1974г. Июль

I.

Том 113, вып. 3

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

i.

14.4

523.755

-

## РАДИОВСПЛЕСКИ В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ\*)

#### Дж. Уайлд, С. Смерд

### содержание

| 1.      | Всплески III типа   | 504 |
|---------|---|-----|
|         | а) Энергия электронов (504). б) Космические наблюдения (505). 1) Скорость |     |
|         | источника и модели электронной плотности (505). 2) Температура среды      |     |
|         | (508). — в) Теория генерации (509). г) Роль коронального магнитного поля  |     |
|         | (511). д) Распространение и рассеяние излучения (513).                    |     |
| 2.      | Всилески II типа  | 515 |
|         | а) Структура источника: наблюдения и теория (517). б) Рефракция ударных   |     |
|         | волн (520). в) Гармоники (520). г) Расщепление (521).                     |     |
| 3.      | Движущиеся всплески IV типа   | 523 |
|         | а) Спектр синхротронного излучения в плазме (523). б) Наблюдаемые разно-  |     |
|         | видности движущихся всплесков IV типа (524). 1) Поднимающийся ударный     |     |
|         | фронт (524). 2) Расширяющаяся магнитиая арка (526). 3) Изолированное      |     |
|         | плазменное облако (527).  |     |
| 4.      | Корональные пульсации и ускорение частиц                                  | 528 |
| $\Pi_1$ | рпложение   | 530 |
| Цi      |   | 531 |

<sup>\*\*</sup> Настоящий обзор призван дополнить на современном уровне статью Уайлда, Смерда и Вейсса «Солнечные всплески»<sup>1</sup>, которая появилась на страницах этого издания девять лет назад \*\*). С тех пор опубликованы сотни работ и тематика исследований настолько расширилась, что в обзоре такого объема, как этот, мы вынуждены ограничиться рассмотрением лишь некоторых вопросов.<sup>1</sup> Обзор посвящен радноизлучению, которое вызывается возмущениями, распространяющимися в короне (всплески II и III типов и движущиеся всплески IV типа) и их роли в явлении вспышки. В течение последнего десятилетия, благодаря появлению космических и новых форм паземных наблюдений, а также развитию теории плазмы, в понимании природы этих всплесков был достигнут<sup>1</sup> значительный прогресс.

При таком ограничении области рассмотрения мы оставляем в стороне некоторые важные темы, в частности, целый класс микроволновых всплесков и их связь с рентгеновским излучением. Эти вопросы хорошо освещены в обзорах Такакуры<sup>2, 3</sup>. Из рассмотрения исключены также дециметровые всплески, длинноволновой континуум и шумовое излучение стационарных источников в короне. природа которых еще недостаточно ясна.

<sup>\*)</sup> J. P. Wild, S. F. Smerd, Solar Bursts, Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 10, 159 (1972). Перевод В. В. Фомичева п И. М. Чертка, под редакцией В. В. Железнякова.

Дж. Уайлд и С. Смерд — ведущие сотрудники крупнейшей радиоастрономической обсерватории в Калгуре (Австралия).

<sup>\*\*)</sup> Перевод обзора <sup>1</sup> см. УФН 84, 99 (1964). (Прим. ред.)

За период, который охватывается настоящим обзором, были опубликованы монографии Железнякова<sup>4</sup>, Кунду<sup>5</sup> и Ааронса (см. <sup>6</sup>), в которых подробно освещены вопросы спорадического радиоизлучения Солнца.

#### 1. ВСПЛЕСКИ НІ ТИПА

Всплески III типа, характеризующиеся малой длительностью и быстрым дрейфом от высоких частот к низким (рис. 1), являются самыми обычными среди всплесков.



Рис. 1. Всплески III типа с гармонической структурой.

За всплеском III типа следует кратковременный континуум V типа. Динамический спектр получен в Калгуре 26 июля 1970 г. в 01<sup>h</sup>00<sup>in</sup>,5.

взрыва в виде повторяющихся выбросов длительностью < 1 сек. Электроны, которые генерируют классические всплески III типа, распространяются вдоль открытых силовых линий через корону в межпланетное пространство, однако в некоторых разновидностях всплесков III типа электроны захватываются корональным магнитным полем. Электроны таких же энергий, будучи захваченными в сильных магнитных полях в низких слоях солнечной атмосферы, генерируют импульсные микроволновые и рентгеновские всплески.

а) Э нергия электронов. В соответствии с плазменной гипотезой <sup>1</sup> мы отождествляем частотный дрейф со скоростью извергнутого облака электронов (обычно (0,3-0,4)c на метровых волнах; c — скорость света в вакууме). Вопрос о том, движутся ли электроны по спирали вдоль силовых линий с достаточно большими питч-углами, способными повлиять на оценку их кинетической энергии, был решен в работе Стюарта<sup>8</sup>. Он показал, что динамические спектры значительной части всплесков свидетельствуют о постоянстве направленного движения, начиная с нижних слоев солнечной атмосферы и вплоть до высот ~  $2R_{\odot}$ . Этот результат указывает на то, что составляющая скорости электронов, пер-

генерируемых в солнечной короне. Они могут возникать спорадически в виде отдельных всплесков, небольших связанных групп или в виле продолжительных бурь. Наблюдения на очень низких частотах (~ 1 Мгц) показали, что в течение одного полного оборота Солнца в активной области могут генерироватьсотен тысяч ся несколько всплесков 7. Олнако эти всплески занимают особое место среди явлений, связанных с солнечными вспышками, поскольку они появляв виде компактных ются групп интенсивных всплесков, длящихся 1-2 мин, во время взрывной фазы, в течение которой происходит быстрое выделение основной части энергии вспышки. Они обычно интерпретируются как излучение быстрых электронов, извергаемых во время

пендикулярная к магнитному полю, мала. Тогда в предположении о радиальном движении (заведомо справедливом на больших высотах) появляется возможность прямого вычисления энергии электронов по величине измеренной скорости. Рис. 2, полученный на основе выполнепных ранее спектральных и позиционных наблюдений, показывает, что энергия электронов, ответственных за всплески III типа, лежит в интервале 20— 100 кэв.

Иногда предполагается (см. раздел в) гл. 1), что источниками всплесков являются протоны, а не электроны. В этом случае энергия частиц должна составлять 20 —

— 200 Мэв вместо 10—100 кэв. Одпако протоны с такими энергиями были зарегистрированы в межпланетном пространстве только после круп-



Рис. 2. Распределение кинетической энергии частиц, вызывающих всплески III типа.

При расчете энергии движение электронов предполагалось радиальным. Данные о скорости электронов получены Уайлдом, Шериданом и Нейланом<sup>9</sup>.



Рис. 3. Спектры электронов для явлений, в которых наблюдались электроны и протоны (а) и только электроны (б).

Первые связаны главным образом с сильными вспышками (балл 2 и 3, всплески II и IV типов). Вторые связаны с небольщими вспышками (субеспышки, вспышки балла 1, всплески III типа, импульсные микроволновые всплески, жесткие рентгеновские всплески)<sup>12</sup>.

ных вспышек, тогда как всплески III типа могут вызываться настолько слабыми явлениями, что они не обнаруживаются оптическими или какими-либо другими методами. С другой стороны, новым значительным вкладом в исследование этого вопроса явилось прямое обнаружение в межпланетном пространстве импульсных потоков солнечных электронов, близко связанных со всплесками III типа и другими явлениями, сопровождающими взрывную фазу вспышки <sup>10-12</sup>. Потоки электронов достигают окрестности Земли спустя 30 мин после взрывной фазы, и их энергия (рис. 3, б) лежит в диапазопе ниже 100 кэе, что согласуется с энергиями, рассчитанными по всплескам III типа. (Энергетическое распределение электронов, связанных со взрывной фазой, по-видимому, характеризуется более крутым спадом, чем распределение частиц, ускоренных в ходе последующего развития мощных явлений (рис. 3, a).)

б) Космические наблюдения. 1) Скорость источника и модели электронной плотности. Значительный прогресс в наших знаниях о всплесках III типа был достигнут в последние годы в связи с проведением космических экспериментов. Такие эксперименты дают возможность наблюдать всплески на очень низких частотах (вплоть до 0,2 *Мгц* и ниже) и продвинуть область, из которой наблюдается плазменное излучение, в межпланетную среду до расстояний, близких к земной орбите <sup>7, 13-20</sup>. Пример динамического спектра, а также временные профили всплеска III типа на таких низких частотах приведены на рис, 4.

Интерпретация этих новых данных сильно зависит от того, какая модель электронной плотности предполагается для межиланетной среды.





Эти данные получены при помощи радиоастрономического спутника RAE-17.

Наблюдения на метровых волнах показали, что источники всплесков III типа распространяются вдоль корональных лучей. При анализе первых спутниковых данных была использована экстраполированная модель такого коронального луча<sup>13</sup>; для скорости источника было получено значение (0,1-0,15)c, что свидетельствовало о его замедлении. Однако впоследствии Гартц<sup>14</sup> предположил, что электронная плотность луча в 15 раз превышает значения плотности, полученные Блэквеллом и Петфордом<sup>21</sup> для периода минимума солнечной активности; эта модель луча хорошо согласуется с моделью, полученной из других данных в предположении гидростатического равновесия вдоль границы луча. Среднее значение скорости агента, вычисленное по частотному дрейфу, оказалось равным 0,35 c, что хорошо соответствует результатам, полученным на метровых и декаметровых волнах. Аналогичные результаты были получены также Александером с сотрудниками<sup>17</sup>.

Необходимость отыскания таких методов определения скорости источника, которые не зависели бы от предполагаемой модели, была очевидной. Первые результаты такого рода были получены из наблюдений одного или двух всплесков III типа на частотах 0,2 и 1 *Мец* с борта спутника, вращающегося вокруг Луны<sup>16</sup>. Определение положения проводилось или по известному вращению диаграммы направленности антенны при вращении спутника, или с использованием более точного метода затмения Луной. Методы были остроумными, по результаты оказались ограниченными; тем не менее для одного события можно было заключить, что излучение на частоте 0,2 *Мец* исходило из областей, удаленных от Солнца

на расстояние  $\sim 1$  а. е.  $(245R_{\odot})$ , а пе 3,5 $R_{\odot}$ , как ожидал автор на основании других измерений межпланетной среды. Соответствующая скорость источника составляла (0,4-0,5) с.

Следующий важный шаг в определении скорости источника независисимо от модели плотности удалось сделать Фэйнбергу и Стоуну<sup>19</sup> с использованием космических и наземных наблюдений. На основании наблюдений бури всплесков III типа, которая длилась в течение половины периода вращения Солнца, они показали, что средняя скорость частотного дрейфа систематически изменялась с долготой (с максимумом в момент прохождения активной области через центральный меридиан), и определили величину этого изменения (рис. 5). Так как на больших расстояниях от Солнца траектория движения источников является существенно радиальной, то такие долготные изменения следуют из простых геометрических соображений при учете





Гистограммы построены по данным о 1500 всплесках, зарегистрированных во время бури, которая наблюдалась в течение 17 дней. Разброс скоростей дрейфа за данный день, вероятно, обусловлен неоднородностью плотности вдоль траектории агента, а не изменением его скорости. Долгогная зависимость связывается с тем, что дополнительное расстояние, которое на пути к наблюдателю проходит излучение всплесков III типа на более высокой частоте (1,6 Mau), уменыщается с долготой по закону косинуса <sup>19</sup>.

конечной величины скорости распространения радиоволн. Отсюда путем подбора кривой, описывающей наблюдаемую долготную зависимость, легко получить абсолютную величину средней скорости движущихся источников. Таким методом авторы получили, что в диапазоне высот  $11-40 R_{\odot}$  скорость агентов равна 0,37 с, что опять-таки хорошо согласуется с величиной, полученной на метровых волнах. Они смогли исследовать также кривизну траектории и получили для скорости солнечного ветра на этих высотах значение 380 км/сек.

Из этого анализа (с привлечением результатов наблюдений на метровых волнах) следует вполне убедительный и интригующий вывод о постоянстве скорости движения источников всплесков III типа (обычно (0,3-0,4) с), начиная от места их зарождения в нижних слоях соднечной атмосферы до расстояний 1 а. е. Этот вывод согласуется с наблюдениями быстрых электронов в межиланетном пространстве, о которых мы упоминали ранее.

В рамках плазменной гипотезы эти результаты могут быть использованы также для определения электронной плотности вдоль траектории источников, проходящей, вероятно, в корональных лучах. Таким методом Фэйнберг и Стоун <sup>20</sup> получили модель (рис. 6), которая основана на единственном предположении (не являющемся критичным для больших расстояний), что излучение на частоте 2,8 *Мгц* генерируется на высоте 11,6  $R_{\odot}$ . В этой модели снова значения плотности оказываются гораздо более высокими (на фактор 16), чем величины, характерные для спокойного Солнца в период минимума. Этот фактор следует уменьшить в четыре раза, если, как это предполагается в <sup>22</sup>, всплески генерируются





Расчет плотности основан на определении расстояний между плазменными уровнями для шести частот в диапазоне 2,8—0,5 Мгц по соответствующим временным задержкам (см. рис. 5). Исходным было предположение, что плазменный уровень 2,8 Мгц расположен на расстоянии 11,6 R<sub>☉</sub> от Солнца. В случае, если всплески представляют собой валучение на второй гармовике, фактор, на который расчетные величны плотности превышают соответствующие значения для спокойного Солнца, следует понизить с 16 до 4. Штриховкой на расстоянии 1 а.е. отмечен результат Слыша по определению направления прихода ивлучения на 0,2 Мгц <sup>20</sup>. на второй гермонике плазменной частоты, и, возможно, надо уменьшить еще сильнее, если принять во внимание эффекты рассеяния (см. раздел д))\*).

Наконец, всегла существует возможность, что излучение в межпланетном пространстве имеет место не на первой или второй гармониках плазменной частоты, а на значительно более высоких частотах. Такое предположение сделано Слышем 16, который предложил новый механизм генерации, основанный на теории Гайлитиса и Цытовича<sup>23</sup>. Можно надеяться, что дальнейшие прямые измерения электронной плотности в корональных лучах на больших расстояниях от Солнца позволят решить этот вопрос.

2) Температура среды. Если, как обычно считается, экспоненциальный спад интенсивности, характерный для профилей всплесков III типа на фиксированной частоте, обусловлен столкновительным затуханием

плазменных колебаний в источнике, то скорость затухания может служить мерой температуры окружающей среды<sup>1</sup>. Этот метод дает приемлемые величины температуры в областях короны, где генерируются всплески на метровых и декаметровых волнах<sup>24</sup>, но приводит к чрезвычайно низким значениям на больших расстояниях в межпланетном пространстве<sup>14, 17</sup>. Привлекательное объяснение такого расхождения было дано в рамках динамической теории Зайцева, Митякова и Рапопорта<sup>22</sup> (см. раздел в)), которые предположили, что в межпланетной среде (где время прохождения протяженного источника через данную точку на его траектории мало́ по сравнению с временем между соударениями) спад интенсивности связан с затуханием Ландау на хвосте потока \*\*). В таком случае значения температуры межпланетной среды, вычисленные по формуле для затухания за счет соударений, должны быть заниженными.

<sup>\*)</sup> Преимущественная генерация всплесков III типа на второй гармонике, отмечавшаяся ранее в <sup>33</sup>, была доказана в ходе ракетных наблюдений Хэддоком и Альваресом <sup>116</sup>. (Прим. ред.)

<sup>\*\*)</sup> На это обстоятельство было указано в статье <sup>33</sup>. (Прим. ред.)

в) Теория генерации. Первая попытка сформулировать последовательную теорию генерации всплесков III типа была предпринята Гинзбургом и Железняковым, и в нашем предыдущем обзоре мы следовали именно их трактовке<sup>1</sup>. Согласно этой теории поток быстрых электронов (или протопов), пронизывая тепловую плазму, возбуждает когерентные плазменные волны; при рассеянии этих волн на электронной «шубе», окружающей тепловые поны, возникает излучение на основной илазменной частоте (рэлеевское рассеяние), а при рассеянии на электронных плазменных волнах теплового происхождения — излучение на второй гармонике (комбинационное рассеяние). С тех пор теория всплесков III типа интенсивно развивалась. и, хотя первопачальная теория больше не считается полностью справедливой, некоторые ее основные положения (например, черенковское возбуждение плазменных волн и их трансформация в электромагнитные путем рассеяния) остаются в силе.

Старрок <sup>25</sup> указал на две основные трудности этой теории. Первая трудность состоит в том, что генерация второй гермоники посредством рассеяния когерентных плазменных волн на хаотическом ансамбле слабых тепловых плазменных волн оказывается чрезвычайно малоэффективным процессом по сравнению с рассеянием одной фурье-компоненты плазменных волн, возбуждаемых потоком, на другой. Поэтому от первого процесса отказались и обычно рассматривают последний \*).

Второе замечание Старрока оказалось более фундаментальным и труднопреодолимым. В первоначальной теории предполагалось, что между усилением энергии плазменных волн, генерируемых потоком, и потерей энергии при столкновительном затухании устанавливается состояние равновесия. Старрок отметил, что такое состояние равновесия никогда не может быть достигнуто, поскольку при обычных условиях двухпучковая неустойчивость должна была бы приводить к нарастанию плазменных волн со скоростью много большей, чем скорость затухания за счет соударений, что озпачало бы прекращение пеустойчивости. Такое нарастание должно происходить за счет энергии частиц потока; при этом на абсурдно малом расстоянии имело бы место сильное замедление потока. Вопрос о том, как сохранить поток в условиях двухлучковой неустойчивости, оказался довольно трудным. Но эта проблема представляет огромный интерес: в то время как в лабораторных условиях любая попытка сохранить поток частиц в плазме заканчивается неудачей из-за развития бесконечного разнообразия неустойчивостей, здесь мы имеем свидетельство того, как поток электронов, не разрушаясь, проходит расстояние от нижних слоев солнечной атмосферы по крайней мере до орбиты Земли, двигаясь просто в соответствии с первым законом Ньютона.

Проблема стабилизации потока иллюстрируется диаграммами, приведенными на рис. 7, где показано одномерное распределение по скоростям f(v) тепловых электронов и группы быстрых электронов. Первоначально (a) быстрые электроны образуют отдельный поток. Затем плазменные волны, фазовая скорость которых близка к  $v_0$ , т. е. приходится на область, где паклон f(v) положителен, будут нарастать, поскольку количество электронов, имеющих скорость несколько бо́льшую, чем  $v_0$  (такие электроны, взаимодействуя с волнами, успливают их), превышает число электронов с песколько меньшей скоростью (для них имеет место обратный

<sup>\*)</sup> Генерация радпоизлучения на удвоенной плазменной частоте вследствие рассеяния возбужденных потоком плазменных воли на возбужденных же плазменных волнах происходит в источниках излучения V типа <sup>40</sup>. Для всплесков III типа положение сложнее: там вторая гармоника возникает в результате комбинационного рассеяния возбужденных плазменных воли на фоне плазменных воли, который в свою очередь создается за счет рэлеевского рассеяния возбужденных плазменных воли на флуктуациях илотности плазмы <sup>33</sup>. (Прим. ред.)

процесс). Это означает, что нарастание плазменных волн сопровождается сглаживанием горба на функции распределения потока по скоростям (б). Этот процесс продолжается до тех пор, пока на распределении в конце



Рис. 7. Одномерные распределения по скоростям для потока электронов, проходящего через тепловую плазму.

Последовательно показано, как под влиянием двухпучновой неустойчивости дискретный пучок трансформируется в плато на функции распределения (е). концов не образуется плато (в). На этой стадии отдельный поток перестает существовать. Время образования плато задается выра-

жением (см. <sup>26</sup>)

$$\tau_{\pi\pi} = \frac{N}{N_s} \left(\frac{\Delta v_s}{v_s}\right)^2 \frac{1}{\omega_p} ,$$

где  $N_s$ ,  $v_s$  и  $\Delta v_s$  — плотность частиц, скорость и дисперсия скоростей в потоке, а Nи  $\omega_p$  — плотность и угловая плазменная частота среды. Отсюда следует, что даже при сравнительно небольшой плотности частиц в потоке  $N_s/N = 10^{-6}$  для  $\Delta v_s/v_s =$  $= 10^{-1}$  и  $\omega_p = 5 \cdot 10^8 \ ce \kappa^{-1}$  (т. е.  $f_p = 80 \ Meq$ ) имеем  $\tau_{n\pi} = 2 \cdot 10^{-5} \ ce \kappa$ . Любой процесс, способный стабилизировать поток, должен действовать за более короткое время. Поэтому затухание за счет соударений, характерное время которого для этой части короны  $\tau_{coyg} \ge 1 \ ce \kappa$ , очевидно, не удовлетворяст этому требованию.

Один из способов решения проблемы состоит в том, чтобы найти другие, более быстрые процессы, при которых рассеяние и диссипация когерентных плазменных волн происходит со скоростью, равной скорости их возбуждения (после того как амплитуда волн достигает определенного уровня). Авторы различных теорий предложили целый ряд таких процессов рассеяния. Так, Старрок <sup>27</sup> постулировал существование в источнике ионно-акустических волн нетеплового происхождения; Каплан и Цытович <sup>28</sup> пытались достичь стабилизации посредством индуцированного рассеяния на ионах фоновой

плазмы; наконец, Мелроуз<sup>29,30</sup> предположил, что рассеяние происходит на ионных плазменных волнах, возбуждаемых обратным током, который должен течь в фоновой плазме для того, чтобы была сохранена локальная нейтральность плазмы. Эти теории и трудности, с которыми они сталкиваются, рассмотрены в работах<sup>26, 29-34</sup>.

Смит и Фунг<sup>35</sup> утверждают, что ни один из известных процессов не является достаточно эффективным для стабилизации электронного потока. Вместо этого они предполагают, что потоки, ответственные за всплески III типа. могут быть протонными, а не электронными, и в этом случае, как они показали, стабилизация становится возможной. Однако с учетом данных, приведенных в разделе а) гл. 1, отказ от гипотезы электронных потоков представляется преждевременным до тех пор. пока не будут получены определенные новые свидетельства в пользу противоположной точки зрения \*).

<sup>\*)</sup> Одновременные наблюдения на расстоянии 1 а. е. быстрых электронов от Солнца и радиовсплесков III типа на низких частотах, которые провели Лин, Эванс и Фэйнберг<sup>127</sup>, определенно указывают на электронный характер потоков, возбуждающих всплески III типа. (Прим. ped.)

В упомянутых теориях не учитывались конечные размеры движущегося пучка электропов — характеристики, которая, как оказалось, может играть весьма важную роль <sup>22, 36</sup>. Более быстрые частицы потока стремятся сконцентрироваться на переднем фронте потока, а плотность частиц с медленной скоростью уменьшается. Однако, поскольку быстрые частицы замедляются, а медленные ускоряются плазменными волнами, может иметь место процесс динамической перекачки энергии. Особый интерес представляет ситуация, которая возникает вблизи переднего фронта потока, где в некоторой области плотность быстрых частиц превышает плотность медленных частиц и таким образом в этой области непрерывно сохраняется условие положительности градиента f(v) (рис. 7,  $\delta$ ). Для одномерного случая эффект переднего фронта, а также эф-

фекты соударений и индуцировапного рассеяния учтены в теории, разработанной Желез-пяковым и Зайцевым <sup>26, 33</sup> и развитой затем Зайцевым, Митяковым и Рапопортом <sup>22</sup>. Авторы пытаются объяснить основные наблюдательные свойства всплесков III типа, включая работе 22 новые характерив стики всплесков, обпаруженные при космических наблюдениях (см. раздел б) гл. 1). Эта теория представляется многообещающей, однако окончательную оценку ей можно будет дать только спустя некоторое время, необходимое для критического анализа основных положений теории.

Понять природу всплесков III типа можно гораздо глубже,



Рис. 8. Амплитуда плазменного излучения, которое генерпруется при инжекции в иопосферу прямоугольного импульса электронов с энергией 35—45 кэв длительностью 16 мсек. Эти данные получены в ходе ракетного эксперимента <sup>38</sup>.

если в лабораторных условиях будут предприняты контролируемые эксперименты по исследованию радиоизлучения пучков электронов. К сожалению, такие эксперименты пока не проводились из-за трудностей при моделировании крупномасштабной плазмы низкой плотности. Однако недавно был осуществлен важный ракетный эксперимент в ионосфере (часть эксперимента «электронное эхо», предложенного Уинклером<sup>37</sup>); в нем измерялось радиоизлучение, генерпруемое пучками электронов с энергисй 35—45 кж, которые были инжектированы в поносферную плазму <sup>38</sup>. Наиболее интенсивное излучение имело место на плазменной частоте (~ 5 Мги). Пучки электронов имели прямоугольную форму и длительность 16 мсек. Авторы рассчитывали зарегистрировать быстрый подъем интенсивности излучепия в начале пучка, за которым должно было следовать плато длительностью 16 мсек. Однако на самом деле они наблюдали интенсивное излучение только из окрестности переднего фронта пучка (рис. 8). Этот экспериментальный результат, по-видимому, служит обнадеживающей поддержкой тем теориям, которые отождествляют источник излучения III типа с передним фронтом потока.

г) Роль коронального магнитного поля. Возможная конфигурация магнитного поля в источнике всплеска III типа показана на рис. 9. Она основана на опубликованных данных и идеях. Предполагается, что внезапное ускорение и выброс электронов происходит в неустойчивой области, содержащей противоположно направленные силовые линии. Некоторая часть выброшенных электронов распространяется вдоль открытых силовых линий около нейтральных плоскостей (которые, как предполагается, служат очертанием корональных лучей) и вызывает классические всплески III типа. Другая часть инжектируется в районы с закрытой конфигурацией магнитного поля. Если пучок электронов движется точно вдоль крупномасштабных петлеобразных структур



Рис. 9. Схематическая конфигурация магнитного поля, иллюстрирующая различные возможные траектории движения электронов, ускоренных во время взрывной фазы вспышки (заштрихованная область), в случаях классического всплеска III типа, всплеска V типа и U-всплеска.

и размывается из-за дисперсии скоростей на удаленном конце, то генерируется U-всплеск. Если же электроны захватываются и отражаются в магнитных полях такой конфигурации, то они могут вызвать кратковременное (~ 1 мин) континуальное излучение всплеск V типа. Последняя гипотеза, высказанная Вейссом и Стюартом <sup>39</sup>, становится особенно привлекательной, если предцоложить, что радиоизлучение генерируется в результате комбинационного рассеяния плазменных волн, распространяющихся навстречу друг другу. Такая ситуация может иметь место, если плазменные волны излучаются потоками электронов. которые пвижутся противоположных направлениях 40. в

Недавно появилась возможность проверить модель такого рода с помощью радиогелиографа на частоте 80 Мгц. В случае плазменной природы механизма излучения наблюдения на этом инструменте дают информацию об электронных потоках, когда они пересекают уровни на высотах 0,6  $R_{\odot}$  (основной тон) и 1  $R_{\odot}$  (вторая гармоника).

Во-первых, — что касается электронов, движущихся вдоль открытых силовых линий, — расчеты показывают, что без учета когерентных эффектов группа энергичных электронов, изотропно инжектированных в область расходящегося нейтрального слоя, быстро образует дискретный пучок. Этот пучок электронов распространяется в сторону уменьшения поля через удлиненный конус, широкий в плоскости нейтрального слоя и узкий в перпендикулярном направлении <sup>41, 42</sup>. Наблюдения на радиогелиографе, выполненные Мак-Лином<sup>43</sup>, подтверждают, что иногда источники всплесков III типа в составе групп располагаются на солнечном диске вдоль линии, составляющей в некоторых случаях заметную часть солнечного радиуса Во-вторых, -- что касается электронов, захваченных в закрытых петлеобразных структурах, — наблюдения на радиогелиографе указывают на больщое смещение между положениями источников восходящей и нисходящей ветвей U-всплеска (рис. 10), а также между положениями источнпков всплеска V типа и связанного с ним всплеска III типа (рис. 11). В последнем случае, в соответствии с предсказаниями модели, угловые размеры источника всплеска V типа значительно превышают размеры источника всплеска III типа.

Другим доказательством того, что всплески III типа генерируются в районах слабого магнитного поля, является отсутствие или низкая степень круговой поляризации излучения. Исходя из отсутствия поляризации, Кой<sup>46</sup> нашел, что в области генерации всплесков па частоте 80 *Мгц* напряженность магнитного поля не превышает 0,14 э. Приведенные здесь доказательства слабости окружающих магнитных полей противоречат тем теориям всплесков III типа, в которых требуются



Рис. 10. Источники U-всплеска на частоте 80 *Мгц* по наблюдениям на радиогелиографе. Зарсгистрированы два источника, соответствующие восходящей и нисходящей ветвям динамического спектра всплеска. Такая структура источников интерпрегируется как излучение, которое вызывают электроны, движущиеся вдоль петлеобразных силовых линий магнитного поля, при пересечении плазменных уровней 80 *Мгц*<sup>44</sup>.

значительно более сильные поля, как, например, в синхротронной теории Кукса и Судана<sup>47</sup>, предполагающей когерентное излучение основной и второй гармоник гирочастоты.

д) Распространение радиоизлучения от источника до земного паблюдателя Распространение радиоизлучения от источника до земного паблюдателя определяется рефракцией на крупномасштабных структурах и рассеянием на относительно мелкомасштабных пеоднородностях. Эти эффекты важны, в частности, при интерпретации радиогелиограмм. Рассеяние представляет особый интерес, так как без пего выход излучения лэнгмюровской частоты с плазменного уровня невозможен, если не считать узкого конуса, ориентированного вдоль градиента электронной плотности. Первые систематические исследования рассеяния были выполнены Фоккером <sup>48</sup>, который показал, что рассеяние может привести к увеличению угловых размеров и сдвигу видимого положения источников. Более полный статистический расчет траекторий лучей с учетом эффектов рефракции и ноглощения пооведен Стейнбергом с сотрудниками <sup>49</sup> и Риддлом <sup>50</sup>. Эти работы поло-

9 УФН, т. 113, вып. 3

жили начало исследованиям радиогелиограмм всплесков III типа, хотя в них не были учтены эффекты крупномасштабных неоднородностей, например, корональных лучей.

Одним из наиболее критических экспериментов при анализе явлений, связанных с эффектами распространения, могут служить наблюдения на радиогелиографе источников основного тона и гармоники одного и того же всплеска III типа. Такие наблюдения на 80 *Мгц* подтверждают





Рис. 11. Источники всплесков III и V типов на частоте 80 *Мгц* по наблюдениям на радиогелиографе.

Источник всллеска V типа (тонкие контуры) характеризуется большими угловыми размерами и смещен относительно источника предшествующего ему всплеска III типа (жирные контуры). Интенсивности соседних контуров относятся как 2 : 1. На рисунке указаны максимальные значения яркостных температур источников <sup>45</sup>.

давний, довольно неуверенный результат, полученный на интерферометрах (см. <sup>1</sup>); согласно последнему направления прихода излучения основного тона и гармоники практически совпадают 51. В подавляющем болышинстве случаев, проанализированных в <sup>51</sup>, радиальное расстояние обоих источников от центра диска оказалось почти равным; смещение имело место главным образом в направлении, перпендикулярном к радиусу. Первоначально этот странный результат рассматривался как свидетельство того, что излучение, выхоисточника, направлено дящее из преимущественно в сторону солнечной поверхности и достигает наблюдателя после отражения в короне<sup>1</sup>. Дополнительные теоретические аргументы в пользу этой идеи были приведены Железняковым и Зайцевым 33, частности, для случая, в когда скорость агента всплесков III типа превышает c/2. Однако в работе Ридпла <sup>50</sup> показано, что совместное действие эффектов рефракции в сферически-симметричной короне и рассеяния на случайных неоднородно-

стях может привести к тому, что излучение точечного изотропного источника на частоте основного тона и гармоники будет фиксироваться исходящим из протяженных источников с почти одинаковым местоположением. Аналогичный результат был получен также для случая, когда излучение генерируется в источнике, имеющим полярную диаграмму направленности, рассчитанную Железняковым и Зайцевым <sup>33</sup> при скорости агента с/3.

Риддл подтвердил также результат, полученный ранее Фоккером, что наблюдаемые протяженные источники всплесков III типа могут фиксироваться в результате рассеяния излучения, генерируемого источником гораздо меньшего углового размера. Если это справедливо, то яркостная температура всплесков III типа на метровых волнах может оказаться значительно более высокой, чем оценивается наблюдателями ( $\leq 10^{11}$  °K).

Теория рассеяния, как иллюстрирует рис. 12, показывает, что видимое положение источников, в которых генерируется излучение на основной плазменной частоте, может существенно отличаться от истинного положения. Это означает, что электронная плотность в корональных лучах, рассчитанная по наблюдаемому положению всплесков в предположении прямолинейного распространения, может оказаться завыщенной. До некоторой степени это может быть скомпенсировано, если учесть рефракцию в самом корональном луче.

Фоккер 52 обратил внимание на интересный парадокс: анализ рассеяния, проведенный, в частности, Стейнбергом с сотрудниками 49, показывает, что время прихода к наблюдателю рассеянных лучей от точечного источника обнаруживает значительный разброс (порядка 0,05 сек).

При учете этого факта трудно понять наличие линейно поляризованных всплесков, о которых сообщалось в 53-57, так как эффект Фарадея должен замывать поляризацию. Авторы обзора не могут дать объяснения этому явлению. Можно лишь сообщить, что недавно наш коллега Грогнард 58 не обнаружил какой-либо линейной поляризации в случайным образом отобранных 20 группах всплесков III типа. Грогнард использовал корреляционный метод, который позволил в значительной степени исключить эффекты, обусловленные отражением сигнала от Земли. т. е. эффекты, которые могут легко превратить круговую поляризацию в эллиптическую \*). Поскольку во всяком случае некоторые из опурезультатов бликованных трудно объяснить паразитными эффектами, то следует критически пересмотреть результаты этих сложных измерений.

#### 2. ВСПЛЕСКИ 11 ТИПА

Всилески II типа, которые характеризуются медленным дрейфом излучения от высоких частот к низким (рис. 13), происходят гораздо реже, чем всплески III типа, и обычно сопровождаются крупными вспышками. Исходя из плазменной гипотезы. установлено, что частотный дрейф соответствует скорости порядка 10<sup>3</sup> км/сек, а движущийся агент отождествляется с бесстолк-



Рис. 12. Расчетная диаграмма, иллюстрирующая влияние рассеяния и рефракции в сферически-симметричной солнечной короне на излучение частоты 80 Мгц.

Сплошными кривыми обозначены контуры, со-ответствующие интенсивностям 1/2 и 1/4 от маответствующие интенсивностям 1/2 и 1/4 от ма-исимальной; излучение создается изотропным точесным источником F, расположенным вбли-зи плазменного уровня 80 Мгц (точнее, на плазменном уровне 78 Мгц). Штриховые кон-туры соответствуют излучению второй гармо-ники от аналогичного источника H, локализо-ванного на уровне 40 Мгц. При расчетах при-нята модель Ньюкирка для сферически-симме-тричной и спокойной короны, содержащей случайные флуктуации плотности, относитель-ная средняя величина (До/О) и характельно ная средняя величина ( $\Delta \rho / \rho$ ) и характерные размеры ( $\Delta x$ ) которых связаны соотношением  $\Delta \Delta p/n$  ( $\Delta p/n$ ) ( $\Delta x/R = \sqrt{5}$  (например,  $\Delta p/p = 0.05$ ,  $\Delta x/R = 0.0005$ ), где R — расстояние от центра Солнца. Точки  $H_D$  и  $H_R$  соответствуют нари солици, точки и р и и реобластовуют на правлениям прихода прямых и отраженных лучей для излучения второй гармоники в от-сутствие случайных флуктуаций плотности. Источники расположены на долготе 67°,5 от-носительно центрального меридиана (неопу-бликованные данные; см. <sup>50</sup>).

новительной магнитогидродинамической ударной волной, которая образуется в результате взрыва во время флэш-фазы вспышки.

Ударная волна иногда может обнаруживаться оптически, когда она распространяется через переходный слой между хромосферой и короной. Первые оптические наблюдения в крыльях линии  $H_{lpha}$ , осуществленные Мортоном, Рамзеем и Смит, позволили обнаружить волнообразные явле-

<sup>\*)</sup> Более полные результаты этих исследований недавно опубликованы в 118. Анализ наблюдений 50 групп всплесков III типа на 80 *Мгц* не обнаружил линейной поляризации излучения, превышающей 10%. (Прим. ред.)

ния, распространяющиеся от вспышки и охватывающие значительную площадь на солнечном диске. Один из замечательных примеров этого



Рис. 13. Всплеск II типа, обнаруживающий гармоническую структуру с расщеплением. Это явление, выбранное из-за его простоты, было зарегистрировано 9 октября 1969 г. в Калгуре.

эффекта был зарегистрирован 20 сентября 1963 г. <sup>59</sup>, который, как было установлено, точно совпадал по времени со всплеском II типа в составе



Рис. 14. Источники излучения на частоте 80 *Мгц* в сложном явлении 4 сентября 1968 г.

Вспышка (×), по-видимому, вызвала направленную ударную волну, которая дала четыре источника всплеска II типа, расположенных по дуге (B, 1-4), и движущийся источник всплеска IV типа  $(M_1 \rightarrow M_2)$ . Биполярный всточник шумовой бури развился позднее. Это явление иллюстрирует также большой разброс положений источников всплесков III типа (тонкие контуры) в момент флэш-фазы вспышки  $K^{6}$ .

сложного радиовсплеска. Это не оставило никаких сомнений в том, что за оба явления была ответственна одна и та же ударная волна <sup>60, 61</sup>. Физика видимых волн и возможность их происхождения в переходном слое между хромосферой и короной обсуждалась Мейером <sup>62</sup> и Учидой <sup>63</sup>.

Прохождение расширяющейся ударной волны возмущает плазму в солнечной атмосфере. Холодное плотное вещество, из которого состоят темные волокна, наблюдаемые на диске, активизируется и обнаруживает массовое движение. Как правило, сначала движение происходит в сторону поверхности, а затем вещество движется от Солнца<sup>64</sup>. Совместные оптические и радионаблюдения показали далее, что ударная волна может не только вызвать эрупцию чрезвычайно удаленных протуберанцев (более чем на 1 R<sub>O</sub> от области вснышки), но и привести к выходу высокоэнергичных частиц, необходимых лля объяснения внезапного возникновения радиоизлучения над удаленными протуберанцами 65 \*).

(тонкие контуры) в момент флэш-фазы вспышки <sup>65</sup>. Обнаруживается также по хорошо известным явлениям в верхней атмосфере Земли и межпланетном пространстве, однако детальная связь между этими эффектами и всплесками II типа еще не установлена.

<sup>\*)</sup> Мак-Крэккен и Рао <sup>66</sup> на основе этих данных пытались объяснить довольно широкий разброс по долготе источников солнечных космических лучей, которые наблюдаются после некоторых крупных всиышек.

а) Структура источника: наблюдения и теория. Основные повые данные о всплесках II типа, полученные из наблюдений на радиогелиографе \*), относятся к пространственному распределению яркости как функции времени. Источники всплесков имеют большие размеры ( $\sim 1/2 R_{\odot}$ ) и характеризуются быстрыми вариациями распределения яркости <sup>61, 67</sup>. В нескольких случаях три или четыре источника появлялись вдоль широкой дуги, центр которой располагался в области вспышки: на рис. 14 (источник B) и рис. 15 (источники A, C и D) показаны примеры явлений, происходящих в центре диска и на лимбе. Такие наблюдения согласуются с общепринятой плазменной гипотезой,



Рис. 15. Мощное лимбовое явление 30 марта 1969 г.

Подробные данные показывают, что вспышка (протонное событие) произощла за лимбом в районе × приблизительно в 02<sup>h</sup>45<sup>m</sup>. Приведенные гелиограммы на частоте 80 *Мгц* были получены в 02<sup>h</sup>50<sup>m</sup> (a) и 03<sup>h</sup>03<sup>m</sup> — 06<sup>m</sup> (б). Всплески II типа генерировались в источниках *А*, *С* и *D*. Источник *B* давал континуальное излучение <sup>69</sup>.

согласно которой излучение генерируется при пересечении ударной волной плазменного уровня (0,6  $R_{\odot}$  над фотосферой для 80 Mгц). Они показывают также, что конус излучения ударной волны может быть чрезвычайно широким: на рис. 14 и 15 угол, под которым видна эта дуга из области оптической вспышки, составляет 150 и 200° соответственно, хотя не все различные части многокомпонентных источников существуют одновременно. Поскольку в обоих случаях источники, как это видно из рисунков, располагаются по дуге с центром во вспышке, возникает вопрос — почему излучение ограничено дискретными секторами дуги? Ответ на этот вопрос, по-видимому, даст важные данные о природе МГД-ударной волны, распространяющейся в короне, и о процессах генерации радиоизлучения. Сейчас мы рассмотрим существующие теории механизмов генерации всплесков II типа и посмотрим, какие области короны могут служить источником излучения.

В последние годы для объяснения всплесков II типа предложены две теории. Первая, выдвинутая Пикельнером и Гинцбургом <sup>70</sup> и затем развитая Железняковым <sup>71</sup> и Зайцевым <sup>72, 73</sup>, основывается па ламинарной теории слабых бесстолкновительных ударных воли, распростраияющихся перпендикулярно к магнитному полю. Когда соударения в плазме

<sup>\*)</sup> Подробный список работ, выполненных на радногелиографе, приведен в обзоре Уайлда <sup>45</sup>.

несущественны, МГД-ударный фронт имеет осцилляторную структуру, состоящую из серии «солитонов». Возьмем систему координат, неподвижную относительно ударного фронта. Пусть ударная волна распространяется вдоль оси x, а магнитное поле направлено вдоль оси z (рис. 16). Тогда неоднородность магнитного поля в солитонах вдоль оси x будет заставлять электроны дрейфовать вдоль оси y в плоскости ударного фронта. Если ударная волна является достаточно сильной, то скорость электронного дрейфа будет превышать тепловую скорость электронов в окружающей плазме и во фронте будут возбуждаться плазменные



Рис. 16. Модель бесстолкновительной ударной волны, предложенная Пикельнером и Гинцбургом <sup>70</sup> для объяснения генерации всплесков II типа. волны. Эти плазменные волны дают радиоизлучение благодаря, например, хорошо известным процессам рассеяния, привлекаемым для объяснения всплесков III тина (см. раздел в) гл. 1). Условие генерации плазменных волн записывается в виде \*)

$$\frac{v}{v_A} > 1 + \frac{3}{8} \left( \frac{8\pi N \varkappa T}{H^2} \right)^{1/3}$$
 (1)

при условии, что

$$\frac{H^2}{8\pi} \gg N \varkappa T$$

(здесь v — скорость ударного фронта,  $v_A$  — альвеновская скорость, N — электронная плотность, T — температура, H — напряжен-

ность магнитного поля,  $\varkappa$  — постоянная Больцмана). Используя эту теорию, Фомичев и Черток<sup>74</sup> получили оценки магнитного поля в короне по начальным частотам всплесков II типа, причем начало излучения отождествлялось с моментом, когда ударная волна становится достаточно сильной и начинает выполняться неравенство (1).

В рамках этой самосогласованной теории для генерации радиоизлучения предпочтительными будут те районы, где корональное магнитное поле *перпендикулярно* к направлению распространения ударной волны, т. е. районы, где поле является преимущественно поперечным по отношению к радиальному направлению.

Вторая теория была предложена Тидманом <sup>75</sup> и подробно рассмотрена Тидманом, Бирмингемом и Стейнером <sup>76</sup>, которые считают, что теория недостаточно развита, чтобы предсказать структуру ударных волн в плазме. Эти авторы основывают свою теорию скорее на эмпирических представлениях о поведении головной земной ударной волны в солнечном ветре. Так, предполагается, что за ударным фронтом, распространяющимся под произвольным углом к направлению внешнего магнитного цоля, следует область турбулентной плазмы с хаотическими полями и сверхтепловыми электронами (рис. 17). Турбулентное магнитное поле за фронтом ударной волны удерживает энергичные электроны в этом районе. Эти электроны черенковским механизмом возбуждают в тепловой плазме некогерентные плазменные колебания, которые затем рассеиваются обыч-

<sup>\*)</sup> Неравенство (1) не виолне точное. Согласпо <sup>119</sup> условие генерации плазменных воли во фронте бесстолкновительной ударной волны имеет вид  $v/v_A > 1 + + (3/4) (8\pi N \approx T/H^2)^{1/3}$ . (Прим. ped.)

ным образом и дают повышенное излучение на основной и второй гармониках плазменной частоты.

В этой теории, в отличие от первой, районы, где направление распространения ударной волны перпендикулярно к магнитному полю, не имеют никаких преимуществ для излучения. Наоборот, ее экспериментальная база основывается только на случае распространения ударпой волны параллельно магнитному полю.

Имеющиеся пока данные (основанные на нескольких примерах, таких, как на рис. 14 и 15) указывают на локализацию источников всплесков II типа в районах, где распространение параллельно магнитному полю. Эти сведения были получены при первой попытке восстановить картину круппомасштабного коропального магнитного поля на определенный день по данным о фотосферных полях (см. <sup>77</sup>) и путем последующего наложения на нее радиогелиограмм с целью определить направление поля вблизи каждого источника.

Два всплеска, приведенные на рис. 14 и 15. проанализировали таким методом Ньюкирк <sup>77</sup>, Далк, Альтшулер и Смерд <sup>78</sup> соответственно. В обоих случаях сопоставление показывает, что некоторые источники излучения «предпочитают» районы, где поле направлено радиально от места вспышки. В работе <sup>78</sup> было отмечено также, что полученные результаты подтверждаются:

1) наблюдениями источников всплесков II типа, часто располагающихся в тех же самых районах, где находились источники предшествующих всплесков III типа (агенты классических всплесков III типа вне всякого сомнения движутся вдоль радиальных силовых линий);

2) выводом о том, что источники всплесков II типа, иногда наблюдаемых до частот  $\sim 10 Mey$ , должны заведомо располагаться в радиальных полях.

На этом основании они делают вывод, что во многих случаях ударные волны распространяются параллельно корональному магнитному полю.

Данные о преимущественном расположении источников в районах параллельного распрострацения согласуются с теорией Тидмана и непосредственно не свидетельствуют в пользу теории перпендикулярных ударных воли, предложенной Пикельнером и Гинцбургом. Для преодоления противоречия между этими результатами и ламинарной теорией Зайцев<sup>73</sup> предположил, что ударная волна вызывается дискретным облаком плазмы, извергпутым из области вспышки. При этом силовые линии перед сгустком искажаются так, что становятся, по существу, перпендикулярными к направлению движения на значительной части фронта. Однако данные, приведенные в разделе в) гл. 1, указывают на то, что выброшенные плазменные облака генерируют скорее движущиеся всплески IV типа, а не всплески II типа.

Другая причина, почему параллельные ударные волны кажутся более важными, чем перпендикулярные, состоит в следующем. В любой теории для появления излучения необходимы достаточно интенсивные ударные волны, т. е. достаточно большие значения магнитных чисел Маха  $M = v/v_A$ . Для данной величины v число Маха M увеличивается с ростом плотности и уменьшением магнитного поля; поэтому можно ожидать, что ударные волны будут канализироваться вдоль путей с минимальным полем и максимальной плотностью. Такие условия, по-видимому, реализуются внутри существенно радиальных корональных лучей.

В обеих рассмотренных выше теориях генерация излучения происходит за фронтом ударной волны, т. е. в области с повышенной электронной плотностью. Это означает, что оценки электронной плотности по основной частоте излучения относятся не к спокойной короне, а к временно уплотненной области \*). Поэтому можно ожидать, что на данной частоте радиовсплески II и III типов будут генерироваться на различных высотах. Статистические данные в пользу такого предсказания в настоящее время отсутствуют, но в нескольких случаях <sup>69</sup> для одного и того же явления на лимбе положения источников всплесков II и III типов были неразличимы. Этот вопрос требует тщательного экспериментального исследования, так как в случае подтверждения равенства высот источников всплесков II и III типов необходимо искать такие модели всплесков II типа, в которых генерация излучения происходит перед ударным фронтом. Одна такая теория недавно была предложена Смитом <sup>80</sup>.

б) Рефракция ударных волн. При первоначальном анализе явления, показанного на рис. 14, Кэй 68 отметил, что источники всплеска II типа располагались вдоль полуокружности, ориентированной к востоку от области вспышки, что свидетельствует о распространении ударной волны в некотором определенном направлении. Он отметил, что с противоположной (западной) стороны от области вспышки располагался стабильный биполярный источник, указывающий на наличие сильного коронального магнитного поля в этом районе. Он интерпретировал это явление как прямое экспериментальное доказательство отражения ударной волны от «магнитной стенки», которая препятствовала ее распространению в западном направлении (см. также 77). Этот эффект был теоретически предсказан Учидой <sup>63</sup>. Аналогично, при обсуждении явления (см. рис. 15), которое было связано со вспышкой за лимбом Солнца, Смерд 69 отметил, что, судя по наблюдаемому положению источников всплеска II типа, ударная волна распространялась от вспышки вдоль искривленной траектории. Он предположил, что искривление траектории может быть следствием рефракции или распространения ударной волны вдоль криволинейных силовых линий. Следует отметить, что такие данные о рефракции МГД-волн служат наблюдательным основанием для утверждения о возможности канализации ударных волн вдоль областей со слабым неоднородным магнитным полем.

в) Г а р моники. Одним из основных свойств всплесков II типа является то, что излучение со сравнимой интенсивностью имеет место на основной частоте и на второй гармонике (более высокие гармоники отсутствуют). Это послужило основанием для гипотезы, согласно которой всплески возникают в результате возбуждения плазменных колебаний. Первые интерферометрические наблюдения (см. <sup>1</sup>) дали неожиданный результат: оказалось, что при наблюдениях на фиксированной частоте fисточник второй гармоники (связанный с плазменной частотой f/2) располагается по крайней мере на таком же расстоянии от центра Солнца, как и источник основного тона. Этот вывод был подтвержден Далком, Риддлом и Грогнардом (см. <sup>45</sup>) при двумерных измерениях на радиогелиографе. Они показали также, что во всех четырех изученных случаях проекции источников основного тона и второй гармоники были удалены примерно на

<sup>\*)</sup> Ван-Берен и Куперус <sup>79</sup> предположили, что если всплески II типа генерируются за фронтом ударной волны, то скорости источника, вычисленные по спектральным давным, содержат значительные ошибки, так как не известно, насколько повышена плотность во фронте ударной волны. Однако необходимо помнить, что современные модели электронной плотности, используемые для таких вычислений, основаны на эмпирических данных, которые получены путем прямых измерений положений радиоисточников. Таким образом, полученые значения скорости, хотя и грубые, не должны по этой причине содержать систематические ошибки. (Задача об определении скорости ударной волны, а также электронной плотности и напряженности магнитного поля в короне по наблюдаемым характеристикам всплесков II типа была решена в <sup>120</sup>, <sup>121</sup>.) (Прим. ред.)

равное расстояние от вспышек, но смещены в поперечном направлении. При интерпретации этих явлений (не считая одного случая, когда источныки были локализованы вблизи центра), по-видимому, необходимо принять, что излучение источника второй гармоники первоначально распространяется в сторону солнечной поверхности и приходит к наблюдателю после отражения в короне. Что касается поперечных смещений, то они могут быть следствием рефракции в корональных лучах, которые, как было установлено, существовали в это время. Следует отметить, что при предварительном анализе этих измерений не принимались во внимание эффекты расссяния в короне. Их учет может видоизменить этот вывод (см. раздел д) гл. 1).

г) Расщепление. Расщепление каждой гармонической полосы на две или большее число компонент, разделенных частотным интервалом  $\sim 10\%$  средней частоты (см. рис. 13), уже давно рассматривается как

ключ к пониманию природы всплесков II типа. В последние годы предложены три интерпретации расщепления:

1) Интерпретация, основанная 🗳 на разделении  $\Lambda f \approx f_H^2/2f_p (f_H \ll f_p)$ между частотами магнитно-ионного резонанса в плазме для предельных случаев поперечного и продольного распространения (см. <sup>1</sup>), первоначально предложенная Старроком, была затем тщательно разработана Тидманом, Бирмингемом и Стейнером 76, которые включили ее в свою теорию генерации всплесков II типа, упо-минавшуюся в разделе а) гл. 2. Две дискретные частоты появляются как следствие предположения об анизотроином распределении нетепловых электронов в турбулентной области за фронтом ударной волны. Для того чтобы объяснить наблюдаемую величину расщепления, необходимо, что-бы на высоте  $7 \cdot 10^5 \ \kappa \varkappa \ (f_p = 40 \ Meu)$ напряженность магнитного поля со-



Рис. 17. Модель бесстолкновительной ударной волны, предложенная Тидманом, Бирмингемом и Стейнером<sup>76</sup> для объяснения генерации всилесков II типа.

ставляла 7 э, а на высоте  $3 \cdot 10^5 \ \kappa m \ (f_p = 120 \ Meu) - 27$  э (рис. 17). 2) Интерпретация, основанная на эффекте Допплера, была предложена Железняковым<sup>71</sup> и развита Зайцевым<sup>72</sup>, а также Фомичевым и Чертком<sup>81</sup>. Эта интерпретация вытекает из модели всплесков II типа, выдвинутой Пикельнером и Гинцбургом<sup>70</sup>. Мы уже видели, что в данной модели радиоизлучение приписывается рассеянию плазменных колебаний, возбуждаемых в электронном газе, который дрейфует в плоскости фронта ударной волны (в *y*-направлении) со скоростью  $v_{\pi p}$ . Направление этого поперечного дрейфа определяется градиентом магнитного поля dH/dx и в соответствии со знаком dH/dx противоположно в соседних слоях осциляторного фронта ударной волны (см. рис. 16). Предполагается, что трансформация плазменных волн в электромагнитные происходит на рассеивающих центрах и волнах, дрейфующих вместе с электронным газом; поэтому частота излучения, принимаемого неподвижным наблюдателем, сдвигается (в положительную или отрицательную сторону) вследствие эффекта Допплера. Результирующее допплеровское расщепление — порядка  $(2v_{\rm дp}/c) f_p$  для основного тона и вдвое больше для гармоники. Величины расщепления, близкие к наблюдаемым, получаются при разумном значении скорости дрейфа  $v_{\rm дp} \sim 2.40^9$  см/сек.

3) Интерпретация, предложенная Мак-Лином <sup>82</sup>, основана на простых геометрических соображениях: когда сферический фронт ударной волны пересекает куполообразные контуры электронной плотности в короне над активными областями, излучение возникает преимущественно на двух или трех уровнях, определяющих две или три частоты, на которых интенсивность оказывается повышенной. Мак-Лин рассмотрел идеализированную количественную модель (с учетом магнитного поля) и, исходя из некоторых простых естественных предположений, рассчитал динамический спектр всилеска II типа. Расчетный всплеск оказался расщепленным и в общих чертах напоминал наблюдаемый.

Теперь мы рассмотрим, насколько каждая из этих интерпретаций согласуется с наблюдательными данными.

Теория 1) сразу же встречается с рядом трудностей, поскольку требует наличия сильных магнитных полей в короне. Вейсс<sup>83</sup> обратил внимание на то, что верхнюю границу  $H_{\rm max}$  напряженности магнитного поля вблизи источника всплеска II типа можно оценить по измеренной скорости источника. Такая оценка получается просто, исходя из того, что скорость ударной волны должна быть больше альвеновской:

$$H < H_{\rm max} = v \, (4\pi\rho)^{1/2},\tag{2}$$

где  $\rho$  — корональная плотность. Вейсс показал, что значения  $H_{\rm max}$  определенные по наблюдаемой скорости источников всплесков II типа, намного ниже, чем величины, которые вытекают из теории Старрока — Тидмана. Можно полагать, что аргумент Вейсса относится к невозмущенному корональному полю и справедлив только для слабых ударных волн или для моделей, в которых излучение всплесков II типа происходит перед ударным фронтом. Однако, как показано в Приложении, аргумент Вейсса справедлив также в случае, когда предполагается, что излучение генерируется за фронтом ударной волны, в области повышенной плотности и напряженности поля.

Теория 2) на первый взгляд кажется привлекательной, поскольку она является естественным следствием общей теоретической модели. Однако она вызывает некоторые сомнения, о которых шла речь в разделе а) гл. 2; эти сомнения касаются недостаточного согласия с наблюдениями всей теории в целом. Но, по нашему мнению, эта теория расщепления вызывает более серьезное возражение, состоящее в том, что неоднородности (ионы или ионные плазменные волны), ответственные за рассеяние на частоте основного тона, не движутся вместе с дрейфующими электронами; поэтому допплеровский сдвиг частоты излучения на основном тоне пренебрежимо мал по сравнению с указанной величиной ( $v_{np}/c$ )  $f_p$  \*).

Теория 3), разработанная только в рамках двумерной модели, указывает на тенденцию, согласно которой в полосах обеих гармоник низкочастотная компонента расщепления начинается раньше высокочастотной

<sup>\*)</sup> Это замечание основано на недоразумении. Во фронте ударной волны, где электроны дрейфуют относительно ионов со скоростью  $v_{\rm AP} > v_{\rm T}$  ( $v_{\rm T}$  — тепловая скорость электронов), трансформация плазменных волн в электромагнитные происходит только за счет чисто электронных флуктуаций. Ионы не принимают участия в трансформации плазменных волн в электромагнитные, так как их скорость близка к фазовой скорости плазменных волн. В результате допилеровский сдвиг частоты радиоизлучения порядка ( $v_{\rm AP}/c$ )  $f_p$ , как и предполагалось в <sup>71</sup>. Вопрос о трансформации плазменных волн в электромагнитные во фронте ударной волны подробно рассмотрен Зайцевым <sup>122</sup> и Степановым <sup>123</sup>. (Прим. ред.)

компоненты. Этог эффект иногда наблюдается, однако в большинстве случаев две компоненты появляются почти одновременно. Вообще говоря, эта модель не объясняет, почему у расщепленных компонент иногда наблюдается детальное повторение спектральных особенностей (см., например, рис. 13).

Важные наблюдательные дапные получаются при наблюдениях на радиогелнографе. Они указывают на то, что источники расщепленных компонент пространственно разделены <sup>84, 85</sup>. Этот результат согласуется с интерпретацией 3), которая, несмотря на некоторые трудности, представляется наиболее перспективной из предложенных до сих пор гипотез \*).

### 3. ДВИЖУЩИЕСЯ ВСПЛЕСКИ IV ТИПА

Движущиеся всплески IV типа представляют собой континуальное излучение на метровых волнах, генерпруемое в источниках, которые, как непосредственно обнаруживается при наблюдениях на фиксированной частоте, движутся со скоростями порядка  $10^2 - 10^3 \ \kappa m/ce\kappa$ . Спектр этих всплесков часто лишен каких-либо особенностей, и их легко спутать с другими типами излучения. Отождествление движущихся всплесков IV типа требует наблюдений, при которых определяется местоположение источников. Источники всплесков могут появляться на значительных высотах над плазменным уровнем. Буашо и Деннис (см. <sup>1</sup>) предположили, что эти всплески возникают в результате синхротронного излучения. В настоящее время такой механизм генерации считается общепринятым.

Питерпретация этих явлений основана на теории синхротронного излучения электронов в плазме, на чем мы сейчас кратко остановимся.

а) Спектр синхротропного излучения в плазме. Когда мы писали наш предыдущий обзор<sup>1</sup>, то при использовании синхротронного механизма в астрофизических задачах обычно исходили из стандартных формул, не учитывающих влияние среды, в которой находятся излучающие электроны. Тем не менее уже тогда эффекты среды были рассмотрены для некоторых частных случаев <sup>86–88</sup> и было получено общее выражение для излучательной способности с учетом влияния среды <sup>89</sup>, <sup>90</sup>. Применительно к солнечным радиовсплескам эффекты среды были проанализированы Железияковым и Трахтенгерцем <sup>91</sup> и использовались Буашо и Клавелье <sup>92</sup>, а также Буашо и День <sup>93</sup> при интерпретации одного солнечного явления.

Синхротронное излучение электрона со скоростью  $\beta c$  и релятивистской массой m, который находится в плазме с показателем преломления  $\mu$ , эквивалентно излучению в вакууме электрона с той же массой m, но со скоростью  $\mu\beta c$ . Легко показать, что даже небольшое уменьшение показателя преломления по сравнению с единицей может привести к существенному ослаблению излучения. Поскольку при понижении частоты  $\mu$  резко уменьшается, эффект наиболее существен на низких частотах. Поэтому среда действует так, как будто излучение из вакуума проходит через фильтр, пропускающий только достаточно высокие частоты. В случае плазмы, в которой  $f_H^2 \ll f_p^2 \ll f^2$  (это условие является типичным для рассматриваемой задачи), фильтр пропускает частоты, превышающие характерную частоту, приблизительно равную

$$f_{\rm c} = \frac{f_p^2}{f_H} \, .$$

<sup>\*)</sup> Пространственное разделение источников расщепленных компонент по наблюдениям на фиксированной частоте можно объяснить также в рамках гипотезы 2) если учесть поступательное движение агента — ударной волны <sup>124</sup>. (Прим. ped.)

Для расчета излучения электрона в плазме можно использовать формулы излучения в вакууме, но для этого их необходимо умножить на характеристику пропускания фильтра<sup>94</sup>

$$\exp\left[-\frac{\lambda (1-x^2)^{1/2}}{y \sin^2 \varphi} \frac{f_p^2}{f_{Hf}}\right],$$

где  $x = \beta \sin \varphi \cdot \sin \theta / (1 - \beta \cos \varphi \cdot \cos \theta)$  и  $y = (1 - \beta^2)^{1/2} / (1 - \beta \cos \varphi \cdot \cos \theta)$ , а  $\varphi$  и  $\theta$  — углы, которые составляют с магнитным полем скорость электрона и направление распространения. Фактор  $\lambda$  — порядка



Рис. 18. Зависимость интенсивности синхротронного излучения от частоты. Электрон с энергией 1 Мае (В == 0,95) движется по круговой орбите в магнитном поле 1 э, а излучение распространяется в плоскости орбиты. Различные кривые иллюстрируют эффект влияния плазмы (зеличны / р). в которой находится электрон. Заметим, что шкала интенсивности на нижней диаграмме увеличена в 40 раз. Кривые рассиитаны Мак-Лином по формуле Уайлда и Хилла<sup>94</sup>. единицы, но меняется в пределах от <sup>1</sup>/<sub>2</sub> до 2 в зависимости от плоскости поляризации.

Рис. 18 иллюстрирует, насколько сильно сказывается влияние среды на низкочастотный спектр синхротронного излучения при параметрах, характерных для рассматриваемой задачи.

б) Наблюдаемые разновидности движущихся всплесков IV типа. Наблюдения, которые до недавнего времени осуществлялись при помощи интерферометров и инструментов, обеспечивающих одномерное сканирование солнечного диска, позволили обнаружить движение и определить эквивалентные угловые размеры источников движущихся всплесков IV типа, но не дали какой-либо информации о структуре источников. Начало наблюдений на радиогелиографе, позволяющем получать с высоким временным разрешением радиоизображения Солнца на частоте 80 Мгц, показало, что структура

источников этих всплесков довольно сложна и отличается значительным разнообразием <sup>45, 95</sup>. Двух совершенно одинаковых явлений не существует, однако предварительные исследования позволили выделить несколько разновидностей всплесков, имеющих различную физическую природу. Рассмотрим поочередно три основные разновидности всплесков.

1) Поднимающийся ударный фронт. На рис. 19, а показана одна из разновидностей движущегося всплеска IV типа, в которой широкая нерегулярная дуга излучения впервые регистрируется радиогелиографом на частоте 80 *Мгц* через несколько минут после источника всплеска II типа. Вершина дуги локализована на продолжении (примерно радиальном) линии, соединяющей центры вспышки и источника всплеска II типа. При движении от Солнца дуга постепенно расширяется. Исходя из рис. 19, б, Кэй <sup>96</sup> показал, что в целом это явление можно интерпретировать как расширяющийся ударный фронт, который сначала при пересечении плазменного уровня 80 *Мгц* (высота 0,6  $R_{\odot}$ ) вызвал всплеск II типа, а затем на высоте ~ 1,0  $R_{\odot}$  генерировал синхротронное излучение 80 *Мгц*. Первое появление источника на высоте  $\ge 1,0 R_{\odot}$  характерно для всех разновидностей движущихся всплесков IV типа. Согласно Буашо и Клавелье <sup>92</sup> это можно объяснить как следствие ослабления синхротронного излучения в среде (см. рис. 18). Другие движущиеся всплески IV типа этой разновидности описаны Стюартом, Шериданом и Кэем <sup>97</sup>.

Идея о том, что движущиеся всплески IV типа вызываются ударными волнами или электронами, находящимися за фронтом, не нова (см. <sup>1</sup>).

Для объяснения генерации синхротронного излучения при движении ударных волн предложены две конкретные модели:

1.1) Модель, предложенная Буашо с сотрудниками 98, в которой электроны ускоряются во фронте бесстолкновительной ударной волны, распространяющейся перпендикулярно к магнитному полю. Такую ударную волну использовали Пикельнер и Гинцбург в своей модели всплесков II типа. Исходя из теории Цытовича, Буашо и др. установили, что в условиях, когда скорость поперечного дрейфа электронов не слишком велика по сравненов не слишком велика по сравне-нию с тепловой, неустойчивость при-водит к возбуждению ионно-звуковой турбулентности. В свою очередь, как утверждают авторы, эта турбулентность приводит к статистическому ускорению некоторой группы электронов до энергий порядка нескольких Мэв\*). Ускоренные электроны вращаются вокруг силовых линий магнитного поля, напряженность которого вблизи фронта ударной волны повышена, и таким образом генерируют синхротронное излучение. Авторы привлекают этот процесс для объяснения некоторых характеристик связанного со вспышкой явления, которое они зарегистрировали 14 сентября 1966 г., а именно: внезапное появление синхротронного излучения на двух далеко разнесенных частотах (169 и 408 *Мгц*) и последующее подобие характеристик





Всплеск зарегистрирован на частоте 80 Мгц 23-24 октября 1968 г. а) Источник излучения IV типа, возникшего после второго из двух всплесков II типа, был локализован вдоль распиряющейся арки, Положение этой арки в последовательные моменты времени (минуты после начала вспышки) показано сплошными линиями, б) Завистмость высоты области генерации всплесков II типа от времени, рассчитанная по сцектральным данным. Точками показано положение всточников движущегося всплеска IV типа по данным радиогелиографа. Хорошее соответствие между траекториями источников этих двух всплесков свидетельствует о том, что они оба обусловлены одним и тем же возмущением <sup>90</sup>.

источников всплеска на этих частотах. Эта модель и ее приложение к данному явлению более подробно разработали Лакомб и Монженей<sup>99</sup>. 1.2) Теория, предложенная Уорвиком<sup>100, 101</sup>, в которой ударная волна движется вдоль радиальных силовых линий в виде церемещающегося фронта возмущений. Электроны, инжектируемые у оснований силовых линий, распространяясь в межиланетное простран-

<sup>\*)</sup> Эта модель критически проанализирована Смитом <sup>80</sup>, который утверждает, что иопно-акустическая турбулентность приводит к нагреву всех электронов, а не к ускорению небольшой группы частиц. (Некоторые сомнения в возможности нагрева этектронов ионно-звуковыми волнами за фронтом бесстолкновительной удариой волны были высказаны также в <sup>125</sup>.) (Прим. ред.)

ство, проходят через ударную волну и в окрестности фронта волны, где напряженность поля повышена, генерируют интенсивное синхротронное излучение. Уорвик предложил эту модель для интерпретации низкочастотных наблюдений движущихся всплесков IV типа, в том числе и всплесков, отличающихся от явления, которое наблюдал Буашо с сотрудниками.

Помимо этих двух процессов, мы можем указать также на третью возможность; с точки зрения анализа, проведенного в разделе а) гл. 2, она может оказаться более привлекательной.

1.3) Синхротронное излучение высокоэнергичных электронов, захваченных в турбулентной плазме за фронтом ударной



Рис. 20. Движущийся всплеск IV типа разновидности «расширяющаяся магнитная арка».

рикоцански митики адмия. Всплеск зарегистрирован 22 ноября 1968 г. Излучение на частоте 80 *Мец* появилось вдоль внутренней дуги, которая распирялась, остваялсь неразрывной, до промежуточной арки. Поаднее калучение было ограничено гремял источниками:  $S_0$  (неполяризованный),  $S_L$  (левополяризованный) и  $S_R$  (правополяризованный). Впоследствии в незаштрихованном источнике около вспышки наблюдалась шумовая бура<sup>102</sup>. волны. Аналогичный процесс рассматривал Тидман в модели ударной волны на границе магнитосферы Земли (см. рис. 17).

2) Расширяющаяся магнитная арка. Вторую разновидность этих всплесков связывают с излучением электронов, захваченных в магнитной арочной структуре, которая расширяется со временем. Пример такого явления, зарегистрированного с иомощью радиогелиографа на 80 Мгц, показан на рис. 20. Радиоизлучение сначала появилось вдоль внутренней арки, которая располагалась над активным волокном, наблюдавшимся в На. Радиоизлучающая арка постепенно расширялась со скоростью 300 км/сек; одновременно появилась и развилась сильная круговая поляризация противоположных знаков в ее основаниях, — несомненно, признак того, что арка представляла собой магнитную структуру, содержащую энергичные электроны. После расширения до конфигурации, обозначенной на рисунке промежуточной аркой, излучение начинает сосредотачиваться в трех дискретных источ-

никах, все еще расположенных вдоль петли увеличивающихся размеров. Спустя 32 минуты после начала события, остались только эти три источника (на рисунке они заштрихованы), причем скорость расширения уменьшилась до 100 км/сек. Два нижних источника,  $S_L$  и  $S_R$ , были сильно поляризованы по левому и правому кругу, в то время как верхний источник  $S_0$  был неполяризован. На этой стадии явление связывают с энергичными электронами, захваченными в дискретной магнитной арке и генерирующими: 1) синхротронное излучение из источника  $S_0$  (разновидность движущегося всплеска IV типа) и 2) плазменное излучение из двух других источников, которые, по предположению, лежат на пересечении арки с плазменным уровнем 80 *Мгц*. Примерно через 45 минут после начала события эти источники исчезли.

Пока не ясно, является ли такая расширяющаяся магнитная арка прямым следствием взрывной волны от вспышки или вторичным эффектом, связанным с выбросом волокна. В любом случае можно предположить, что взрывная волна двигалась со скоростью, меньшей альвеновской, поскольку радиовсплеск II типа не был зарегистрирован, и что никакого существенного выброса вещества не происходило, поскольку на последних стадиях явления расширение арки было замедленным. Вывод о том, что быстрые электроны могут содержаться в закрытых дискретных расширяющихся магнитных структурах, может оказаться важным для понимания механизма ускорения частиц. Мы еще вернемся к этому вопросу в гл. 4.

3) Изолированное плазменное облако. Третья разновидность движущегося всплеска IV типа характеризуется однородным радиальным движе-

нием источника до очень больших высот. На рис. 21 показано такое явление по наблюдениям па радиогелиографе (80 *Мгц*), выполнен-ным Риддлом <sup>103</sup>. Два компактных источника (первоначально один) двигались, начиная с уровня 2 R<sub>☉</sub> до расстояний >5 R<sub>☉</sub>, с почти постоянной скоростью около 270 км/сек. На более поздних стадиях излучение обоих источников стало сильно поляризованным по кругу с противоположными направлениями вращения. Это явлепроизошло более чем ние через 1 час после всплеска II типа и лимбовой вспышки, которая сопровождалась эффектным веерообразным выбросом, видимым в линии На. Оказалось, что радиоисточники двигались вдоль линий. являющихся продолжением траекторий движения выбросов, но запаздывали примерно на 1 час относительно прохождения ударной волны. вызвавшей всплеск II типа. и вспышечных веерообразных выбросов.

Риддл отождествил скорость движения источников с альвеновской скоростью в короне и предположил, что такое явление могло быть обусловлено излучением двух

частей одной структуры, например, плазмоида с преимущественно тороидальным магнитным полем. Другие видоизменения такой интерпретации обсуждались Смердом и Далком <sup>95</sup>, но никакой магнитогидродинамической теории ими не было предложено.

Интересным свойством этого и других подобных явлений <sup>104, 105</sup> является увеличение степени поляризации до значений 60—90% по мере удаления источника на все бо́льшие расстояния и постепенное ослабление интенсивности излучения (рис. 21, s). Такие значения степени поляризации были достигнуты в четырех из семи явлений, зарегистрированных до сих пор. Теория, предложенная Далком <sup>106</sup> и разработанная Шмале <sup>105</sup>, удовлетворительно объясняет такое поведение излучением умеренно реля-



Рис. 21. Движущийся всплеск IV типа разновидности «изолированное плазменное облако», наблюдавшийся на частоте 80 *Мгц* 1-2 марта 1969 г.

а) Пространственная связь большого поднимающегося протуберанца, видимого в линии  $H_{\alpha}$ , и источников A и B, выброшенных из области вспышки. б) Временная связь между всплесками II типа, поднимающимся протуберанеми источниками A и B. «) Временной ход интенсивности и поляризации излучения из источников A и B<sup>106</sup>.

тивистских электронов в упорядоченных и постепенно расширяющихся магнитных полях. Но для объяснения сильной поляризации теория требует, чтобы излучение генерировалось в основном в тех районах, где угол между лучом зрения и направлением магнитного поля меньше 30°. Остается объяснить, почему это условие выполняется так часто.

### 4. КОРОНАЛЬНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ И УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ

В нашем предыдущем обзоре мы неоднократно подчеркивали главный вывод относительно ускорения частиц во время вспышек, который вытекает из радионаблюдений. Вывод состоит в том, что процесс ускорения частиц состоит из двух фаз \*): во время первой (взрывной) фазы электроны ускоряются в течение очень коротких временны́х интервалов ( $\leq 1$  сек) до энергий в диапазоне 10—100 кэв, образуя последовательность повторяющихся выбросов; в ходе второй фазы, которая имеет место только в крупных вспышках и происходит через несколько минут после взрывной фазы, протоны и электроны ускоряются до высоких энергий, обычно 1 *Мэв* и 1 Гэв соответственно \*\*). Кроме того, мы предполагали, что вторая фаза ускорения вызывается ударной волной, которая образуется во время взрывной фазы вспышки. Когда ударная волна расширяется и взаимодействует с магнитными полями в солнечной атмосфере, возникают благоприятные условия для действия механизма Ферми, обеспечивающего ускорение частиц до высоких энергий.

Недавно при исследовании пульсаций, которые иногда модулируют континуальное излучение, связанное со вспышками, были получены некоторые данные, подтверждающие справедливость указанной точки зрения. Поэтому мы заключаем обзор кратким послесловием, содержащим ряд замечаний об одном явлении, которое благодаря своим интересным характеристикам заслуживает того, чтобы быть упомянутым особо.

Уже давно известно, что континуальное излучение на метровых волнах может иногда обнаруживать регулярные флуктуации, в которых интенсивность меняется, становясь как ниже, так и выше уровня фона <sup>108-110</sup>. При детальном анализе таких пульсаций Абрами <sup>111</sup> обнаружил определенную периодичность, колеблющуюся в пределах 1,7—3,1 сек для различных явлений, а Розенберг <sup>112</sup> получил данные, свидетельствующие о наличии трехсекундной субгармоники, наложенной на период ~ 1 сек. Пример чрезвычайно регулярной серии пульсаций с периодом 2,5 сек, описанный Мак-Лином и др. <sup>113</sup>, показан на рис. 22.

Пульсации модулируют излучение на частотах  $\geq 100 M cq$  и наблюдаются в течение нескольких минут. Они фиксируются во время всплесков IV типа как особая фаза явления <sup>111</sup> и часто совпадают по времени с последней частью всплеска II типа, когда частота основного тона всплеска опускается до ~ 30 M cq, т. е. когда ударная волна достигает высоты (1—2)  $R_{\odot}^{113}$ . Хотя пока известно лишь небольшое число таких явлений, существуют серьезные указания на то, что всплески, с которыми связаны пульсации, в основном являются протонными <sup>113</sup>.

Наряду с некоторыми другими теориями (см. <sup>114</sup>) Фоккер <sup>109</sup> и Розенберг <sup>112</sup> предположили, что причиной пульсаций являются МГД-возму-

<sup>\*)</sup> Впоследствии этот вывод был подтвержден непосредственными наблюдениями частиц (сравните правую и левую части рис. 3, где показаны две фазы), микроволновых <sup>3</sup> и рентгеновских <sup>107</sup> всплесков.

<sup>\*\*)</sup> Это не совсем верно. В сильных вспышках взрывной фазе обычно предшествует начальная фаза, характеризующаяся появлением отдельных уярчений в  $H_{\alpha}$ , движением газа и активизацией волокон, постепенным усилением микроволнового и мягкого рентгеновского излучений. (Прим. ped.)

щения. В частности, Розенберг предложил механизм, в котором фоновое излучение приписывается синхротронному излучению электронов, локализованных в магнитной силовой трубке, а пульсации объясияются как следствие колебаний напряженности магнитного поля, возникающих



Рис. 22. Динамический спектр регулярных пульсаций, следующих за всилеском 11 типа 27 сентября 1969 г.

Пульсации имели место на участье динамического спетра, ограниченном светлым прямоугольником на верхнем снимке. Они показаны в увсличенном масштабе с большей контрастностью на нижнем снимке<sup>113</sup>.

благодаря стоячим МГД-волнам внутри трубки; эта модель объясняет также наличие третьей субгармоники как цилиндрической моды колебаний.

Механизм Розенберга был использован в модели Мак-Лина и др. <sup>113</sup> для того, чтобы объяснить основные наблюдательные свойства явления,

а именно: регулярность пульсаций, постепенный подъем и спад интенсивности до и после пульсаций, а также связь с протонными явлениями и ударными волнами, генерирующими всплески II типа. Эта модель проиллюстрирована на рис. 23. Ударная волна, исходящая от вспышки и вызывающая всплеск II типа, пересекает предполагаемую дискретную силовую трубку (которая имеет форму петли с вершиной высоко в короне), «сгребает» магнитное поле и генерирует пакеты альвеновских волн большой амплитуды, которые затем распространяются перед ударной волной и в верхней части петли образуют систему противоположно направленных волн. В этих условиях может иметь место фермиускорение электронов и протонов. Ускоре-



Рис. 23. Модель, объясняющая солнечные пульсации и механизм ферми-ускорения электронов и протонов <sup>113</sup>.

ние электронов ведет к плавному увеличению интенсивности синхротронного излучения, а ускорение протонов — к росту интенсивности космических лучей. Когда ударная волна достигает вершины арки, ее фронт располагается в основном вдоль силовой трубки на участке, значительно большем, чем диаметр трубки. На этой стадии в трубке возбуждаются радиальные колебания магнитного поля типа предложенных Розенбергом. Колебания приводят к осцилляциям интенсивности синхротронного излучения, создавая тем самым пульсирующую модуляцию. Наконец, после того как фронт ударной волны покидает вершину петли, энергичные электроны

1/2 10 УФН, т. 113, вып. 3

теряют свою энергию и интенсивность излучения спадает \*). Численные оценки показывают, что наблюдаемые параметры пульсаций могут быть разумно объяснены, хотя для этого требуется довольно высокая напряженность магнитного поля внутри трубки  $H \ge 6$  э.

Пульсирующие источники пока не удалось наблюдать на радиогелиографе. Данная интерпретация предполагает, что синхротронный источник может оказаться аналогичным расширяющейся магнитной арке — разновидности движущегося всплеска IV типа. Примером такого источника может служить источник S<sub>0</sub> на рис. 20.

Если эта теория в основном справедлива, - хотя интересно исследовать и другие возможности, - то явление пульсаций дает предварительные указания на конкретный механизм вторичного ускорения частиц во вспышках \*\*). Тот же самый механизм может действовать несколько раньше и с большей эффективностью на низких уровнях солнечной атмосферы, где согласно данным о микроволновых и рентгеновских всплесках происходит основной процесс ускорения.

### приложение

Покажем, что метод определения верхней границы корональных магнитных полей из уравнения (2) по измеренной скорости ударной волны v справедлив независимо от того, где происходит генерация излучения — перед фронтом ударной волны или за ним. Для последующих рассуждений важно отметить, что скорость v определяется по величине частотного дрейфа всплесков II типа на основе эмпирических зависимостей плазменной частоты от высоты и поэтому может рассматриваться как наблюдаемая величина, которая не зависит от предположений относительно электронной плотности в источнике.

Обозначим через Н<sub>0</sub> и р<sub>0</sub> напряженность магнитного поля и плотность перед фронтом ударной волны (т. е. в невозмущенной короне) и через  $H_1$  и  $\rho_1$  — соответствующие величины за фронтом. Для ударной волны с магнитным числом Маха М имеем

$$v = \frac{MH_0}{\sqrt{4\pi\rho_0}} \,. \tag{II1}$$

Tak kak M > 1, to

$$H_0 < v \sqrt{4\pi\rho_0}.$$

Таким образом, если излучение генерируется перед ударной волной (в этом случае наким образом, если излучение тенерирустся поред ударной волной (в этом случае пазменная частота определяется величиной  $\rho_0$ ), мы сразу же видим, что сценки  $H_{\max}$  из уравнения (2) дают нерхний предел поля в источнике  $H_0$ . Если, с другой стороны, излучение генерируется за ударной волной, необходимо установить соотношение между  $H_1$  и  $\rho_1$ . Предполагая, что частицы перед ударной вол-

ной и за ней имеют максвелловское распределение и отношение удельных теплоемко-стей равно <sup>5</sup>/<sub>3</sub>, мы можем записать соотношение (см. <sup>115</sup>) с пренебрежимо малой ошибкой

$$\frac{H_0}{H_1} = \frac{\rho_0}{\rho_1} = \frac{3+M^2}{4M^2} \,. \tag{\Pi2}$$

Подставляя уравнение (П2) в (П1), получим

$$H_1 = \frac{2}{\sqrt{3+M^2}} V \sqrt{4\pi\rho_1},$$

т.е.  $H_1 < V \sqrt{4\pi\rho_1}$  (M > 1). Следовательно, в этом случае оценки  $H_{\max}$  на основе уравнения (2) по-прежнему дают верхний предел поля  $H_1$  в той же области. Из (П2) можно видеть также, что  $H_0 < H_1 < H_{\max}$ .

<sup>\*)</sup> Абрами 126 предложил другое объяснение пульсаций радиоизлучения. Колебания параметров среды (плотности, поля) связывается с быстрыми магнитно-звуковыми волнами, возбуждаемыми в области за фронтом ударной волны. Возможные причины периодических пульсаций радиоизлучения (в рамках плазменного и синхротронного механизмов излучения) были исследованы также В. В. Зайцевым. (Прим. ред.) \*\*) Наблюдения радиовсплеска IV типа 4 августа 1972 г.<sup>127</sup>, когда продолжи-

тельность фазы пульсаций с различными периодами превышала 6 часов, противоречит обсуждаемой гипотезе <sup>113</sup>. (Прим. ред.)

#### ПИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- J. P. Wild, S. F. Smerd, A. A. Weiss, Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 1, 291 (1963) (см. перевод: УФН 84, 99 (1964)).
   T. Takakura, Solar Phys. 1, 304 (1967).
   T. Takakura, Proc. of the Symposium on Solar Flares and Space Research, Ed. C. De Larger and Z. Superline Marthur Halland, 4000 m 465.
- Ed. C. De Jager and Z. Svestka, Amsterdam, North-Holland, 1969, p. 165.
- 4. В. Железняков, Радиоизлучение Солнца и планет, М., «Наука», 1964.
  5. М. R. К undu, Solar Radio Astronomy, N.Y., Interscience, 1965.
  6. Solar System Radio Astronomy, Ed. J. Aarons, N.Y., Plenum Press, 1965.

- J. F ai n b e r g, R. S t o n e, Solar Phys. 15, 222 (1970).
   R. T. S t e w a r t, Austr. J. Phys. 18, 67 (1965).
   J. P. W i l d, K. V. S h e r i d a n, A. A. N e y l a n, ibid. 12, 369 (1959).
   J. A. V a n A l l e n, S. M. K r i m i g i s, J. Geophys. Res. 70, 5737 (1965).
- K. A. A n d e r s o n, R. P. L i n, Phys. Rev. Lett. 16, 1121 (1966).
   R. P. L i n, Solar Phys. 12, 266 (1970).
   T. R. H a r t z, Ann. Astrophys. 27, 823, 831 (1964).

- 14. T. R. H a r t z, Planet. and Space Sci. 17, 267 (1969).
- 15. В. И. Слыш, Астрон. ж. 44, 94, 487 (1967). 16. В. И. Слыш, Косм. исслед. 5, 897 (1967).
- 17. J. K. Alexander, H. H. Malitson, R. G. Stone, Solar Phys. 8, 388 (1969)
- 18. F. T. H addock, T. E. Graedel, Astrophys. J. 160, 293 (1970). 19. J. Feinberg, R. G. Stone, Solar Phys. 15, 433 (1970).
- 20. J. Fainberg, R. G. Stone, ibid. 17, 392 (1971).
- 21, D. E. Blackwell, A. D. Petford, Mon. Not. RAS 131, 399 (1966). 22. V. V. Zaitsev, N. A. Mityakov, V. O. Rapoport, Solar Phys. 24, 444 (1972).
- 23. А. Гайлитис, В. Н. Цытович, ЖЭТФ 46, 1726 (1964).
- А. В о і я с h о t, Ann. Astrophys. 30, 85 (1967).
   A. B о і я с h о t, Ann. Astrophys. 30, 85 (1967).
   P. A. S t u r r o c k, сборник «Physics of Solar Flares» (AAS NASA Symposium, Washington, NASA SP-50), Ed. W. N. Hess, Washington, 1964, p. 357.
   B. B. Ж е л е з н я к о в, B. B. З а й ц е в, Астрон. ж. 47, 60 (1970).
   P. A. S t u r r o c k, Phys. Fluids 8, 281 (1965).
   C. A. S t u r r o c k, Phys. Fluids 8, 281 (1965).

- 28. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, Астрон. ж. 44, 1194 (1967).
- 29. D. B. Melrose, Austr. J. Phys. 23, 874 (1970).
- 30. D. B. M elrose, ibid., p. 885. 31. D. F. Smith, Adv. Astron. and Astrophys. 7, 147 (1970).
- 32. D. F. S m i t h, Solar Phys. 15, 202 (1970).
- 33. В. В. Железняков, В. В. Зайцев, Астрон. ж. 47, 308 (1970).

- 34. D. F. Smith, P. A. Sturrock, Astrophys. and Space Sci. 12, 411 (1971).
  35. D. F. Smith, P. C. W. Fung, J. Plasma Phys. 5, 1 (1971).
  36. D. E. Balwin, Phys. Lett. 12, 202 (1964).
  37. R. A. Hendrickson, R. W. McEntire, J. R. Winckler, Nature and Fee (1974). 230, 564 (1971).
- 250, 504 (1971).
  38. D. G. Cartwright, P. J. Kellog, Wave-particle Interactions in the Magnetosphere, Neuilly-sur-Seine, European Space Research Organization, 1971, p. 95.
  39. A. A. Weiss, R. T. Stewart, Austr. J. Phys. 18, 143 (1965).
  40. В. В. Железняков, В. В. Зайцев, Астрон. ж. 45, 19 (1968).
  41. А. A. Weiss, J. P. Wild, Austr. J. Phys. 17, 282 (1964).
  42. L. Chener, Ph. D. Wild, Austr. J. Phys. 17, 282 (1964).

- 42. L. J. Gleeson, Ph. D. Thesis (Monah University, 1965), p. 1.
  43. D. J. McLean, Proc. Astron. Soc. Austr. 1, 315 (1970).
  44. N. R. Labrum, R. T. Stewart, ibid., p. 316.

- 45. J. P. W i I d, ibid., p. 365.
  46. K. K a i, Solar Phys. 11, 456 (1970).
  47. A. F. Kuckes, R. N. Sudan, ibid. 17, 194 (1971).
- 48. A. D. F o k k e r, Bull. Astron. Inst. Neth. 18, 111 (1965).
- 49. J. L. Steinberg, M. Aubier-Giraud, Y. Leblanc, A. Boischot, Astron. and Astrophys. 10, 362 (1971).
- 50. A. C. R i d d l e, Proc. Astron. Soc. Austr. 2, 98 (1972).

- 51. R. T. Stewart, ibid., p. 100.
  52. A. D. Fokker, Solar Phys. 19, 472 (1971).
  53. K. Akabane, M. H. Cohen, Astrophys. J. 133, 258 (1961).

- 54. R. V. Bhonsle, N. R. McNarry, ibid. 139, 1312 (1964). 55. В. В. Фомичев, И. М. Черток, Астрон. ж. 45, 601 (1968). 56. В. В. Фомичев, И. М. Черток, ibid., стр. 773. 57. Y. C. Chin, B. B. Lusignan, P. C. W. Fung, Solar Phys. 16, 135 (1971).

- 58. R. Grognard, частное сообщение.
- 59. H. E. R a m s e y, S. F. S m i t h, Astron. J. 71, 197 (1966).
- 60. G. E. Moreton, ibid. 69, 145 (1964).
- 61. J. P. W i l d, Proc. Astron. Soc. Austr. 1, 181 (1969).
- 62. F. M e y e r, сборник «Structure and Development of Solar Active Region» (INU Sumposium No. 35), Ed. K. O. Kiepenheuer, Dordrecht, D. Reidel, 1968, p. 485. 63. Y. Uchida, Solar Phys. 4, 30 (1968).

- 64. Н. W. Dodson, Е. R. Неdетап, цит. в<sup>25</sup> сборник, р. <sup>25</sup>.
  65. J. P. Wild, K. V. Sheridan, K. Kai, Nature 218, 536 (1968).
  66. K. G. McCracken, U. R. Rao, Space Sci. Rev. 11, 155 (1970).
  67. K. Kai, D. J. McLean, Proc. Astron. Soc. Austr. 1, 141 (1968).

- 68. K. K a i, Solar Phys. 10, 460 (1969).
- 69. S. F. Smerd, Proc. Astron. Soc. Austr. 1, 305 (1970). 70. С. Б. Пикельнер, М. А. Гинцбург, Астрон. ж. 40, 842 (1963). 71. В. Б. Железняков, ibid. 42, 244 (1965).

- 72. В. В. Зайцев, ibid., стр. 740.
  73. В. В. Зайцев, ibid., стр. 740.
  73. В. В. Зайцев, ibid., 45, 766 (1968).
  74. В. В. Фомичев, И. М. Черток, ibid. 42, 1256 (1965).
  75. D. А. Тіd тап, J. Planet. and Space Sci. 13, 781 (1965).
  76. D. А. Тіd тап, Т. Т. Вігтіg hат, H. M. Stainer, Astrophys. J. 146, 2007 (4066). 207 (1966).
- 77. G. Newkirk Jr., сборник «Solar Magnetic Fields» (Proc. of IAU Symposium No. 43), Ed. R. Howard, Dordrecht, D. Reidel, 1971, p. 547.
- No. 45), Ed. K. Howard, Dorarecht, D. Render, 1971, p. 547.
  78. G. A. Dulk, M. D. Altschuler, S. F. Smerd, Astrophys. Lett. 8, 235 (1971).
  79. H. G. Van Bueren, M. Kuperus, Solar Phys. 14, 208 (1970).
  80. D. F. Smith, Astrophys. J. 170, 559 (1971).
  81. B. B. Фомичев, И. М. Черток, Астрон. ж. 44, 495 (1967).
  82. D. J. McLean, Proc. Astron. Soc. Austr. 1, 47 (1967).
  83. A. A. Weiss, Austr. J. Phys. 18, 167 (1965).
  84. M. B. Labrum Proc. Astron. Soc. Austr. 1, 91 (1960).

- 84. N. R. L a b r u m, Proc. Astron. Soc. Austr. 1, 91 (1969).
- 85. G. A. Dulk, ibid., р. 308. 86. В. Н. Цытович, Вестн. МГУ, № 6 (11), 27 (1951).
- 87. В. Л. Гинзбург, УФН 51, 343 (1953)
- 88. В. А. Разин, Изв. вузов (Радиофизика) 3, 584 (1960). 89. В. Я. Эйдман, ЖЭТФ 34, 131 (1958).
- 90. В. Я. Эйдман, ЖЭТФ 36, 1335 (1959).
- 94. В. В. Железняков, В. Ю. Трахтенгерц, Астрон. ж. 42, 1005 (1965). 92. А. Boischot, B. Clavelier, Astrophys. Lett. 1, 7 (1967). 93. А. Boischot, G. Daigne, Ann. de Astrophys. 31, 531 (1968).

- 94. J. P. W i l d, E. R. H i l l, Austr. J. Phys. 24, 43 (1971).
- 95. S. F. S m e r d, G. A. D u l k, цит. в 77 сборник, р. 616.
- 96. K. Kai, Solar Phys. 11, 310 (1970). 97. R. T. Stewart, K. V. Sheridan, K. Kai, Proc. Astron. Soc. Austr. 1, 313 (1970).
- 98. A. Boischot, B. Clavelier, A. Mangeney, C. Lacombe, C. R. Ac. Sci. B265, 1151 (1970).
- 99. C. L a c o m b e, A. M a n g e n e y, Astron. and Astrophys. 1, 325 (1969).
- 100. J. W. W a r w i c k, дит. в <sup>6</sup> сборник, р. 131. 101. J. W. W a r w i c k, Solar Phys. 5, 111 (1968). 102. J. P. W i l d, ibid. 9, 260 (1969).

- 103. A. C. R i d d l e, ibid. 13, 448 (1970).
- 104. K. V. S h e r i d a n, Proc. Astron. Soc. Austr. 1, 376 (1970). 105. E. J. S c h m a h l, ibid. 2, 95 (1972).
- 106. G. A. D u l k, ibid. 1, 372 (1970).
- 107. J. K. Frost, B. R. Dennis, Astrophys. J. 165, 655 (1971).
  108. A. Boischot, A. D. Fokker, P. Simon, сборник «Paris Symposium on Radio Astronomy», Ed. R. N. Bracewell, Stanford, Stanford Univ. Press, 1959, p. 263 (см. перевод в сборнике «Радиоастрономия», М., 1961, стр. 259).
- 109. A. D. Fokker, D. Thesis (Leiden University, 1960). 110. A. R. Thompson, A. Maxwell, Astrophys. J. 136, 546 (1962).
- 111. A. A b r a m i, Solar Phys. 11, 104 (1970).
- 112. H. Rosenberg, Astron. and Astrophys. 9, 159 (1970). 113. D. J. McLean, K. V. Sheridan, R. T. Stewart, J. P. Wild, Nature 234, 140 (1971).
- 114. Y. T. C h i u, Solar Phys. 13, 420 (1970). 115. D. A. T i d m a n, N. A. K r a l l, Shock Waves in Collisionless Plasmas, N. Y., Wiley-Interscience, 1971.

÷

#### ЛИТЕРАТУРА, ДОБАВЛЕННАЯ ПРИ ПЕРЕВОДЕ

- 116. F. T. H a d d o c k, H. A l v a r e z, Solar Phys. 29, 183 (1973).
  117. R. P. L i n, L. G. E v a n s, J. F a i n b e r g, Simultaneous Observations of Fast Solar Electrons and Type III Radio Bursts Emission Near 1 A. U., Preprint of Space Sciences Laboratory No. 26, Univ. of California, Berkeley, 1973.
  118. R. G r o g n a r d, D. J. M c L e a n, Solar Phys. 29, 149 (1973).
  119. B. B. 3 a й ц е в, Изв. вузов (Радиофизика) 12, 779 (1969).
  120. B. B. 3 a й ц е в, Астрон. ж. 45, 762 (1968).
  121. B. B. Ф о м п ч е в, ibid. 49, 348 (1972).
  122. B. B. 3 a й ц е в, Каз, тиссортания (ГГУ 1969).

- 121. В. В. Фомичев, ный. 49, 348 (1972).
  122. В. В. Зайцев, Канд. диссертация (ГГУ, 1969).
  123. В. А. Степанов, Изв. вузов (Радиофизика) 13, 1342 (1970).
  124. В. В. Фомичев, Канд. диссертация (Москва, 1971).
  125. В. В. Зайцев, Изв. вузов (Радиофизика) 16, 742 (1973).
  126. А. Аbгаті, Nature 238, 25 (1972).
  127. С. Т. Акиньян, А. М. Карачун, А. К. Маркеев, В. А. Ковалев, В. В. Фомичев, Г. П. Чернов, И. М. Черток, Солнечные данные, № 7, 400 (4973). 108 (1973).