной связи между яркими вспышками, фед-аутами (внезапными ионосферными возмущениями) и геомагнитными бурями. Следует отметить, что та же самая активность привела к открытию космических лучей от вспышек и уменьшения космических лучей во время геомагнитных бурь.

Корреляция между этими явлениями была изучена и установлена многими исследователями. Из анализа отдельных событий и статистических данных мы заключаем, что все виды солнечных всплесков, за исключением, возможно, некоторых всплесков I типа и другой активности, возникающей во время бурь, непосредственно связаны с явлением вспышки. В этом разделе мы исследуем физические выводы, которые могут быть сделаны на основе этой связи.

3.1. Исходная стадия и фаза внезапного расширения

3.1.1. Метровые всплески. Как мы видели в разделе 2.2, всплески с частотным дрейфом (II и III спектральных типов) позволяют проследить за изменением высоты источника при его движении вверх через солнечную атмосферу. Уайлд, Робертс и Меррей показали ³¹, что когда оба типа сопровождают одну и ту же вспышку в так называемом «сложном всплеске», группа всплесков III типа обычно опережает всплеск II типа на несколько минут; кроме того, если построить для сложного всплеска диаграмму высота — время (рис. 13), то получится два квазилинейных трека, которые при экстраполяции назад во времени пересекаются в точке около основания солнечной атмосферы (на высоте



Рис. 13. Зависимость высоты источников сложного всплеска (1 сентября 1952 г., 03^h 36^m по всемирному времени) от времени. Из графика видно, что быстрые и медленные возмущения могут иметь общее происхождение. Меньшая, чем обычно, скорость агента, вызывающего всплеск II гипа, частично обусловлена тем, что принята модель невозмущенной короны (Уайлд, Меррей и Роу 7).

 $\leq 10^5$ км) и вблизи начала вспышки. Можно предположить, что сложное явление имеет одну общую причину — взрыв с одновременным выбросом как быстрых частиц со скоростями порядка 10^5 км/сек (т. е. с/3), так и более медленных частиц или ударной волны со скоростью порядка 10^3 км/сек.

Всплески III типа, с их быстрым дрейфом и малой продолжительностью дают наиболее надежное определение этого исходного события. Отождествление последнего с явлениями в оптической части спектра стало возможным после того, как Джиованелли¹¹¹ зарегистрировал случаи, когда всплески III типа появились одновременно с внезапным ярким расширением вспышки. Время внезапного расширения (которое Джованелли назвал «flare puff») именовалось Эллисоном¹¹² «фазой внезапного расширения» (flash phase), а Моретоном и его сотрудниками¹¹³ — «фазой взрыва» (explosion phase). Под этим понимается время очень быстрого увеличения интенсивности вспышки, но не обязательно ее первый оптический признак поскольку многие вспышки, сначала регистрируются как постепенное небольшое увеличение существующего флоккула перед основным взрывом. Теперь известно, что фаза внезапного расширения вызывает ряд явлений: описанные выше всплески II и III типов, выбросы вещества и другие эрупции, видимые в H_{α} , микроволновые и рентгеновские всплески, которые будут обсуждаться позднее в этой главе.

Как указывалось в разделе 2.2, всплески II и III типов интерпретируются как излучение плазменных волн, генерируемых соответственно потоками электронов и магнитогидродинамическими ударными волнами. Мы склоняемся теперь к мнению, что измеренная скорость источника всплесков III типа ($\sim 0.2 c \div 0.5 c$) представляет собой действительную скорость электронов, которые поэтому имеют кинетическую энергию в пределах 10—100 кзе. Такие электроны имеют низкую магнитную жесткость, а так как они обычно достигают в короне больших высот (вероятно, уходя от Солнца в большинстве случаев), они должны двигаться вдоль силовых магнитных линий или вдоль нейтральных плоскостей между двумя полями различной полярности. С другой стороны, магнитогидродинамические ударные волны должны распространяться в направлении, перпендикулярном или наклонном к магнитному полю, так как иначе нет механизма, который обеспечил бы резкий фронт, необходимый для объяснения структурных особенностей всплесков II типа.

3.1.2. Микроволновое и рентгеновское излучение. В разделе 2.3 мы познакомились с тремя различными типами микроволновых всплесков, возникающих поодиночке или вместе; это: а) постененный всплеск — слабое повышение, продолжающееся десятки минут и имеющее, вероятно, тепловое происхождение; б) импульсный микроволновый всплеск — быстро развивающееся событие, продолжающееся несколько минут и создаваемое, вероятно, синхротронным и тормозным излучением быстрых электронов, и в) микроволновый всплеск IV типа основная компонента редких мощных всплесков, представляющих, вероятно, синхротронное излучение быстрых электронов. Из них всплески а) и б) начинаются в самом начале вспышки H_{α} ⁸². Спектр этих всплесков (когда они не сопровождаются излучением, характерным для метровых волн) резко уменьшается на частотах около 1000 *Мец*, что указывает на образование всплесков в области хромосферы.

Микроволновые всплески тесно связаны с импульсами рентгеновских лучей, имеющих как энергии 1-100 кэв (непосредственные измерения с помощью ракет и баллонов), так и энергии 1-10 кэв (косвенные измерения в период внезапных ионосферных возмущений). Последние проявляются, например, как коротковолновые фед-ауты, обусловленные повышенной ионизацией, а следовательно, и поглощением в D-слое. Используя полученные с помощью баллонов данные, Кундю ¹¹⁴, Андерсон и Уинклер 115 привели поразительные примеры микроволновых всилесков, профили которых хорошо совпадают с профилями высокоэнергичных рентгеновских всплесков (рис. 14). Эти решающие, хотя и ограниченные, данные показывают, что импульсные микроволновые всплески 92 и высокоэнергичные рентгеновские всплески 115 начинаются очень точно в самом начале фазы внезапного расширения вспышки (по наблюдениям в свете Нα). Малоэнергичное рентгеновское излучение, вызывающее коротковолновые фед-ауты, по всей вероятности, возникает двумя различными способами. Из анализа опубликованных данных совершенно ясно, что коротковолновые фед-ауты начинаются в начале фазы внезапного расширения и обусловлены, вероятно, малоэнергичным рентгеновским излучением, сопровождающим высокоэнергичный рентгеновский всплеск. Кроме того, существуют коротковолновые фед-ауты, которые сопровождают постеценный всплеск — тепловое или квазитепловое явление, которое,

вообще говоря, не относится непосредственно к фазе внезапного расширения *).

Эти результаты можно интерпретировать, постулируя два общих явления. Одно — временное нагревание плотных (например, хромосферных) областей до температур 10⁶ °K; такое нагревание может объяснить постепенный всплеск, и любая часть малоэнергичного рентгеновского всплеска должна быть связана с постепенным всплеском⁸⁹. Другое — внезапный выброс электронов в количестве ~ 10³⁵, с энергиями

до 100 и более кэв. В обычных сталкивающихся магнитных полях и при плотностях, типичных для хромосферы, эти электроны способны генерировать также импульсные микроволновые всплески за счет синхротронного и тормозного механизмов, а высокоэнергичные рентгеновские всплески — за счет тормозного механизма ^{61, 118}.

Как отметил де Ягер 119, внезапного доказательство выброса электронов с энергиями такого порядка уже существовало в форме электронных потоков, вызываювсплески III типа в щих метровом диапазоне. Таким все три излучеобразом, ния - метровое, микроволновое и рентгеновское, возникающие в начале фазы внезапного расширения, имеют общую причину.

3.1.3. Природа всплесков электронов. Природу электронных выбросов можно лучше всего понять при изучении метро-



Рис. 14. Соответствие между метровыми всплесками III типа, микроволновыми и рентгеновскими всплесками во время фазы внезапного расширения 28 сентября 1961 г. (Андерсон и Уинклер ¹¹⁵, радиоданные Токийской астрономической обсерватории).

вых всплесков III типа, так как они более внезапны и менее продолжительны, чем другие явления: во всплесках III типа мы, очевидно, являемся свидетелями непосредственно выбрасываемых электронов, свободно удаляющихся вдоль магнитных силовых линий или нейтральных плоскостей, причем излучение только слегка сглажено за короткое время релаксации (~ 1 сек), обусловленное затуханием плазменных колебаний в короне. В микроволновых и рентгеновских всплесках, с другой стороны, эффекты извержения электронов не так ярко выражены, вероятно, потому, что эти

^{*)} Гахенберг ¹¹⁶ и Кавабата⁸⁹ указывают на близкую связь между постепенными всплеском и коротковолновым фед-аутом, но предположение Кавабаты о том, что постепенное нарастание и спад дают большую корреляцию с коротковолновыми фед-аутами по сравнению с «мощными микроволновыми всплесками» (т. е. импульсными всплесками, по нашей терминологии), вообще говоря, вряд ли может быть правильным. Большинство коротковолновых фед-аутов начинается внезапно в начале импульсного всплеска, независимо от того, предшествует, сопровождает или не сопровождает его постепенный всплеск. Этот вывод кажется ясным из анализа опубликованных данных, папример, самого Кавабаты⁸⁹ и данных Эллисона, Мак-Кенны и Рейда ¹¹⁷.

всплески обусловлены электронами, инжектированными в более плотные корональные области и сильно запутанные магнитные поля. Последние рассеивают электроны до тех пор, пока они не потеряют энергию или не выйдут из излучающей области.

Рассматривая, таким образом, группу всплесков III типа как первичный индикатор, мы отметим, во-первых, внезапность и кратковременность процессов извержения: всплески III типа продолжаются 5— 10 сек, и если принять во внимание время затухания, можно найти верхний предел длительности электронного всплеска — порядка 1 сек; вероятность всплесков со значительно меньшей длительностью, очевидно, не



Рис. 15. Всплески III типа с квазипериодической структурой, которая предполагает действие пинч-эффекта. В первой группе расстояние между всплесками около 5 сек, во второй — около 10 сек (см. 159).

может быть исключена. Второй вывод состоит в том, что для данной вспышки электронные всплески появляются последовательно, собираясь в группы, содержащие примерно 10 всплесков, через интервалы ~ 10 сек. Из анализа записей всплесков III типа создается впечатление, что временные интервалы между всплесками в группе не всегда хаотичны, и что существуют случаи (такие, как на рис. 15), когда появляется определенная периодичность (в приведенном примере — два разных периода).

Относительно высоты области взрыва нельзя сделать никаких выводов, но если считать, что начальные частоты основных компонент всплесков III типа с резко очерченными началами соответствуют локальным плазменным частотам на высоте источника, то получим, что взрыв происходит скорее в короне, чем в хромосфере.

Предполагая, что все 10^{35} электронов выбрасываются с энергией 10 кэв, мы придем к оценке полной кинетической энергии, освобождаемой на этой стадии ($\sim 10^{28}$ эрг). Вместе с тем нет никаких доказательств немедленного образования высокоэнергичных протонов на этой исходной стадии.

Рассмотренные выше особенности в случае их правильной интерпретации определяют условия процесса взрыва, теория которого еще не создана. Крайняя внезапность и резкость электронных выбросов, по-видимому, исключают действие процесса Ферми — ускорения в этой исходной фазе. Более вероятны теории типа предложенных Свитом ¹²⁰, Голдом и Хойлем ¹²¹, в которых магнитная энергия внезапно освобождается, когда противоположные конфигурации магнитных полей, переносимые вместе благодаря взаимному притяжению, частично перестраивают одна другую. Северный ¹²² привел оптическое доказательство этих идей, но доказательство довольно спорное. Он и другие выдвинули пинч-эффект как причину конечной катастрофической неустойчивости, но детальная теория пока не разработана. Поскольку в лабораторных экспериментах пинч-эффект известен как квазипериодическое явление, более или менее регулярный вид всплесков (типа, представленного на рис. 15) можно рассматривать как доказательство в его пользу.

3.2. Последующее развитие большой вспышки

Вспышки обычно бывают небольшие (например, балла 1 и 1⁻), и сопровождающее их радиоизлучение, как правило, ограничивается одним или несколькими явлениями, описанными выше — микроволновыми всплесками на ранней стадии и метровыми всплесками III и V типов; далее никаких событий не происходит. Но для больших вспышек, таких, которые появляются в наиболее активных центрах со сложными группами иятен (особенно магнитного типа $\beta\gamma$ и γ)¹²³, наблюдается дальнейшее развитие очень энергичных событий в радиодиапазоне. Существенно, что именно эти вспышки ответственны за выбросы корпускулярного излучения с сопровождающими их эффектами в солнечной системе.

Мы уже видели (см. рис. 13), что мощные сложные всплески радиоизлучения метрового диапазона имеют две различные фазы развития, причем вторая фаза, на которой появляется всплеск II типа, интерпретируется как ударная волна, выходящая из центра вспышки во время взрыва. Отсюда следует, что ударные волны распространяются через корону со скоростью порядка 1000 км/сек и, достигнув областей довольно низкой плотности (плазменная частота $\sim 10^8 \ ey$) или низкой частоты соударений (1 ги), начинают возбуждать плазменное излучение на основной и второй гармониках (см. раздел 2.2). Скорость распространения больше, чем скорость всех (за некоторыми исключениями) выбросов, видимых в H_α, но кинематографирование, выполненное Эйти и Моретоном¹¹³, обнаружило в H_{α} явления, свидетельствующие о том, что материя выбрасывается из взрыва широким фронтом со скоростями, характерными для всплесков II типа. Заметим, что с помощью этой методики можно обнаруживать возмущения, распространяющиеся тангенциально к поверхности Солнца (непосредственно радиальные движения зафиксировать нельзя).

Кроме этого эффекта, вторая фаза больших мощных всплесков имеет особенности, которые указывают на большое количество быстрых электронов, захваченных магнитными ловушками солнечных пятен. Такие электроны обнаруживают себя в радиодиапазоне как различные компоненты широкополосного континуума, объединенные под названием «излучение IV типа»; континуум перекрывает почти весь диапазон частот ($\sim 10-10^4 M eq$), для которых прозрачна наша ионосфера, и содержит большую часть энергии мощных всплесков. Электроны оптически невидимы, но Эллисон, Мак-Кенна и Рейд ¹²⁴ предположили, что они содержатся в темном гало диаметром около 30 000 км, которое иногда окружает большую вспышку и существует приблизительно в течение времени жизни всплеска IV типа. Додсон-Принс установила также ¹²⁵, что вспышки, связанные со всплесками IV типа, имеют тенденцию располагаться над тенью солнечных пятен; это свидетельствует о важной роли интенсивных магнитных полей, окружающих центр вспышки.

Полную спектральную модель наиболее развитого события IV типа вряд ли можно создать в настоящее время, так как явления очень разнообразны, а наблюдения несовершенны. Две предварительные модели



Рис. 16. Две модели мощных всплесков в развитой форме, сопровождающих очень большие вспышки.

а) Модель, предложенная на Симпозиуме в Киото в 1961 г. (см. Уайлд 159,160); б) модель Кундю и Смерда ¹⁸². Кроме обозначений, модели слегка отличаются характером всплесков IV типа; в случае а) дециметровое (дм) излучение рассматривается как отдельная компонента, существующая независимо от метровых (м) и микроволновых (µ) всплесков. В модели б) предполагается, что дециметровое излучение в общем случае представляет собой суперпозицию длинноволновой части микроволновой компоненты и коротковолнового продолжения метровых всплесков; характерные дециметровые повышения рассматриваются как отдельное явление («дециметровые всплески»), которое может происходить без всплесков IV типа.

мощных всплесков показаны на рис. 16 вместе с предлагаемыми обозначениями отдельных компонент IV типа *). Мы видели в разделах 2.2 и 2.3, что согласно современным представлениям электроны излучают всплески IV типа не одним способом. Движущаяся часть (типа IV mA на рис. 16, *a*), которая появляется (если вообще появляется) в первые

^{*)} Для дальнейшей дискуссии читатель отсылается к различным статьям в работах 160,161.

десятки минут после всплесков II типа, рассматривается как синхротронное излучение электронов, захваченных магнитными силовыми линиями, но обладающих достаточной энергией, чтобы вынести поле на расстояние нескольких солнечных радиусов; для объяснения крупных событий требуется 10³²—10³³ электронов с энергией ~ 3 Мэв, вращающихся в магнитном поле 1 гс ¹²⁶. С другой стороны, стационарная компонента (типа IV mB на рис. 16, а) может создаваться электронами, расположенными в фиксированных и локализованных довольно низко областях, где преобладает, вероятно, плазменный механизм радиоизлучения (см. раздел 2.2). Микроволновое излучение IV типа возникает в существенно ограниченных и локализованных более глубоко слоях солнечной атмосферы; оно представляет собой, по-видимому, синхротронное излучение электронов с энергиями порядка 100 Мэв, захваченных полями порядка 1000 гс 61. Иногда на дециметровых волнах существует также переменная («волнистая») компонента, вероятно, с тонкой структурой, которая налагается на общий континуум; происхождение этой компоненты неясно.

Для полного понимания события IV типа нужны дополнительные данные; пока можно лишь утверждать, что излучение свидетельствует об огромном скоплении электронов с энергиями между 50 кэв и 5 Мэв, освобождение и ускорение которых вызывается взрывом в области вспышки; эти электроны захватываются целиком или частично в магнитные ловушки окружающих сложных полей и излучают радиоконтинуум за счет синхротронного и плазменного механизмов.

3.2.1. Солнечные протоны. Радиоизлучение Солнца обязано своим происхождением, по существу, только электронам, но не менее подвижным протонам. Поэтому сведения о солнечных протонах, полученные из радиоданных, являются косвенными и связаны с общим утверждением, что любые процессы ускорения протонов должны, конечно, ускорять электроны и, следовательно, создавать радиоизлучение. Эта идея убедительно подтверждается наблюдениями.

Солнечные протоны сначала наблюдались на уровне Земли, как редкие события высоких энергий (~ Бэв); они были зарегистрированы как повышение уровня космических лучей. Буашо и Денисс ¹²⁶ отметили, что в нескольких наблюдавшихся случаях такие события сопровождались радиоизлучением IV типа, которое само является в конечном счете следствием ускорения частиц после исходной стадии вспышки. Недавно потоки протонов с меньшей максимальной энергией частиц были обнаружены как при непосредственных измерениях на ракетах и шарах-зондах, так и с помощью косвенных измерений ионосферных эффектов (поглощение в полярных районах). Из этих данных ясно следует, что почти все протонные потоки связаны со всплесками IV типа и что всплеск IV типа есть наиболее надежный показатель образования вспышкой ускоренных протонов, бомбардирующих Землю ¹²⁷⁻¹³⁰.

Однако не все всплески IV типа связаны с солнечными протонами, и были сделаны попытки дифференцировать такие всплески. Несмотря на то, что наиболее уверенным индикатором является, по-видимому, всплеск IV типа с высокой интенсивностью по всему радиодиапазону (от сантиметров до декаметров)^{129, 131}, особое значение придавалось интенсивности микроволновых событий ^{131, 132}. При этом предполагалось, что первоначальное ускорение протонов на исходной стадии происходит в тех слоях солнечной атмосферы, откуда выходят микроволновые всплески. Есть указания на то, что события IV типа имеют тенденцию появляться во время шумовых бурь (наблюдения на метровых волнах ¹³⁰) и что солнечные протоны продолжают поступать в окрестность Земли в течение времени жизни существующих бурь ¹³¹. Эти данные свидетельствуют о том, что если близ Земли появились протоны солнечного происхождения, дальнейшее хранение быстрых заряженных частиц происходит в тех областях солнечной короны, где находятся электроны, ответственные за шумовые бури. Удивительный пример, свидетельствующий об общем сходстве между вариациями космических лучей (солнечных протонов) и радиоизлучением на метровых и декаметровых волнах, приведен на рис. 17.

Связь между энергичными протонами и электронами, испускаемыми вспышками, была недавно рассмотрена Стейном и Неем ¹³³, которые нашли,



Рис. 17. Изменение протонов в «космических лучах» (отмеченное Андерсоном) по ракетным данным во время вспышки 22 августа 1958 г. и сравнение с записями радиоизлучения в широком диапазоне частот.

Большое сходство между космическими лучами и профилями метровых всплесков свидетельствует о наличим протонов в короне ¹⁶³.

что существующие наблюдения можно объяснить, если электроны, так же как протоны и тяжелые ионы, обладают дифференциальным спектром жесткости экспоненциальной формы. В частности, они нашли, что синхротронный механизм может объяснить как микроволновое излучение, так и вспышку в белом свете, если предположить, что в области с магнитным полем 500 гс (т. е. примерно на уровне хромосферы над пятнами) имеется 3.10³² электронов, жесткость *) которых распределена по закону

$$\frac{dN}{dR} = e^{-R/2 \cdot 10^{8}\theta}.$$

Это количество электронов сравнимо с числом протонов в большой вспышке. Результаты такого рода будут существенны при исследовании про-

^{*)} Жесткость (т. е. отношение импульса к заряду) для электрона с энергией $x \ M$ в равна x мегавольт, если $x \gg 1/_2$.

цесса ускорения заряженных частиц. Современные теории ускорения основываются на действии механизма Ферми, в котором импульс частиц увеличивается при последовательных соударениях последних или с двумя магнитогидродинамическими ударными волнами, движущимися в противоположных направлениях, или с одиночными ударными фронтами, движущимися в область возрастающего магнитного поля.

3.2.2. Частицы, вызывающие геомагнитные бур и. Скорости (~ 10³ км/сек) газовых потоков или ударных фронтов, получаемые при исследовании всплесков II типа, имеют ту же величину, что и скорости, необходимые для объяснения характерного запаздывания в $1^{1/2}$ — 3 дня магнитных бурь, полярных сияний и уменьшения космических лучей на Земле по отношению к вспышкам на Солнце. Внезапное начало магнитных бурь свидетельствует о приходе ударного фронта, который предшествует газовому облаку, ответственному за поздние стадии бури. Близость скоростей движения источника всплесков II типа и источника магнитных бурь дала основание отождествить агент, возбуждающий всплеск II типа, с начальной стадией прохождения ударного фронта от Солнца к Земле ²⁵. Эта идея подтвердилась статистическими исследованиями Робертса²⁴, который показал, что вероятность наблюдения сильной магнитной активности через 1¹/₂—3 дня после вспышки существенно увеличивается, если вспышка сопровождается всплесками II типа. Но корреляция между всплесками II типа и бурями с внезапным началом далеко не равна единице, и работы Синно ¹³⁴, Мак-Лина ⁵¹, Симона ¹³⁵ и других показали, что значительно более важным индикатором магнитных бурь являются всплески IV типа, как метровые, так и микроволновые. Их выводы, по-видимому, подчеркивают значение количества вещества в плазменном облаке, так как всплески IV типа, вероятно, дают более прямое указание на содержание высокоэнергичных электронов, снижая роль ударного фронта II типа. Однако более поздняя работа Кундю ⁵⁴ вновь указала на связь геомагнитной активности с ударным фронтом: он нашел, что всплески IV типа значительно сильнее коррелируют с геомагнитной активностью, если им предшествуют всплески II типа.

Мы считаем, что события развиваются следующим образом: ударная волна, генерирующая всплеск II типа, проходит через внешнюю корону и межпланетное пространство *); при соответствующей геометрии и достаточной кинетической и магнитной энергии ударный фронт в момент столкновения с магнитным полем Земли вызовет магнитную бурю с внезапным началом. Часть той же самой ударной волны распространяется через более плотную среду и более сильные магнитные поля хромосферы, ускоряя электроны, ответственные за излучение IV типа. Самое прямое измерение амплитуды ударной волны, имеющееся в нашем распоряжении,--это интенсивность всплеска IV типа. Следовательно, всплеск IV типа есть наиболее уверенный указатель того, достаточна ли энергия ударной волны, ответственной за всплески II типа, для создания геомагнитной бури.

3.2.3. О бщие выводы. Основные процессы, составляющие содержание явления вспышки, оказывается, тесно связаны с магнитным полем и приводят к образованию высокоэнергичных заряженных частиц, особенно электронов и протонов. Исследование радиоизлучения дает детальную оценку поведения быстрых электронов, свидетельствуя, в

^{*)} В межпланетном пространстве плотность и магнитное поле настолько малы, что плазму нужно рассматривать без учета соударений и волну, возбуждаемую корпускулярным потоком, имеющим скорость больше локальной скорости звука, нельзя характеризовать резким фронтом. (Это неверно. При наличии магнитного поля даже в отсутствие соударений могут существовать волны с резким фронтом, так называемые бесстолкновительные ударные волны ¹⁶⁹.— Прим. ред.)



Рис. 18. Диаграмма, иллюстрирующая происхождение радиоизлучения, рентгеновского излучения и корпускулярных эффектов, сопровождающих большие вспышки, согласно представлениям, изложенным в настоящем обзоре.

1 — Внезапные ионосферные возмущения, 2 — постепенное нарастание и спад, 3 — всплеск III типа, 4 — микроволновый импульсный всплеск, 5 — внезапные ионосферные возмущения (основная фаза), 6 — наблюдение рентгеновского излучения на шарах зондах 7 — всплеск II типа, 8 — всплеск IV типа, 9 — космические лучи, 10 — поглощение в полярных районах, 11 — наблюдение протонов на шарах зондах, 12 — геомагнитная буря, 13 полярное сияние, 14 — магнитное сжатие, 15 — магнитный взрыв, 16 — ускорение, 17 — электроны, 18 — протоны, 19 — рептгеновское излучение, 20 — микроволны, 21 — метровые волны, 22 — альвеновские и магнитогидродинамические ударные волны, 23 — взаимодействие волн или частиц с веществом или магнитным полем Числа в скобках (n = 0,1,..., 6) дают примерные значения энергий 10ⁿ кэе,

140

частности, о наличии двух отдельных фаз вспышки. Первая фаза (которой иногда предшествует постепенное предварительное нагревание области вспышки) есть последовательность всплесков электронов (~ 100 кэв), причем ускорение каждого всплеска происходит за очень короткое время (~ 1 сек). Причиной этого служит какое-то катастрофическое событие, сопровождаемое, вероятно, превращением магнитной энергии в кинетическую. Имеются основания полагать, что окончательное ускорение при этом вызывается пинч-эффектом. Совсем не необходимо, однако, чтобы ускорение протонов до высоких энергий происходило именно на этой фазе.

В случае больших вспышек первая фаза служит непосредственным источником явлений второй фазы: внезапное освобождение энергии образует магнитогидродинамическую волну, которая проходит через корональную плазму и создает условия, благоприятные для ферми-ускорения протонов и электронов до очень высоких энергий (<1 Бэв).

Рассмотренные явления и их связь с различными наблюдаемыми эффектами, обсужденными в этой главе, приведены на рис. 18, где схематически изображена зависимость высоты над солнечной поверхностью от времени. Солнечная и земная атмосферы символически представлены отдельными областями, содержащими вещество и магнитное поле. Все наблюдаемые явления (за исключением эффектов предварительного нагревания вспышки) образуются в результате ускорения электронов, магнитогидродинамических ударных волн (возникающих в области первоначального магнитного взрыва) и их последующего взаимодействия с окружающей средой. Локальное искривление силовых линий магнитного поля связано с увлечением последних ионизованной материей, движущейся за ударным фронтом. Характер ударной волны, распространяющейся между Солнцем и Землей, представляется неопределенным ввиду крайне низкой плотности и малых магнитных полей в межиланетном пространстве; мы хотели только отметить, что материальное возмущение распространяется с большей скоростью, чем локальная скорость звука.

4. ПРОИСХОЖДЕНИЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЛЕСКОВ

4.1. Солнечная атмосфера как плазма

Любая интерпретация солнечного радиоизлучения неотделима от условий генерации и распространения волн в солнечной атмосфере. Эта газовая оболочка Солнца представляет собой ионизованный макроскопически нейтральный газ — плазму.

Будем характеризовать плазму электронной плотностью N, температурой T и магнитным полем H. При рассмотрении распространения волны с угловой частотой $\omega = 2\pi f$ в такой среде мы встречаемся с тремя характерными частотами: плазменной частотой f_0 , гирочастотой электронов f_H и частотой соударений электронов с ионами v. Первые две частоты равны

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \left(\frac{e^2 N}{\pi m}\right)^{1/2} = 9 \cdot 10^{-3} N^{1/2},\tag{1}$$

$$f_H = \frac{\omega_H}{2\pi} = \frac{eH}{2\pi mc} = 2,8H,$$
(2)

где e и m означают заряд (в электростатических единицах) и массу электрона, N выражена в cm^{-3} , H — в гауссах, f_0 и f_H — в Meq. Для солнечной короны

$$v \sim 50 N T^{-3/2} [ce\kappa^{-1}]$$
 (3)

(см. ниже уравнения (12) и (35)). В плазме имеются также две характерные скорости: скорость света с и среднеквадратичная скорость тепловых электронов

$$v_T = \left(\frac{3\kappa T}{m}\right)^{1/2} = 6,7 \cdot T^{1/2} \ [\kappa m/ce\kappa].$$

Распределение электронной плотности в короне дано на рис. 4 (раздел 2.2); во время последнего максимума солнечной активности оптические и радионаблюдения активных областей привели к одинаковым значениям концентрации электронов. Плазменная частота (в отсутствие полей) в невозмущенной короне постепенно уменьшается при удалении от фотосферы примерно от значения 200 *Мги*; над активной областью плазменная частота может достигать даже 500 *Мги*, уменьшаясь до 10 *Мги* на высоте около 1,5 · 10⁶ км над поверхностью. Типичная корональная температура около 10⁶ °К; затем она постепенно снижается во внешней короне. Магнитное поле в короне над активными областями неизвестно. Если бы поля солнечных пятен уменьшались с высотой так же, как они спадают в отсутствие солнечной плазмы, то гирочастота над очень крупным пятном совпадала бы с плазменной частотой в области, где последняя составляет 200—300 *Мги*. Во всяком случае, кажется вероятным, что плазменная частота превышает гирочастоту на высотах больше 10⁵ км над фотосферой.

Электронная температура с уменьшением высоты очень быстро спадает от корональных до хромосферных значений (< 10⁴ °K) где-то между тысячью и несколькими тысячами километров от фотосферы. Этот переход сопровождается более резким изменением концентрации до характерных хромосферных плотностей, соответствующих плазменным уровням в микроволновом диапазоне. Возможно, что в этой области гирочастота над большими солнечными пятнами совпадает с плазменной частотой.

Солнечная атмосфера, таким образом, представляет собой плазму, в которой уровни $f = f_0$ соответствуют широкому диапазону радиочастот от самых высоких — в нижней хромосфере и до самых низких (но еще способных проходить через ионосферу) — на расстоянии нескольких миллионов километров от солнечной поверхности. Гирочастоты, вероятно, достигают 10 000 *Мгц* около крупных солнечных пятен и уменьшаются при удалении от поверхности значительно быстрее, чем плазменная частота. Однако во время больших эрупций магнитные поля с гирочастотами порядка нескольких мегагерц могут быть целиком вынесены в корону энергичными плазменными облаками.

Частота соударений составляет около $10^7 \, ce\kappa^{-1}$ в областях, где плазменная частота равна 10 000 *Мгц* и около $10^{-2} \, ce\kappa^{-1}$ там, где плазменная частота — 1 *Мгц*. Таким образом, везде в солнечной атмосфере частота соударений много меньше плазменной частоты.

Средняя скорость тепловых электронов меняется от значений около 500 км/сек вблизи поверхности до ~ 10 000 км/сек в самых горячих областях короны.

Благодаря большей массе ионов соответствующие им частоты Ω_0 , Ω_H и скорости V_T будут значительно меньше. Для наших целей достаточно рассматривать солнечную плазму как полностью ионизованный водород, где $N_i = N_e = N$ и $\omega_0^2 / \Omega_0^2 = \omega_H / \Omega_H = v_T^2 / V_T^2 = M/m$ (численно это отношение ≈ 1836).

Имея в виду рассмотренные свойства солнечной плазмы, мы исследуем характеристики радиоволн, которые могут распространяться в солнечной атмосфере и выходить за ее пределы.

4.2. Электромагнитные и плазменные волны

В плазме могут распространяться четыре нормальные волны ¹³⁶: обыкновенная и необыкновенная, плазменная и ионная *). В отсутствие поперечной компоненты магнитного поля обыкновенная и необыкновенная волны являются чисто поперечными электромагнитными волнами, а плазменная и ионная моды представляют собой чисто продольные волны. Поперечная компонента магнитного поля обеспечивает связь между поперечным и продольным электрическим полем.

Для поперечных волн плазма играет роль диэлектрика, изменяя характеристики распространения. В случае продольных волн плазма принимает участие в волновом движении, и волны не могут существовать вне плазмы.

На низких частотах, где существенно движение ионов, в плазме распространяются магнитогидродинамические волны. Известными примерами являются поперечные альвеновские и продольные (псевдозвуковые) волны. В солнечной плазме эти недиспергирующие волны находятся вне радиодиапазона, и мы не будем далее их принимать во внимание; однако они, вероятно, играют важную роль в явлениях солнечной активности.

4.2.1. Дисперсионное уравнение плоских волн в плазме исследуется с помощью уравнений Максвелла и уравнения Больцмана (кинетическое рассмотрение) или уравнений сохранения заряда и импульса (квазигидродинамическое рассмотрение). Исчерпывающее изложение последнего было опубликовано Дениссом и Делькруа ¹³⁷.

Волна, распространяющаяся в направлении z, описывается электрическим вектором E в виде

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_{0} \exp\{-i[(\omega + i\omega')t + (k + ik')z]\} = \mathbf{E}_{0} \exp[\omega't + k'z] \exp[-i(\omega t + kz)].$$
(4)

Первый экспоненциальный фактор характеризует затухание или нарастание волны; мы будем сначала пренебрегать этим эффектом и ограничим рассмотрение вторым членом, характеризующим собственно распространение волны. Здесь k — волновое число, связанное с длиной волны соотношением $k = 2\pi/\lambda$; фазовая скорость, групповая скорость и показатель преломления (действительная часть) равны соответственно $v_{\phi} = \omega/k, v_{rp} = d\omega/dk, \mu = kc/\omega$. Если пренебречь влиянием ионов, (т. е. отношением массы электрона к массе иона по сравнению с единицей), то дисперсионное уравнение в квазигидродинамическом приближении связывает μ и ω следующим образом ^{136,137}:

$$\left[\omega^{2} \left(1 - \frac{\ell v_{T}^{2}}{c^{2}} \mu^{2} \right) - \omega_{0}^{2} \right] \left\{ \left[\omega^{2} \left(1 - \mu^{2} \right) - \omega_{0}^{2} \right]^{2} - \omega^{2} \omega_{H}^{2} \cos^{2} \theta \left(1 - \mu^{2} \right)^{2} \right\} - \omega^{2} \omega_{H}^{2} \sin^{2} \theta \left(1 - \mu^{2} \right) \left[\omega^{2} \left(1 - \mu^{2} \right) - \omega_{0}^{2} \right] = 0.$$
 (5)

Здесь в — угол между направлением распространения и внешним магнитным полем.

В оставшейся части данного раздела мы рассмотрим свойства решений уравнения (5). Заметим, что это уравнение третьего порядка по μ^2 и его решения определяют три нормальные волны.

^{*)} Это не вполне правильно. Фактически в плазме каждому значению частоты ω отвечают три нормальные волны. При $\omega \gg \Omega_H$, когда движением ионов можно пренебречь, эти волны называются обыкновенной, необыкновенной и плазменной. В случае $\omega \ll \Omega_H$, когда влияние ионов на процесс распространения становится определяющим, нормальными являются одна собственно магнитогидродинамическая и две магнитозвуковые волны (см. подробнее ¹⁷⁸, § 14). (Прим. ред.)

В случае продольного распространения *) ($\theta = 0$) уравнение упрощается и дает три таких точных решения:

$$\mu^2 = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega \left(\omega \pm \omega_H\right)}, \qquad (6)$$

$$\mu^2 = \left(\frac{c}{v_T}\right)^2 \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right). \tag{7}$$

Квадраты показателей преломления μ^2 изображены сплошными кривыми на рис. 19 для случая $\omega_H/\omega = \frac{1}{2}$. Две волны, определяемые уравнением (6), совпадают с волнами магнито-ионной теории 138, в основе



Рис. 19. Дисперсионные кривые (определяемые уравнением (5)) для обык-новенной (о), необыкновенной (е) и плазменной (р) нормальных волн при $T = 10^6 \, {}^\circ \mathrm{K}$ и $\frac{\omega_H}{\omega} = \frac{1}{2}$.

ω Сплошные линии соответствуют продольному распространению, пунктирные — по-перечному. В общем случае кривые лежат в заптрихованных областях. Линия KD = 1 соответствует волновому числу, которое равно обратному радиусу Дебая; ее связь с затуханием обсуждается в разделе 4.6.2.

которой лежит уравнение Эпплтона — Хартри для холодной плазмы (T = 0); эти поперечные электромагнитные волны называются обыкновенной (знак +) и необыкновенной (знак -). Третье решение (7) соответствует волне, полученной Томсоном и Томсоном 139, Бомом и Гроссом 140 и другими при исследовании распространения продольных плазменных волн. Она называется электронной плазменной волной или р-модой **).

В случае поперечного распространения ($\theta = \pi/2$) только обыкновенной волне соответствует отдельный множитель в дисперсионном уравне-

^{*)} Необходимо отметить, что в данном разделе мы используем прилагательные «продольный» и «поперечный» в двояком смысле: мы имеем в виду продольное и поперечное распространение (по отношению к магнитному полю), а также продольные и поперечные волны (по отношению к направлению распространения).

^{**)} Термин «р-мода» в нашей научной литературе не употребляется. (Прим. ред.)

нии (5) (см. ниже, (11)). В общем случае дисперсионное уравнение не упрощается, но в специальных случаях три решения могут быть легко рассчитаны. Показатели преломления для трех нормальных волн при поперечном распространении указаны на рис. 19 пунктирными кривыми (тоже для $\omega_H/\omega = 1/2$). Определение трех нормальных волн теперь зависит от нахождения асимптотического приближения решений уравнения (5) ^{136, 137}. Так, если $v_T^2 \ll c^2$ (что всегда выполняется даже в короне, нагретой до миллиона градусов, где $v_T^2/c^2 \approx 5 \cdot 10^{-4}$), два общих решения уравнения (5) в интервале $0 \leq \mu^2 \leq 1$ равны приближенно

$$\mu^{2} \approx 1 - \frac{2\omega_{0}^{2} (\omega^{2} - \omega_{0}^{2})}{\omega \left\{ 2\omega (\omega^{2} - \omega_{0}^{2}) - \omega\omega_{H}^{2} \sin^{2} \theta \pm [\omega^{2} \omega_{H}^{4} \sin^{4} \theta + 4\omega_{H}^{2} \cos^{2} \theta (\omega^{2} - \omega_{0}^{2})^{2}]^{1/2} \right\}}, \quad (8)$$

а для $\mu^2 \gg 1$ третье решение имеет вид

$$\mu^{2} \approx \left(\frac{c}{v_{T}}\right)^{2} \left(1 - \frac{\omega_{0}^{2}}{\omega^{2}} - \frac{\omega_{H}^{2} \sin^{2} \theta}{\omega^{2} - \omega_{H}^{2} \cos^{2} \theta}\right).$$
(9)

Соотношение (8) определяет обыкновенную (знак +) и необыкновенную (знак —) волны в магнито-ионной теории, а уравнение (9) соответствует электронной плазменной волне. Эти моды соответствующим образом обозначены на рис. 19. Необходимо отметить, однако, что уравнение (9) относится только к большим значениям μ , хотя для удобства мы всю кривую отнесли к *p*-волне. При меньших значениях μ (\leq 1) кривая асимптотически приближается ко второй ветви необыкновенной волны (определяемой из уравнения (8) со знаком —), что указывает на постепенное изменение характера *p*-моды от чисто продольной волны ($\mu \gg 1$) до поперечной электромагнитной волны ($\mu \leq 1$).

Мы видели, что сплошные и пунктирные кривые на рис. 19 представляют предельные случаи, соответствующие продольному и поперечному распространению при $\omega_H/\omega = 1/2$. При промежуточных значениях θ дисперсионные кривые лежат в заштрихованной области.

4.2.2. О с о бые частоты. Каждое решение дисперсионного уравнения, указанное на рис. 19, характеризуется частотами, имеющими особый физический смысл.

Для обыкновенных (0) и необыкновенных (е) волн существуют «критические частоты», на которых показатель преломления обращается в нуль. Из ранее рассмотренного следует, что эти частоты в предельных случаях равны

$$\omega = \left(\omega_0^2 + \frac{1}{4}\omega_H^2\right)^{1/2} \pm \frac{1}{2}\omega_H \quad (-o, +e) - \text{продольное распространение,} \omega = \omega_0 \quad (o) \omega = \left(\omega_0^2 + \frac{1}{4}\omega_H^2\right)^{1/2} \pm \frac{1}{2}\omega_H \quad (e)$$
 поперечное распространение.

Последние выражения определяют самые низкие частоты, с которыми волны могут распространяться в плазме *).

Как видно из рис. 19, у плазменной волны также есть критические частоты ($\mu = 0$); однако при генерации таких волн они имеют меньшее физическое значение, чем частота (или, более строго, узкая полоса частот), на которой дисперсионная кривая достигает максимальной крутизны в области $\mu > 1$, т. е. в области, где при небольшом изменении частоты

^{*)} Приведенные формулы для точки отражения при поперечном распространении справедливы и для других углов θ , исключая $\theta = 0$. (Прим. ped.) 10 уФН, т. LXXXIV, вып. 1

показатель преломления меняется очень сильно. Этот так называемый «псевдорезонанс» (отмеченный на рис. 19 для случаев продольного и поперечного распространения) появляется вблизи одной из «резонансных» частот ($\mu = \infty$) в магнито-ионной теории:

$$\omega^{2} = \frac{1}{2} \{ (\omega_{0}^{2} + \omega_{H}^{2}) + [(\omega_{0}^{2} + \omega_{H}^{2})^{2} - 4\omega_{0}^{2}\omega_{H}^{2}\cos^{2}\theta]^{1/2} \}.$$

4.2.3. К вазипродольное и квазипоперечное распространение. Дисперсионные уравнения (8) для волн в холодной плазме могут быть очень близки к уравнениям для продольного и поперечного распространения даже при промежуточных углах между магнитным полем и направлением распространения. Это происходит при условии

$$\frac{\omega_H^2 \sin^4 \theta}{4 \cos^2 \theta} \gg \omega^2 \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)^2 + v^2, \tag{10}$$

где нижнее неравенство относится к квазипродольному распространению *). Хотя всюду в солнечной атмосфере $v \ll \omega$, соударения вблизи $\omega = \omega_0$ становятся существенными. В солнечных условиях квазипродольное распространение, вероятно, ограничено узким конусом около направления магнитного поля. Конус может расширяться до углов $\sim 10^{\circ}$ близ частоты

$$\omega = \left(\omega_0^2 + \frac{\omega_H^2}{4}\cos^2\theta\right)^{1/2} \mp \frac{\omega_H}{2}\cos\theta,$$

где неравенство (10) имеет вид tg $\theta \ll^{\gg} 2^{1/2}$.

Дисперсионные уравнения для квазипродольного и квазипоперечного распространений совпадают приближенно с уравнениями для продольного и поперечного распространений; исключение составляет обыкновенная волна в квазипоперечном случае, для которой

$$\mu^{2} \approx 1 - \frac{\omega_{0}^{2}}{\omega^{2} + (\omega^{2} - \omega_{0}^{2})\operatorname{ctg}^{2}\theta},$$

$$\mu^{2} = 1 - \frac{\omega_{0}^{2}}{\omega^{2}},$$
(11)

а не

4.2.4. Поляризация волн, вообще говоря, эллиптическая; два эллипса, соответствующие обыкновенной и необыкновенной волнам, имеют одинаковую форму, взаимно перпендикулярные оси и противоположные направления вращения. В предельном случае продольного распространения волны циркулярно поляризованы; направление вращения вектора Е необыкновенной волны совпадает с направлением движения электронов, т. е. волна поляризована по правому кругу по отношению к направлению распространения. При поперечном распространении обыкновенная волна линейно поляризована, и электрический вектор параллелен магнитному полю.

4.2.5. Траектории лучей. Показатель преломления волны определяет траекторию распространения в соответствии с законом Снеллиуса. Такие траектории, в общем случае криволинейные, были рассчитаны для стандартной сферически-симметричной солнечной атмосферы

^{*)} Условие (10) является необходимым, но не достаточным для справедливости квазипродольного и квазипоперечного приближений; достаточные неравенства приведены, например, в ¹⁷⁸, § 11. Сказанным объясняется, в частности, отличие в обзоре формулы для показателя преломления обыкновенной волны в квазипоперечном случае от соответствующего выражения (11) для $\theta = \pi/2$. (Прим. ped.)

(см., например, ¹⁴¹). Радиоизлучение проходит с соответствующей групповой скоростью вдоль таких траекторий от источника на Солнце к наблюдателю.

4.2.6. Затухание за счет соударений. Затухание (или нарастание) волны характеризуется, согласно (4), мнимыми частями ω' и k' частоты и волнового числа; первая описывает затухание во времени, вторая — в пространстве. В отсутствие внешних полей (этим случаем мы и ограничимся) затухание за счет соударений получается заменой ¹³⁸ ω^2 в дисперсионном уравнении на $\omega^2 - iv\omega$.

Для электронных плазменных волн эффекты затухания очень просто описываются в терминах временно́го затухания; в рассматриваемом случае, когда $v \ll \omega$, мнимая часть частоты определяется соотношением (ср. ⁴³)

$$(\omega + i\omega')^2 = \omega^2 - i\nu\omega,$$

т. е.

 $\omega'=-\frac{1}{2}\nu.$

Средняя интенсивность волны, согласно (4), равна

$$EE^* = E_0^2 \exp{(-vt)}.$$

Подставляя соответствующие значения в уравнение (3), находим, что в короне, нагретой до миллиона градусов, показатель экспоненты v меняется примерно от 7 сек⁻¹ на плазменном уровне 100 *Мгц* до ~ 0.07 сек⁻¹ на частоте 10 *Мгц*. Такое затухание за счет соударений объясняет наблюдаемое экспоненциальное затухание всплесков III типа.

Для электромагнитных волн концепция временно́го затухания в нашем случае неприемлема. Поэтому мы будем рассматривать пространственное затухание (поглощение), заменяя ω^2 в дисперсионном уравнении (11) при $\omega_{\rm H} = 0$ на $\omega^2 - i \nu \omega$ и получая в результате комплексный показатель преломления:

$$\left(\mu+\frac{ik'c}{\omega}\right)^2=1-\frac{\omega_0^2}{\omega^2-i\omega\omega}$$
,

откуда при ν « ω находим

$$k'=-rac{\mathbf{v}\omega_0^2}{2c\omega^2\mu}\;.$$

Среднюю интенсивность волны (4) можно тогда выразить через коэффициент поглощения K, так что

 $EE^* = E_0^2 \exp(-Kz),$

где

$$K = -2k' = \frac{v\omega_0^2}{c\omega^2 \mu} \infty \frac{N^2}{T^{3/2} \omega^2} .$$
 (12)

Последнее приближенное соотношение, полученное из уравнений (1) и (3), не справедливо вблизи $\mu = 0$.

Интегральное поглощение вдоль пути *s* выражается через оптическую толщину

$$\tau = \int K \, ds \tag{13}$$

и определяется фактором $e^{-\tau}$.

Оптическая толщина солнечной атмосферы между наблюдателем и плазменным уровнем оказывается обычно порядка единицы для тех радиочастот, плазменные уровни которых расположены в короне; это

10*

приводит к тому, что на метровых и более длинных волнах наблюдается излучение, ослабленное \sim в *e* раз по сравнению с плазменным уровнем.

На более высоких частотах (дециметровые волны и короче) плазменные уровни расположены в более холодной и плотной хромосферной илазме. В результате оказывается, что оптическая толщина илазменного уровня резко увеличивается с ростом частоты. Эти оптические толщины, вероятно, достаточно велики, чтобы препятствовать выходу даже очень интенсивных всплесков излучения, возникающих на плазменном уровне или вблизи него. Соответствующие оценки были проделаны для неподвижной и медленно меняющейся структуры солнечной атмосферы. Однако во время вспышек высокочастотные плазменные уровни могут перемещаться в более горячие области или иметь меньшую геометрическую толщину. Уменьшение оптической толщины тогда дает нам возможность наблюдать интенсивное излучение с высокочастотных плазменных уровней.

Рассмотренное выше затухание за счет соударений ни в коем случае не является единственной формой затухания или поглощения. Действительно, согласно принципу детального равновесия, каждый процесс излучения связан с соответствующим процессом поглощения. Затухание за счет соударений соответствует тормозному излучению (раздел 4.4). В случае, когда существенную роль играют и другие процессы, коэффициент поглощения записывается в виде

$$K=K_1+K_2+K_3+\ldots,$$

где индексы относятся к процессам 1, 2, 3...

В следующей главе мы рассмотрим вывод общего выражения для К и оценим величину последнего для различных процессов.

4.3. Излучение и поглощение радиоволн в плазме

В общем случае наблюдаемая яркостная температура на данной частоте и вдоль выбранного луча определяется соотношением

$$T_b = \int_0^t T_r(\tau) e^{-\tau} d\tau,$$

где τ — оптическая толщина, отсчитываемая от наблюдателя, и T_r температура излучения с данной оптической глубины. Таким образом, если излучение исходит из локализованного источника, находящегося на оптической глубине τ_0 , причем сам источник имеет оптическую толщину τ_s и постоянную температуру излучения (T_r), и если тепловым излучением между источником и наблюдателем можно пренебречь, то наблюдаемая яркостная температура

$$T_b = (T_r)_s (1 - e^{-\tau_s}) e^{-\tau_0}.$$
(14)

Оптическая толщина связана с коэффициентом поглощения *К* уравнением (13); излучаемая температура определяется законом Кирхгофа и в области применимости закона Рэлея — Джинса описывается соотношением

$$\varkappa T_r = \frac{c^2 \eta_f}{f^2 \mu^2 K^2} , \qquad (15)$$

где $(\eta_f/\mu^2) df$ — энергия, излучаемая из единичного объема в волну одной поляризации на частоте f в единичный телесный угол. Величина η_f называется объемной излучательной способностью.

В данной главе мы покажем, как коэффициенты К и η_f можно в самом общем случае выразить через распределение электронов по энергиям

и величину $Q_f(\varepsilon)$ — «среднюю излучательную способность электронов», которая характеризует отдельный микроскопический процесс излучения. (Оценка $Q_f(\varepsilon)$ для конкретных процессов будет дана в разделах 4.4—4.6.) Мы покажем далее, что в большинстве случаев реализуются положительные значения K, благодаря которым излучение имеет ограниченную интенсивность; однако могут быть такие обстоятельства, что возникнет отрицательное поглощение, приводящее к неустойчивости или усилению волн. Эти обстоятельства, очевидно, представляют большой интерес для проблемы происхождения радиоизлучения высокой интенсивности.

4.3.1. О бщий расчет Ки η в изотропной среде. Мы получим теперь общие выражения для коэффициентов Ки η_f , используя метод, предложенный Твиссом¹⁴² (см. обзор Бекефи и Брауна¹⁴³). Хотя проблема рассматривается в классическом приближении ($hf \ll \varkappa T$), мы будем различать спонтанное и вынужденное излучение, применяя более общие квантовые методы, именно — метод коэффициентов Эйнштейна $A_{2\rightarrow 1}$, $B_{2\rightarrow 1}$ и $B_{1\rightarrow 2}$ *). Чтобы выразить излучение через кинетическую энергию электрона ε , мы положим вероятности спонтанного излучения, вынужденного излучения и поглощения в единичном телесном угле кванта с частотой между f и f + df соответственно равными $A_{z\rightarrow\varepsilon-hf}df$, $B_{e\rightarrow\varepsilon-hf} \times X I$ (f)df и $B_{e-hf\rightarrow\varepsilon}I$ (f)df (I (f) — интенсивность падающего излучения).

Рассмотрим сначала электроны, лежащие в сантиметровом кубике внутри источника; кубик выбран произвольно, за исключением того, что две грани его ориентированы нормально к направлению распространения. При прохождении через кубик интенсивность излучения на частоте f(т. е. энергия на cm^2 в сек в единице телесного угла в диапазоне 1 ги) уменьшается вследствие поглощения на величину $\Sigma B_{\varepsilon-hf \to \varepsilon} h fI(f)$ и увеличивается на $\Sigma B_{\varepsilon \to \varepsilon - hf} h fI(f)$ за счет вынужденного излучения (суммирование производится по всем электронам). Следовательно, если распределение электронов по энергиям изотропно и если $n(\varepsilon)$ d ε означает число электронов в единице объема с энергиями между ε и $\varepsilon + d\varepsilon$, то коэффициент поглощения, характеризующий уменьшение интенсивности на 1 см пути, определяется соотношением

$$K = hf \int_{0}^{\infty} \left\{ \left[n \left(\varepsilon - hf \right) \right] B_{\varepsilon - hf \to \varepsilon} - n \left(\varepsilon \right) B_{\varepsilon \to \varepsilon - hf} \right\} d\varepsilon.$$
 (16)

Аналогично, спонтанное излучение в 1 см³ в 1 сек в полосе 1 гц в единице телесного угла имеет вид

$$\eta_f = \int_0^\infty Q_f(\varepsilon) \, n(\varepsilon) \, d\varepsilon, \qquad (17)$$

где

$$Q_f(\varepsilon) = A_{\varepsilon \to \varepsilon - hf} hf \tag{18}$$

обозначает среднюю излучательную способность электронов, т. е. среднюю мощность, излучаемую каждым электроном энергии є в единицу времени, интервала частоты, телесного угла в любом направлении и для одной поляризации. Предполагая, что принцип детального равновесия применим ко всем процессам, и ограничивая анализ случаями, когда показатель преломления µ (f) не зависит от энергии, мы запишем связь

^{*)} Этот же метод использовался в работах ^{170,171} для расчета излучения неравновесной системы заряженных частиц в магнитном поле; одновременно с Твиссом он был привлечен в ^{36,172} для анализа усиления и неустойчивости волн в неравновесной илазме. (Прим. ped.)

между коэффициентами Эйнштейна в обычном виде:

$$g(\varepsilon) B_{\varepsilon \to \varepsilon - hf} = g(\varepsilon - hf) B_{\varepsilon - hf \to \varepsilon}$$
⁽¹⁹⁾

и

$$\frac{A_{\varepsilon \to \varepsilon - hf}}{B_{\varepsilon \to \varepsilon - hf}} = \frac{\mu^2(f) hf^3}{c^2} .$$
(20)

Здесь g (є) dє — статистический вес энергетических уровней, который определяется, как и в классической статистике, равенством

$$g(\varepsilon) = \frac{n(\varepsilon)}{NF(\varepsilon)}$$
(21)

(F (є) — распределение вероятности в пространстве импульсов). Из классической статистики (теорема Лиувилля) для изотропного распределения по импульсам получаем

$$g(\varepsilon) d\varepsilon = 4\pi p^2 dp = \frac{4\pi}{c^3} \varepsilon^{1/2} (\varepsilon + m_0 c^2) (\varepsilon + 2m_0 c^2)^{1/2} d\varepsilon, \qquad (22)$$

где *р* — импульс и *m*₀ — масса покоя электрона. В частности,

а) в нерелятивистском случае ($\varepsilon \ll m_0 c^2$)

$$g(\mathbf{\epsilon}) = 4\pi \left(2m_0^3\right)^{1/2} \mathbf{\epsilon}^{1/2}, \tag{23}$$

б) в ультрарелятивистском случае ($\varepsilon \gg m_0 c^2$) ·

$$g(\boldsymbol{\varepsilon}) = \frac{4\pi}{c^3} \boldsymbol{\varepsilon}^2. \tag{24}$$

Тогда коэффициент поглощения можно определить из уравнений (16) и (18) — (21):

$$K = hfN \int_{0}^{\infty} [F(\varepsilon - hf) - F(\varepsilon)] B_{\varepsilon \to \varepsilon - hfg}(\varepsilon) d\varepsilon =$$
$$= -hfN \int_{0}^{\infty} \frac{dF}{d\varepsilon} hfB_{\varepsilon \to \varepsilon - hfg}(\varepsilon) d\varepsilon$$

(поскольку $hf \ll \varepsilon$), т. е.

$$K = -\frac{c^2 N}{\mu^2 f^2} \int_0^\infty \frac{dF}{d\varepsilon} Q_f(\varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon.$$
 (25)

Соответствующее выражение для η получается из уравнений (17) и (21):

$$\eta_f = N \int_0^\infty F(\varepsilon) Q_f(\varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon.$$
(26)

Таким образом, уравнения (26) и (25) позволяют оценить излучательную способность и коэффициент поглощения, если известны спектральная интенсивность излучения отдельного электрона и распределение электронов по энергиям. В специальных случаях, соответствующих конкретным процессам излучения, эти формулы будут рассмотрены позднее. Полезно отметить, что интегрирование по частям в (25) приводит к результату

$$K = \frac{c^2 N}{\mu^2 f^2} \int_0^\infty F(\varepsilon) \frac{d}{d\varepsilon} \left[Q_f(\varepsilon) g(\varepsilon) \right] d\varepsilon$$
(27)

при условии, что функции Q и F довольно плавные и Q(0) = 0.

4.3.2. Положительное и отрицательное поглощение. В большинстве случаев интеграл в уравнении (25) отрицателен, т. е. коэффициент поглощения положителен. Тогда и только тогда излучение можно полностью охарактеризовать излучаемой температурой T_r согласно уравнению (15). Величина T_r меняется с частотой, за исключением случая, когда распределение по энергиям максвелловское:

$$F(\varepsilon) = (2\pi m_0 \varkappa T)^{-3/2} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{\varkappa T}\right); \qquad (28)$$

с учетом (25), (26) и (28) уравнение (15) приводит к $T_r = T$. Таким образом, независимо от конкретного вида микропроцесса излучения, температура излучения при

ратура излучения при этом равна кинетической температуре газа.

Однако, как было отмечено Твиссом 142 *), при условиях определенных интеграл в уравнении (25) положителен, что приводит к отрицательному поглощению, т.е.к усилению в среде падающего излучения. Уравнение (25) определяет необходимое условие отрицательного поглощения, которое состоит в том, что в некоторой части интервала энергий $dF/d\varepsilon$ должна быть положительной; физически это соответствует относительной перенаселенности состояний с высокой энергией (аналогично усилению в мазере).



Рис. 20. Примеры распределений F (є) и g (є) Q (є), приводящих к положительному и отрицательному поглощению, согласно (25) и (27).

а) Термодинамическое равновесие для любого процесса излучения; б) тормозное излучение (независимо от распределения по энергиям); є и гроизлучение (при соответствующих условиях).

Рассмотрим уравне-

ния (25) и (27) в четырех частных случаях, показанных на рис. 20. а) Если $dF/d\varepsilon$ отрицательна при всех ε (например, в термодинамическом равновесии), то K должен быть положительным при любой форме Q (ε).

б) Если $d [Q_f(\varepsilon) g(\varepsilon)]/d\varepsilon$ положительна при всех ε , то K должен быть положительным при любой форме $F(\varepsilon)$.

в) Если $Q_f(\varepsilon)$ состоит из одного или более резонансных пиков, то K будет отрицательным, когда $dF/d\varepsilon$ положительна на одном таком пике и $F(\varepsilon)$ равна нулю в остальных пиках.

г) Если F (ε) состоит из одного или более резонансных пиков, то K будет отрицательным; если $d [Q_f(\varepsilon) g(\varepsilon)]/d\varepsilon$ отрицательна на одном пике, $Q_f(\varepsilon)$ равно нулю на остальных пиках.

^{*)} А также в работах ^{36,172}. Попутно отметим, что классический метод расчета поглощения и усиления в плазме (на базе кинетического уравнения с самосогласованным полем) и метод коэффициентов Эйнштейна представляют собой два различных подхода к одному и тому же явлению. Так, например, вопреки утверждению Твисса ¹⁴², ¹⁷³, не существует двух принципиально различных типов неустойчивости и усиления (отрицательного поглощения) плазменных воля в потоках заряженных частиц — одного, полученного путем классического рассмотрения, и другого, следующего из квантового рассмотрения по схеме коэффициентов Эйнштейна (см.^{174,175}). (Прим. ред.)

4.3.3. Общий расчет K и η в анизотропной с реде. Если распределение по энергиям или средняя излучательная способность электрона зависит от направления, уравнения (25) и (26) нуждаются в обобщении. Средняя излучательная способность электрона может, например, зависеть от частоты, если на среду наложено магнитное поле. В этом случае мы можем выразить среднюю излучательную способность электрона $Q_f(\varepsilon, \theta - \Phi)$ через углы Φ и θ , образованные скоростью электронов и направлением излучения с магнитным полем. Легко показать, что обобщенные уравнения (25) и (26) имеют вид

$$K(\theta) = -\frac{c^2 N}{\mu^2 f^2} \int_{0}^{\infty} \int_{0}^{2\pi} \left[\left(\frac{\partial}{\partial \varepsilon} + \frac{\Delta \Phi}{h f} \frac{\partial}{\partial \Phi} \right) F(\varepsilon, \Phi) \right] Q_f(\varepsilon, \theta - \Phi) g(\varepsilon, \Phi) d\varepsilon d\Phi,$$
(29)

$$\eta_f(\theta) = N \int_0^\infty \int_0^{2\pi} F(\varepsilon, \Phi) Q_f(\varepsilon, \theta - \Phi) g(\varepsilon, \Phi) d\varepsilon d\Phi, \qquad (30)$$

где $\Delta \Phi$ означает изменение направления движения электрона, вызванное испусканием или поглощением фотона. Статистический вес g (ε , Φ) представляет теперь объем такого кольцевого элемента в пространстве импульсов, который содержит энергию в диапазоне (ε , $\varepsilon + d\varepsilon$) и направления в интервале (Φ , $\Phi + d\Phi$):

$$g(\varepsilon, \Phi) d\varepsilon d\Phi = 2\pi p^2 \sin \Phi dp d\Phi = \frac{1}{2} g(\varepsilon) \sin \Phi d\varepsilon d\Phi, \qquad (31)$$

где g (є) определяется одним из уравнений (22), (23) или (24).

Рассмотрение, аналогичное проведенному в разделе 4.3.2, снова определяет критерий отрицательного поглощения при условии, что мы подставим $\partial/\partial \varepsilon + \Delta \Phi/hf$ вместо $\partial/\partial \varepsilon$.

4.4. Тормозное излучение

Первый микропроцесс, который мы рассмотрим, есть тормозное излучение; этим термином определяется электромагнитное излучение заряженных частиц, отклоненных другими заряженными частицами; такого рода соударения представляют собой свободно-свободные переходы в квантовой теории.

Излучение испускается при близких (или двойных) и при далеких (или многократных) соударениях. Даже в последнем случае каждый ион взаимодействует с электроном, как при двойном столкновении ¹⁴⁴, и можно формально показать, что полное излучение эквивалентно излучению, обусловленному двойными соударениями в пределах максимального прицельного расстояния, равного $v/2\pi f_0$, где v — скорость электронов.

В нерелятивистском случае, которым мы ограничимся (хотя релятивистский случай может играть важную роль в некоторых приложениях), излучательная способность электрона, обусловленная случайными соударениями, при усреднении по всем прицельным расстояниям, равна *)

$$Q_f(\varepsilon) = \frac{2^{3/2} Z^2 e^6 N_i \mu \xi(\varepsilon)}{3 m_0^{3/2} c^3 \varepsilon^{1/2}}, \qquad (32)$$

^{*)} Уравнение (32) получено добавлением уравнений Шеуэра (4а) и (5а) из ¹⁴⁴ и делением на 8, так как здесь излучательная способность определяется для единичного телесного угла и одной поляризации. Логарифмический член был впервые получен Элвертом ¹⁴⁵ из квантовомеханического и Шеуэром из классического рассмотрения. Он несколько отличается от полученного ранее Смердом и Уэстфолдом ¹⁴⁶, которые ограничили максимальное расстояние при близких соударениях средним расстоянием между ионами.

где

$$\xi(\varepsilon) = \ln \left[\frac{(2\varepsilon)^{3/2}}{(\pi Z e^2 m_0^{1/2} f)^{-1} - \gamma} \right];$$

 N_i и Ze означают плотность и заряд ионов, а $\gamma = 0,577...$ есть постоянная Эйлера. Мы заметим сразу, что

$$\frac{d}{d\varepsilon} \left[Q_f(\varepsilon) g(\varepsilon) \right] = \frac{d}{d\varepsilon} \left[Q_f(\varepsilon) \varepsilon^{1/2} \right]$$

положительна при всех є, так что, согласно рис. 20, в, тормозное излучение не может привести к усилению.

Если подставить уравнения (32) и (23) в (25) и (26), получим коэффициент поглощения и объемную излучательную способность

$$K = -\frac{16\pi N N_i Z^2 e^6}{3c\mu f^2} \int_0^\infty \frac{dF}{d\varepsilon} \xi(\varepsilon) d\varepsilon,$$

$$\eta_f = \frac{16\pi N N_i Z^2 e^6 \mu}{3c^3} \int_0^\infty F(\varepsilon) \xi(\varepsilon) d\varepsilon.$$
(33)

Излучаемая температура, которая получается при подстановке этих значений в соотношение (15), имеет вид

$$\varkappa T_{r} = -\frac{\int_{0}^{\infty} F(\varepsilon) \xi(\varepsilon) d\varepsilon}{\int_{0}^{\infty} \frac{dF}{d\varepsilon} \xi(\varepsilon) d\varepsilon} .$$
(34)

В случае теплового равновесия (максвелловского распределения по скоростям), когда F (ε) определяется формулой (28), равенства (33) приводят к следующему значению коэффициента поглощения:

$$K = \frac{8\pi N N_i Z^2 e^6}{3c\mu f^2 (2\pi m_0 \times T)^{3/2}} \ln\left(\frac{8\kappa^3 T^3}{\pi^2 Z^2 e^4 f^2 m_0} - 5\gamma\right).$$
(35)

Объемная излучательная способность тогда равна

$$\eta_f = \frac{\varkappa T f^2 \mu^2}{c^2} K.$$

Логарифмический член остается почти постоянным при изменении параметров в широких пределах. Подстановка этих коэффициентов в уравнение (14) показывает, что яркостную температуру однородного слоя толщины S можно представить в форме

$$T_b \approx T \left[1 - \exp\left(-aT^{-3/2}S \right) \right],$$
 (36)

где a — константа. Это соотношение характеризует роль тормозного излучения в солнечных всплесках, когда мы рассматриваем эффект внезапного локального нагревания плазмы: если оптическая толщина очень велика ($aT^{-3/2}S \gg 1$), что имеет место на Солнце для сантиметровых волн (ср. раздел 4.2.6), яркостная температура увеличивается линейно с ростом T. С другой стороны, если оптическая толщина мала ($aT^{-3/2}S \ll 1$), $T_b \approx aST^{-1/2}$, т. е. нагревание вызывает уменьшение яркостной температуры. Последнее условие обычно выполняется в солнечной короне источнике метровых всплесков. Если распределение отличается от максвелловского, но сохраняет приблизительно ту же форму, можно легко показать, что уравнение (36) справедливо при замене T на T_r и a на различные константы, характеризующие тип энергетического распределения. Приведенные выводы, таким образом, применимы и к нетепловому тормозному излучению. Мы приходим поэтому к заключению, что тормозное излучение может генерировать солнечные всплески на сантиметровых, но не на метровых волнах.

Необходимо отметить, что всплески тормозного излучения не обязательно приводят к постепенному увеличению яркости; нетепловое тормозное излучение, не обладая высокой эффективной температурой, может вызвать быстрые изменения, характерные для нетеплового источника.

4.5. Гирочастотное и синхротронное излучения

Термины «гирочастотное» и «синхротронное» излучения относятся к электромагнитному излучению заряженных частиц (в нашем случае электронов), вращающихся в магнитном поле.

При нерелятивистских скоростях излучение одного электрона ограничивается гирочастотой; излучение довольно изотропно, несмотря на то, что поляризация меняется от линейной в плоскости орбиты до круговой (необыкновенная волна) в направлении **H**. Такое излучение, однако, не играет роли, так как необыкновенная волна на гирочастоте не может выйти из ионизованной атмосферы *) (см. раздел 4.2.2).

Если скорость электронов приближается к скорости света, возни-., кают новые эффекты. Классические уравнения (потенциалы Льенара — Вихерта), которые описывают поле в дальней зоне, обусловленное ускорением заряда, показывают, что энергия сконцентрирована вдоль направления движения электронов, т. е. около орбитальной плоскости; следовательно, наблюдатель, находящийся в плоскости орбиты, получает энергию не в форме простой гармонической волны, а в виде коротких острых пакетов, один раз за каждый оборот. Спектр получаемого излучения есть фурье-преобразование этой регулярной последовательности импульсов (рис. 21), и его форма, очевидно, будет представлять собой серию гармоник гирочастоты (модифицированной теперь зависимостью массы электрона от скорости), огибающая которых определяется фурье-преобразованием одного импульса. Поляризация — линейная, причем электрический вектор параллелен плоскости орбиты. Чем выше энергия, тем больше число гармоник и тем ближе они расположены; в обычных условиях отдельные гармоники спектра ультрарелятивистских электронов расширяются из-за различных эффектов, и дискретный спектр превращается в континуум. Это излучение обычно называется синхротронным, когда скорости электронов ультрарелятивистские, и гирочастотным, когда скорости слабо релятивистские. В последнем случае энергия концентрируется в хорошо разрешенных первых гармониках.

4.5.1. О б щ и й с л у ч а й. В общем случае, когда электрон движется по спиральной траектории, образуя угол Φ с направлением магнитного поля, неподвижный наблюдатель, который находится на линии, проходящей через электрон и образующей угол θ с магнитным полем, принимает излучение на гармониках s = 1, 2, 3, ... сдвинутой по

^{*)} Излучение нерелятивистского (слаборелятивистского, $\beta^2 \ll 1$) электрона на гирочастоте наряду с необыкновенной содержит также обыкновенную компоненту, которая беспрепятственно выходит за пределы короны. Однако интенсивность излучения с $\omega = \omega_H$ в плазме резко уменьшается примерно до уровня, характерного для излучения на частоте $\omega = 2\omega_H^{149}$. (Прим. ped.)

Допплеру гирочастоты

$$f_H(\beta, \Phi, \theta) = \frac{f_H (1 - \beta^2)^{1/2}}{1 - \mu\beta \cos \Phi \cos \theta}$$
(37)

(βc — скорость электрона). Мы считаем, что $f_H(0, \Phi, \theta) \equiv f_H(f_H -$ нерелятивистская гирочастота, см. (2)). Энергия $Q_s(\beta, \Phi, \theta)$, излучаемая



Рис. 21. Происхождение синхротронного излучения. *E* (1) представляет собой электрическое поле в точке наблюдения, лежащей в плоскости орбиты электрона, вращающегося со скоростью βс. Спектр излучения *P* (f) есть фурье-преобразование *E* (l).

электроном в единичный телесный угол за единицу времени на гармонике s, была рассчитана для случая $\mu = 1$ Такакурой ⁹⁴, который обобщил раннюю работу Швингера ¹⁴⁷ *). Согласно Такакуре,

$$Q_{s}(\beta, \Phi, \theta) = \frac{2\pi e^{2s^{2}} f_{H}^{2} (\beta \sin^{2} \Phi)^{2} (1-\beta^{2})}{c (1-\beta \cos \Phi \cos \theta)^{4}} \times \left[\{I_{s}'(s\alpha)\}^{2} + \left(\frac{\cos \theta - \beta \cos \Phi}{\beta \sin \Phi \sin \theta}\right)^{2} \{J_{s}(s\alpha)\}^{2} \right], \quad (38)$$

где

$$\alpha = \frac{\beta \sin \Phi \sin \theta}{1 - \beta \cos \Phi \cos \theta} ;$$

 $J_s(z) - \phi$ ункция Бесселя первого рода порядка *s* от аргумента *z*, $J'_s(z) - ee$ производная по *z*. Первый член в квадратной скобке представляет компоненту, поляризованную нормально к направлению магнитного поля, а второй член — ее ортогональная компонента.

Излучательную способность электронов можно записать в виде

$$Q_{f} = \sum_{s=1}^{\infty} Q_{s}(\beta, \Phi, \theta) \,\delta\left[f - sf_{H}(\beta, \Phi, \theta)\right], \tag{39}$$

^{*)} Общее выражение для интенсивности излучения электрона, движущегося по винтовой линии в магнитном поле, было получено в работе ¹⁷⁶. (Прим. ped.)

где δ (z) — δ-функция Дирака. Это соотношение можно использовать для определения объемной излучательной способности и коэффициента поглощения, используя (31), (37) и (38), в формулах (30) и (29). Интегралы, необходимые для общего решения, не выражаются в известных функциях; здесь требуется численный расчет.

В солнечных условиях мы часто имеем дело с электронами промежуточных энергий ($\varepsilon \approx m_0 c^2$); тогда надо использовать полностью выражение (38). Так, Такакура и Кэй^{94, 105, 107} использовали эти уравнения для интерпретации наблюдаемых свойств микроволновых импульсных всплесков, а также некоторых фаз излучения IV типа с помощью электронов с энергией $10^4 - 10^6$ эв в магнитных полях $10 - 10^3$ сс. Другие проблемы можно рассматривать в двух предельных случаях $\varepsilon \approx m_0 c^2$, для которых Швингер ¹⁴⁷ получил простые выражения, приведенные ниже.

4.5.2. Гироизлучение ($\epsilon \ll m_0 c^2$). В этом случае излучение одного электрона на гармонике *s* определяется из формулы (38) в приближении sa $\ll f$, т. е.

$$Q_s(\beta, \Phi, \theta) = \frac{2\pi e^2}{c} f_H^2 \frac{(s\beta/2)^{2s}}{[(s-1)!]^2} (\sin \Phi)^{2s} (\sin \theta)^{2s-2} (1 + \cos^2 \theta).$$
(40)

Излучательную способность одного электрона можно получить, подставив (40) в соотношение (39), используя (37) и полагая $\mu = 1$:

$$Q_{f}(\beta, \Phi, \theta) = \frac{Q_{s}(\beta, \Phi, \theta)}{f\beta\cos\theta} \delta \left[\cos\Phi - \frac{1}{\beta\cos\theta} \left(1 - \frac{sf_{H}}{f}\right)\right].$$
(41)

Характер излучения системы электронов сильно зависит от их распределения по энергиям. Примером широких, непрерывных распределений, где F (ε) уменьшается монотонно, является распределение Максвелла. В этом случае коэффициент поглощения определяется выражением (29) совместно с соотношениями (1), (23), (28), (31), (40), (41) *):

$$K(\theta) = \frac{4\pi^{3/2}}{c} \frac{f_0^2}{f} \frac{\left(\frac{s}{2}\right)^{2s}}{s!} \frac{(\sin\theta)^{2s-2} (1+\cos^2\theta)}{\cos\theta} \beta_0^{2s-3} \exp\left[-\frac{\left(1-\frac{sf_H}{f}\right)^2}{\beta_0^2 \cos^2\theta}\right], \quad (42)$$

где

$$\beta_0^2 = \frac{|2 \varkappa T|}{m_0 c^2} \ .$$

Отметим сразу, что, в отличие от случая тормозного поглощения (раздел 4.4), этот коэффициент поглощения растет с температурой по зако-

ну $T^{s-\frac{1}{2}}$ ($s \ge 2$) (это неудивительно, так как увеличение энергии слабо релятивистских электронов резко усиливает синхротронное излучение). Следовательно, согласно (36), нагревание оптически тонкого слоя горячей илазмы должно увеличить яркостную температуру, при условии, что гирорезонансное поглощение вносит основной вклад в коэффициент K. Это явление, по всей вероятности, имеет место при изменении корональных и хромосферных условий в широких пределах; возможно, рассмотренный процесс имеет значение для генерации широкополосного континуума ⁷⁵ и, несомненно, медленно меняющейся компоненты на высоких частотах ¹⁵⁰. Усиление в этом случае, конечно, не имеет места, так как для максвелловского распределения dF/de отрицательна при всех энергиях.

Рассмотрим, далее, другой класс распределений по энергиям, когда dF/de положительна в некотором диапазоне энергий. В этом случае появляется вероятность усиления гироизлучения. Твисс доказывает, что

^{*)} Это выражение совпадает с формулой Степанова ¹⁴⁸ для случая $\mu = 1$ и $s^2 \gg 1$ (см. также: Гинзбург и Железняков ¹⁴⁹). Уравнение Степанова было получено для мнимой частоты при кинетическом рассмотрении дисперсии волн в плазме.

поскольку дискретные частоты, излучаемые на гармониках релятивистской гирочастоты, являются определенными функциями энергии, то энергии, ответственные за излучение данной частоты, должны состоять из серии дискретных значений. Легко видеть, что эти значения

$$\varepsilon_s = m_0 c^2 \left(\frac{s f'_H}{f} - 1 \right),$$

где f'_H — сдвинутая по Допплеру нерелятивистская частота f_H . Таким образом, в отсутствие допплеровского уширения и изменения магнитного поля Q_f (ε) состоит из серии линий, разделенных интервалами

$$\mathbf{\varepsilon}_s - \mathbf{\varepsilon}_{s-1} = m_0 c^2 \, \frac{f'_H}{f} \, .$$

Если (как часто бывает при $\varepsilon \ll m_0 c^2$) спектр состоит в основном из одной линии, то отрицательное поглощение имеет место при условии $(dF/d\varepsilon)_{\varepsilon_S} > 0$ (см. (25)). Если в спектре много интенсивных линий, то отрицательное поглощение еще может иметь место при условии, что $F(\varepsilon)$ охватывает не более одной гармоники.

При наличии допплеровского и магнитного уширений (которые не рассматривались Твиссом) нужно удовлетворить дополнительному условию, требующему, чтобы ширина линий в $Q_s(f)$ не превышала расстояния между ними. Легко показать, что это условие ограничивает значение *s* снизу:

$$s < \frac{c}{\Delta v}$$
или $s < \frac{H}{\Delta H}$.

Такое «резонансное усиление» может поэтому существовать только в гирочастотном, но не в синхротронном случае, так как в последнем энергия сосредоточена главным образом в высоких гармониках. Если необходимые условия для гирорезонансного усиления выполнены, можно исследовать усиление в двух вариантах, представленных на рис. 20, e и e. Выбор между ними осуществляется в зависимости от относительной ширины распределения F (e) или ширины линии Q_s (f). Этот вопрос, по-видимому, заслуживает детального изучения.

Гирочастотное усиление может объяснить генерацию всплесков І типа и других всплесков, наложенных на континуум высокой интенсивности, если приписать их происхождение электронным потокам в верхних слоях короны, где магнитное поле фактически постоянно.

4.5.3. Синхротронное излучение (ε ≫ m₀c²). В этом случае можно считать, что излучение имеет непрерывный спектр частот, и полная мощность в единичном частотном интервале, излучаемая каждым электроном во всех направлениях, определяется формулой Швингера *)¹⁴⁷:

$$P_f(\varepsilon, \Phi) = \frac{2\sqrt{3}\pi e^2}{c} f_H \sin \Phi \frac{f}{f_c} \int_{f/f_c}^{\infty} K_{5/3}(z) dz =$$

$$=\frac{4\pi}{\sqrt{3}}\frac{e^2m_0^2c^3}{\epsilon^2}f\int_{f/f_c}^{\infty}K_{5/3}(z)\,dz,\qquad(43)$$

тде K_{5/3} (z) — модифицированная функция Ганкеля и f_c определяет критическую частоту

$$f_c = \frac{3}{2} \left(\frac{\varepsilon}{m_0 c^2}\right)^2 f_H \sin \Phi = 16H\varepsilon^2 \sin \Phi \tag{44}$$

^{*)} Для дискуссии этой формулы читатель отсылается к статье Оорта и Валравена ¹⁵¹.

 $(H - B ec, \varepsilon - B M ee, f_c - B M eu)$. Полная мощность на один электрон

$$P(\varepsilon, \Phi) = \int_{0}^{\infty} P_f df = 6 \cdot 10^{-22} H^2 \varepsilon^2 \sin^2 \Phi$$

(*P* выражена в ваттах). В грубом приближении энергия излучается в диапазоне $\sim f_c$ около частоты f_c ; вид спектра определяется квадратной скобкой в уравнении (43); спектр изображен графически на рис. 21. Буашо и Денисс ^{50, 152}, основываясь на синхротронном механизме солнечного радиоизлучения, использовали эту формулу для интерпретации движущихся всплесков IV типа на метровых волнах. Они показали, что без учета поглощения для объяснения плотности потока $10^{-19} \ em \cdot m^{-2} \ cu^{-1}$ на 150 *Мгц* требуется $4 \cdot 10^{32}$ электронов с энергией З *Мэв*, вращающихся в магнитном поле 1 *гс*. Это означает, что при разумных значениях объема источника нужно около 10^2 высокоэнергичных электронов в 1 *см*³.

Энергия, определенная выражением (43), излучается в эффективном телесном угле между двумя конусами с половинными углами $\Phi - \frac{1}{2} \Delta \theta$ и $\Phi + \frac{1}{2} \Delta \theta$, где $\Delta \theta \approx \frac{m_0 c^2}{\epsilon} \frac{147}{\epsilon}$. Эффективный телесный угол поэтому есть $2\pi \sin \Phi \frac{m_0 c^2}{\epsilon}$, а излучательная способность электрона

$$Q_{f}(\varepsilon, \Phi, \theta) = \frac{P_{f}(\varepsilon, \Phi)}{2\pi \sin \Phi} \frac{m_{0}c^{2}}{\varepsilon} .$$
(45)

Это соотношение дает возможность рассчитать K и η из формул (29) и (30) с помощью (24), (31), (43) и (44).

Чтобы исследовать возможность усиления синхротронного излучения, определим знак выражения

$$\left(\frac{\partial}{\partial \varepsilon} + \frac{\Delta \Phi}{hf} \frac{\partial}{\partial \Phi}\right) g(\varepsilon, \Phi) Q_f(\varepsilon, \Phi, \theta),$$

согласно формулам раздела 4.3.3. Легко показать, что член $\partial/\partial \Phi$ пренебрежимо мал по сравнению с членом $\partial/\partial \varepsilon$, который определяется из уравнений (24), (31), (43) — (45) и при $z = \frac{f}{t_s}$ имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left[g\left(\varepsilon, \, \Phi\right) Q_{f}\left(\varepsilon, \, \Phi, \, \theta\right) \right] \sim \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left[\varepsilon \int_{Z}^{\infty} K_{5/3}\left(z\right) dz \right] \sim$$
$$\sim \int_{Z}^{\infty} K_{5/3}\left(z\right) dz + \varepsilon \frac{dz}{d\varepsilon} \frac{\partial}{\partial Z} \int_{Z}^{\infty} K_{5/3}\left(z\right) dz \sim \int_{Z}^{\infty} K_{5/3}\left(z\right) dZ + 2zK_{5/3}\left(Z\right).$$

Это выражение всегда положительно, т. е. усиление синхротронного излучения ($\varepsilon \gg m_0 c^2$) невозможно. Такое заключение отличается от вывода Твисса ¹⁴², который предполагал, что g (ε) не зависит от энергии.

4.5.4. Поляризация и условия выхода. Поляризация гирочастотного и синхротронного излучения одного электрона в общем случае эллиптическая; она может быть рассчитана из отношения полей, которые определяются двумя членами в квадратной скобке формулы (38). Отношение осей эллипса

$$R_{s} = -\frac{(\cos\theta - \beta\cos\Phi) I_{s}(s\alpha)}{(\beta\sin\Phi\sin\theta) I_{s}(s\alpha)}$$

Когда R_s отрицательно, знак поляризации соответствует необыкновенной волне. Необыкновенная волна, естественно, преобладает благодаря тому, что вращение электрического вектора у нее совпадает с направлением

вращения электрона. Такакура ⁹⁴, однако, нашел заметное излучение обыкновенной волны для малых Ф. Он отметил, далее, что при подходящих условиях преобладание необыкновенной волны может быть более чем скромным из-за условий выхода (раздел 4.2.2), которые благоприятствуют обыкновенной волне, особенно на низких гармониках гирочастоты слабо релятивистских электронов. Он использовал эти противоречивые факторы для интерпретации изменения поляризации мощных микроволновых всилесков при переходе из сантиметрового в дециметровый диапазон.

4.6. Излучение плазменных волн

Третий и последний известный физический процесс генерации радиоволн требует возбуждения плазменных волн и последующей трансформации части энергии этих волн в электромагнитное излучение. Этот процесс — наиболее сложный и меньше других поддается лабораторному исследованию, но одновременное излучение основной и второй гармоник во всплесках II и III типа, по-видимому, свидетельствует о том, что именно такой процесс играет основную роль в солнечном радиоизлучении (см. раздел 2.2).

4.6.1. Черенковские плазменных волн, характеристики распространения которых обсуждались в разделе 4.2. Очевидно (см. рис. 19), плазменная волна есть единственная волна, существующая в области $\mu > 1$, где фазовая скорость меньше *с*. Поэтому, в отличие от чисто электромагнитных волн, она может возбуждаться процессом, аналогичным эффекту Черенкова для поперечных волн, когда волны возникают при движении заряженной частицы со скоростью, большей фазовой скорости в среде (примером является носовая волна корабля). Солнечная атмосфера, насыщенная потоками заряженных частиц, создает богатые возможности для генерации таких волн.

Наиболее ярким примером черенков-эффекта являются волны, генерируемые одиночным электроном, движущимся через плазму со скоростью v в направлении x. Сопровождающее поле излучения E можно представить в виде совокупности волн с различными направлениями и величиной волнового вектора k:

$$E(\mathbf{x}) = \sum_{k} E_{k} \exp i\mathbf{k} (\mathbf{x} - \mathbf{V}_{k} t), \qquad (46)$$

где V_h — х-компонента скорости k-волны.

Компоненты, параллельные направлению движения электрона, очевидно, удовлетворяют условию $\mathbf{v} = \mathbf{V}_k$, т. е. $\omega = \mathbf{k}\mathbf{v} = kv \cos \Psi$, откуда

$$v_{\Phi} = v \cos \Psi, \tag{47}$$

где Ψ — угол между v и k. Уравнение (47), показывающее, что волны существуют только при $\mu > 1$, определяют условие Черенкова, которое должно быть дополнено дисперсионным уравнением для плазменных волн (7). Соответствующие решения уравнения (46) тогда характеризуют, так сказать, «носовую» волну плазменного возмущения. Необычной чертой возмущения является то, что волны данной частоты распространяются только под особым углом Ψ , определяющим конус излучения. Интенсивности волн были рассчитаны Коэном ¹⁵³ *).

В солнечных условиях мы имеем дело с эффектами, которые связаны с потоками быстрых электронов в корональной плазме. Если электроны

^{*)} См. также работу¹⁷⁷. (Прим. ред.)

потока достаточно хорошо разделены, чтобы действовать независимо, мы можем получить результирующую интенсивность суммированием отдельных интенсивностей (аналогично способу, принятому в разделе 4.3.1 для электромагнитного излучения); действительно, к плазменным волнам можно применять те же самые концепции спонтанного и вынужденного излучения, поглощения и детального равновесия для расчета макроскопических коэффициентов поглощения и излучения. Однако мы не будем продолжать здесь обсуждение этого вопроса, так как в солнечной атмосфере некогерентное излучение электронов играет меньшую роль по сравнению с когерентным ⁷⁵.

К о г е р е н т н ы е в о л н ы. Характеристики когерентных плазменных волн, создаваемых электронными потоками, были описаны Бомом и Гроссом ^{140,154}. Когерентные продольные волны в плазме представляют собой волны плотности, где электроны группируются на некотором расстоянии около волновых максимумов. Такие волны, распространяющиеся в направлении потока, стремятся «захватить» электроны потока электростатическими силами. Когда скорость частицы превышает скорость волны, энергия частиц передается волне и ее амплитуда растет; в противоположном случае волна затухает. Таким образом, здесь снова применимо условие Черенкова. Для потоков, распределение скоростей $F_s(v)$ которых обладает конечной дисперсией, условие нарастания имеет вид ¹⁵⁴

$$\left(\frac{\partial F_s}{\partial v}\right)_{v=v_{\Phi}} > 0 \tag{48}$$

(аналогично условию усиления излучения, приведенному на рис. 20, в).

Волны с малыми амплитудами подчиняются дисперсионному уравнению (7). Чтобы оценить интенсивность волны, Бом и Гросс ¹⁵⁴ рассчитали скорость P передачи энергии от потока к волне после наступления равновесия и при наличии затухания за счет соударений. Полагая $N_s \ll N$ и $v \ll v_{\Phi}$, они нашли, что

$$P=\frac{E_0^2}{8\pi}\,,$$

где амплитуда электрического вектора Е₀ имеет вид

$$E_0 = \frac{m}{2e\varkappa^3} \frac{16v_{\phi}\omega_{0s}^2 v_s}{3\nu} \left(\frac{dF_s}{dv}\right)_{v=v_{\phi}}.$$
(49)

Здесь ω_{0s} означает плазменную частоту потока, v_s и v — частоты соударений в потоке и плазме соответственно.

Энергия сконцентрирована главным образом вблизи плазменной частоты, частично из-за сильной крутизны (псевдорезонанса) дисперсионной кривой вблизи $\omega = \omega_0$ при скоростях $v \gg v_T$, частично из-за наличия затухания Ландау, обсуждаемого ниже.

4.6.2. З а т у х а н и е Л а н д а у. Для плазменных волн существуют два вида затухания: затухание за счет соударений (см. раздел 4.2.6), когда фактор — ω' , определяющий затухание, равен половине частоты столкновений, и затухание Ландау ¹⁵⁵. Последнее впервые было получено при математическом исследовании интеграла, приводящего к дисперсионному уравнению; затем в ¹⁵⁴ его отождествили с передачей энергии от волны к захваченным в ловушку электронам, скорость которых до захвата меньше фазовой скорости. Если когерентная волна генерируется электронным потоком (с небольшим разбросом по скоростям), проходящим через горячую плазму, и если скорость потока и фазовая скорость сравнимы со скоростями быстрых тепловых электронов, то последние внесут существенный вклад в затухание, которое при уменьшении фазовой скорости резко усиливается. Когда фазовая скорость $v_{\Phi} = \omega/k$ уменьшается до значения, при котором длина волны $2\pi/k$ становится примерно такой же малой, как радиус Дебая *) D, определяемый формулой

$$D = \left(\frac{\kappa T}{4\pi e^2 N}\right)^{1/2} = \frac{v_T}{\sqrt{3}\omega_0} \approx 7 \sqrt{\frac{T}{N}},$$

структура волны полностью разрушается тепловым движением и не может больше поддерживаться, т. е. волна исчезает. Эти области затухания Ландау и исчезновения для продольных волн отмечены на рис. 19, откуда видно, что затухание происходит при $\omega \approx 2\omega_0$, так что плазменные волны ограничены интервалом в одну октаву, в то время как затухание Ландау в области распространения налагает еще более узкие ограничения на ширину диапазона. Фактор затухания, как было показано Ландау ¹⁵⁵, при $kD \ll 1$ имеет вид

$$-\omega'_L = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_0}{(kD)^3} \exp\left\{-\frac{1}{2(kD)^2}\right\} \,.$$

Таким образом, затухание постепенно увеличивается с частотой: при $\omega = \omega_0 (-\omega')_L = 0$, при $\omega = 1,09\omega_0 (-\omega')_L = 0,1 \omega_0$; это означает, что амплитуда волны уменьшается в *е* раз через ~ 10 периодов колебаний.

Необходимо отметить, что затухание Ландау оставляет спорным и его физический смысл, и его реальность ^{156, 157}, но, по-видимому, нет сомнений в том, что характер плазменных волн резко меняется, когда частота становится больше плазменной, и что имеет место сильное затухание и даже исчезновение волн, когда длина волны становится сравнимой с дебаевским радиусом.

4.6.3. Трансформация энергии из плазменных волн в электромагнитные или, в более общем случае, для превращения одной нормальной волны в плазме в другую были предложены ³⁶ два механизма. Один механизм представляет взаимодействие между двумя волнами, дисперсионные кривые которых довольно близки, т. е. их длины волн почти одинаковы. Этот механизм действует только при наличии крупномасштабных неоднородностей плотности или магнитного поля в плазме. Взаимодействие происходит в окрестности $\omega = \omega_0$; выйти из плазмы может только обыкновенная волна (см. рис. 19).

Эффективность взаимодействия волн велика, когда они распространяются вдоль резкого градиента плотности и вдоль магнитного поля. Эффективность трансформации корональных плазменных волн в обыкновенные, усредненная по узким конусам около Н и grad μ^2 , в которых взаимодействие существенно, было оценено в ^{36, 149}. Оказалось, что на метровых волнах она составляла около 10^{-7} для заметных магнитных полей ($\omega_H \leqslant \omega$) и меньше 10^{-7} в отсутствие магнитного поля при одинаковых градиентах корональной плотности.

Для продольного распространения в отсутствие поля области генерации и взаимодействия близки. Во всех других случаях плазменные волны, генерируемые в солнечной плазме, должны пройти в более плотные

^{*)} Дебай и Хюккель получили модифицированный кулоновский потенциал в электролитах 1/r ехр (-r/D), который учитывает пространственное экранирование заряда. Длина D отделяет область, внутри которой близкодействующая электростатическая сила одного иона преобладает над внешними электростатическими силами, обусловленными совместным действием очень многих ионов.

нижние части короны прежде, чем начнется трансформация в обыкновенную волну. По пути плазменные волны могут потерять заметную энергию за счет рассеяния (см. ниже). Поэтому при оценке эффективности трансформации плазменных волн в электромагнитные за счет взаимодействия нормальных волн необходимо учесть затухание, испытываемое плазменной волной между областями генерации и взаимодействия.

Денисс ¹⁵⁷ предложил этот вид взаимодействия для объяснения континуальной бури и компоненты типа IV mB больших мощных всплесков (см. раздел 2.2).

Второй механизм трансформации волн связан с рассеянием плазменной волны на мелкомасштабных флуктуациях плотности плазмы. Гинзбург и Железняков ³⁶, которые развили излагаемую здесь теорию, отметили, что из-за большого отношения масс электрона и иона флуктуации имеют две различные компоненты: квазинейтральные случайные флуктуации, обусловленные тепловым движением ионов, и флуктуации пространственного заряда, целиком обусловленные более подвижными электронами.

Рассеяние на нейтральных флуктуациях эквивалентно рэлеевскому рассеянию; излучение некогерентно и происходит главным образом вперед на частоте $\omega = \omega_0$ плазменной волны. Интенсивность рассянного излучения

$$P' \approx \frac{e^4 N V}{6m^2 c^3} E_0^2 \frac{v_T}{v_0} , \qquad (50)$$

где V — объем рассеивающей области; соответствующее значение E₀ для когерентных плазменных волн дается уравнением (49). Эффективность трансформации энергии в солнечной короне — порядка 3·10⁻⁶.

Рассеяние на флуктуациях электронов обладает иными свойствами, так как эти флуктуации сами состоят из плазменных волн. В этом случае, если когерентная плазменная волна (ω , k) падает на волновую компоненту (ω_T , \mathbf{k}_T) флуктуаций в нагретой плазме, две волны взаимодействуют, создавая рассеянную волну (ω_s , \mathbf{k}_s):

$$\omega_s = \omega + \omega_T, \quad \mathbf{k}_s = \mathbf{k} + \mathbf{k}_T. \tag{51}$$

Этот процесс называется «комбинационным рассеянием». Так как плазменная волна существует только около ω_0 , причем ω и ω_T имеют значения, близкие к ω_0 , частота рассеянной волны равна приблизительно $2\omega_0$. Кроме того, можно найти решения ω_s и k_s, которые удовлетворяют соотношению (51) и дисперсионному уравнению (11) для электромагнитных волн на частоте $2\omega_0$. Это излучение Гинзбург и Железняков предлагают для объяснения гармоник всплесков II и III типа, считая, что основная гармоника обусловлена рэлеевским рассеянием. Экспериментальные доказательства такой интерпретации были приведены в разделе 2.2. Интенсивность рассеянной волны определяется формулой (см. ¹⁶⁵, § 25.— Прим. ред.)

$$P'' \approx \frac{2e^4 NV}{\sqrt{3}m^2 c^3} E_0^2 \frac{v_T^2}{v_0^2} \,. \tag{52}$$

4.6.4. Приложение к всплескам III типа. Мы исследуем теперь, следуя Гинзбургу и Железнякову³⁶, возможность интерпретации всплесков II и III типа как когерентных плазменных волн, возбужденных потоком быстрых электронов. Будем предполагать, что распределение скоростей в потоке имеет вид

$$f(v) = \frac{\sqrt{\pi}}{2\Delta v} \exp\left\{-\left(\frac{v-v_0}{\Delta v}\right)^2\right\},$$

где средняя хаотическая скорость $\Delta v \ll v_0$. Фазовая скорость волны близка к скорости, на которой $\frac{df}{dv}$ имеет положительный максимум (совпадает с (48)); следовательно,

$$\left(\frac{df}{dv}\right)_{v=v_{\overline{\Phi}}} \simeq (\Delta v)^{-2}$$
 [(53)

И

$$v_{\Phi} \simeq v_0 - \Delta v \simeq v_0. \tag{54}$$

Чтобы применить результаты уравнений (50) и (52) к солнечным явлениям, будем характеризовать радиоизлучение яркостной температурой T_b . Если излучение с площади A сосредоточено в диапазоне частот $\Delta \omega$ и в телесном угле $\Delta \Omega$, то

$$T_{b} = \frac{4\pi^{3}c^{2}P\left(\omega\right)}{\omega^{2}\varkappa\,\Delta\omega\,\Delta\Omega A} e^{-\tau},\tag{55}$$

где т обозначает оптическую толщину между источником и наблюдателем.

Используя уравнения (1), (49), (50), (53), (55) и полагая $k = \frac{\omega_0}{v_0}$, мы получим яркостную температуру излучения на основной гармонике:

$$T_{b}^{\prime} = \frac{1}{\kappa} \left(\frac{8}{3}\right)^{5} \pi^{3} \frac{e^{2}}{c} \frac{V e^{-\tau}}{\Delta \omega \, \Delta \Omega A} v_{T} \, \Delta v \left(\frac{v_{0}}{\Delta v}\right)^{9} N \left(\frac{N_{s}}{N}\right)^{8},$$

где N_s и N относятся к потоку и основной плазме соответственно и где предполагается, что $\frac{v_s}{v} \simeq \frac{N_s}{N}$. Подставим сюда численные значения соответствующие, по-видимому, всплесками III типа на частоте $\sim 100 M cu$, а именно: толщина источника $\frac{V}{A} = 10^9 cm$, $N = 10^6 cm^{-3}$, $\Delta \omega = 0.1 \omega \approx$ $\approx 2\pi \cdot 10^7 ce\kappa^{-1}$, $v_T = \Delta v = 7 \cdot 10^8 cm \cdot ce\kappa^{-1}$ (это соответствует $T \approx 10^6$ °K), $\Delta \Omega = \pi$ (полученный из наблюдений телесный угол излучения при наличии рассеяния), $\tau \sim 2$ (типичное расчетное значение) *). Тогда находим

$$T_b \sim 10^{16} \left(\frac{N_s}{N}\right)^8 \left(\frac{v_0}{\Delta v}\right)^9$$
.

Чтобы получить наблюдаемые яркостные температуры T_b порядка 10^{11} °K, необходимы следующие значения: $\frac{N_s}{N} \sim 0.02$ при $v_0 = -7 \cdot 10^9$ см.сек⁻¹ $\approx \frac{c}{4}$ и $\frac{N_s}{N} \sim 0.006$ при $v_0 = 1.4 \cdot 10^{10}$ см.сек⁻¹ $\approx \frac{c}{2}$. Следовательно, интенсивности всплесков III типа можно интерпретировать таким образом, если плотность потока составляет примерно 10^6 см⁻³ на соответствующем корональном уровне.

Отношение интенсивностей на первой и второй гармониках определяется из уравнений (50), (52) и (55):

$$\frac{T_b'}{T_b''} = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{v_0}{v_T} \frac{\Delta \omega''}{\Delta \omega'} \frac{\Delta \Omega''}{\Delta \Omega'} \frac{e^{-\tau'}}{e^{-\tau''}},$$

где число штрихов соответствует номеру гармоники. Полагая $\frac{v_0}{v_T} = 10$, $\frac{\Delta \omega''}{\Delta \omega'} = 2$ и считая, что в соответствии с наблюдениями $\Delta \Omega'' = 2\pi = 2\Delta \Omega'$,

^{*)} Мы приняли численные значения, несколько отличающиеся от использованных Гинзбургом и Железняковым: в частности, наше эмпирическое значение ΔΩ значительно больше, чем у русских авторов; последние используют ΔΩ, соответствующее сферически-симметричной атмосфере без неоднородностей. Наше значение уменьшает различие интенсивностей первой и второй гармоник.

получим

$$\frac{T'_{b}}{T'_{b}} = 46e^{-(\tau'-\tau'')}.$$

Для значения $\tau' - \tau'' = 1,5$ (например, $\tau' = 2$, как предполагалось выше, и $\tau'' = \tau' \left(\frac{\omega}{2\omega}\right)^2 = 0,5$) отношение $\frac{T_b'}{T_b'} = 10$. Это значение может соответствовать источнику в центре солнечного диска. Ближе к лимбу, если принять во внимание эффекты рассеяния, разница между оптическими толщинами становится больше и поэтому роль основной гармоники снижается; отношение $\frac{T_b'}{T_b'}$ становится равным единице, когда $\tau' - \tau'' \approx 4$.

Мы можем заключить, что интенсивности и отношение интенсивностей гармоник, предсказанные этой теорией, удовлетворительно объясняют результаты наблюдений всплесков III типа. Кроме того, теория привлекательна тем, что отсутствие третьей гармоники и гармоник более высокого порядка получается здесь совершенно естественно. Сомнения, выраженные Гинзбургом и Железняковым ⁷⁵ относительно реальности комбинационного рассеяния из-за отмеченной в ¹⁵⁸ когерентности между гармониками, по нашему мнению, неосновательны, так как существование такой когерентности маловероятно ³⁵.

4.6.5. Приложение к всплескам II типа. Если мы попытаемся объяснить всплески II типа на основе той же теории и предположим, что первоначальный поток обладает скоростью, характерной для всплесков II типа ($v_0 \sim 10^8 \ cm/ce\kappa$), мы сразу же встретимся с трудностями, так как теперь скорость потока много меньше скорости тепловых электронов. Более вероятно (это следует из экспериментальных данных и обсуждается в разделе 2.2), что источник всплесков II типа непрерывно выбрасывает электроны с высокими скоростями; это позволяет применить изложенную выше теорию. Сложная детальная проблема радиоизлучения II типа, с учетом ударной структуры агента, до сих пор еще не рассмотрена *).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В предыдущих главах мы рассмотрели, попытались связать между собой и упростить сложные наблюдения и интерпретацию солнечных всплесков. В настоящее время мы можем оценить результаты, полученные во время прошедшего цикла солнечной активности, и составить план исследований на следующий цикл.

Сейчас солнечная радиоастрономия моложе двух одиннадцатилетних солнечных циклов. Прогресс был очень быстрым: за короткое время солнечные радиоисследования изменили наши знания о солнечных вспышках, о влиянии Солнца на геофизические явления и об астрономических приложениях физики плазмы. Они способствовали также развитию методики радионаблюдений — от простой радиолокационной приемной системы во время второй мировой войны до аппаратуры с крайне высокой разрешающей способностью, необходимой теперь для радиоастрономических исследований. Во время следующего солнечного цикла, который начнется в 1965 г., мы можем ожидать дальнейших успехов в проведении все более тонких экспериментов, в изучении происхождения энергии, освобождаемой во время вспышки, и эффектов трансформации энергии

164

^{*)} Недавно эта проблема обсуждалась в работах ^{164,166}; см. примечание на стр. 111. (Прим. ред.)

потоков частиц в электромагнитное излучение. Направления, в которых должно идти усовершенствование техники наблюдений, совершенно ясны: поскольку интенсивность и поляризация радиоизлучения являются функциями времени, направления и частоты, необходимо проведение двухмерных наблюдений Солнца через малые интервалы времени на нескольких разумно выбранных частотах радиодиапазона. Необходимы также всесторонние спектральные наблюдения, перекрывающие весь радиодиапазон одновременно, а также измерения, позволяющие полностью определить поляризационные параметры. Мы считаем, что сопоставление и изучение исчерпывающих данных об отдельных событиях имеет большее значение, чем использование отрывочных данных о многих событиях. На практике ни одна обсерватория не может надеяться на исследование всех характеристик радиоизлучения; поэтому весьма желательны совместные усилия многих обсерваторий.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- G. C. Southworth, J. Franklin Inst. 239, 285 (1945).
 G. Reber, Astrophys. J. 100, 279 (1944).
 J. S. Hey, Nature 157, 47 (1946).
 L. H. Aller, L. Goldberg, F. T. Haddock and W. Liller, Astronomical Experiments Proposed for Earth Satellites (Univ. of Mich. Res. Inst. Rept., November 1058) November 1958).

- November 1958).
 F. G. S m ith, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 122, 527 (1961).
 R. C. Jennison, J. Brit. IRE 22, 205 (1961).
 J. P. Wild, J. D. Murray and W. C. Rowe, Australian J. Phys. 7, 439 (1954).
 K. V. Sheridan and C. F. Attwood, Observatory 82, 155 (1962).
 A. Maxwell, G. Swarup and A. R. Thompson, Proc. IRE 46, 142 (1958).
 F. T. Haddock, Proc. IRE 46, 3 (1958).
 C. W. Young, C. L. Spencer, G. E. Moreton and J. A. Roberts, Astrophys. J. 133, 243 (1961).
 O. Elgarov. Astrophys. Norvegica 7, 123 (1961).

- 12. O. Elgaroy, Astrophys. Norvegica 7, 123 (1961).
 13. M. H. Cohen, Proc. IRE 46, 172 (1958).
 14. J. P. Wild, 1959 Varenna School, Rend. Scuola Intern. fis., XII Corso, 1960,

- J. P. Wild, 1959 Varenna School, Rend. Scuola Intern. HS., All Corso, 1900, crp. 281.
 W. N. Christiansen, Proc. IRE (Australian) 20, 519 (1959).
 J. P. Wild and K. V. Sheridan, Proc. IRE 46, 160 (1958).
 S. Suzuki, Publ. Astron. Soc. Japan 11, 195 (1959).
 E. J. Blum, J. F. Denisse and J. L. Steinberg, Proc. IRE 46, 39 (1958).
 H. Tanaka and T. Kakinuma, Proc. Inst. Atmospherics (Nagoya Univ.) 3, 102 (1955).
 H. Tanaka, Rept. Ionosphere Space Res. Japan 14, 448 (1960).
 W. N. Christiansen, N. R. Labrum, K. R. McAlister and D. S. Mathewson, Proc. IEE 108, 48 (1961).
 E. J. Blum, Ann. Astrophys. 24, 359 (1961).

- E. J. Blum, Ann. Astrophys. 24, 359 (1961).
 E. G. Bowen, Nature, 195, 649 (1962).

- 23. E. G. Bowen, Nature, 195, 649 (1962).
 24. J. A. Roberts, Australian J. Phys. 12, 327 (1959).
 25. J. P. Wild, Australian J. Sci. Res. A, 3, 399 (1950).
 26. A. Maxwell and A. R. Thompson, Astrophys. J. 135, 138 (1962).
 27. M. Komesaroff, Australian J. Phys. 11, 201 (1958).
 28. Дж. П. Уайлд, К. В. Шеридани Дж. Г. Трент, всб. «Радиоастрономия», M., ИЛ, 1961, стр. 174.
 29. А. А. Weiss, The Positions and Movements of the Sources of Solar Radio Bursts of Spectral Type II. Australian J. Phys. (билогоцибликовия)
- A. A. Weiss, The Positions and Movements of the Sources of Solar Radio Bursts of Spectral Type II. Australian J. Phys. (будет опубликовано).
 G. Newkirk, Astrophys. J. 133, 983 (1961).
 J. P. Wild, J. A. Roberts and J. D. Murray, Nature 173, 532 (1954).
 K. C. Westfold, Phil. Mag. 2, 1287 (1957).
 R. G. Giovanelli and J. A. Roberts, Australian J. Phys. 11, 353 (1958).
 G. E. Moreton, Sky and Telescope 21, 145 (1961).
 S. F. Smerd, J. P. Wild and K. V. Sheridan, Australian J. Phys. 15, 180 (1962).
 B. Л. Гинзбург и В. В. Железняков, Астрон. ж. 35, 694 (1958).
 P. A. Sturrock, Nature 192, 58 (1961).

- 38. A. Maxwell, W. E. Howard and G. Garmire, J. Geophys. Res. 65, 3581 (1960). 39. J. P. Wild, K. V. Sheridan and A. A. Neylan, Australian J. Phys. 12,
- 369 (1959).
- 40. J. M. Malville, Astrophys. J. 135, 834 (1962). 41. J. P. Wild, Australian J. Sci. Res. A3, 541 (1950).

- 42. K. A k a b a n e and M. H. C o h e n, Astrophys. J. 133, 258 (1961).
 43. K. C. W e s t f o l d, Australian J. Sci. Res. A2, 169 (1949).
 44. A. A. W e i s s and K. V. S h e r i d a n, J. Phys. Soc. Japan 17, Suppl. AII, 223 (1962).
- 45. A. Maxwell and G. Swarup, Nature 181, 36 (1958)
- 46. Ф. Т. Хэддок, в сб. «Радиоастрономия», М., ИЛ, 1961, стр. 184. 47. R. Payne-Scott and A. G. Little, Australian J. Sci. Res. A5, 32 (1952) 48. H. W. Dodson, E. R. Hedeman and L. Owren, Astrophys. J. 118, 169
- (1953).
 49. T. Hatanaka and F. Moriyama, Rept. Ionosphere Res. Japan 6, 99 (1952).
 50. A. Boischot, Ann. Astrophys. 21, 273 (1958).
 51. D. J. McLean, Australian J. Phys. 12, 404 (1959).
 52. A. B. Thompson, J. Phys. Soc. Japan 17, Suppl. AII, 198 (1962).

- 52. A. R. Thom pson, J. Phys. Soc. Japan 17, Suppl. AII, 198 (1962).
 53. A. A. Weiss, The Type IV Solar Radio Bursts at Metre Wavelengths (будет опуб-
- ликовано). 54. M. R. K u n d u, J. Phys. Soc. Japan 17, Suppl. AII, 215 (1962).
- 55. M. Pick-Gutmann, Compt. rend. 250, 2127 (1960). 56. A. Boischot and M. Pick, J. Phys. Soc. Japan 17, Suppl. AII, 203 (1962). 57. M. Pick, Ann. Astrophys. 24, 183 (1961).

- 57. M. FICK, Ann. Astrophys. 24, 165 (1901).
 58. M. Morimoto, Publ. Astron. Soc. Japan 13, 285 (1961).
 59. M. R. Kundu and J. W. Firor, Astrophys. J. 134, 389 (1961).
 60. J. F. Denisse, Inform. Bull. SROE, No. 4, 3 (1960).
 61. T. Takakura, J. Phys. Soc. Japan 17, Suppl. AII, 243 (1962).
 62. J. M. Malville, High Altitude Obs. Sci. Rept., No. 6 (1961).
 63. B. P. P. P. Soc. Soc. Japan 46. 5.

- 63. R. Payne-Scott and A. G. Little, Australian J. Phys. 4, 508 (1951).
 64. P. Simon, Ann. Astrophys. 19, 122 (1956).
 65. A. D. Fokker, Studies of Enhanced Solar Radio Emission of Frequencies near 200 MHZ, Doctoral Thesis (Univ. of Leiden, Netherlands, 1960).

- 66. H. W. Dodson, Proc. IRE 46, 149 (1958).
 67. A. Malinge, Ann. Astrophys. 23, 574 (1960).
 68. J. P. Wild, Australian J. Sci. Res. A4, 36 (1951).
 69. В. Виткевичи М. В. Горелова, Астрон. ж. 37, 622 (1960).
 70. J. P. Wild and K. V. Sheridan, Proc. IRE 46, 160 (1958).
 74. Я. А. Хабо К. и. аб. Сортородоку М. И. 4064 стр. 369.
- 71. Я. А. Хёгбом, в сб. «Радиоастрономия», М., ИЛ, 1961, стр. 248. 72. S. J. Goldstein, Astrophys. J. 130, 393 (1959).

- 5. J. Goldstell, Astrophys. J. 130, 395 (1959).
 73. K. Kai, Publ. Astron. Soc. Japan 14, 1 (1962).
 74. S. Suzuki, Ann. Tokyo Astron. Obs. 7, 75 (1961).
 75. В. Л. Гинзбурги В. В. Железняков, Астрон. ж. 38, 3 (1961).
 76. В. Л. Гинзбурги В. В. Железняков, в сб. «Радиоастрономия», М., ИЛ, 1961, стр. 559.
 77. В. О. Тийсков С. А. В. с. Келезняков, в сб. «Радиоастрономия», М., И. 1961, стр. 559.

- 71. R. Q. Twiss and J. A. Roberts, Australian J. Phys. 11, 424 (1958).
 78. T. Takakura, Publ. Astron. Soc. Japan 8, 182 (1956).
 79. J. A. Roberts, Australian J. Phys. 11, 215 (1958).
 80. K. V. Sheridan and C. Attwood, Observatory 82, 155 (1962).
 81. A. Maxwell, G. Swarup and A. R. Thompson, Proc. IRE 46, 142 (1958).
 82. H. W. Dodson, E. R. Hedeman and A. E. Covington, Astrophys. J. 440 544 (4954) 541 (1954). 119.
- · 83. A. E. Covington and G. A. Harvey, J. Roy. Astron. Soc. Can. 52, 161 (1958).

 - 84. T. Takakura, Publ. Astron. Soc. Japan 12, 55 (1960).
 85. M. R. Kundu, Ann. Astrophys. 22, 1 (1959).
 86. M. R. Kundu and F. T. Haddock, IRE Trans. Antennas Propagation
 - AP-9, 82 (1961).
- АР-9, 82 (1961).
 87. М. Р. Кундю, в сб. «Радмоастрономия», М., ИЛ, 1961, стр. 219.
 88. О. Насhenberg and G. Wallis, Z. Astrophys. 52, 42 (1961).
 89. К. Каwabata, Rept. Ionosphere Space Res. Japan 14, 405 (1960).
 90. М. R. Kundu, Astrophys. J. 134, 96 (1961).
 91. М. R. Kundu, Compt. rend. 246, 2740 (1958).
 92. A. E. Covington and G. A. Harvey, Nature 192, 152 (1961).
 93. М. R. Kundu, J. A. Roberts, C. L. Spencer and J. W. Kuiper Astrophys. J. 133, 255 (1961).
 94. T. Takakura, Publ. Astron. Soc. Japan 12, 352 (1960).
 95. R. F. Mullaly and T. Krishnan, Australian J. Phys. 16, 8 (1963).
 96. T. Takakypa, B сб. «Радмоастрономия», М., ИЛ, 1961, стр. 548.

- 96. Т. Такакура, в сб. «Радиоастрономия», М., ИЛ, 1961, стр. 548.

- 97. А. Е. Соvington, J. Roy. Astron. Soc. Can. 45, 157 (1951). 98. К. Акаbane, Ann. Tokyo Astron. Obs. 6, 57 (1958). 99. Х. Танака и Т. Какинума, в сб. «Радиоастрономия», М., ИЛ, 1961, стр. 211.
- 100. H. Tanaka and T. Kakinuma, J. Phys. Soc. Japan 17, Suppl. AII, 211 (1962).
 101. T. Kakinuma, Proc. Res. Inst. Atmospherics (Nagoya Univ.) 5, 71 (1958).
 102. M. H. Cohen, Astrophys. J. 133, 978 (1961).
 103. A. R. Thompson and A. Maxwell, Astrophys. J. 136, 546 (1962).
 104. T. Kakinuma and H. Tanaka and A. Maxwell, Astrophys. J. 136, 546 (1962).
- 104. T. Kakinuma and H. Tanaka, Proc. Res. Inst. Atmospherics (Nagoya
- Univ.) 8, 39 (1961). 105. T. Takakura and K. Kai, Publ. Astron. Soc. Japan 13, 94 (1961). 106. T. Krishnan and R. F. Mullaly, Australian J. Phys. 15, 86 (1962).
- 107. T. Takakura, Publ. Astron. Soc. Japan 12, 325 (1960). 108. A. E. Covington and H. W. Dodson, J. Roy. Astron. Soc. Can. 47, 207 (1953).
- 109. H. Tanaka and T. Kakinuma, Proc. Res. Inst. Atmospherics (Nagoya Univ.) 7, 1 (1960). 110. А. Э. Ковингтон, в сб. «Радиоастрономия», М., ИЛ, 1961, стр. 159. 111. R. G. Giovanelli, Australian J. Phys. 11, 350 (1958).

- 112. M. A. Ellison, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 109, 3 (1949).

- 113. R. G. Athay and G. E. Moreton, Astrophys. J. 133, 935 (1961).
 114. M. Kundu, J. Geophys. Res. 66, 4308 (1961).
 115. K. A. Anderson and J. R. Winckler, J. Geophys. Res. 67, 4103 (1962).
- 116. O. H a c h e n b e r g, 1959 Varenna School, Rend. Scuola Intern. fis., XII Corso, 1960, crp. 217; O. Hachenberg and A. Kruger, J. Atmosph. Terr. Phys. 17, 20 (1959). 117. M. A. Ellison, S. M. P. McKenna and J. H. Reid, Dunsink Obs. Publ.
- **1**, <u>1</u> (<u>1</u>960).
- 118. L. E. Peterson, and J. R. Winckler, J. Geophys. Res. 64, 697 (1959).
- 119. C. de Jaeger, Space Research (H. Kallmann Bijl, Ed.), North Holland, Amsterdam, 1960, стр. 628).
- P. A. Sweet, 6th Intern. Astron. Union. Symp. Electromagnetic Phenomena Cosmical Phys. (Stockholm, 1956), 1958, crp. 123.
 T. Gold and F. Hoyle, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 120, 89 (1959).
 A. B. Severny, Trans. Intern. Astron. Union. Moscow, 1958 (Cambridge,
- 122. A. D. Severny, Trans. Intern. Astron. Union. Moscow, 1958 (Cambridge, 1960), crp. 647.
 123. B. Bell, Solar Radio Bursts of Spectral Types II and IV: Their Relationship to Optical Phenomena and Geomagnetic Storms (будет опубликовано).
 124. M. A. Ellison, S. M. P. McKenna and J. H. Reid, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 122, 491 (1961).
 125. H. W. D. edge. D. P. B. B. B. B. B. B. M. edge. The Mathematical Action Mathematical Actions 123.

- 125. H. W. Dodson-Prince, E. R. Hedeman, Intern. Astron. Union Gen.

- 125. H. W. Dodson-Prince, E. R. Hedeman, Intern. Astron. Union Gen. Assembly (Berkeley, 1961).
 126. A. Boischot et J. F. Denisse, Compt. rend. 245, 2149 (1957).
 127. Y. Hakura and T. Goh, J. Radio Res. Lab. Japan 6, 635 (1959).
 128. A. Maxwell and A. R. Thompson, Nature 185, 89 (1960).
 129. C. S. Warwick and M. W. Haurwitz, J. Geophys. Res. 67, 1317 (1962).
 130. J. F. Denisse, A. Boischot and M. Pick-Gutmann, Space Research (H. Kallmann-Bijl, Ed.), North Holland, Amsterdam, 1960, crp. 637.
 131. M. R. Kundu and F. T. Haddock, Nature 186, 610 (1960).
 132. K. Sakurai and H. Maeda, J. Geophys. Res. 66, 1966 (1961).
 133. W. A. Stein and E. P. Ney, J. Geophys. Res. 68, 65 (1963).
 134. K. Sinno and Y. Hakura, Rept. Jonosphere Space Res. Japan 12, 296 (1958).
 135. P. Simon, Ann. Astrophys. 23, 102 (1960).
 136. J. H. Piddington, Phil. Mag. 46, 1037 (1955).
 137. J. F. Denisse et J. L. Delcroix, Theorie des ondes dans les plasmas, Dunod, Paris, 1961. Dunod, Paris, 1961.
- 138. Дж. А. Ратклифф, Магнито-ионная теория и ее приложения к ионосфере,
- M., MJ, 1962.
 139. J. J. Thompson and G. P. Thompson, Conduction of Electricity in Gases, 3rd ed., Cambridge, 1933.
 Gases, 3rd ed., Cambridge, 1933.
- 140. D. Bohm and E. P. Gross, Phys. Rev. 75, 1851 (1949).
 141. J. C. Jaeger and K. C. Westfold, Australian J. Sci. Res. A3, 376 (1950).
 142. R. Q. Twiss, Australian J. Phys. 11, 564 (1958).
 143. G. Bekefi and S. C. Brown, Amer. J. Phys. 29, 404 (1961).
 144. P. A. C. Scheward, Warthly Net, Berg, Astron. Soc. 420, 224 (4960).

- 144. Р. А. G. Scheuer, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 120, 231 (1960). 145. G. Elwert, Z. Naturforsch. 3a, 477 (1948). 146. S. F. Smerd and K. C. Westfold, Phil. Mag. 40, 831 (1949). 147. J. Schwinger, Phys. Rev. 75, 1912 (1949). 148. К. Н. Степанов, ЖЭТФ 35, 283 (1958).

- 149. В. Л. Гинзбург и В. В. Железняков, Астрон. ж. 36, 233 (1959). 150. Т. Какіпиша and G. Swarup, Stanford Radio Astron. Inst. Publ., No. 17
- (1962).
- 151. J. H. Oort and Th. Walraven, Bull. Astron. Inst. Neth. 12; 285 (1956).
 152. A. Boischot et J. F. Denisse, Compt. rend. 245, 2194 (1957).
 153. M. H. Cohen, Phys. Rev. 123, 711 (1961).
 154. D. Bohm and E. P. Gross, Phys. Rev. 75, 1864 (1949).

- 155. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ 16, 574 (1956).
- 156. I. B. Bernstein, J. M. Greene and M. D. Kruskel, Phys. Rev. 108,

- 150. 1. B. Bern Stork, C. L. 151.
 546 (1957).
 157. J. F. Den isse, Compt. rend. 253, 1539 (1961).
 158. R. C. Jenn ison, Observatory 79, 111 (1959).
 159. J. P. Wild, The Solar Corona (J. W. Evans, Ed.), Academic Press, New York and London, 1963, crp. 115.
- Proc. Intern. conf. on Cosmic Rays and the Earth Storms, Kyoto, 1961, Part. II.
 Proc. Phys. Soc. Japan 17, Suppl. AII (1962).
 M. R. Kundu and S. F. Smerd, Information Bull. Solar Radio Obs., No. 11
- (1962).
- 163. A. Boischot and J. W. Warwick, J. Geophys. Res. 64, 683 (1959).

литература, добавленная при шереводе

- 164. В. В. Железняков, Астрон. ж. (в цечати).
- 165. В. В. Железняков, Радиоизлучение Солнца и планет, М., Изд-во «Наука», 1964.
- 166. С. Б. Пикельнер и М. А. Гинцбург, Астрон. ж. 40, 154 (1963). 167. В. В. Железняков и Е. Я. Злотник, Астрон. ж. 40, 633 (1963).
- 168. В. Железняков, Астрон. ж. (в печати).
 169. А. А. Веденов, Е. П. Велихов и Р. З. Сагдеев, Ядерный синтез 1, 82 (1961).
 170. Б. А. Трубников, ДАН СССР 118, 913 (1958).
 171. Б. А. Трубников, в сб. «Физика плазикы и проблема управляемых термо-
- ядерных реакций, т. 4, М., Изд.-во АН СССР, 1958, стр. 305. 172. В. В. Железняков, Изв. вузов (Радиофизика) 2, 14 (1959). 173. R. Q. Twiss, Phil. Mag. 8, 1249 (1963). 174. V. L. Ginzburg, V. V. Zheleznyakov and V. Ya. Eidman, Phil.

- Мад. 7, 451 (1962). 175. V. L. Ginzburg and V. V. Zheleznyakov, Phil. Mag. (в печати). 176. В. Я. Эйдман, ЖЭТФ 34, 131 (1958); 36, 1335 (1959).

- 177. А. А. Андропов, Изв. вузов (Радиофизика) 4, 861 (1961). 178. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, M., 1960.