

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Солнечные миллисекундные радиоспайки

Г.Д. Флейшман, В.Ф. Мельников

Обсуждаются механизмы и модели, предложенные для объяснения происхождения солнечных миллисекундных радиоспайков, — одного из наиболее интригующих типов нестационарного солнечного радиоизлучения. Проведено сравнение следствий этих механизмов и моделей с результатами анализа полного набора опубликованных к настоящему времени наблюдений, что позволило сформулировать основные черты наиболее реалистической модели радиоспайков. Радиоспайки генерируются циклотронным мазерным механизмом. Циклотронная конусная неустойчивость обеспечивается быстрыми электронами, распределенными по энергиям по (кусочно-) степенному закону. Угловая часть функции распределения (точный функциональный вид которой пока не установлен) флуктуирует из-за наличия неоднородностей магнитного поля, образующихся во вспышечной петле вследствие первичного энерговыделения. В некоторых участках петли (микроловушках) анизотропия распределения оказывается достаточно сильной, чтобы обеспечить развитие циклотронной неустойчивости; такие микроловушки и являются источниками отдельных спайков. Предложены и обсуждены ключевые исследования (теоретические и экспериментальные), которые в будущем должны проверить адекватность модели спайков и привести к реализации их диагностического потенциала.

PACS number: 96.60.-j

Содержание

1. Введение (1265).
 2. Механизмы генерации сверхтонкой временной структуры радиоизлучения Солнца (1267).
 - 2.1. Плазменный механизм радиоизлучения. 2.2. Нелинейные плазменные механизмы. 2.3. Циклотронное мазерное излучение. 2.4. Переходное мазерное излучение.
 3. Наблюдательные данные о радиоспайках (1282).
 - 3.1. Временные свойства радиоспайков. 3.2. Спектральные свойства радиоспайков. 3.3. Поляризационные свойства радиоспайков. 3.4. Пространственные характеристики радиоспайков. 3.5. Взаимосвязь радиоспайков с другими типами нетеплового электромагнитного излучения солнечных вспышек. 3.6. Энергетические характеристики радиоспайков. 3.7. Модель генерации радиоспайков.
 4. Актуальные проблемы, связанные с солнечными радиоспайками (1297).
 5. Заключение (1299).
- Список литературы (1300).

1. Введение

Роль астрофизических исследований в современной физике исключительно велика. В первую очередь это обусловлено тем, что материя в астрофизических объектах находится в экстремальных условиях, не достижимых при лабораторных экспериментах. К числу таких условий относятся сверхсильные электромагнитные и гравитационные поля, сверхвысокие и сверхнизкие плотности вещества, процессы мощного энерговыделения.

Мощное энерговыделение — чрезвычайно общее явление. Оно происходит как во внегалактических объектах (квазары, радиогалактики, ядра галактик), так и в галактических (новые и сверхновые звезды, двойные системы, нейтронные звезды, вспышки в атмосферах обычных звезд). При всем многообразии наблюдательных проявлений мощное энерговыделение имеет ряд общих свойств, проявляющихся практически всегда. В первую очередь это относится к появлению ускоренных нетепловых частиц (электронов и ядер). Значение этих частиц для динамики и эволюции космических объектов трудно переоценить. Кроме непосредственно наблюдаемого нетеплового электромагнитного излучения, такие частицы могут давать значительный вклад в ионизацию и нагрев среды, модификацию гидродинамических течений, испарение хромосферы в солнечных и звездных вспышках и т.п.

Достигнутый в последние годы прогресс в наблюдательной технике привел к качественно новому уровню исследований ближайшей к Земле звезды — Солнца, в частности, солнечной активности. Количество и качество

Г.Д. Флейшман. Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, Политехническая 26, Россия
E-mail: gregory@sun.ioffe.rssi.ru

В.Ф. Мельников. Научно-исследовательский радиофизический институт, 603600 ГСП-51 Нижний Новгород, Б. Печерская 25, Россия

Статья поступила 29 декабря 1997 г.,
после доработки 20 июля 1998 г.

получаемой в настоящее время физической информации о процессах, происходящих в солнечных вспышках, приближается к уровню, достигаемому при лабораторных экспериментах.

Однако сегодня астрофизиками не вполне осознана роль атмосферы Солнца (наряду с ионосферой Земли и межпланетным пространством) как космической лаборатории, позволяющей детально исследовать многие физические процессы, типичные и для более удаленных космических объектов. Эволюция и динамика магнитных полей, формирование токовых слоев, образование ударных волн и ускорение ими заряженных частиц — явления очень общего характера, имеющие место как в атмосфере Солнца, так и в атмосферах других звезд, двойных системах, магнитосферах аккреционных дисков, вспышках сверхновых и т.п.

Следует особо подчеркнуть, что вспышки на Солнце сопровождаются целым фейерверком наблюдаемых последствий мощного энерговыделения и разнообразием параметров среды, в которой это энерговыделение происходит. В качестве примера здесь можно упомянуть прямые наблюдательные свидетельства "пересоединения" силовых линий магнитного поля, теоретически предсказанные довольно давно. Вышеизложенное позволяет надеяться, что (казалось бы) частные проблемы, связанные с солнечными вспышками, могут представлять интерес для широкого круга читателей-физиков.

Цикличность солнечной активности накладывает свой отпечаток не только на окружающие нас природные явления, но и на исследование самой этой активности. Так, в годы максимума на первый план выходят экспериментальные исследования солнечных вспышек, которые в последние десятилетия не только перекрывают весь диапазон электромагнитных волн, но и включают также измерения потоков заряженных и нейтральных частиц. Эти наблюдения проводятся как с поверхности Земли, так и из верхних слоев атмосферы или из космического пространства с баллонов и спутников. В последнее время все большую роль приобретают скоординированные наблюдения солнечных вспышек различными инструментами в различных диапазонах длин волн, позволяющие получать наиболее полную и всестороннюю информацию о соответствующих физических процессах.

Поскольку периоды максимума солнечной активности относительно скоротечны, проблема продуманности и подготовки серьезных наблюдательных программ оказывается особенно актуальной. Если в ходе очередного максимума мы не получим той физической информации, на которую рассчитывали, нам придется ждать еще 10 лет.

Поэтому годы минимума солнечной активности не менее важны для исследования солнечных вспышек. Наблюдательного материала в это время собирается значительно меньше. Однако отсутствие новых наблюдений заставляет глубже анализировать уже накопленные данные, развивать на этой основе более рафинированные теории и модели. Таким образом, годы минимума — это время анализа и подведения итогов уже проведенных наблюдений и время планирования и подготовки наблюдательных программ к предстоящему максимуму солнечной активности. Для такой подготовки совершенно необходимо представлять, что является четко установленным предшествующими исследованиями,

какие гипотезы, модели, механизмы и т.п. являются наиболее правдоподобными и лучше всего согласуются с имеющимися данными, что и какими наблюдательными средствами предстоит выяснить.

Наша статья посвящена одному, хотя и частному, но достаточно важному явлению, связанному с солнечными вспышками, — миллисекундным радиоспайкам. Радиоспайки — это один из видов сверхтонкой (характерные времена $t < 1$ с) временной структуры радиоизлучения солнечных вспышек, включающей также пульсации (регулярные и нерегулярные), "антиспайки" — миллисекундные провалы интенсивности излучения и т.д.

Радиоспайки длительностью менее 100 мс были зарегистрированы более 30 лет назад [1–3] в метровой области спектра, первые обзорные статьи появились только в 1967 г. [4, 5]. В последующие годы интерес к исследованию спайков (как к излучению, демонстрирующему наименьшие характерные времена переменности и наименьшие спектральные ширины среди всех типов солнечного электромагнитного излучения) быстро возрастал. В частности, короткие всплески (на отдельных частотах) были обнаружены в декаметровом диапазоне длин волн (18–26 МГц) [6]. Наблюдались спайки и в микроволновой области спектра [7–11] вплоть до частот порядка 8 ГГц. Наблюдения с высоким временным разрешением в более коротковолновом диапазоне (10–100 ГГц) не обнаружили всплесков с длительностями, характерными для спайков [10]. В последних обзорах по спайкам [12, 13] показано, что наиболее типично появление спайков в дециметровом диапазоне спектра 300–3000 МГц. Наглядно события со спайками представлены динамическими спектрами на рис. 1.

Соответствующие значения концентрации плазмы и величины магнитного поля характерны для плазмы, в которой по современным представлениям происходит энерговыделение и ускорение частиц в солнечных вспышках. Обычно спайки появляются группами и перекрывают некоторую конечную область частот (порядка нескольких сотен МГц) с общей длительностью порядка 1 мин. Число индивидуальных спайков в ходе вспышки может составлять несколько тысяч и даже превышать 10000 [12]. Эти свойства (подробнее см. [12]) привели к интерпретации отдельного спайка, как микровспышки, а наличие большого числа спайков во время вспышки — к представлению о фрагментации энерговыделения (каждый элементарный акт энерговыделения порождает один спайк). В такой модели радиоспайки оказываются наиболее близко (среди всех типов излучения вспышек) связанными с процессом энерговыделения в солнечных вспышках. Именно это обстоятельство объясняет очень высокий интерес как наблюдателей, так и теоретиков к явлению радиоспайков.

Однако, наряду с фрагментацией первичного энерговыделения, следует указать на две другие возможные причины сильной фрагментации радиоизлучения в событиях со спайками. Во-первых, эта фрагментация может порождаться внутренними свойствами самого механизма радиоизлучения, а во-вторых, быть следствием вторичной фрагментации структуры источника радиоизлучения. Накопленные к настоящему времени данные, как показано ниже, свидетельствуют в пользу концепции вторичной фрагментации источника.

Если учесть экстремально короткую длительность спайков (до единиц миллисекунд [10]), малую собствен-

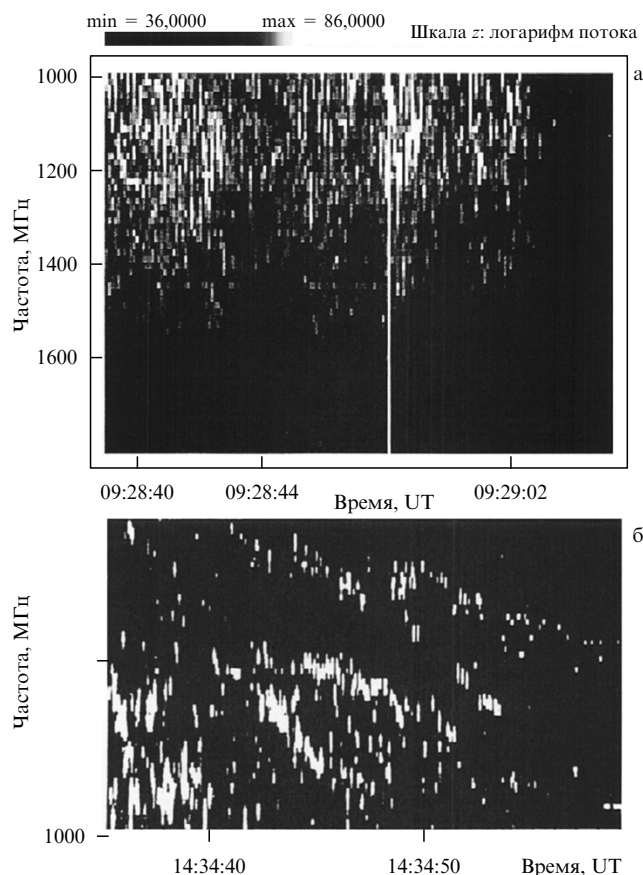


Рис. 1. Динамические спектры кластера дециметровых миллисекундных спайков в событии 25.12.90, зарегистрированного спектрометром PHOENIX в Цюрихе [101] (а) и миллисекундных спайков, ассоциированных с всплеском IV типа в событии 6.04.80. Видны несколько цепочек очень узкополосных (около 10 МГц) спайков [14] (б).

ную ширину полосы частот ($< 1\%$) [12], высокую яркостную температуру и (часто) высокую поляризацию, становится ясно, что радиоспайки обладают большим диагностическим потенциалом. Однако этот потенциал до последнего времени остается не реализованным главным образом потому, что не установлен надежно даже механизм, которым генерируется радиоизлучение в спайках, не говоря уже о модели источника.

В обзоре мы попытались проанализировать все известные нам, полученные к настоящему времени наблюдательные данные по радиоспайкам и сравнить их с предсказаниями существующих теоретических моделей. Такое сравнение позволяет выделить из них наиболее адекватную модель, согласно которой радиоспайки генерируются нетепловыми электронами с протяженным энергетическим спектром благодаря циклотронному мазерному механизму в корональной арке с сильными неоднородностями магнитного поля. Оно позволяет также наметить "решающие исследования" (как наблюдательные, так и теоретические), способные привести к окончательному установлению механизма излучения и разработке реалистической модели источника.

Во втором разделе описаны различные механизмы и модели, способные приводить к сверхтонкой временной структуре радиоизлучения. В третьем разделе проводится детальный анализ наблюдательных данных и их сравнение с моделями. В четвертом разделе обсуж-

даются проблемы, которые предстоит решить в ходе предстоящего 23-го цикла солнечной активности и способы их решения. Последний раздел посвящен заключительным замечаниям и выводам.

2. Механизмы генерации сверхтонкой временной структуры радиоизлучения Солнца

Источник, в котором генерируется отдельный спайк, является весьма компактным. Действительно [13], при относительной полосе излучения $\Delta f/f \sim 1\%$ и характерном масштабе изменения параметров плазмы в короне $L \sim 2 \times 10^9$ см для линейного размера источника получим

$$l \leq L(\Delta f/f) \approx 200 \text{ км.} \quad (1)$$

Соответственно, яркостные температуры спайков T_b могут достигать (а, возможно, и превышать) значения 10^{15} К [12, 13]. Столь высокие яркостные температуры, наряду с экстремально короткой длительностью событий и (часто) сильной циркулярной поляризацией радиоизлучения, могут быть обеспечены только работой когерентного механизма. В настоящее время в качестве возможных механизмов генерации спайков рассматриваются различные модификации плазменного и циклотронного мазерного механизмов. Мы упомянем также пока мало исследованную возможность реализации в солнечных вспышках неустойчивости, работающей на переходном излучении (мазерное переходное излучение). Сложность надежного выяснения механизма излучения спайков объясняется сходством многих (доступных наблюдательной проверке) предсказаний различных моделей. Поэтому в данном разделе мы уделим особое внимание именно различиям между указанными механизмами.

2.1. Плазменный механизм радиоизлучения

Под плазменным механизмом радиоизлучения в широком смысле мы будем понимать двухступенчатый процесс, на первой стадии которого в источнике генерируются собственные моды, не способные покидать плазму. Это могут быть ленгмюровские, верхне- и нижнегибридные волны, моды Бернштейна, медленные необыкновенные волны (Z-мода) и т.п. Вторая стадия состоит в трансформации этих волн в быстрые необыкновенные (X-мода) или обыкновенные (О-мода) поперечные электромагнитные волны, которые покидают источник и наблюдаются на Земле в виде радиоизлучения.

2.1.1. Впервые процесс трансформации ленгмюровских волн, генерируемых пучками электронов, в поперечные волны вблизи плазменных частот ω_{pe} и $2\omega_{pe}$ был предложен почти 40 лет назад [15] для интерпретации всплесков II и III типов в метровом диапазоне. В настоящее время общепринято, что дрейфующие по частоте (в сторону уменьшения или увеличения частоты) всплески III типа являются индикаторами распространяющихся (соответственно, вверх или вниз) электронных пучков, и реализация плазменного механизма в таких всплесках не вызывает сомнений. Аналогичные метровым всплескам III типа события наблюдаются также в дециметровой [14, 16] и микроволновой [17] частях спектра.

При распространении электронного пучка в плазме возбуждаемые им плазменные волны стабилизируют

неустойчивость за фронтом пучка, однако на фронте неустойчивость не стабилизируется (более быстрые электроны все время обгоняют более медленные, и на фронте сохраняется положительная производная функции распределения по импульсам). В таком (ненасыщенном) режиме работы плазменного механизма скорость частотного дрейфа всплеска отражает скорость движения фронта пучка в короне, а знак дрейфа — направление его движения.

Спектральные свойства радиоспайков радикально отличаются от свойств всплесков III типа, поэтому возможность генерации спайков электронными пучками плазменным механизмом в ненасыщенном режиме можно не рассматривать.

2.1.2. Принято считать, что плазменная турбулентность является также источником шумовых бурь, состоящих из континуальной составляющей и всплесков I типа — узкополосных коротких всплесков. Согласно модели, развитой в [18], всплески I типа возникают в результате конверсии плазменных волн на квазистационарных структурах, создаваемых самими плазменными волнами. Такой процесс оказывается эффективным при достаточно низком уровне плазменной турбулентности:

$$w_{pl} = \frac{W_{pl}}{nT} < 10^{-7}. \quad (2)$$

При больших значениях w_{pl} эти всплески оказываются слабее континуума и тогда мы имеем дело уже со всплеском IV типа [18]. Модель [18] предсказывает излучение всплесков I типа на локальной плазменной частоте ω_{pe} (т.е. гармоническая структура всплеска отсутствует) с относительной полосой $\Delta f/f \sim 3\%$ и характерной длительностью $t \sim 0,1-2$ с. В [19] аналогичная модель предлагается и для радиоспайков. Однако существенные различия в пространственном распределении по диску, частотной полосе, поляризации всплесков I типа и радиоспайков [13], а также наличие у радиоспайков гармонической структуры (подробнее см. ниже) приводят к выводу о том, что модель [18], удовлетворительно описывающая свойства всплесков I типа, не может объяснить свойства радиоспайков.

2.2. Нелинейные плазменные механизмы

Часть заряженных частиц, ускоренных в результате первичного энерговыделения в солнечной вспышке, оказывается захваченной в магнитных ловушках — корональных арках (петлях). Даже если изначально эти частицы были распределены изотропно, в результате движения в магнитной ловушке распределение частиц становится анизотропным. Действительно, при движении частицы в неоднородном магнитном поле сохраняется поперечный адиабатический инвариант $p_{\perp}^2/B = \text{const}$. Поскольку плотность фоновой плазмы в короне (как и величина магнитного поля) повышается по мере приближения к поверхности Солнца, частицы с меньшими питч-углами будут проникать в более глубокие (а значит, более плотные) слои атмосферы, испытывать большие потери и теряться, в отличие от частиц с большими питч-углами, отражающимися от магнитных пробок на больших высотах. Таким образом, в корональных петлях естественно ожидать формирования распределений электронов с "конусом потерь", т.е. с недостатком электронов, имеющих малые питч-углы.

Величина критического угла зависит от пробочного отношения в данной магнитной ловушке.

Анизотропное распределение электронов (так же, как и их пучки) может оказаться неустойчивым относительно генерации плазменных волн. В таком случае говорят о реализации конусной неустойчивости. Если в плазме возникло неустойчивое распределение электронов с конусом потерь, то плотность энергии плазменных волн будет экспоненциально возрастать, в результате чего станут существенны нелинейные эффекты (в отличие от фронта пучка, который проходит новые и новые области плазмы, где плазменные волны не успевают накапливаться). К числу таких нелинейных эффектов относится обратное влияние усиливаемых волн на быстрые электроны и собственно нелинейные волновые эффекты. В приближении слабой турбулентности эволюция плотности энергии плазменных волн $W_{\pm}(\mathbf{k})$ и функции распределения $f(p, \mu, t)$ быстрых электронов описываются следующими уравнениями [20–27]:

$$\frac{d}{dt} W_{\pm}(\mathbf{k}) = 2\gamma_{\pm}^{\text{QL}} W_{\pm}(\mathbf{k}) + J(l+i \Rightarrow l'), \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} = & \frac{16\pi^3 e^2 \gamma}{m_e^2 p} \sum_{\omega_{\pm}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int \omega_{\pm}^2 dk d\eta \times \\ & \times \delta(kp\eta\mu + n\omega_{\text{Be}} - \gamma\omega_{\pm}) \left[\frac{\partial}{\partial p} + \frac{\partial}{\partial \mu} \frac{\gamma}{p} \left(\frac{k\eta p}{\gamma\omega_{\pm}} - \mu \right) \right] \times \\ & \times \left\{ \frac{J_n^2(\lambda) R_{\pm}(\mathbf{k}) W_{\pm}(\mathbf{k})}{p} \left[\frac{\partial f}{\partial p} + \frac{\gamma}{p} \left(\frac{k\eta p}{\gamma\omega_{\pm}} - \mu \right) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right] + \right. \\ & \left. + F_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) + \hat{L}f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) \right\}, \quad (4) \end{aligned}$$

где $\gamma_{\pm}^{\text{QL}}$ — квазилинейный инкремент нарастания плазменных волн:

$$\begin{aligned} \gamma_{\pm}^{\text{QL}} = & \frac{2\pi^2 \omega_{pe}^2 \omega_{\pm}^2(\mathbf{k})}{k^2} \frac{n_b}{n_0} R_{\pm}(\mathbf{k}) \times \\ & \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int J_n^2(\lambda) \left[p \frac{\partial f}{\partial p} + \left(\frac{k\eta p}{\gamma\omega_{\pm}} - \mu \right) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right] \times \\ & \times \delta(kp\eta\mu + n\omega_{\text{Be}} - \gamma\omega_{\pm}) dp d\mu, \quad (5) \end{aligned}$$

$J(l+i \Rightarrow l')$ — член, описывающий индуцированное рассеяние волн на ионах плазмы:

$$\begin{aligned} J(l+i \Rightarrow l') = & -\frac{e^2 \omega_{\pm}(\mathbf{k})}{\pi^2 m_e^2 \omega_{pe}^4} W_{\pm}(\mathbf{k}) R_{\pm}(\mathbf{k}) \times \\ & \times \int k'^2 d\mathbf{k}' W_{\pm}(\mathbf{k}') R_{\pm}(\mathbf{k}') \frac{(\mathbf{k}\mathbf{k}')^2}{k^2 k'^2} \times \\ & \times \frac{\delta \epsilon_e'^2(\omega'', \mathbf{k}'') \delta \epsilon_i''(\omega'', \mathbf{k}'')}{|\epsilon'(\omega'', \mathbf{k}'')|^2}, \quad (6) \end{aligned}$$

$\hat{L}$ — оператор, описывающий фокусировку магнитным полем, кулоновские потери, диффузию из-за кулоновских столкновений:

$$\begin{aligned} \hat{L} = & -\beta c \mu \frac{\partial}{\partial s} + \beta c \frac{d \ln B}{ds} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[\frac{(1-\mu^2)}{2} \right] + \frac{c}{\lambda_0} \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{1}{\beta} \right) + \\ & + \frac{c}{\lambda_0 \beta^3 \gamma^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1-\mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} \right], \quad (7) \end{aligned}$$

$F_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ — источник быстрых электронов. Функция распределения нетепловых электронов $f(p, \mu, t)$ нормирована на 1. Значки + и — относятся, соответственно, к верхне- и нижнегибридным волнам, спектры которых в магнитоактивной плазме имеют вид

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{1}{2}(\omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2) \pm \frac{1}{2}[(\omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2)^2 - 4\omega_{pe}^2\omega_{Be}^2 \cos^2 \theta]^{1/2}. \quad (8)$$

Здесь n_b, n_0 — концентрации быстрых электронов и электронов фоновой плазмы соответственно; ω_{Be} — гирочастота; $\eta = \cos \theta$; θ — угол между векторами $\mathbf{k}$ и $\mathbf{B}$; $J_n(\lambda)$ — функция Бесселя; $\lambda = k_{\perp} p_{\perp} / \omega_{Be}$; $\mu = \cos \vartheta$; ϑ — питч-угол электрона; $\beta = v/c = p/\gamma c$ — безразмерная скорость электрона; $p = P/m_e$ — удельный импульс; $\gamma = \sqrt{1 + p^2/c^2}$ — фактор Лоренца; E — кинетическая энергия электронов; $R_{\pm}(\mathbf{k}) = \{\partial(\omega \epsilon^l)/\partial \omega\}_{\omega=\omega_{\pm}}^{-1}$; $\omega'' = \omega - \omega'$; $\mathbf{k}'' = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$; $\epsilon^l(\omega'', \mathbf{k}'')$ — продольная диэлектрическая проницаемость; $\delta \epsilon_e^l(\omega'', \mathbf{k}'')$, $\delta \epsilon_i^l(\omega'', \mathbf{k}'')$ — парциальные вещественная электронная и мнимая ионная диэлектрические проницаемости, учитывающие тепловое движение частиц; s — координата вдоль магнитного поля; $\lambda_0 = (n(s) \ln A)^{-1} \times 10^{24}$ см, $\ln A$ — кулоновский логарифм.

2.2.1. Предположим, что (по мере роста плотности энергии плазменных волн) обратное влияние волн на быстрые частицы начинает сказываться раньше, чем становятся существенными собственно нелинейные взаимодействия волн друг с другом. В таком случае последними можно пренебречь и рассматривать систему "волны–частицы" в так называемом квазилинейном приближении.

Тогда решением системы уравнений (3), (4) является квазилинейная релаксация, в результате которой частицы изотропизируются, а плотность энергии плазменных волн сначала возрастает до своего максимального значения W_{sat} (плотность энергии в насыщении) за время

$$t_{\text{gr}} \sim \frac{1}{\gamma} \ln \left(\frac{W_{\text{sat}}}{W_0} \right), \quad (9)$$

где W_0 — начальное значение плотности энергии плазменных волн, $\gamma \sim (10^{-2} - 10^{-3})(n_b/n_0)\omega_{pe}$ — характерное значение инкремента плазменных волн, определяемое уравнением (5), а затем уменьшается, например, из-за столкновительного затухания за время [28]

$$\tau_{ei} = 0,18 \frac{T^{3/2}}{n_0 \ln A}, \quad (10)$$

где $\ln A \approx 11,2$. Таким образом, в квазилинейном режиме происходит генерация одного импульса плазменных волн, трансформация которых в электромагнитные волны на частотах ω_{pe} и(или) $2\omega_{pe}$ обеспечивает импульс радиоизлучения либо без гармонической структуры, либо с отношением гармоник 1:2. В применении к радиоспайкам такая модель с испусканием радиоволн на удвоенной плазменной частоте предлагалась в [29].

При наличии постоянно действующего источника быстрых частиц этот процесс может повторяться многократно, в противном случае изотропизация будет приводить к усиленному "высыпанию" быстрых электронов

из ловушки и прекращению условий неустойчивости. Мы вернемся к более подробному обсуждению квазилинейных эффектов в разделах 2.3.7, 2.3.8.

2.2.2. В магнитоактивной плазме с $\omega_{pe} > \omega_{Be}$ речь идет о неустойчивости верхнегибридных волн $\omega_{UH} = \omega_+$ (8). Соответственно, на первой гармонике $\omega \approx \omega_{UH} = \omega_+$ они могут трансформироваться только в обыкновенные волны, т.е. радиоизлучение будет 100%-поляризованным. На второй гармонике $2\omega_{UH}$ знак и степень поляризации могут быть любыми. В работе [30] рассматривается генерация верхнегибридных волн в плазме с сильным магнитным полем $\omega_{Be} \geq \omega_{pe}$. При этом верхнегибридная частота ω_{UH} близка к электронной циклотронной частоте ω_{Be} , а радиоизлучение возникает из-за слияния двух верхнегибридных волн на частоте $2\omega_{UH} \approx 2\omega_{Be}$. В этой работе анализировалась модельная система уравнений для амплитуд и фаз продольных и поперечных волн, решения которой демонстрируют нерегулярный спайкоподобный характер следования импульсов радиоизлучения.

В обсуждавшихся выше вариантах плазменного механизма генерируемое радиоизлучение либо вообще не обладает гармонической структурой, либо испускаются две гармоники с отношением частот 1:2. Обеспечить 3-ю или более высокие гармоники весьма трудно. Для этого требуется или одновременное слияние 3-х или более плазменных волн, вероятность чего мала, или слияние плазменной волны ω_{pe} с поперечной волной $2\omega_{pe}$:

$$l(\omega_{pe}) + t(2\omega_{pe}) \rightarrow t(3\omega_{pe}). \quad (11)$$

Для такого процесса довольно трудно выполнить закон сохранения импульса из-за различных законов дисперсии продольных и поперечных волн.

2.2.3. Однако в магнитоактивной плазме с

$$0,1 \leq Y \leq 1, \quad (12)$$

где $Y = \omega_{pe}/\omega_{Be}$, могут быть весьма высокими инкременты квазипоперечных медленных необыкновенных волн (Z-мода). Поскольку эти волны не способны выходить из плазмы (вследствие полного внутреннего отражения), то для генерации наблюдаемого радиоизлучения требуется их трансформация в быстрые необыкновенные или обыкновенные волны. Поэтому такой двухступенчатый процесс мы рассматриваем как разновидность плазменного механизма. Мелроуз [31] рассмотрел модель, в которой Z-волны генерируются электронами из-за конусной неустойчивости, а затем трансформируются в поперечные t -волны (t обозначает X- или O-волну) в результате процессов

$$Z + Z' \rightarrow t, \quad Z + t \rightarrow t'. \quad (13)$$

Поскольку показатели преломления Z-волн близки к единице (хотя и немного больше), кинематическим ограничениям

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3, \quad \omega_1 + \omega_2 = \omega_3, \quad (14)$$

которые должны выполняться в любом из трехволновых процессов (13), довольно легко удовлетворить. Таким образом, в результате первого акта слияния волн

$Z + Z' \rightarrow t_2$ образуется волна вблизи второй гармоники гирочастоты, в следующем акте $Z + t_2 \rightarrow t_3$ образуется волна на третьей гармонике и т.д. Количество гармоник, образующихся в данном процессе, их интенсивность и поляризацию можно найти из соответствующих уравнений переноса [31], решения которых в конечном счете определяются запасенной в системе свободной энергией и характерными временами перекачки. Яркостная температура излучения на n -й гармонике будет максимальной, если ее генерация происходит в насыщенном режиме, т.е. когда число слияний, порождающих t_n , равно числу ее распадов. Ясно, что для реализации насыщенного режима генерации t_n необходимо, чтобы t_{n-1} генерировалась в насыщенном режиме. Поскольку вероятность образования Х-волн выше, чем О-волн, то первые будут насыщаться быстрее. Это значит, что в полностью насыщенном режиме излучение на n -й гармонике не поляризовано, а в ненасыщенном преимущественная поляризация соответствует Х-волнам и степень поляризации может достигать 100 %.

Предсказания указанной модели [31], допускающие наблюдательную проверку, сводятся к следующему:

а) радиоизлучение генерируется на второй, третьей и (возможно) четвертой гармониках гирочастоты; обеспечить генерацию более высоких гармоник весьма трудно; для излучения первой гармоники требуется выполнение дополнительных условий;

б) степень поляризации варьируется от 0 до 100 %;

в) степень поляризации возрастает от низших гармоник к высшим;

г) направление вращения вектора поляризации соответствует Х-волнам.

Таким образом, свойства данного механизма существенно отличаются от ранее рассмотренных вариантов плазменного механизма, основанных на генерации ленгмюровских или верхнегибридных волн.

2.2.4. Рассмотрим теперь случай, когда нелинейные взаимодействия волн друг с другом становятся существенными значительно раньше, чем квазилинейные эффекты обратного влияния волн на быстрые частицы. Тогда в первом приближении уравнение для функции распределения частиц (4) можно вообще не рассматривать, а сосредоточиться на уравнении для плотности энергии плазменных волн (3). В обычных условиях главным нелинейным эффектом является так называемое индуцированное рассеяние волн на ионах плазмы [20–22, 27], соответствующий нелинейный член $J(l + i \rightarrow l')$ уравнения (3) имеет вид (6).

Таким образом, эволюция плотности энергии квазиродольных (плазменных) волн описывается уравнением

$$\frac{\partial W_{\pm}}{\partial t} + \mathbf{v}_g \frac{\partial W_{\pm}}{\partial \mathbf{r}} = (2\gamma_{\pm}^{\text{OL}} - v_{\text{eff}})W_{\pm} + J(l + i \Rightarrow l'), \quad (15)$$

где $\mathbf{v}_g$ — групповая скорость волн. Типы решений уравнения (3) зависят главным образом от соотношения "ширин" ядра в интеграле (6) и функции возбуждаемых плазменных волн $W_{\pm}$. Если ядро значительно уже, чем функция $W_{\pm}$, то можно попытаться перейти от интегральной формы к дифференциальному приближению, раскладывая $W_{\pm}$ в ряд. Однако в таком случае будут возникать решения с крутыми фронтами, для которых нарушаются условия применимости дифференциального приближения вследствие больших значений производных на

фронте. Это значит, что учет интегрального характера данного нелинейного взаимодействия имеет принципиальное значение.

2.2.5. В другом предельном случае, когда область неустойчивости (т.е. область, в которой $(2\gamma_{\pm}^{\text{OL}} - v_{\text{eff}}) > 0$) значительно уже, чем ядро в интеграле (6), уравнение (3) все же может быть существенно упрощено. Для этого поступим следующим образом [32]. Выделим в пространстве волновых чисел резонансную область (где волны генерируются частицами) и нерезонансную область (где волны поглощаются либо из-за кулоновских столкновений, либо самими быстрыми электронами). Проинтегрировав уравнение (3) сначала по резонансной, а затем по нерезонансной областям и обозначая плотности энергии плазменных волн в этих областях соответственно через W и W^* , получим

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \mathbf{v}_g \frac{\partial W}{\partial \mathbf{r}} = \gamma W - \eta W W^*, \quad (16)$$

$$\frac{\partial W^*}{\partial t} + \mathbf{v}_g \frac{\partial W^*}{\partial \mathbf{r}} = -\tilde{\gamma} W + \eta W W^*. \quad (17)$$

Здесь

$$\gamma = \langle (2\gamma^{\text{OL}} - v_{\text{eff}}) \rangle \quad (18)$$

есть некое эффективное ("среднее") значение инкремента в области неустойчивости, $\tilde{\gamma}$ — эффективное значение декремента затухания волн в нерезонансной области, а константа нелинейного взаимодействия η оценивается как [32]

$$\eta \approx 10^{-1} \frac{\omega_{\text{pe}}}{n_0 T_i (1 + T_e/T_i)^2}, \quad (19)$$

где T_i , T_e — температуры ионов и электронов фоновой плазмы. Отметим, что точность системы (16), (17) является плохо контролируемой, поскольку она получена с помощью применения теоремы о среднем [32], и ее коэффициенты γ , $\tilde{\gamma}$, η определяются только по порядку величины.

Если источник является достаточно протяженным:

$$L \gg \frac{v_g}{\sqrt{\gamma \tilde{\gamma}}}, \quad (20)$$

то пространственными производными в (16), (17) можно пренебречь. В таком случае уравнения (16), (17) сводятся к системе типа Лоттки–Вольтерра и описывают нелинейные периодические колебания, соответствующие замкнутым кривым на фазовой плоскости $W^* - W$, охватывающим особую точку типа "центр":

$$W_0 = \frac{\tilde{\gamma}}{\eta}, \quad W_0^* = \frac{\gamma}{\eta}. \quad (21)$$

На указанных фазовых траекториях имеем

$$W - \frac{\tilde{\gamma}}{\eta} \ln \left(\frac{\eta W}{\gamma} \right) + W^* - \frac{\gamma}{\eta} \ln \left(\frac{\eta W^*}{\gamma} \right) = \tilde{W}, \quad (22)$$

где константа интегрирования $\tilde{W}$ связана с начальными условиями и определяет глубину модуляции колебаний.

Период пульсаций находится интегрированием по траектории (22) и равен [33]

$$T = \frac{\eta}{\gamma} \int \frac{dW^*}{\eta W(W^*) - \tilde{\gamma}}. \quad (23)$$

В режиме слабой модуляции получаем

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\gamma\tilde{\gamma}}}, \quad (24)$$

а при сильной (в случае $\gamma \gg \tilde{\gamma}$) находим

$$T = \frac{1}{\tilde{\gamma}} \ln \left(\frac{\gamma}{\eta W^*(t=0)} \right). \quad (25)$$

Заметим, что если поглощение волн определяется столкновениями тепловых электронов с ионами, так что $\tilde{\gamma} \sim \nu_{ei}$, то период колебаний (25) практически не зависит от параметров быстрых электронов и поэтому может быть весьма стабильным. Для условий, реализующихся в корональных арках, характерные значения периодов колебаний могут варьироваться от 10 миллисекунд до единиц секунд. Таким образом, рассмотренный нелинейный плазменный механизм радиоизлучения (в данном случае преобладает излучение на второй гармонике $\omega \approx 2\omega_{pe}$ [34, 35]) может приводить к образованию

сверхтонкой временной структуры радиоизлучения Солнца, но не к радиоспайкам, а к миллисекундным пульсациям. Подробнее о возможных причинах пульсаций солнечного радиоизлучения см. [36–42], а также обзор [43] и ссылки в нем.

2.2.6. Однако, как уже указывалось, сведение уравнения (3) к системе типа Лоттки – Вольтерры является довольно грубым приближением и может не описывать реальную ситуацию даже качественно. В работе [44] проведен более точный численный анализ нелинейного уравнения (3) для двух различных распределений инкремента верхнегибридных волн в пространстве волновых чисел при

$$Y = \frac{\omega_{pe}}{\omega_{Be}} \gg 1. \quad (26)$$

В первом случае рассматривалось достаточно узкое распределение инкрементов на плоскости $(k_{\perp}, k_{\parallel})$ (рис. 2а), реализующееся для следующей функции распределения быстрых электронов:

$$f(\mathbf{p}) = F(p) \cdot \Phi(\mu), \quad (27)$$

где μ — косинус питч-угла электронов и

$$\Phi(\mu) \propto \exp \left(-\frac{\mu^2}{\mu_0^2} \right), \quad (28)$$

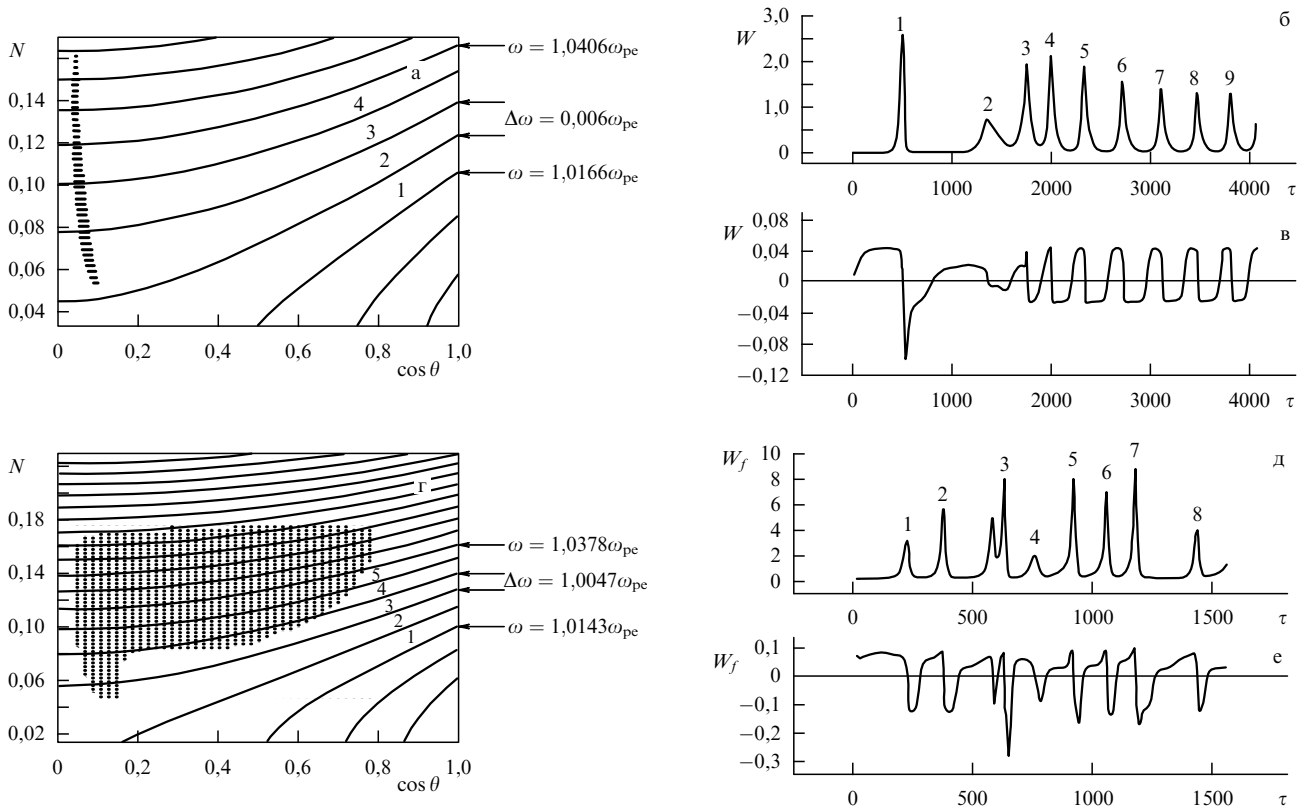


Рис. 2. (а) Область неустойчивости для функции распределения (29) (выделена жирной штриховкой) на плоскости $N, \cos(\theta)$. Сплошные линии показывают уровни постоянной частоты. Нелинейная перекачка волн происходит, в основном, в областях, помеченных цифрами 1–4 [44]. (б) Зависимость плотности энергии плазменных волн W от безразмерного времени для функции распределения (29). (в) Зависимость логарифмической производной W от времени [44]. (г) Область неустойчивости для функции распределения (31) (выделена жирными точками) на плоскости $N, \cos(\theta)$. Сплошные линии показывают уровни постоянной частоты. Нелинейная перекачка волн происходит, в основном, в областях 1–5 [44]. (д) Зависимость W от безразмерного времени для функции распределения (31). (е) Зависимость логарифмической производной W от времени [44].

μ_0 — косинус угла, ограничивающего конус потерь,

$$F(p) \propto p^{-\alpha}, \quad 0,2 \leq \frac{p}{mc} \leq 1, \quad \alpha = 4. \quad (29)$$

Результат численного решения уравнения (3) при параметрах плазмы

$$T_e = T_i = 10^6 \text{ K}, \quad Y = 5, \quad \omega_{pe} = 10^9 \text{ с}^{-1} \quad (30)$$

представлен (для полной энергии верхнегибридных волн) на рис. 2б, в. Видно, что после некоторого переходного процесса устанавливается режим почти периодических осцилляций плотности энергии плазменных волн. Аналогичные осцилляции будут наблюдаться и в радиоизлучении, которое в данном случае (как и в [34, 35]) в основном генерируется вблизи второй гармоники плазменной частоты $2\omega_{pe}$. Таким образом, указанные расчеты подтверждают качественные предсказания, сделанные на основе приближенной системы уравнений Лоттки–Вольтерра, хотя численное значение периода осцилляций может в несколько раз превышать приближенное значение, полученное при тех же исходных параметрах из формулы (25) (которая, строго говоря, в данном случае неприменима, так как $\tilde{\gamma} > \gamma$). Правильные значения периода получаются, если в формулу (25) вместо $\tilde{\gamma}$ подставить γ . Причину этого легко понять, заметив, что характерные времена роста и спада отдельного импульса одного порядка величины (рис. 2в).

В другом случае рассматривались более широкая область неустойчивости (рис. 2г), реализующаяся, если для импульсной части функции распределения (27) взять вместо (29) функцию с положительной производной по p :

$$F(p) \propto \frac{p^4}{(p_0^2 + p^2)^4}; \quad 0,02 < \frac{p}{mc} < 3, \quad (31)$$

и прежнее угловое распределение $\Phi(\mu)$. В данном случае зависимость полной энергии плазменных волн от времени (рис. 2д) кардинально отличается от предсказываемой системой Лоттки–Вольтерра. Периодические решения отсутствуют, а наблюдаются нерегулярные последовательности всплесков. Отметим существенные различия формы временных профилей отдельных импульсов в двух указанных режимах работы нелинейного плазменного механизма. На рисунке 2в, е приведены зависимости логарифмической производной плотности энергии волн от времени. Горизонтальные участки на этих кривых соответствуют экспоненциальному изменению плотности энергии со временем (нарастанию или затуханию в зависимости от знака логарифмической производной). Видно, что для периодического режима характерны почти экспоненциальные законы как на фазе роста, так и на фазе спада отдельного импульса. Наоборот, для непериодического режима эти кривые демонстрируют значительно более сложное поведение и включают ярко выраженные участки роста по закону более быстрому, чем экспоненциальный.

Если предположить, что солнечные радиоспайки связаны с работой такого нерегулярного нелинейного плазменного механизма, то наблюдательной проверке следует подвергнуть следующие предсказания модели:

а) отсутствует гармоническая структура радиоизлучения (радиоволны, в основном, испускаются на второй гармонике плазменной частоты, испускание волн на первой гармонике менее вероятно);

б) всплески на данной частоте ω испускаются из одного и того же места корональной арки с $\omega_{pe} \sim \omega/2$;

в) возможны более или менее плавные переходы от осцилляций к непериодическим всплескам и, наоборот, при медленном изменении параметров функции распределения быстрых частиц (из-за инъекции, ухода из ловушки, изотропизации и т.п.);

г) временные профили отдельных спайков имеют сложную форму и содержат участки со "сверхэкспоненциальным" нарастанием интенсивности.

2.2.7. В заключении данного раздела рассмотрим еще одну модель, основанную на плазменном механизме и приводящую к возникновению сверхтонкой временной структуры радиоизлучения солнечных вспышек. Пусть в корональной арке образовалось квазистационарное распределение быстрых электронов с конусом потерь, обеспечивающее континуальное излучение (всплеск IV типа [45]). Пусть теперь (в результате некоторого акта ускорения частиц) в ловушку инжектируется дополнительная порция быстрых электронов в виде пучка. Тогда возможна ситуация, когда полная анизотропия системы "захваченные и инжектированные частицы" может уменьшиться (из-за заполнения инжектированными электронами конуса потерь). При этом инкремент неустойчивости уменьшается, либо она полностью стабилизируется и восстанавливается до прежнего уровня лишь после прохождения пучка [46, 47]. В результате интенсивность радиоизлучения испытывает резкий провал, дрейфующий по частотам вследствие движения инжектированного пучка электронов. Если такая инъекция длится достаточно долго, но не подавляет, а только уменьшает инкремент неустойчивости, то в системе могут возникнуть осцилляции относительно некоторого редуцированного уровня [48, 49]. Таким образом, плазменный механизм при наличии прерывистой инъекции быстрых электронов в корональную арку объясняет появление дрейфующих миллисекундных "антиспайков" и пульсаций ниже уровня основного всплеска. Фрагмент события, содержащего такие особенности и зарегистрированного 17 ноября 1991 г. в Крымской астрофизической обсерватории, представлен на рис. 3.



Рис. 3. Временные профили события 17.11.91 на частотах 2,5 и 2,85 ГГц с временным разрешением около 10 мс. Отчетливо видно уменьшение "нулевого" уровня во время пульсаций плотности потока вблизи 07:06:35 UT (интервал выделен фигурной скобкой). Антиспайки указаны стрелками [48].

2.3. Циклотронное мазерное излучение

Если функция распределения электронов в магнитоактивной плазме оказывается неустойчивой относительно генерации поперечных (Х или О) волн вблизи низших гармоник гирочастоты, то соответствующее излучение называют циклотронным мазерным. На возможность такой неустойчивости было указано довольно давно [50, 51]. Существенный прогресс в исследовании циклотронного мазерного излучения (ЦМИ) был достигнут в связи с открытием [52] и последующими наблюдениями [53] аврорального километрового излучения (АКИ) в магнитосфере Земли. В работе [54] предложена полурелятивистская теория ЦМИ (в применении к АКИ) и показана принципиальная необходимость учета релятивизма надтепловых излучающих электронов, даже если во всех остальных отношениях они могут считаться нерелятивистскими ($v/c \ll 1$). В последующие годы теория ЦМИ [54] интенсивно развивалась [55–62] и нашла всеобъемлющее экспериментальное подтверждение [63–68] при измерении на космических аппаратах функции распределения частиц и электромагнитных полей в магнитосфере Земли. Считается, что ЦМИ реализуется и в некоторых типах радиоизлучения других планет — Юпитера [69, 70], Сатурна [71], Урана и Нептуна [72, 73]. Указанные исследования имеют важное значение для теории ЦМИ, поскольку дают прямые подтверждения существования такого излучения в природных условиях.

Теоретические исследования [54–62] показали, что свойства ЦМИ и сама возможность его генерации сильно зависят как от параметров фоновой плазмы, так и от деталей распределения быстрых (нетепловых) электронов. Значения температуры плазмы, величины магнитного поля, отношения $Y = \omega_{pe}/\omega_{ce}$, характерные энергии надтепловых электронов и, по-видимому, форма их функции распределения существенно различаются в магнитосфере Земли и в солнечной короне. Поэтому исследование ЦМИ в солнечных вспышках представляет собой в значительной степени самостоятельную задачу.

Циклотронная конусная неустойчивость была предложена в [74, 75] для объяснения 100 %-поляризованных быстропеременных микроволновых всплесков [8], а первая полуколичественная модель генерации радиоспайков, основанная на ЦМИ, проанализирована в [76].

Рассмотрение циклотронной неустойчивости в [76] основано на оценках соответствующего линейного инкремента на n -й гармонике гирочастоты

$$\gamma_n^\sigma(\mathbf{k}) = \int d^3p A_n^\sigma(\mathbf{p}, \mathbf{k}) \sigma \left(\omega - \frac{n\omega_{ce}}{\gamma} - k_{\parallel} v_{\parallel} \right) \times \\ \times \left(\frac{n\omega_{ce}}{\gamma v_{\perp}} \frac{\partial}{\partial p_{\perp}} + k_{\parallel} \frac{\partial}{\partial p_{\parallel}} \right) f(\mathbf{p}), \quad (32)$$

где $A_n^\sigma(\mathbf{p}, \mathbf{k})$ — вероятность спонтанного испускания волны типа σ на n -й гармонике

$$A_n^\sigma(\mathbf{p}, \mathbf{k}) = \frac{4\pi^2 e^2 c^2 \beta_{\perp}^2}{\omega n_{\sigma} \partial(\omega n_{\sigma}) / \partial \omega (1 + K_{\sigma}^2)} \times \\ \times \left| \frac{\Gamma_{\sigma} \sin \theta + (\cos \theta - n_{\sigma} \beta_{\parallel}) K_{\sigma}}{n_{\sigma} \beta_{\perp} \sin \theta} J_n(z) + J'_n(z) \right|^2. \quad (33)$$

Индексы $\parallel$ и $\perp$ обозначают продольные и поперечные по отношению к магнитному полю компоненты векторов,

n_{σ} — показатель преломления волны типа σ ($\sigma = Z, X, O$),

$$n_{\sigma}^2 = \\ = 1 - \frac{2v(1-v)}{2(1-v) - u \sin^2 \theta + \sigma [u^2 \sin^4 \theta + 4u(1-v)^2 \cos^2 \theta]^{1/2}}, \quad (34)$$

где $v = \omega_{pe}^2/\omega^2$, $u = \omega_{ce}^2/\omega^2$, $\sigma = 1$ для О-волн, $\sigma = -1$ для Z- и X-волн, $\beta = v/c$; Γ_{σ} , K_{σ} — компоненты вектора поляризации волны, θ — угол между направлением волнового вектора $\mathbf{k}$ и направлением магнитного поля $\mathbf{B}$; $J_n(z)$, $J'_n(z)$ — функции Бесселя и их первые производные по аргументу, $z = k_{\perp} p_{\perp} / \omega_{ce}$. Интегрирование в (32) ведется вдоль "резонансного эллипса" [66], отвечающего резонансному условию

$$\omega - \frac{n\omega_{ce}}{\gamma} - k_{\parallel} v_{\parallel} = 0. \quad (35)$$

В работе [76], так же, как и в пионерской работе [54], используется полурелятивистское приближение

$$\gamma^{-1} \approx 1 - \frac{v^2}{2c^2}, \quad (36)$$

а функции Бесселя (как и их производные) заменены первыми членами разложения при малых аргументах, что также соответствует слаборелятивистскому приближению. Оценки, основанные на таком подходе, приводят авторов [76] к следующим выводам:

а) ЦМИ генерируется в узкой области квазипоперечных направлений $\theta = 70-85^\circ$;

б) яркостная температура ЦМИ может достигать значений $T_b \sim 10^{16} - 10^{17}$ К;

в) величина поглощения волн ω в гирорезонансных слоях ($\omega_{ce} = \omega/s$, $s = 2, 3$) может быть весьма высокой (а их оптическая толщина $\tau_s \gg 1$) и препятствовать выходу генерируемого излучения из короны; предлагается излучение на второй гармонике гирочастоты, которому легче выйти из короны, так как требуется преодолеть только третий гирослой ($s = 3$);

г) время насыщения неустойчивости, равное нескольким обратным инкрементам, $t_{sat} \sim 10(\gamma_n^\sigma)^{-1} \sim 10$ мс, оказывается меньше времени формирования распределения электронов с конусом потерь, связанного с многократным отражением частиц от магнитных пробок.

На этом основании предполагается, что в результате однократного отражения от одной из магнитных пробок из исходно изотропного распределения быстрых электронов формируется анизотропное распределение с "односторонним конусом потерь" (рис. 4).

Первые работы по ЦМИ в условиях солнечных вспышек, продемонстрировавшие принципиальную возможность реализации этого механизма в солнечной короне, поставили множество вопросов. Каким образом формируется анизотропное распределение электронов, генерирующее ЦМИ? Какие моды и на каких гармониках гирочастоты испытывают наибольшее усиление? Возможно ли формирование гармонической структуры радиоизлучения? Как обеспечить прохождение радиоизлучения через гирорезонансные слои? Эти и многие другие вопросы (часть из которых еще ждет своего окончательного ответа) привели к появлению большого количества работ по теории ЦМИ, посвященных, главным образом, перечисленным выше проблемам.

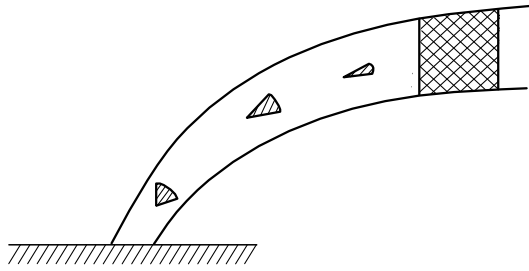


Рис. 4. Распределение с односторонним конусом потерь, сформировавшимся в результате однократного отражения частиц от магнитной пробки [76].

Анализ линейных инкрементов собственных мод, генерируемых циклотронным мазерным механизмом, основывался на использовании достаточно простых модельных функций распределения быстрых электронов, уже применявшихся ранее для моделирования лабораторных экспериментов и аврорального километрового излучения, но с учетом специфических условий, характерных для солнечной короны.

2.3.1. В работе [77] предполагается, что вдали от области ускорения функция распределения быстрых электронов может быть представлена в виде

$$f_b(v_\perp, v_\parallel) = \frac{1}{(2\pi a^2)^{3/2}} \frac{n_b}{n_0} \exp\left\{-\frac{(v_\parallel - v_b)^2 + v_\perp^2}{2a^2}\right\}, \quad (37)$$

где v_b — скорость пучка, a — тепловой разброс скоростей пучка, n_b , n_0 — концентрации пучка и фоновой плазмы. В результате отражения от магнитной пробки формируется группа отраженных частиц с функцией распределения

$$f_r(v_\perp, v_\parallel) = f_b(v_\perp, v_\parallel) \Theta\left(v_\perp - \frac{v_\parallel}{\sigma}\right), \quad (38)$$

где $\Theta(x)$ — тета-функция Хевисайда, σ — пробочное отношение, определяемое формулой

$$\sigma = \left(\frac{B_{\max}}{B_{\min}} - 1\right)^{1/2}. \quad (39)$$

Основное внимание в [77] уделяется влиянию фоновой плазмы на величину инкрементов X- и O-мод на низших гармониках гирочастоты. В вакуумном пределе $Y \rightarrow 0$, приближенно справедливом для магнитосферы Земли, где $Y \ll 1$, и, возможно, $Y \sim 0,005$ [78], величина инкремента X-волн на первой гармонике γ_{X1} значительно больше, чем на второй гармонике γ_{X2} и чем инкременты O-волн на любых гармониках γ_{On} . В солнечной короне $Y > 0,1$, и учет конечной величины Y в расчетах [77] существенно меняет соотношение между величинами инкрементов волн на различных гармониках. Оказывается, что для распределения вида (38) (в [77] для расчета приняты следующие параметры: $v_b/c = 1/3$, $v_b/a = 3$, $\sigma = 2$) величина γ_{X1} существенно редуцируется уже при $Y \sim 0,1$, а при $Y \sim 0,4$ X1-мода перестает быть наиболее быстро растущей. При $Y > 0,4$ наибольший инкремент оказывается у обыкновенной волны на первой гармонике (O1-волна), хотя инкременты X2-волн —

того же порядка величины, что и γ_{O1} . Наличие горячей фоновой плазмы в короне с $T > 10^6$ К приводит к дополнительной модификации инкрементов волн:

$$\gamma^\sigma \rightarrow (\gamma^\sigma - v_{\text{eff}}), \quad (40)$$

где v_{eff} включает в себя столкновительное и гирорезонансное затухание в источнике излучения. Область частот вокруг гирогармоник, где существенно циклотронное затухание, расширяется при увеличении температуры плазмы. Это затухание согласно [77] может сильно редуцировать, а при $T > 10^7$ К полностью подавить циклотронную неустойчивость на второй гармонике. Если ЦМИ в источнике все же генерируется, то прежде, чем достигнуть наблюдателя на Земле, оно должно пройти через гирорезонансные поглощающие слои ($s = 2, 3$). В [77] считается, что в этих слоях также находятся нетепловые электроны с неустойчивым распределением, которые могут уменьшать величину поглощения на тепловых частицах, либо даже обеспечивать дополнительное усиление волн в гирорезонансных уровнях.

2.3.2. В работе [79] проведено более детальное исследование инкрементов собственных мод плазмы как высокочастотных (X и O), так и более низкочастотных — медленных необыкновенных (Z), верхнегибридных (UH), вистлеров (W) при различных значениях Y и T . Распределение нетепловых электронов в [79] представлено в виде произведения продольной и поперечной функций

$$f = n_b f_\perp(v_\perp) f_\parallel(v_\parallel), \quad (41)$$

где в качестве поперечного выбрано DGH-распределение [80]:

$$f_\perp = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{a_\perp^2 l!} \left(\frac{1}{2}\right)^l \left(\frac{v_\perp}{a_\perp}\right)^{2l} \exp\left(-\frac{v_\perp^2}{2a_\perp^2}\right), \quad (42)$$

а в качестве продольного — пучковое распределение с тепловым разбросом:

$$f_\parallel = \frac{1}{(2\pi)^{1/2}} \frac{1}{a_\parallel} \exp\left[-\frac{(v_\parallel - v_b)^2}{2a_\parallel^2}\right], \quad (43)$$

где l — индекс DGH-распределения; $a_\parallel$, $a_\perp$ — тепловой разброс продольных и поперечных скоростей. В расчетах были приняты следующие параметры: $n_b/n_0 = 10^{-2}$, $l = 1$, $\epsilon_\parallel = 3$ кэВ, $\epsilon_\perp = 30$ кэВ; величина Y изменялась в пределах от 0,1 до 2,5, а температура T — от 2×10^6 до 10^7 К. Выяснилось, что X1-мода — самая быстро растущая при $Y < 0,35$, при $0,35 < Y < 1$ доминирует O1-мода, а затем доминируют верхнегибридные волны и вистлеры. Инкременты γ_{X1} и γ_{O1} не чувствительны к изменению температуры в указанном выше интервале. X2- и O2-волны не бывают самыми быстро растущими. Отмечается, что в области $0,4 < Y < 0,6$ инкремент неустойчивости Z-волн γ_Z сравним с γ_{O1} , но величина $\gamma_{\text{eff}} = (\gamma_Z - v_{\text{eff}})$ сильно зависит от температуры.

В работе [81] анализируется аналогичное распределение с DGH-индексом $l = 1$, но с $v_b = 0$, $a_\parallel = a_\perp = a$, $a/c = 0,075$ ($\epsilon \sim 3$ кэВ). Величина Y варьировалась в пределах $0,4 < Y < 2,4$. В данном случае оказывается, что при $Y < 0,5$ доминирует O1-мода, затем, при $0,5 < Y < 1,5$ — O2-мода, а при $Y > 1,5$ — Z-мода, т.е.

инкременты необыкновенных волн на второй гармонике могут быть наибольшими, в отличие от выводов работы [79]. Мы видим, что иерархия доминирующих мод сильно зависит от энергии излучающих электронов даже при однотипном их распределении.

2.3.3. Выводы, сделанные выше, подтверждаются и в работе [82], где рассматривается "синхротронное" мазерное излучение частиц с энергией $\epsilon \sim 1$ МэВ и DGH-распределением с $a_{\parallel} = a_{\perp}$, $l = 2$ (большие значения l соответствуют большей анизотропии распределения). Инкременты X-волн оказываются наибольшими вплоть до $Y \approx 2,3$, потом доминирует Z-мода. Кроме того, инкременты оказываются достаточно высокими в широком диапазоне углов $\theta \sim 70-90^\circ$, полосы неустойчивости значительно шире, чем в предыдущих случаях $\Delta\omega/\omega \sim 10-20\%$. К преимуществам такой модели авторы [82] относят следующие свойства:

1) при больших значениях Y не возникает проблемы прохождения излучения через гирорезонансные слои, хотя доминирующей остается X-мода;

2) полосы неустойчивости находятся вдали от гирогармоник (из-за эффекта Доплера), так что усиление не зависит от температуры фоновой плазмы.

2.3.4. ЦМИ, генерируемое DGH-распределением, исследовалось и методом численного моделирования [83] (particle-in-cell). Предполагалось, что фоновая плазма отсутствует, так что и дисперсия волн, и их неустойчивость определяются горячими частицами с тепловой скоростью $v_T = c/14$ и индексом DGH-распределения $l = 2$.

При $Y = 0,1$ вся испускаемая энергия приходится на X1-моду, а при $Y = 0,2$ появляется слабая добавка (на уровне 1 % по энергии) излучения необыкновенных волн на второй гармонике. Однако уже при $Y = 0,3$ появляются продольные моды Бернштейна, причем их инкременты близки к инкрементам необыкновенных волн на первой и второй гармониках:

$$\gamma_B : \gamma_{X1} : \gamma_{X2} = 10 : 9 : 8. \quad (44)$$

При больших значениях Y ($Y = 0,5$), в основном, генерируются бернштейновские волны, хотя имеется небольшая примесь поперечных Z- и X2-волн. Эти результаты в целом согласуются с предшествующими вычислениями линейных инкрементов для DGH-распределения [54, 79, 81, 84], хотя они и имеют ряд существенных ограничений. Прежде всего это относится к отсутствию фоновой (холодной) плазмы и к учету только поперечного по отношению к магнитному полю направления распространения волн, хотя в реальных условиях наибольший инкремент может достигаться и при наклонном распространении.

2.3.5. DGH-распределение, использованное в большинстве работ (за исключением [79], где продольная функция соответствует пучку электронов), является четной функцией. Для формирования такой четной функции распределения в корональной магнитной ловушке быстрые электроны должны испытать несколько отражений от магнитных пробок. Согласно оценкам [76], время такого процесса существенно больше, чем время квазилинейной релаксации, поэтому сформировать четное распределение быстрых электронов в корональной арке довольно

трудно. По этой причине в качестве источника ЦМИ в [76] предлагалось распределение электронов с односторонним конусом потерь, образующееся после однократного отражения ускоренных электронов от одной магнитной пробки. В качестве аппроксимации такого распределения часто используется предложенное в [85] распределение типа $\sin -N$ — максвелловское распределение с анизотропной угловой зависимостью $f(\mathbf{p}) = F(p) \times \Phi(\theta)$:

$$F(p) = \frac{n_b}{(\pi^{1/2}ma)^3} \exp\left(-\frac{p^2}{m^2a^2}\right), \quad (45)$$

$$\Phi(\theta) = a_N \times \begin{cases} \sin^N\left(\frac{\theta}{\theta_c} \frac{\pi}{2}\right), & \theta < \theta_c, \\ 1, & \theta > \theta_c, \end{cases} \quad (46)$$

где $a = 2^{1/2}v_{T_h}$, $v_{T_h} = (T_h/m)^{1/2}$ — тепловая скорость горячих электронов, T_h — их температура, N — показатель распределения, a_N — нормировочная постоянная, обеспечивающая нормировку распределения (46) на единицу.

Согласно проведенным вычислениям [59, 86–88], это распределение оказывается более предпочтительным, чем DGH, для генерации обыкновенных волн. Необыкновенные волны оказываются доминирующими при $Y < 0,24$ (на первой гармонике, X1) и при $1 < Y < 1,4$ (на второй гармонике, X2). В промежуточном случае, $0,24 < Y < 1$, доминирует обыкновенная волна на первой гармонике (O1). В указанных работах анализировалось и затухание волн на тепловых частицах, оно оказалось несущественным, если температуры горячих и холодных электронов сильно различаются. В работе [87] замечено, что максимальное усиление X1-волн может достигаться для далеких от поперечного (и даже почти продольного) направлений распространения волны при $Y \sim 0,25$.

2.3.6. Другим популярным распределением, использовавшимся для анализа ЦМИ, является распределение типа наклонного пучка (hollow-beam, HB):

$$f(\mathbf{p}) = A \exp\left\{-\frac{(p_{\parallel} - p_{\parallel 0})^2}{m^2a_{\parallel}^2} - \frac{(p_{\perp} - p_{\perp 0})^2}{m^2a_{\perp}^2}\right\}, \quad (47)$$

где нормировочная постоянная A выражается следующим образом:

$$A = n_b \left\{ \pi^{3/2} a_{\perp}^2 a_{\parallel} \left[\exp\left(-\frac{p_{\perp 0}^2}{m^2 a_{\perp}^2}\right) + \pi^{1/2} \left(\frac{p_{\perp 0}}{a_{\perp}}\right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{p_{\perp 0}}{a_{\perp}}\right)\right)\right] \right\}^{-1}. \quad (48)$$

Это распределение применялось в [66, 89, 90] и не выявило каких-либо новых свойств ЦМИ по сравнению с обсуждавшимися выше, за исключением работы [90], в которой рассмотрен случай "синхротронного" мазерного излучения на высоких гармониках гирочастоты вблизи $2\omega_p$ при $Y \gg 1$. В таких условиях могут генерироваться продольные волны, которые в [90] почти не обсуждаются.

2.3.7. Для анализа ЦМИ важную роль играют механизмы стабилизации неустойчивости, определяющие

как временные характеристики генерируемого излучения, так и эффективность трансформации свободной энергии быстрых электронов в энергию поперечных волн. В работе [91] аналитически рассматривается квазилинейная релаксация под влиянием усиливаемых электромагнитных волн следующего модельного распределения быстрых электронов:

$$f(\mathbf{v}) = \frac{n_b}{\pi^{3/2} a(a_1^2 - a_2^2)} \exp\left(-\frac{v_{\parallel}^2}{a^2}\right) \times \left[\exp\left(-\frac{v_{\perp}^2}{a_1^2}\right) - \exp\left(-\frac{v_{\perp}^2}{a_2^2}\right) \right], \quad a_1^2 > a_2^2. \quad (49)$$

Свободная энергия электронов определяется соотношением

$$W_F = \int d^3v \left[\frac{mv^2}{2} - \frac{3}{2} T_{\text{eff}} \right] f(\mathbf{v}), \quad (50)$$

где T_{eff} обозначает эффективную температуру.

Величина свободной энергии для распределения (49) с учетом (50) определяется как

$$\frac{W_F}{n_b m a_1^2} = \frac{1}{4} \left\{ \left[\frac{a^2}{a_1^2} + 2(1+R) \right] - 3 \left[\frac{a}{a_1} (1-R) \right]^{2/3} \times \right. \\ \left. \times \exp \left\{ \frac{2R}{3(1-R)} \left[2 - R - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n(n+1)(n+1-nR)} \right] \right\} \right\}, \quad (51)$$

где

$$R = \frac{a_2^2}{a_1^2} > 1. \quad (52)$$

Для условий, типичных для магнитосферы Земли, в [91] найдено, что

$$\frac{W_F}{n_b m a_1^2} \approx 0,1. \quad (53)$$

При анализе системы квазилинейных уравнений [23] в [91] сделан ряд упрощающих предположений. С учетом того, что в разреженной плазме наибольшее усиление волн происходит в квазипоперечных (но все же отличных от поперечного) направлениях, считается

$$k_{\parallel} \frac{v_{\parallel}}{\omega} \ll 1, \quad (54)$$

что позволяет пренебречь в уравнении для $f(v)$ производными по $v_{\parallel}$ и записать его в виде

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{v_{\perp}} \frac{\partial}{\partial v_{\perp}} D v_{\perp} \frac{\partial f}{\partial v_{\perp}}, \quad (55)$$

где

$$D = \frac{4\pi^2 e^2}{m^2} \int d^3k W_{\sigma}(t) \delta \left[\omega - \omega_{\text{Be}} \left(1 - \frac{v^2}{2c^2} \right) - k_{\parallel} v_{\parallel} \right], \quad (56)$$

$W_{\sigma}(t)$ — плотность энергии усиливаемых волн (моды σ), определяемая уравнением

$$\frac{\partial W_{\sigma}}{\partial t} = 2\gamma(\mathbf{k}, t) W_{\sigma}, \quad (57)$$

в котором инкремент $\gamma(\mathbf{k}, t)$ связан посредством (32) с функцией распределения электронов $f(\mathbf{v})$.

В работе [91] предполагается также, что

$$\frac{D}{v_{\perp}} \gg \frac{\partial D}{\partial v_{\perp}}, \quad (58)$$

поскольку зависимость от $v_{\perp}$ входит в D только через малую поправку в аргументе δ -функции; тогда уравнение (55) принимает вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} = D \frac{\partial^2 f}{\partial v_{\perp}^2} + \frac{D}{v_{\perp}} \frac{\partial f}{\partial v_{\perp}}, \quad (59)$$

решением его является функция

$$f(\mathbf{v}, t) = n_b \frac{\exp(-v_{\parallel}^2/a^2)}{\pi^{3/2} a(a_1^2 - a_2^2)} \left[\frac{1}{1 + \tau/a_1^2} \exp\left(-\frac{v_{\perp}^2}{a_1^2 + \tau}\right) - \frac{1}{1 + \tau/a_2^2} \exp\left(-\frac{v_{\perp}^2}{a_2^2 + \tau}\right) \right], \quad (60)$$

где

$$\tau = 4 \int_0^t dt' D(t', \mathbf{v}) \quad (61)$$

и

$$W_{\sigma} = W_{\sigma}(0) \exp \left[2 \int_0^t dt' \gamma(\mathbf{k}, t') \right]. \quad (62)$$

Согласно [91], усиление волн прекращается, когда производная $\partial f / \partial v_{\perp}$ перестает быть положительной при всех $v_{\perp}$. Позже всего это происходит при $v_{\perp} = 0$ и, поскольку

$$\left. \frac{\partial f}{\partial v_{\perp}} \right|_{v_{\perp}=0} \propto \left\{ \frac{1}{a_1^2(1 + \tau/a_1^2)^2} - \frac{1}{a_2^2(1 + \tau/a_2^2)^2} \right\}, \quad (63)$$

насыщение мазерного излучения наступает при $\tau = a_1 a_2$. С учетом (61), (63) это условие можно приближенно переписать в виде

$$\frac{\pi \omega_{\text{pe}}}{m a_1 a_2} \int_0^{t_s} dt \int d^3k W_{\sigma}(t) I = 1, \quad (64)$$

где t_s — время насыщения,

$$I \equiv \int d^3v f_0(\mathbf{v}) \delta \left[\omega - \omega_{\text{Be}} \left(1 - \frac{v^2}{2c^2} \right) - k_{\parallel} v_{\parallel} \right]. \quad (65)$$

В дальнейших оценках эффективности ЦМИ в [91] пренебрегается квадратичной поправкой $v^2/2c^2$ в аргументе δ -функции (заметим, что так можно поступать, если наибольшее усиление происходит не в строго поперечном направлении, $k_{\parallel} \neq 0$). Если предположить, что W_s формирует узкий пик с характерным $k_{\parallel} = k_{\parallel 0}$ так, что

$$\frac{(\omega - \omega_{\text{Be}})^2}{k_{\parallel 0}^2 a^2} < 1, \quad (66)$$

можно получить

$$\frac{W_s}{n_b m a_1^2} = \frac{2}{\pi} \frac{a_2}{a_1} \frac{\omega_{\text{Be}}^2}{\omega_{\text{pe}}^2} \left(\frac{k_{\parallel 0} a}{\omega_{\text{Be}}} \right) \left(\frac{\gamma_{\sigma \text{max}}}{\omega_{\text{Be}}} \right) \left(\frac{n_0}{n_b} \right), \quad (67)$$

где $\gamma_{\sigma \max}$ — наибольший инкремент s -волн, $W_s = \int d^3k W(t)$ — плотность энергии σ -волн в насыщении.

Оценки [91] показывают, что величина W_s может достигать нескольких процентов свободной энергии W_F (60). При этом усиление волн оказывается весьма значительным:

$$\frac{W(t=t_s)}{W(t=0)} \sim 10^{13}, \quad (68)$$

причем время насыщения оказывается порядка

$$t_s \approx \frac{15}{\gamma_{\sigma \max}}. \quad (69)$$

В работе [92] обращено внимание на то, что в достаточно разреженной плазме, где $Y < v_{Te}/c$, важно учитывать релятивистские поправки не только для быстрых электронов, но и для фоновой плазмы. Оказывается, что при этом наибольшее усиление поперечных волн происходит строго перпендикулярно магнитному полю, а величины инкрементов могут в несколько раз превышать значения, полученные без учета релятивистских поправок. В качестве исходного в [92] выбиралось DGH-распределение (41), (42) с различными индексами. Поскольку при наибольшем усилении волн поперек магнитного поля условие (54) заведомо выполняется, то функция распределения быстрых электронов подчиняется тому же уравнению (55), что и в [91]. Любопытно, что его решение для DGH-распределения с индексом l может быть получено из решения для двухмаксвелловского распределения (60) с $a_2 = 0$ [91] дифференцированием l раз по параметру (a_1^{-2}) :

$$f(\mathbf{v}, t, l) = (-1)^l (l! a_1^{2l+2})^{-1} \frac{d^l}{d(a_1^{-2})^l} [a_1^2 f(\mathbf{v}, t, l=0)]. \quad (70)$$

В начальный момент времени DGH-распределение имеет положительный наклон при $v_{\perp}^2 < la_{\perp}^2$, а достаточным условием устойчивости, как и раньше, является обращение в нуль производной по $v_{\perp}$ при $v_{\perp} = 0$. Оценки эффективности ЦМИ в [92] делаются по той же схеме, что и в [91] (см. выше) с одним существенным отличием. Поскольку в данном случае $k_{\parallel} = 0$, то при оценке величины I (65) необходимо удерживать квадратичную релятивистскую поправку в аргументе δ -функции (далее считается, что $a_1 = a$):

$$\omega_{Be} I = \frac{2^l}{\pi^{1/2} (2l+1)!!} \frac{4c^2}{a^2} x_0^{2l+1} e^{-x_0^2}, \quad (71)$$

где

$$x_0 = 2 \frac{c^2}{a^2} \left(1 - \frac{\omega}{\omega_{Be}}\right). \quad (72)$$

В результате плотность энергии поперечных волн в насыщении, отнесенная к плотности энергии электронов, связанной с их поперечным движением, выражается как

$$\varepsilon = \frac{W_s}{(n_b m l a^2 / 2)} = \frac{2}{\pi} (\omega_{Be} I)^{-1} \frac{\omega_{Be}^2}{\omega_{pe}^2} \frac{\gamma_{\sigma \max}}{\omega_{Be}}. \quad (73)$$

Таким образом, эффективность ε пропорциональна величине линейного инкремента и величине Y^{-2} . При умень-

шении Y инкремент $\gamma_{\max}$ уменьшается [92], но эффективность ε при этом увеличивается из-за фактора Y^{-2} .

Этот вывод согласуется с результатами численного моделирования, проведенного в [92] для DGH-распределения с $l = 1, 2, 4$. Из рисунка 5а видно, что при меньших значениях линейного инкремента достигаются большие значения плотности энергии в насыщении. Результат эволюции поперечной части функции распределения можно видеть на рис. 5б. Величина эффективности ε меняется в [92] в пределах

$$1\% < \varepsilon < 7\%. \quad (74)$$

Как уже указывалось [83], численное моделирование проводилось и для больших, чем в [92], значений $Y > 0,1$.

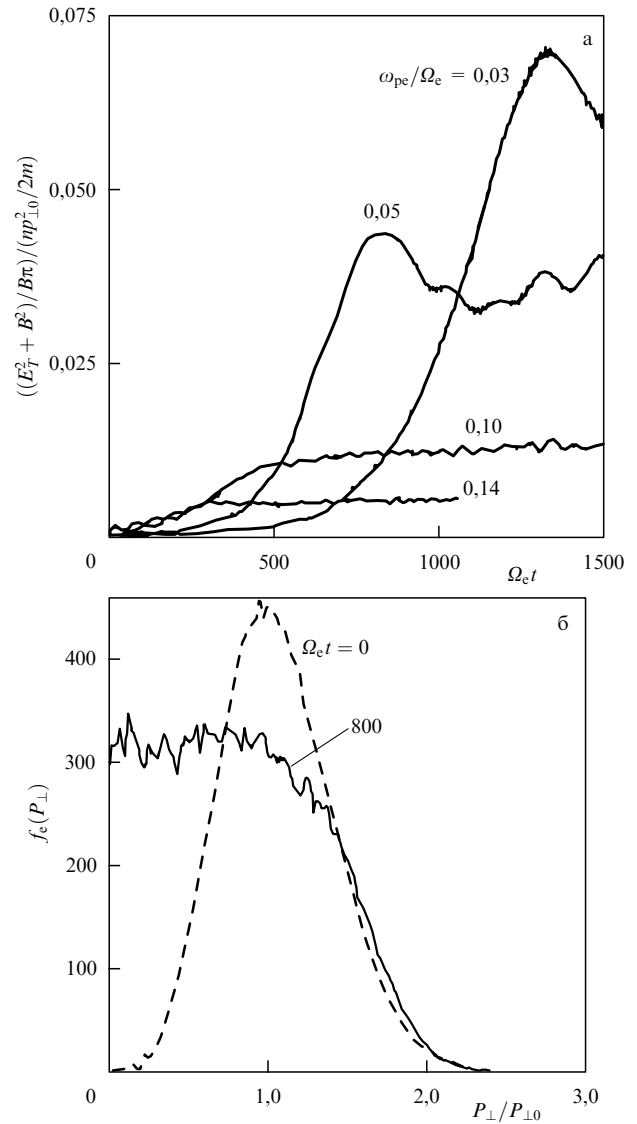


Рис. 5. (а) Поведение во времени полной плотности электромагнитной энергии (нормированной на начальную плотность перпендикулярной компоненты кинетической энергии электронов) в одномерных расчетах при $\theta = 90^\circ$ и для различных значений отношения ω_{pe}/ω_{Be} . DGH-параметры: $c^2/(la^2) = 50$ и $l = 2$ [92]. (б) Результат релаксации неустойчивой функции распределения под влиянием поперечных волн, полученный численным моделированием [92]. Прерывистая линия показывает начальное распределение, сплошная — распределение при насыщении.

При этом фоновая плазма отсутствовала, так что плазменная частота ω_{pe} и дисперсия волн определялись самими быстрыми электронами с DGH-распределением. Хотя результаты моделирования зависят как от Y , так и от наличия или отсутствия непрерывной инжекции частиц в источник излучения, величина эффективности ϵ по-прежнему составляет несколько процентов.

Аналитическое рассмотрение квазилинейной релаксации, как было описано, удастся провести, если принять целый ряд приближений и допущений, не все из которых с очевидностью справедливы в реальных условиях. Моделирование ЦМИ также имеет недостатки, в частности, требует значительного скейлинга параметров при приложении соответствующих результатов к анализу наблюдений.

В работе [88] проведено подробное исследование насыщения ЦМИ, основанное на полностью релятивистском численном анализе квазилинейной системы уравнений для плотности энергии волн и функции распределения частиц в широкой области параметров. В качестве исходной функции распределения в [88] использовалось максвелловское распределение, умноженное на функцию $\sin -N$ (46). Фоновая плазма описывалась изотропной максвелловской функцией с меньшей температурой.

В [88] при расчетах использовался следующий набор "стандартных" параметров: $Y = 0,1$, доминирующая мода — $X1$, плотность фоновой плазмы $n_0 = 1,25 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ ($\omega_{pe}/2\pi = 100 \text{ МГц}$), ее температура $T_0 = 10^6 \text{ К}$, плотность горячих частиц $n_b = 1,25 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$, их температура $T_b = 10^8 \text{ К}$, пробочное отношение $\sigma = 4$ (угол конуса потерь $\theta_c = 30^\circ$), параметр углового распределения $N = 6$, начальный уровень радиоволн $N(k) = 2,1 \times 10^{15}$, соответствующий яркостной температуре $T_b = 10^{14} \text{ К}$.

Темп диффузии быстрых электронов в импульсном пространстве определяется главным образом произведением плотности энергии волн в резонансной области и второй производной от функции распределения по питч-углу. Поэтому диффузия мала как в начале процесса (из-за малой плотности энергии волн), так и в конце его (из-за низкой величины производной). В проведенных расчетах темп диффузии достигал максимума на временах $t \sim 10/\gamma_{\max}$. При этом конус потерь начинает заполняться частицами, инкременты усиления волн уменьшаются и экспоненциальный рост излучения замедляется (рис. 6а). На промежуточных стадиях процесса квазилинейной релаксации в распределении частиц возникают особенности потокового типа, которые могли бы приводить к развитию пучковых неустойчивостей (не учитываемых в [88]).

Трансформация кинетической энергии электронов в энергию волн в основном происходит на временах $t = (10 \div 20)/\gamma_{\max}$, величина инкремента уменьшается в 3 раза при $t \sim 20/\gamma_{\max}$. Релаксация частиц практически достигается при $t \sim 50/\gamma_{\max}$, когда конус потерь заполнен частицами. Спектральная полуширина генерируемого волнового пакета меняется во времени от 2,3 % в начале процесса диффузии до 3,5 % в насыщении. Эффективность конверсии кинетической энергии в электромагнитную (определяемая как $\epsilon_{\text{kin}} = [E_{\text{kin}}(t \rightarrow \infty) - E_{\text{kin}}(t = 0)]/E_{\text{kin}}(t = 0)$) оказалась равной 0,5 % в расчетах со стандартными параметрами.

В [88] исследовалась зависимость процесса квазилинейной релаксации от основных параметров задачи

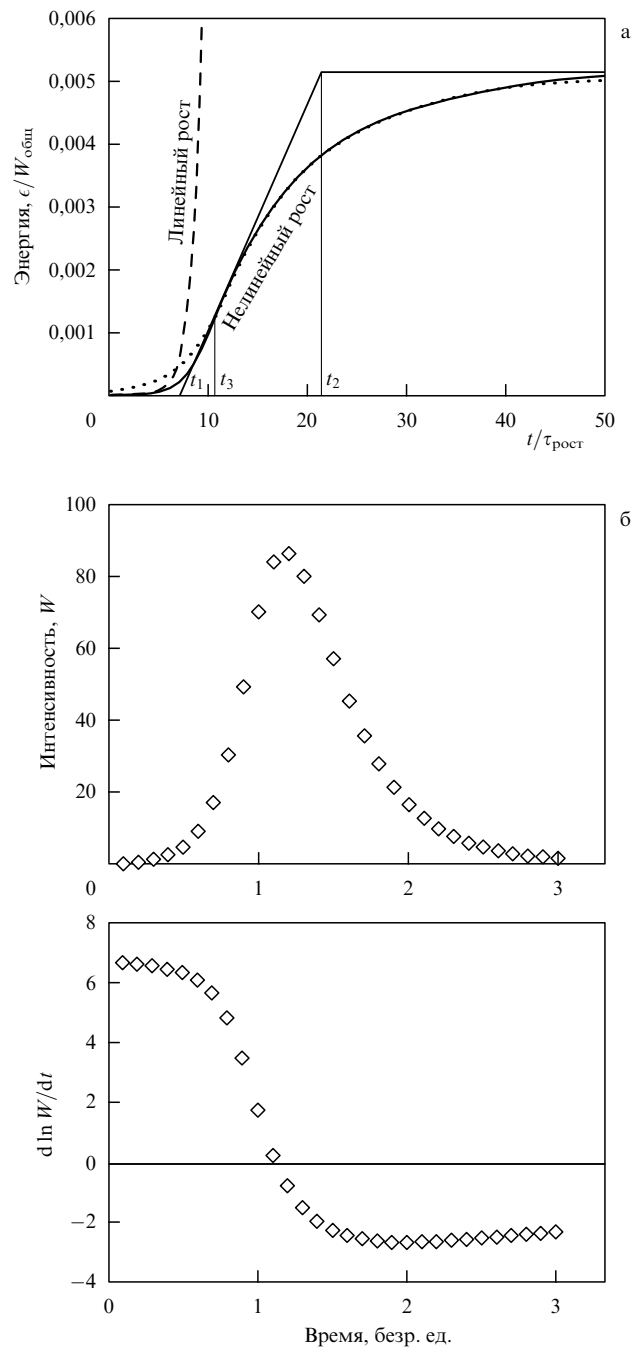


Рис. 6. (а) Зависимость плотности энергии $X1$ -волны от времени при учете квазилинейной релаксации [88]. Пунктирной линией показан экспоненциальный рост плотности энергии в линейном приближении. Реальный рост подчиняется более медленному закону. (б) Временной профиль и (в) его логарифмическая производная плотности энергии доминирующей (нижнегибридной) волны при учете квазилинейной релаксации исходно неустойчивого анизотропного распределения быстрых электронов.

путем последовательного изменения каждого из "стандартных" параметров.

Величина n_b/n_0 менялась в пределах от 0,001 до 0,1, и изучалась зависимость времени насыщения t_s , величин яркостной температуры T_T (в начале процесса диффузии) и T_s (в насыщении) и эффективности ϵ_s от n_b/n_0 . Величина $t_s \gamma_{\max}$, имеющая значение 12–16, слабо зависит от n_b/n_0 , эффективность ϵ составляет 0,47–0,54 % и также почти

постоянна. Яркостные температуры T_T и T_s растут с увеличением n_b/n_0 по чуть более быстрым, чем линейный, степенным законам (в нулевом приближении можно было бы ожидать линейного роста).

При уменьшении температуры быстрых электронов до $T_h/T_0 = 10-20$ величина инкремента сильно уменьшается из-за теплового циклотронного затухания, резко уменьшается и эффективность ϵ_s . Оптимальным для ЦМИ оказывается значение $T_h/T_0 \sim 200$, при более высоких значениях происходит медленное уменьшение инкремента и эффективности, рост яркостных температур T_T и T_s с (T_h/T_0) замедляется.

Величина производной от функции распределения (46) по углу определяется главным образом показателем распределения N :

$$\frac{\partial f}{\partial \theta} \propto N^{1/2}, \quad N \gg 1. \quad (75)$$

Соответственно, величины $\gamma_{\max} t_s$, ϵ_s , T_T , T_s зависят от N по степенным законам с показателем, меньшим, чем 0,5.

Зависимость различных параметров задачи от величины критического угла θ_c (определяемого пробочным отношением) не одинакова. Так, инкремент $\gamma_{\max}$ достигает максимума при $\theta_c \sim 30^\circ$, а эффективность ϵ_s увеличивается при увеличении θ_c и достигает 1,5% при $\theta_c = 50^\circ$. Время насыщения $t_s \gamma_{\max}$ медленно убывает при увеличении θ_c , а яркостные температуры почти не меняются при $20^\circ < \theta_c < 50^\circ$.

Важно остановиться на зависимости результатов расчета от величины Y , так как при увеличении Y меняется доминирующая в излучении мода. Несмотря на то, что величина максимального инкремента $\gamma_{\max}$ уменьшается на 3 порядка при изменении Y от 0,1 до 1,4, эффективность ϵ_s и время насыщения $t_s \gamma_{\max}$ остаются при этом почти постоянными. Яркостные температуры также почти постоянны для каждой из доминирующих мод, но их величины на порядок выше в режиме, когда быстрее остальных растет О1-мода. Для всех зависимостей, обсуждавшихся выше качественно, в [88] предложены простые аппроксимационные формулы.

В описанных выше случаях в расчет принималась только наиболее быстро растущая мода электромагнитного излучения, которая и определяла весь процесс релаксации. На этом основании часто считается, что для оценки уровня других мод можно пользоваться соотношением

$$W_s^{(\sigma)} = W_0 \exp \left\{ \beta \frac{\gamma_s^{(\sigma)}}{\gamma_{\max}} \right\}, \quad \beta = \ln \frac{W_s^{(\sigma)}}{W_0}, \quad (76)$$

т.е., если инкремент недоминирующей моды σ в несколько раз меньше, чем максимальный инкремент, то такие волны не будут заметно усиливаться.

2.3.8. Тем не менее за усиление различных волн обычно отвечают различные группы быстрых частиц. До сих пор мы рассматривали "квазимагвелловские" распределения быстрых электронов, в которых число частиц со скоростями, большими тепловой, экспоненциально мало. Обычно в астрофизических условиях ускоренные частицы имеют не тепловые, а значительно более протяженные по энергии степенные спектры. По этой при-

чине мы остановимся на модели ЦМИ, генерируемого степенным распределением по импульсам с конусом потерь [93–95]

$$f(p) = \frac{\xi - 3}{2\pi p_0^3} \left(\frac{p_0}{p} \right)^\xi F(\mu), \quad p_0 < p < p_1, \quad (77)$$

$$F(\mu) = \frac{1}{N} \exp \left(-\frac{\mu^2}{\mu_0^2} \right), \quad \int_{-1}^1 F(\mu) d\mu = 1. \quad (78)$$

В работе [93] исследовалась зависимость временных инкрементов различных собственных мод плазмы от параметра Y и от параметров распределения быстрых электронов, а в [94] проанализированы соответствующие зависимости пространственных инкрементов (отрицательных коэффициентов реабсорбции). Показано, что если пренебречь тепловым затуханием волн, то при $Y < 0,2-0,3$ (в зависимости от параметров функции распределения (77), (78)) доминирует X1-волна, при $0,2-0,3 < Y < 0,5-0,6$ — нижнегибридная волна, при $Y > 0,5-0,6$ — Z-волна. Однако тепловое затухание может полностью подавить неустойчивость нижнегибридных волн, и в этом случае наибольшими и сравнимыми по величине оказываются инкременты О1- и X2-волн. Отметим, что при $Y = 0,2-0,3$ наибольшее усиление X1-волн происходит в продольном (а не в квазиперечном) направлении относительно магнитного поля. Это свойство обнаружено также в [88] для распределения типа $\sin -N$.

Важное значение имеет зависимость инкрементов поперечных волн от протяженности энергетического спектра электронов (величины $x_1 = p_{\max}/mc$). Оказывается, что для достаточно больших значений x_1 , соответствующих $E_{\text{kin}} > 0,5$ МэВ, инкременты уменьшаются и циклотронная неустойчивость подавляется (рис. 7). Это происходит из-за того, что на каждой частоте вклад в

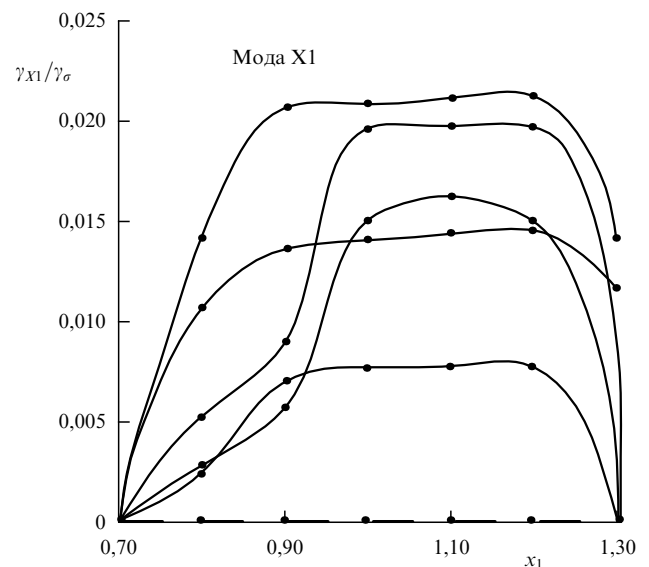


Рис. 7. Зависимость инкремента необыкновенной волны (первая гармоника) от параметра $x_1 = p_{\max}/mc$ [93]. Разные кривые соответствуют различным параметрам исходной функции распределения (77), (78).

величину инкремента

$$\gamma_{\sigma}^{\text{QL}} = \frac{\pi^2 \omega_{\text{pe}}^2 (n_b/n_0)}{\omega n_{\sigma}^2 [\partial(\omega n_{\sigma})/\partial \omega] (1 + K_{\sigma}^2) |\eta|} \sum_{n_{\text{min}}}^{n_{\text{max}}} \int_{p_0}^{p_1} \frac{p^2 dp}{\gamma \beta} (1 - \mu_*^2) \times \\ \times \Theta(1 - \mu_*^2) \left[J_n' + \frac{\Gamma_{\sigma} \sqrt{1 - \eta^2} + K_{\sigma} (\eta - \beta \mu n_{\sigma})}{n_{\sigma} \beta \sqrt{(1 - \mu^2)(1 - \eta^2)}} J_n(z) \right]^2 \times \\ \times \left[p \frac{\partial}{\partial p} + (n_{\sigma} \beta \eta - \mu_*) \frac{\partial}{\partial \mu} \right] f(p, \mu) \Big|_{\mu=\mu_*}, \quad (79)$$

где $\mu_* = (\gamma - n/s)/\gamma \beta n_{\sigma} \eta$, $s = \omega/\omega_{\text{Be}}$, $z = (\omega/\omega_{\text{Be}}) \times \gamma n_{\sigma} \beta \sqrt{(1 - \mu^2)(1 - \eta^2)}$, K_{σ} , Γ_{σ} — компоненты вектора поляризации, начинают вносить сразу несколько членов ряда по n (из-за значительного доплеровского сдвига частот для релятивистских частиц), причем отрицательный вклад одних слагаемых компенсирует положительный вклад других.

Отсюда сразу следует экспериментально проверяемый вывод: ЦМИ не может генерироваться одновременно с мягким гамма-излучением, за которое как раз и ответственны электроны с $E_{\text{kin}} > 0,5$ МэВ. Однако, если число электронов с $E_{\text{kin}} > 0,5$ МэВ достаточно мало, то инкременты поперечных волн тем больше, чем жестче энергетический спектр (меньше показатель степени ξ) (рис. 8). Это объясняется тем, что отрицательный вклад в инкремент, связанный с производной от функции распределения по модулю импульса, пропорционален $(-\xi)$. Таким образом, условия ЦМИ легче выполняются для более жестких спектров электронов.

Распределение (78) зависит от одного параметра анизотропии μ_0 . Зависимость инкрементов X1-волн от μ_0 содержит максимум (рис. 9), при этом большие μ_0 соответствуют большей изотропии электронов. Это значит, что в принципе возможны две различные формы импульса электромагнитного излучения. Если в начале процесса ЦМИ система находилась на растущем участке графика (см. рис. 9), то возможен рост излучения по более быстрому, чем экспоненциальный, закону. Действительно, если растущий участок зависимости $\gamma_{\text{X1}}(\mu_0)$ аппроксимировать линейной функцией

$$\gamma_{\text{X1}} \simeq b_0 + b_1 \mu_0, \quad (80)$$

и процесс изотропизации, связанный с квазилинейной релаксацией, представить (модельно) как рост μ_0 со временем

$$\mu_0(t) = a_0 + a_1 t + \dots, \quad (81)$$

то мы получим

$$I \propto \exp \left\{ \int_0^t \gamma_{\text{X1}}(\mu_0(t')) dt' \right\} = c_0 \exp \{ c_1 (t - t_0)^2 \}. \quad (82)$$

Если же мы находились на падающем участке графика, то аналогичным образом получается гауссова форма фазы роста ЦМИ

$$I \propto \exp \{ -c_2 (t - t_0)^2 \}. \quad (83)$$

Обратим внимание на то, что численный анализ квазилинейной релаксации [88] на поперечных волнах также приводит к неэкспоненциальной фазе роста ЦМИ

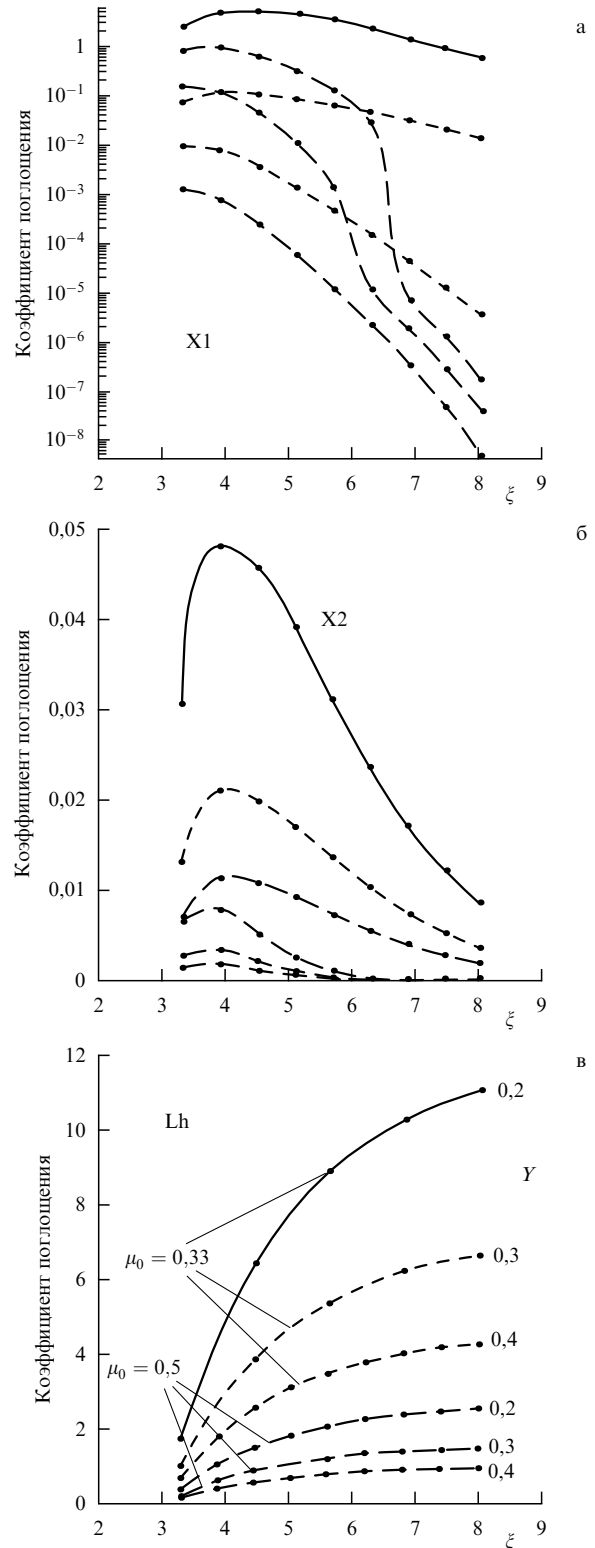


Рис. 8. Зависимость максимального коэффициента усиления от наклона энергетического спектра электронов ξ для: (а) моды X1 (необыкновенная волна, первая гармоника), (б) моды X2 (необыкновенная волна, вторая гармоника), (в) моды Lh (нижегибридная волна) [94].

(хотя фаза спада оказывается экспоненциальной). Естественно ожидать, что неэкспоненциальность роста энергии усиливаемых волн будет возникать всегда на фазе

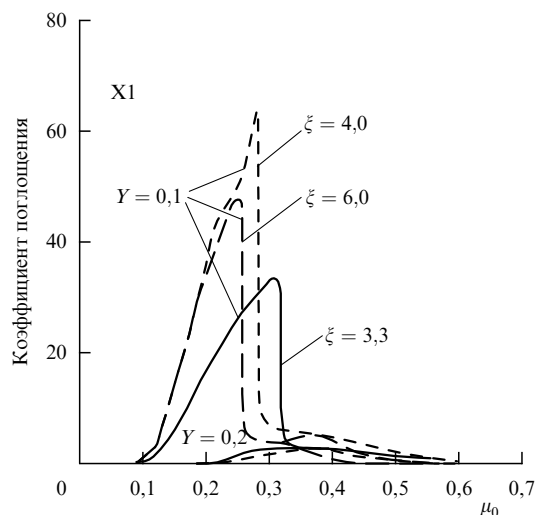


Рис. 9. Зависимость максимального коэффициента усиления от степени анизотропии μ_0 электронного спектра для моды X1 (необыкновенная волна, первая гармоника) [94].

релаксации исходно неустойчивого распределения излучающих частиц вследствие уменьшения соответствующих инкрементов волн.

Предварительные результаты численного анализа квазилинейной релаксации распределения (77), (78) на доминирующей нижнегибридной волне [95а] подтверждают это положение. На рис. 6б представлена зависимость плотности энергии генерируемых нижнегибридных волн (вверху) и соответствующей логарифмической производной (внизу) от времени. Видно, что значительная часть импульса (начиная с 20 % от максимальной величины на фазе роста до 80 % на фазе спада) описывается гауссовой зависимостью величины сигнала от времени.

Отметим некоторые другие важные результаты расчета [95а]. Квазилинейная релаксация степенного (по импульсам) распределения не приводит к полной изотропизации исходного распределения. Это распределение модифицируется (изотропизуется) лишь настолько, чтобы обеспечить стабилизацию (и последующее затухание) исходно неустойчивой нижнегибридной моды. При этом возможна генерация более чем одного импульса этих волн. Не менее важно, что модифицированное таким образом распределение частиц остается неустойчивым относительно генерации поперечных волн. Характерное время насыщения импульса оказывается порядка $t \sim 50/\gamma_{\max}$ в отличие от оценки (69).

Работа [95] посвящена анализу гармонических полос неустойчивости ЦМИ. Для умеренно релятивистских частиц с распределением (77), (78) усиление может возникать в нескольких частотных участках, смещенных относительно гармоник гирочастоты вследствие "игры" двух факторов — доплеровского сдвига и резонансных условий. В результате отношение частот, на которых возникает усиление, в общем случае не равно отношению небольших целых чисел (рис. 10).

Обеспечить усиление волн при протяженном энергетическом спектре электронов (при прочих равных условиях) сложнее, чем для квазимагвелловских распределений. По этой причине области неустойчивости (см.

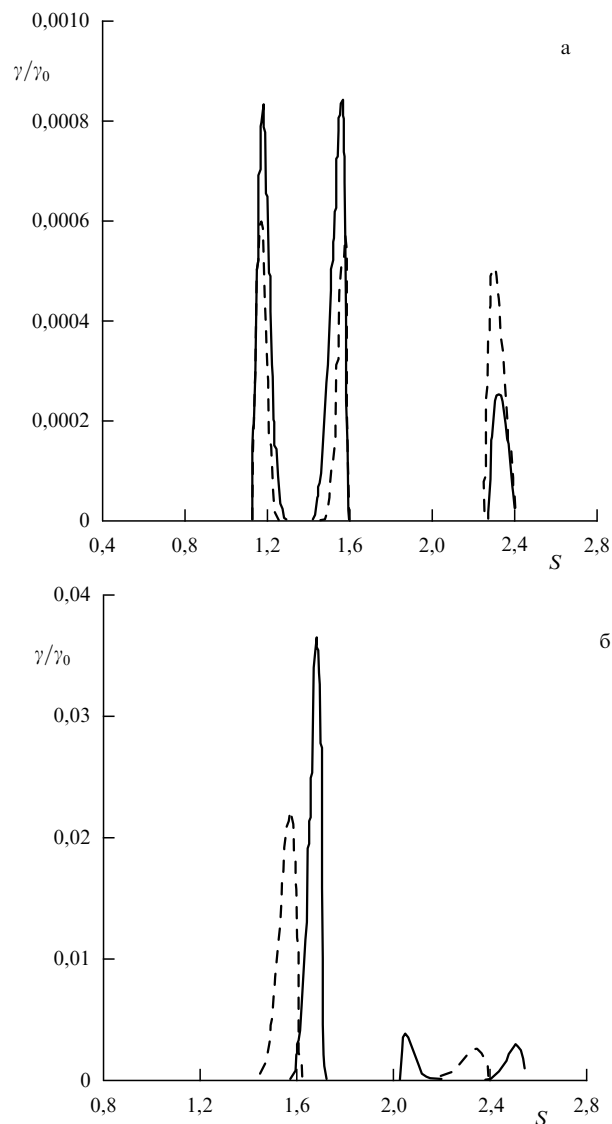


Рис. 10. (а) Зависимость инкремента необыкновенных волн от частоты [95]. Параметры: $Y = 0,3$, $\eta = 0,8$, $\mu_0(|\mu|)$, $\mu_0(-|\mu|) = 1,42\mu_0(|\mu|)$, $\xi = 4,0$. Отношение частот 3:4:6. (б) Зависимость инкремента необыкновенных волн от частоты [95]. Параметры: $Y = 0,3$, $\eta = 0,45$, $\mu_0 = 0,3$, $\xi = 4,0$, $x_0 = 0,4$, $x_1 = 0,5$ (сплошная линия), отношение частот 4:5:6:15; $Y = 0,3$, $\eta = 0,5$, $\mu_0 = 0,3$, $\xi = 3,3$, $x_0 = 0,4$, $x_1 = 0,65$ (прерывистая линия), отношение частот 3:4:4,5.

рис. 10) оказываются значительно более узкими, чем, например в работе [82].

Предсказания модели ЦМИ, генерируемого степенным распределением электронов, сводятся к следующему.

1. Излучение генерируется в отдельных узких областях в интервале $\omega = (1-2,5)\omega_{\text{Be}}$.

2. Направление преимущественного усиления волн варьируется от продольного до квазипоперечного в зависимости от параметра Y (продольное в диапазоне $Y = 0,2-0,3$).

3. ЦМИ обязательно сопровождается жестким рентгеновским излучением, тогда как мягкое гамма-излучение отсутствует или имеет низкую интенсивность.

4. Вероятность выполнения условий циклотронной неустойчивости тем выше, чем жестче спектр электронов в области $E_{\text{kin}} \sim 10-200$ кэВ.

5. Типичная форма фазы роста импульса излучения описывается гауссовым законом (83).

6. Отношения гармонических полос излучения в общем случае не целые.

К сожалению, детальные расчеты насыщения ЦМИ, генерируемого электронами со степенным спектром, пока не проведены. Можно предполагать, что если квазилинейная релаксация частиц определяется доминирующей поперечной волной, то соответствующие результаты должны быть близки к полученным в [88] (и описанным выше). Тем не менее предстоит детальное исследование влияния квазипродольных волн (в тех случаях, когда они генерируются) на эволюцию спектра частиц наряду с нелинейными волновыми процессами, которые могут оказаться весьма существенными [27].

При приложении теории ЦМИ к интерпретации радиоизлучения, генерируемого в солнечной короне, возникает целый ряд вопросов, связанных с геометрической моделью источника, формированием неустойчивых распределений, распространением излучения в короне и т.п. Мы вернемся к этим вопросам ниже, после обсуждения наблюдательных свойств миллисекундных радиоспайков.

2.4. Переходное мазерное излучение

Переходное излучение генерируется в любой среде с изменяющимися (в пространстве или времени) показателями преломления. В работах [96, 97] показано, что спектр этого излучения в плазме с неоднородностями плотности содержит большой узкий пик вблизи плазменной частоты (резонансное переходное излучение — РПИ), ширина и интенсивность которого зависят от величины магнитного поля. Оптическая толщина источника на этих частотах может оказаться значительно больше единицы. Если распределение электронов сильно зависит от величины pitch-угла в области малых pitch-углов, то коэффициент реabsорбции РПИ может оказаться отрицательным [98]. В таком случае будет генерироваться мазерное переходное излучение. Его свойства отличаются от свойств ЦМИ следующим образом.

1. Преимущественное усиление волн происходит в направлении магнитного поля.

2. Испускается только излучение вблизи локальной плазменной частоты, гармоническая структура отсутствует.

3. Свойства мазерного РПИ не чувствительны к особенностям энергетического спектра электронов в области $E_{\text{kin}} > 0,5$ МэВ, так что оно может как сопровождаться, так и не сопровождаться мягким гамма-излучением.

3. Наблюдательные данные о радиоспайках

Наиболее общие свойства радиоспайков уже перечислялись нами во введении. Как было указано, короткая длительность, высокая поляризация, высокая яркостная температура и узкая частотная полоса импульсов радиоизлучения может быть объяснена в рамках различных моделей и механизмов радиоизлучения. Однако детальные предсказания различных моделей и механизмов различаются между собой. В данном разделе мы сосредоточимся на обсуждении полученных к настоящему времени наблюдательных данных, и проанализируем

возможность их интерпретации в рамках различных теоретических моделей, описанных в разделе 2.

3.1. Временные свойства радиоспайков

Как уже указывалось, радиоспайки обладают самыми короткими характерными временами среди всех известных типов электромагнитного излучения Солнца. Достаточно давно было замечено [13], что длительности спайков t зависят от их частоты. В частности, $t \sim 50-100$ мс вблизи $f \sim 250$ МГц, $t \sim 10-50$ мс при $f \sim 500$ МГц, $t < 10$ мс при $f \sim 3$ ГГц.

Детальное исследование временных свойств дециметровых радиоспайков предпринято в [99], причем анализировались как зависимости постоянных времени от частоты, так и форма временного профиля на данной частоте.

3.1.1. Для описания временных свойств импульсов радиоизлучения могут быть использованы различные величины: общая длительность d (определяемая, например, по уровню $1/e$, d_e), характерное время нарастания сигнала в e раз τ_{re} , характерное время спада τ_{de} . Все эти величины уменьшаются с увеличением частоты, но по разным степенным законам.

Время затухания τ_{de} зависит от f^{-1} почти по линейному закону:

$$\tau_{de}(f) = 0,0165 \left(\frac{f}{661 \text{ МГц}} \right)^{-1,06 \pm 0,06}, \text{ с}, \quad (84)$$

тогда как общая длительность убывает быстрее,

$$d_e(f) = 0,0348 \left(\frac{f}{661 \text{ МГц}} \right)^{-1,34 \pm 0,13}, \text{ с}. \quad (85)$$

Любопытно, что в [99] не выявлено корреляции между τ_{de} и d_e на фиксированной частоте, откуда сделан вывод о независимости механизма затухания волн от источника их возбуждения. В [99] предполагается, что наблюдаемый сигнал $S(t)$ формируется в результате наложения функции источника $f(t)$ на непрерывно действующий механизм затухания волн с постоянной времени τ (функция затухания $g(t) = \exp(-t/\tau)$), так что

$$S(t) = \frac{1}{\tau} \int_{-\infty}^t \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau}\right) f(t') dt'. \quad (86)$$

В таком случае функция источника $f(t)$ обладает своей характерной длительностью D , которая также подчиняется степенному закону

$$D(f) = 0,0325 \left(\frac{f}{661 \text{ МГц}} \right)^{-1,49 \pm 0,17}, \text{ с}. \quad (87)$$

Если предположить, что спайки генерируются плазменным механизмом, то наиболее вероятная причина затухания волн — электрон-ионные столкновения. В [99] из постоянной τ_{de} и частоты f для различных радиоспайков найдено, что температура фоновой плазмы варьируется в пределах $T = (2-4) \times 10^6$ К и имеет место корреляция $T \propto n_0^{1/3}$, т.е. оказывается, что температура фоновой плазмы тем выше, чем выше частота наблюдений.

В модели ЦМИ длительность спайка обратно пропорциональна инкременту усиливаемой моды, $d_e \propto \gamma_{\text{am}}^{-1}$, а испускаемая частота пропорциональна магнитному

полно, $f \propto B$ (см. раздел 2.3). Расчетные зависимости $\gamma(Y)$, полученные в [93, 94], неодинаковы для различных мод излучения. Это значит, что если Y коррелирует с величиной магнитного поля B , $Y(B)$, то зависимости длительности спайка от частоты будут различаться для спайков, генерированных вблизи разных гармоник гиро-частоты (а также для X- и O-мод). Если Y увеличивается с B , то вероятность испускания волн вблизи второй гармоники должна возрастать с частотой, и наоборот. В связи с этим отыскание зависимости $d_e(f)$ для различных гармонических полос (в событиях с гармонической структурой) крайне актуально как для выяснения номера гармоники, вблизи которой генерируются радиоспайки, так и для определения зависимости $Y(B)$ в источниках спайков. Не менее важно исследование $d_e(f)$ в более широкой области частот (до 8 ГГц) и на большем статистическом материале, чем на рис. 11а. Если на такой зависимости будет обнаружен излом, то это будет свидетельством изменения доминирующей в излучении спайков гармоники с частотой.

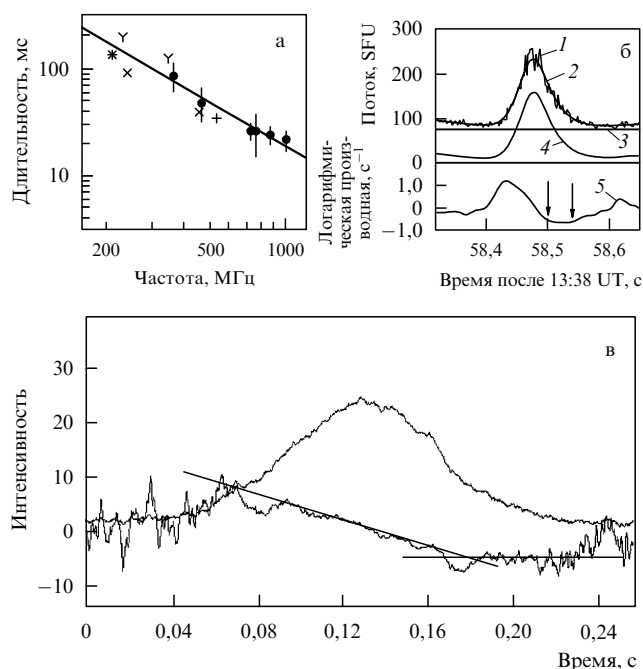


Рис. 11. Зависимость длительности спайков от частоты по различным наблюдениям [99] (а). Временная эволюция плотности потока одиночного спайка (б, в). Событие 4.06.82 [99] (б): 1 — запись временного профиля спайка; 2 — профиль, сглаженный методом сплайн-экстраполяции; 3 — сглаженный фон, уменьшенный на 10 sfu; 4 — временной профиль спайка после вычитания фона; 5 — логарифмическая производная от 4. Событие 26.10.94 [100] (в). Логарифмическая производная плотности потока линейно уменьшается со временем на большей части всплеска.

3.1.2. Временной профиль отдельного спайка обычно демонстрирует простую форму, легко разделяющуюся на фазу роста и фазу спада. Наблюдения с миллисекундным временным разрешением [99, 100] не обнаружили статистически значимых признаков более быстрой переменности, чем характерные времена импульсов (десятки миллисекунд). Было установлено, что динамика роста и спада интенсивности исследованных спайков не подчиняется простому экспоненциальному закону, который

следовало бы ожидать из линейной теории развития плазменной или циклотронной неустойчивостей. Фаза спада радиоизлучения в отдельном спайке описывается экспоненциальным законом с постоянной времени (84).

Закон изменения плотности потока на фазе роста более медленный, чем экспоненциальный, и близок к гауссову $F \propto \exp[-(t - t_{\max})^2/\sigma^2]$. Физический смысл гауссовой формы временного профиля спайков проявляется, если обратить внимание на ее прямую связь с линейностью закона изменения логарифмической производной от потока. Линейный характер этой зависимости от времени (рис. 11б, в) является универсальным практически для всех проанализированных всплесков. Линейность сохраняется на значительной части всплеска (от момента, когда $F = 0,2F_{\max}$ на фазе роста плотности потока, до момента, когда $F = 0,8F_{\max}$ на фазе спада). В то же время наклон прямой может быть разным для разных спайков, отражая, по-видимому, различие условий в соответствующих радиоисточниках, хотя детальная зависимость σ от частоты и других параметров пока не исследована. Линейная зависимость логарифмической производной хорошо согласуется с механизмом ЦМИ, если учесть эффект квазилинейной релаксации анизотропного распределения энергичных электронов (83). Численный анализ ЦМИ [88] также демонстрирует не экспоненциальную (более медленную) фазу роста и экспоненциальную фазу спада. В рамках механизма ЦМИ характеристики наблюдаемой временной зависимости логарифмической производной могут быть использованы для диагностики физических параметров в области генерации спайка [100].

По-видимому, аналогичное влияние квазилинейной релаксации на временной профиль излучения следует ожидать и для плазменных механизмов генерации. Однако следует отметить, что по крайней мере в некоторых моделях не удастся получить гауссову форму импульса излучения. Например, форма временного профиля отдельных импульсов, генерируемых нелинейным плазменным механизмом (см. раздел 2.2), сильно отличается от наблюдаемой в спайках. Расчеты показывают, что в квазипериодическом режиме (режиме пульсаций) и фаза роста, и фаза спада импульсов демонстрируют экспоненциальную зависимость интенсивности от времени, а в непериодическом режиме вообще нет какой-либо универсальной зависимости.

3.1.3. Кластеры радиоспайков анализировались в [100а] методами нелинейной динамики. Фрактальная размерность источника излучения оказалась очень высокой (практически равной ∞). Такое поведение временных рядов, соответствующих кластерам радиоспайков, может иметь место, если различные импульсы радиоизлучения генерируются в различных (независимых) локальных источниках. Если бы радиоспайки генерировались нелинейным плазменным механизмом (работающем в нерегулярном режиме, см. раздел 2.2), то фрактальная размерность временного ряда должна была бы быть конечной величиной.

3.2. Спектральные свойства радиоспайков

Чаще всего радиоспайки наблюдаются в дециметровой области спектра на частотах $f = 300 - 3000$ МГц [12, 13], и реже — в микроволновой области [10] вплоть до частот $f \sim 8$ ГГц [11]. В отдельном событии кластеры спайков

могут перекрывать диапазон в несколько сотен МГц, а количество индивидуальных спайков — превышать 10000 [12]. По-видимому, это связано с тем, что спайки одновременно генерируются на различных высотах. В данном разделе мы обсудим форму спектральной линии и гармоническую структуру излучения.

3.2.1. Вопрос о спектральной полуширине спайков обсуждался в [12]. Обнаружено, что в дециметровой области спектра ширина линии по половинному уровню мощности составляет 10–15 МГц, причем относительная ширина $\Delta f/f \sim 1,5\text{--}2\%$ и несколько уменьшается при $f > 900$ МГц. Самая высокая к настоящему времени разрешающая способность солнечных наблюдений (20 кГц) была достигнута при анализе данных о спайках, зарегистрированных в РСДБ-эксперименте [113]. Не было обнаружено никакой тонкой спектральной структуры с шириной линии менее 2 МГц.

Детальное исследование формы спектральной линии спайков предпринято в [101] на большом наблюдательном материале. Для анализа было отобрано 8 событий (из имевшихся 208), перекрывающих весь частотный диапазон от 300 МГц до 8 ГГц, в котором наблюдаются радиоспайки. Общее число индивидуальных спайков составило 196.

Наилучшая (хотя и не вполне точная) аппроксимация спектрального контура обеспечивалась гауссовой кривой

$$S(f) = S_0 \exp\left\{-\frac{1}{2} \frac{(f-f_0)^2}{\Gamma^2}\right\}, \quad (88)$$

где постоянная "затухания" Γ связана с шириной линии по половинной мощности соотношением

$$\Delta f_{0,5} \approx 2,35 \Gamma. \quad (89)$$

Отметим, что анализируемые спектры получены на спектрометрах с временем накопления на фиксированной частоте 0,5 мс и временем сканирования по спектру 100 мс. Это значит, что эти спектры не вполне одно-временные. Ошибка, связанная с этой неодновременностью, не превышала в большинстве случаев 1 % и в [101] не учитывалась.

Оказалось, что ширина спектральной линии для отдельных событий практически не зависит от частоты и характеризуется большим разбросом. Более того, характерные ширины на фиксированной частоте сильно меняются от события к событию, т.е. Γ является характеристикой события, а не функцией частоты. Наименьшая из зафиксированных относительных ширин составила 0,23 % (7 МГц, что близко к пределу инструментального разрешения) в событии 10.07.1991, средняя величина в котором равна 0,38 %, хотя в [10] сообщалось о еще меньших ширинах в микроволновой области спектра. В [102] также указывается на значительный разброс этой величины. В одном событии максимальные значения Γ превышают минимальные в 2–3 раза (в одном из событий — в 8 раз). Распределение по ширинам не симметричное, с медленным убыванием в сторону больших Γ . Никакой корреляции между Γ и центральной частотой спайка f_0 не выявлено. В четырех из восьми событий обнаружена корреляция между шириной спектральной линии и интенсивностью спайка. В трех случаях ширина увеличивается при увеличении интенсивности, в одном — уменьшается (при большом разбросе значений вокруг регрессионных кривых).

Корреляция между шириной спектра и длительностью спайка не исследовалась. Однако наличие тесной корреляции между длительностью спайка и его частотой позволяет предположить, что спектральная ширина не зависит от длительности спайка (поскольку она не зависит от частоты).

При анализе данных по всем восьми событиям (перекрывающим больший интервал частот, чем в любом отдельном событии) удается выявить тенденцию к увеличению Γ с частотой. Положительный наклон регрессионной кривой мал, а постоянная составляющая относительно велика:

$$\Delta f_{0,5} = (0,044f + 10,7), \text{ МГц}, \quad (90)$$

и индивидуальные значения сильно разбросаны вокруг кривой (90) (рис. 12). На рисунке 13 представлена

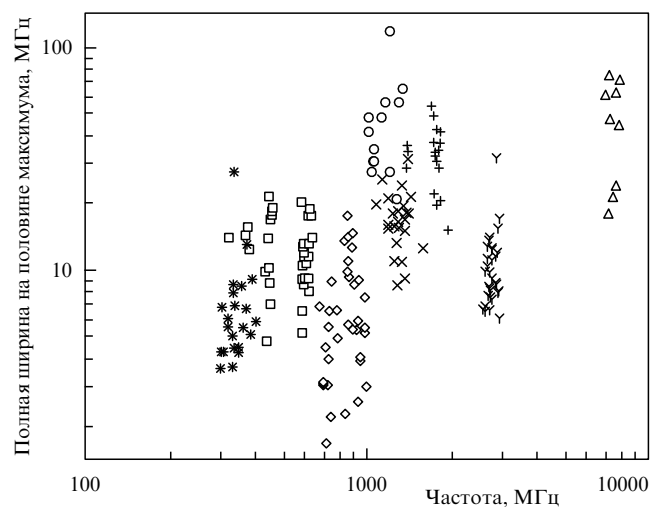


Рис. 12. Зависимость полуширины спектра отдельных спайков от центральной частоты [101]. Регрессионная прямая описывается соотношением $\Delta f_{0,5} = 0,66\nu^{0,42}$. Разные спайковые события отмечены разными символами: 03.04.82 — квадратом, 04.06.82 — звездочкой, 06.06.83 — ромбом, 22.04.89 — треугольником, 08.01.90 — крестиком, 25.12.90 — "0", 10.07.91 — "Y".

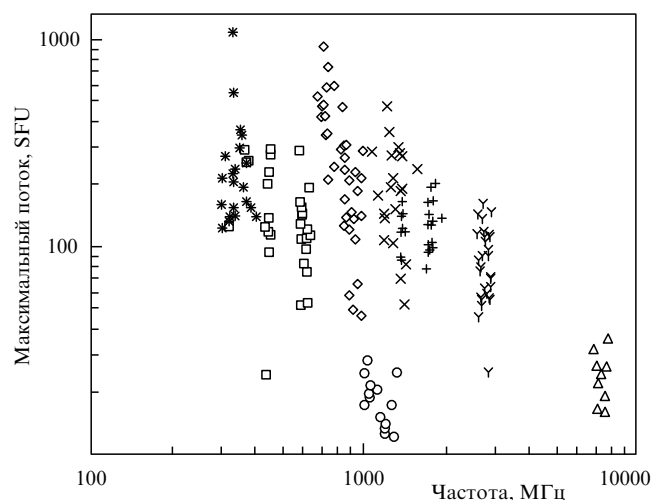


Рис. 13. Зависимость максимальной плотности потока спайков от центральной частоты отдельных спайков [101]. Символы имеют то же значение, что и на рис. 12.

зависимость потока радиоизлучения в максимуме спайка от центральной частоты. Интенсивность микроволновых спайков в среднем ниже, чем в дециметровой области.

Большой разброс спектральных ширин спайков и отсутствие четкой зависимости ширины от других параметров спайков (частоты, интенсивности) приводит к выводу о том, что измерения дают не естественную ширину спектральной линии, свойственную механизму излучения как таковому, а связаны с пространственной неоднородностью источника радиоизлучения [101]. В таком случае естественная ширина должна быть достаточно малой (скажем, меньше 0,23 % — минимальной зарегистрированной ширины). Простые оценки, проведенные в [101], показывают, что столь узкие спектральные линии можно получить как в рамках плазменного, так и циклотронного мазерного механизмов (однако в [101] не была учтена поправка в законе дисперсии плазменных волн, связанная с конечной величиной магнитного поля). Тем не менее ряд моделей уже может быть отвергнут на основании приведенных здесь данных: модель [19], основанная на плазменном механизме ($\Delta f/f > 3\%$, см. раздел 2.1) и модель, основанная на "синхротронном" мазерном излучении ([82], раздел 2.3), дающая $\Delta f/f \sim 10-20\%$. Трудности возникают и в модели ЦМИ [88] с квазимагвелловским распределением горячих электронов ($\Delta f/f \sim 2\%$). Более узкие линии ($\leq 1-2\%$) возникают для степенного распределения быстрых электронов [95] (см. раздел 2.3).

Следует указать и на еще одну возможную причину сильного разброса значений Γ , не обсуждавшуюся в [101]. Из рассмотрения в разделе 2.3 ясно, что спектральные свойства ЦМИ сильно зависят от деталей функции распределения быстрых электронов, тогда как в [101] изучалась зависимость Γ от макроскопических параметров (например, частоты излучения, определяемой плотностью фоновой плазмы, или величиной магнитного поля), а не от параметров, связанных с распределением быстрых электронов. В этом отношении новую информацию можно было бы получить, исследуя корреляцию между Γ и характеристиками жесткого рентгеновского излучения. Кроме того, линия излучения может уширяться при распространении излучения в короне из-за рассеяния волн (например, комбинационного) на неоднородностях среды. В таком случае можно ожидать наличия зависимости спектральной ширины спайка от положения источника на диске, а именно — увеличения ширины от центра Солнца к лимбу. К эффектам распространения также чувствительна величина степени поляризации излучения (см. раздел 3.3), поэтому представляет интерес исследование степени (анти)корреляции спектральной ширины и степени поляризации спайков. До сих пор эти возможности в литературе не обсуждались. Если наличие указанных корреляционных зависимостей будет найдено, то это откроет новые возможности для диагностики мелкомасштабной турбулентности в солнечной короне из анализа тонкой структуры спектральных линий радиоспайков.

Тем не менее данные наблюдения позволяют установить верхние пределы размера источника, в котором формируется отдельный спайк. Эта величина варьируется от 25 до 250 км, и уменьшается с увеличением частоты. Исследование [101] не выявило сколько-нибудь существенных различий в свойствах дециметровых и

микроволновых спайков (исключая несколько меньшие плотности потока при $f > 2$ ГГц), что позволяет рассматривать их как явления одного типа.

Представляет интерес вопрос о временной динамике спектральной линии, который не мог быть поставлен в рамках данного набора наблюдений (один спайк появлялся только на одном из сканов длительностью 100 мс). Однако в работе [99] временное разрешение было значительно лучше (за счет уменьшения числа частотных каналов), что позволило измерить типичные значения частотного дрейфа в спайках. Усредненная величина дрейфа df/dt изменяется от $-100 \div -400$ МГц/с при $f = 362$ МГц до $-1000 \div -4000$ МГц/с при $f = 770$ МГц. Гистограммы числа спайков от величины обратного частотного дрейфа (с/МГц) (рис. 14) соответствуют более или менее изотропному распределению скоростей излучающего агента (если этот дрейф интерпретировать как движение излучающего агента), наложенному на усредненный отрицательный (т.е. направленный вверх) дрейф. Тем не менее пока остается неясным, чем вызван наблюдаемый дрейф — движением излучающего агента или внутренней динамикой спектральной линии.

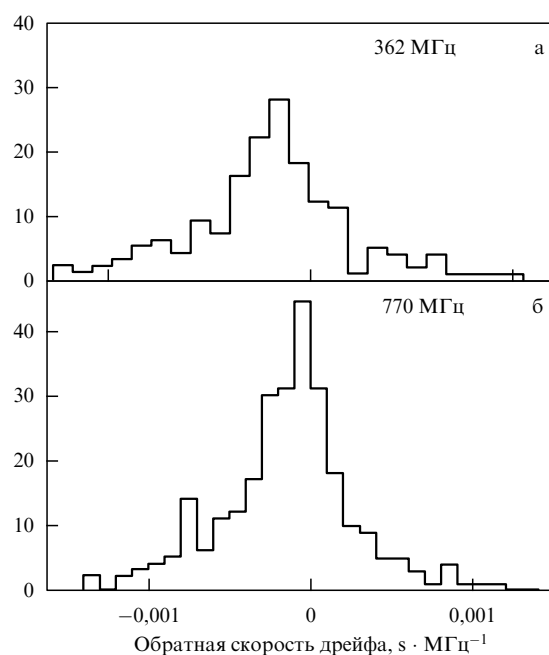


Рис. 14. Гистограмма обратных скоростей дрейфа спайков в событиях 04.06.82 (а) и 17.07.82 (б) [99]. Распределения почти симметричны.

3.2.2. Вопрос о наличии гармонической структуры в излучении спайков был поставлен достаточно давно, поскольку он является одним из ключевых для понимания механизма радиоизлучения. В работе [10] проводились специальные наблюдения на частотах 3,47 и 5,205 ГГц, которые относятся друг к другу как 3:2, однако ни одного случая генерации излучения одновременно на второй и третьей гармониках зарегистрировано не было.

Дециметровые спайки, полученные на спектрометре, перекрывающем частотный диапазон 200–1100 МГц, анализировались в [103]. Несмотря на то, что спайки

часто формируют кластеры на динамическом спектре (т.е. на плоскости частота–время), четко разграниченные по частоте области с отношением $f_1 : f_2 \sim 1 : 1,4$ были замечены лишь в одном (16.05.1981) из 36 событий. В этом случае имела также корреляция между отдельными спайками из этих двух областей, но отношение частот было менее стабильным.

В более позднем исследовании [104] обнаружено девять событий с гармонической структурой, причем отношения центральных частот кластеров спайков описывалось отношением небольших целых чисел, в частности, 2:3, 3:4, 2:3:4, 3:4:5. Отношение частот в событии 16.05.1981, которое уже обсуждалось выше [103], описывается в [104] как 2,15:3. Отмечено, что наиболее интенсивное излучение сдвигается в сторону более высоких номеров гармоник n при увеличении частоты основного тона. Возможно, это является следствием систематического увеличения Y с ростом B (см. раздел 3.1.1). Излучение на основном тоне ($n = 1$) не было зарегистрировано ни разу. Относительная спектральная ширина спайков составляла $\Delta f/f \sim 3\%$ и не зависела от номера гармоники.

Корреляционный анализ временных профилей, описывающих две соседние гармонические области, демонстрирует значимый пик коэффициента корреляции ($r = 0,5$) для нулевого временного сдвига между записями (идеальная корреляция давала бы $r = 1,0$). Такой результат соответствует наличию по-пиковой корреляции индивидуальных спайков на соседних гармониках, а не только наличию гармонических полос в целом. Естественно считать, что это обусловлено генерацией различных гармоник в одном и том же (локальном) источнике под действием одного механизма.

Наличие целых гармонических отношений спайков естественным образом объяснялось в [31] (см. раздел 2.2) генерацией Z-волн (вблизи ω_{Be}) и их последующим слиянием друг с другом и с поперечными волнами. Мы вернемся еще раз к обсуждению этой модели ниже в разделе 3.3.

Исследование гармонических отношений радиоспайков было существенно продвинуто в [105]. В данном случае не ставилась задача отыскания событий с отношением гармонических полос, описывающихся малыми целыми числами, а анализировалась максимально широкая статистическая выборка событий, демонстрирующих явное разделение на кластеры на динамическом спектре. Для этой цели применялся корреляционный анализ по частотам. Из материала, собранного за 15 лет наблюдений были отобраны 17 событий (из которых три имели три, а одно имело четыре гармонические полосы).

Оказалось, что в общем случае гармонические отношения $h = f_1 : f_2$ не сводятся к отношению небольших целых чисел, и величина h является хорошо определенной величиной для каждого из событий: увеличение времени интегрирования улучшало определенность h , а не увеличивало разброс. Только в одном случае (из 17) имело место изменение h со временем (рис. 15).

Величина гармонического отношения не зависит от частоты; она сильно варьируется от события к событию от 1,17 до 1,52 (рис. 15г) и в среднем равна 1,4 ($= 7:5$). Шесть событий в списке [105] приводились среди девяти событий в [104]. Однако значения h для них, найденные в этих двух работах, несколько различаются, по-видимому, благодаря более аккуратному анализу, проведен-

ному в [105]. В событиях с тремя гармоническими полосами величина h уменьшалась для более высокочастотной пары, но частотное разделение $\Delta f_2 = f_3 - f_2$ было больше, чем $\Delta f_1 = f_2 - f_1$. Если бы наблюдаемые частоты были целыми кратными основной частоты, то должно было быть $\Delta f_2 = \Delta f_1$.

Несмотря на отсутствие очевидного по-пикового соответствия излучения в двух соседних гармонических полосах, кросс-корреляционный анализ подтверждает вывод [104] о наличии корреляции (с тем же коэффициентом корреляции, равным 0,5). Этот результат усиливает вывод о том, что радиоисточник одновременно излучает на двух (или более) частотах. Лишь в одном событии, содержащем 4 гармонических полосы (07.05.1993), коэффициент корреляции для 2–3–4 полос порядка 0,3, а корреляция между первой и последней полосами отсутствует. Эти отличия коэффициента корреляции от 1 в модели ЦМИ могут быть связаны с различием частотной зависимости временных характеристик излучения вблизи первой и второй гармоник, обсуждавшимся в разделе 3.1.1. Одно из событий с тремя гармоническими полосами (06.04.1980) отличалось от всех остальных: оно единственное, в котором спайки генерировались на высокочастотном конце сильного всплеска IV типа, гармонические полосы характеризуются быстрым дрейфом ~ 4 МГц/с в сторону высоких частот (см. рис. 16).

Среди всех теоретических моделей генерации радиоспайков, рассмотренных в разделе 2, нецелые гармонические отношения возникают только в модели ЦМИ, испускаемого степенным распределением быстрых электронов [95], хотя аккуратное вычисление относительной интенсивности различных гармоник ЦМИ еще предстоит провести.

3.3. Поляризационные свойства радиоспайков

3.3.1. Известно [13], что поляризация радиоспайков может варьироваться от 0 до 100 %. В первом из зарегистрированных случаев гармонической структуры (16.05.1981) [103] обе компоненты имели левую циркулярную поляризацию, степень поляризации низкочастотной компоненты составила $\sim 16\%$, высокочастотной — $\sim 7\%$. Если направление магнитного поля в радиоисточнике определялось полярностью ведущего пятна на фотосфере, то левополяризованные волны соответствовали обыкновенной моде. Из девяти событий с гармонической структурой, обсуждавшихся в [104], данные о поляризации приведены лишь для одного (31.08.1989). Степень поляризации во всех гармонических полосах составляла $\sim 20\%$ (и была правой). Модель Мелроуза [31] предсказывает неполяризованное излучение на более низких гармониках и увеличение поляризации (возможно, до 100 %) на высшей гармонике. Очевидно, что имеющиеся наблюдения не согласуются с этой моделью (как и сами гармонические отношения, см. раздел 3.2).

В работе [105] поляризация излучения в различных гармонических полосах вообще не обсуждалась. Поэтому вопрос о том, является ли поляризация в двух событиях [103, 104] типичной для всех случаев наличия гармонической структуры, остается открытым. Не ясно, в частности, могут ли различные гармоники иметь противоположное направление поляризации, и какова характерная степень поляризации на различных гармониках.

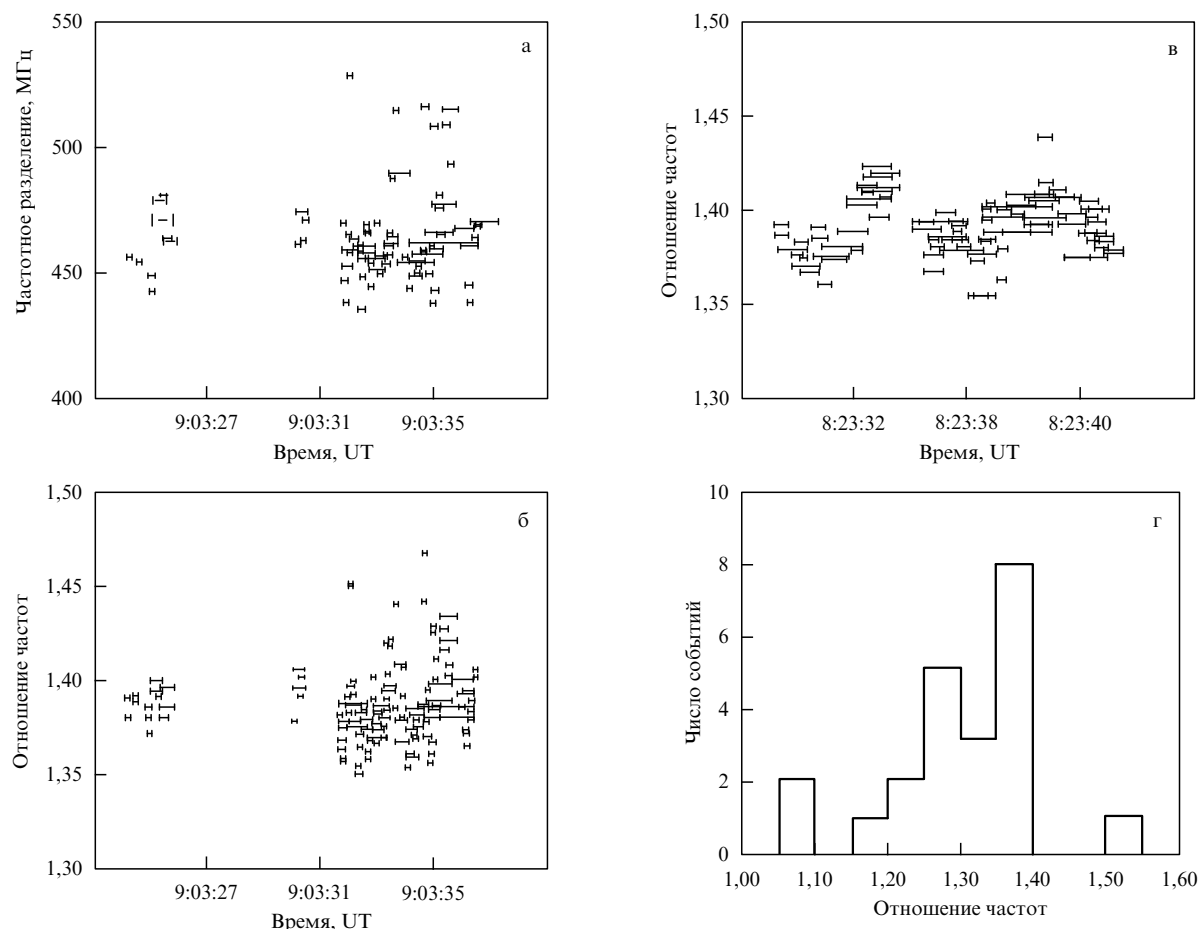


Рис. 15. Гармоническая структура спайков [105]: (а) частотное разделение двух гармонических полос в событии 14.09.92 определено автокорреляцией для различных временных интервалов, интервалы погрешностей определяются временем интегрирования; (б) отношения частот гармонических полос для тех же интервалов времени; (в) отношение частот различных частей спайкового события 16.05.81, видно изменение со временем; (г) распределение гармонических отношений частот для всех событий.

3.3.2. Значительные усилия были предприняты для определения доминирующей в излучении спайков моды (О или Х). В работе [103] анализировалось 36 событий, сопровождавшихся активностью III типа в низкочастотной части спектра. Из них в 13 случаях были известны как поляризация спайков, так и положение соответствующей H_α вспышки. В рамках гипотезы ведущего пятна определена доминирующая мода: в 10 случаях это была О-мода. Обычно направление поляризации в спайках и сопутствующих всплесках III типа совпадало (общепринято, что всплески III типа поляризованы, как О-волны).

Однако анализ, проведенный в [106] на большей выборке, дает противоположный результат: в 98 % случаев направление вращения вектора поляризации в спайках и сопутствующих всплесках III типа противоположно друг другу; степень поляризации спайков выше, чем во всплесках III типа (рис. 16а). В этой работе из общего списка 163 кластеров спайков были отобраны те, для которых имелись данные о поляризации спайков (38 событий) и о положении сопутствующей H_α вспышки (32 события). Среди этих событий присутствовали кластеры, связанные как с активностью III, так и IV типа. По этой причине тип доминирующей в излучении спайков моды определялся не только по поляризации сопутствующих всплесков III типа, но и по другим критериям: с учетом

полярности "ведущего" пятна и ближайшего к H_α всплеске пятна.

В рамках гипотезы ведущего пятна 68 % спайков оказываются Х-поляризованными (71 % всплесков III типа — О-поляризованными), а при использовании гипотезы ближайшего пятна доли Х- и О-поляризованных спайков составляют по 79 %. Таким образом, в большинстве случаев в излучении спайков доминирующей оказывается Х-мода, хотя спайки, поляризованные в О-моду также присутствуют. Косвенным подтверждением этого является наблюдаемая иногда смена знака поляризации внутри одного и того же кластера.

3.3.3. Кроме того, в [106] выявлена зависимость степени поляризации спайков от положения на диске. Спайки, генерируемые вблизи центра диска, сильно поляризованы, а вблизи лимба слабо поляризованы (рис. 16б), что говорит о важной роли эффектов распространения при образовании результирующей степени поляризации.

3.3.4. Поляризация спайков в микроволновой области [10] варьируется от -100% до $+100\%$, тогда как поляризация сопутствующего континуального микроволнового всплеска — от -20% до $+20\%$. Эти две поляризации не коррелируют ни по величине, ни по

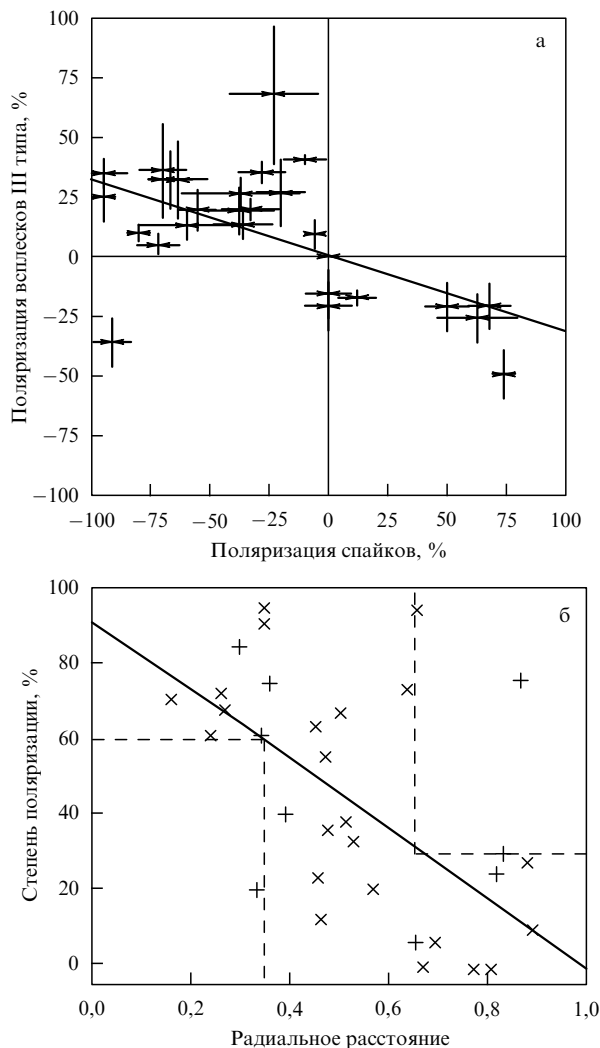


Рис. 16. (а) Поляризация всплесков III типа в сравнении с поляризацией спайков для 29 спайковых событий, сопровождающихся всплесками III типа. Диагональная линия показывает расчетную регрессионную зависимость [106]. (б) Корреляционная диаграмма зависимости степени поляризации от радиального расстояния соответствующей H_x -вспышки, спроецированной на солнечный диск. События, сопровождающиеся всплесками III типа, обозначены косыми крестиками; остальные события — прямыми крестиками [106].

знаку. Время от времени наблюдалась смена знака поляризации между последовательными спайками на одной и той же частоте.

Отметим, что с теоретической точки зрения трудно ожидать корреляции между микроволновым континуумом и микроволновыми радиоспайками на одной и той же частоте. Дело в том, что микроволновый континуум обеспечивается гиротронным излучением в оптически тонком источнике. Радиоспайки же генерируются когерентным механизмом, что требует большой (и отрицательной) оптической толщины источника. Ясно, что два эти условия не могут одновременно быть выполнены в одном и том же источнике на одной частоте. Это означает, что континуум и радиоспайки генерируются в пространственно различных источниках, что и является причиной отсутствия корреляции между двумя этими типами радиоизлучения. Наоборот, по той же причине должна существовать тесная корреляция между

дециметровыми радиоспайками и микроволновым континуумом (источник микроволнового континуума становится оптически толстым в дециметровой области).

3.3.5. Смена знака поляризации двух последовательных спайков, испущенных из одного и того же источника, наблюдалась в [107] при интерферометрических наблюдениях с высоким одномерным пространственным разрешением (подробнее пространственные свойства обсуждаются в следующем разделе). При этом первый, менее интенсивный спайк, имел степень поляризации 26 % в О-моды, а следующий, более интенсивный, имел 83 %-ную поляризацию в Х-моды. В [107] отмечается, что изменение знака поляризации скорее всего связано с изменением доминирующей в излучении моды, а не с изменением полярности магнитного поля или пространственно различными источниками спайков. Такое поведение трудно объяснить в рамках плазменного механизма, оно рассматривается в [107], как свидетельство в пользу ЦМИ. Не вполне ясно, вблизи первой или второй гармоник гирочастоты генерируется это излучение.

3.3.6. При наблюдениях с двумерным пространственным разрешением на VLA [108] было установлено, что направление поляризации радиоспайков соответствовало Х-моды. Однако достаточно неожиданной является и Х-поляризация сопутствующего всплеска III типа.

Анализ групповых задержек противоположно поляризованных компонент частично поляризованных спайков [109] говорит о том, что в источнике формируется полностью поляризованное излучение, а появление более слабой моды в наблюдаемом радиоизлучении обусловлено эффектами распространения первичного (100 %-поляризованного) излучения в солнечной короне.

Таким образом, совокупность имеющихся наблюдательных данных свидетельствует о преимущественной Х-поляризации спайков, которая может меняться на О-поляризацию. Эти свойства очень трудно объяснить в рамках плазменных моделей, но они не противоречат циклотронному мазерному механизму. Тем не менее опубликованные результаты остаются до некоторой степени противоречивыми, так что необходимо предпринять дальнейшие шаги для определения доминирующей моды в излучении спайков.

3.4. Пространственные характеристики радиоспайков

Под пространственными свойствами радиоспайков мы понимаем следующие наблюдательные данные: а) о размерах и динамике источника спайков (как отдельного, так и их группы); б) о динамике положения источников отдельных спайков в группе; в) о положении источника спайков по отношению к источникам других типов электромагнитного излучения солнечной вспышки; г) о зависимости свойств спайков от положения на диске Солнца и от положения относительно направления магнитного поля вблизи источника.

3.4.1. Уже обсуждалось, что оценка размера источника отдельного спайка может быть получена из величины относительной спектральной ширины и составляет 20–200 км (0,03–0,3 угл. сек). Микроволновые источники должны быть более компактными, чем дециметровые. Однако этих оценок явно недостаточно, чтобы сделать

выбор между имеющимися сейчас механизмами и моделями радиоспайков. Это могли бы позволить прямые измерения с достаточным угловым разрешением. Вместе с тем ожидаемые размеры источников спайков оказываются далеко за пределами разрешающей способности инструментов, используемых в настоящее время в солнечной радиоастрономии (VLA, WRST, CCPT). Реализовать такое разрешение можно только с помощью интерферометров со сверхдлинной базой (РСДБ). Кроме измерения размеров источников, РСДБ-системы при наличии высокого временного разрешения ($t_{\text{инт}} < 1$ мс) могут обеспечить, например, такие возможности, как определение динамики размера $D(t)$ однокомпонентного радиоисточника,

$$D(t) \propto \sqrt{-\ln |V(t)|}, \quad (91)$$

по измеренной величине коэффициента когерентности $V(t)$. Это становится осуществимым, если длительность всплеска в несколько раз превышает $t_{\text{инт}}$. РСДБ-системы делают возможным слежение за смещением фазового центра радиояркости многокомпонентного источника по измерениям скачков фазы и амплитуды интерференционного отклика с погрешностью

$$\sigma(\phi) \approx \left(\frac{\lambda}{L} \right) (\text{шум/сигнал}). \quad (92)$$

Например, при длине волны $\lambda = 50$ см, длине базы $L = 400$ км, отношении шум/сигнал = 0,1 можно определить смещение центра радиояркости с точностью 0,01 угл. сек.

Первые РСДБ-наблюдения на длине волны 18 см дали указание на существование слабого интерференционного сигнала от источника группы спайков размером менее 0,07'' [110, 111]. Однако проведенные в 1989–1990 гг. РСДБ-наблюдения 26-ти микроволновых ($f = 2,297$ ГГц) всплесков с тонкой временной структурой спайкового характера [113] не обнаружили источников с угловыми размерами менее 0,09''. Одной из причин такого результата может быть малое временное разрешение регистрирующей аппаратуры, которое не позволяло отслеживать отдельные источники спайков [138]. Постоянная интегрирования составляла 200 мс. За это время могло происходить несколько спайков, источники которых разнесены в пространстве на угловое расстояние, превышающее ширину лепестка диаграммы направленности интерферометра. В этом случае интерференционная картина замыкается. При таком временном разрешении аппаратура может регистрировать интерференционный отклик лишь от очень компактного источника группы спайков или не обнаружить источник вообще.

Другой причиной может быть увеличение видимых размеров источников спайков из-за рассеяния радиоволн на неоднородностях корональной плазмы [115]. Однако к настоящему времени о свойствах неоднородностей короны известно не достаточно. Систематических исследований рассеяния радиоизлучения в солнечной короне на расстояниях меньших $2R_s$ до сих пор не проводилось. Такие исследования лишь планируются [138, 139]. Если турбулентность имеет такие же характеристики, как предполагается в [115], то следует ожидать сильного рассеяния радиоволн и уширения видимых размеров источников спайков до 10–50 угл. сек. В этом случае

получить интерференционный сигнал от источников спайков обычным путем будет невозможно. Оценить реальные размеры источника можно только при резком повышении временного и спектрального разрешения РСДБ-аппаратуры (метод спекл-интерферометрии).

К настоящему времени проведено несколько экспериментов по наблюдению спайков с помощью короткобазовых интерферометров, которые могут дать верхнюю оценку видимых размеров источников и при достаточно высоком временном разрешении могут дать информацию о пространственной динамике источников.

Первые наблюдения такого рода проведены с помощью двухэлементного интерферометра на частоте 2,8 ГГц [107]. Анализ наблюдений всплеска, временной профиль которого состоял из континуума и наложенных на него спайков, показал, что верхний предел размера источника спайков составляет 28''.

Наблюдения, выполненные на Сибирском солнечном радиотелескопе (ССРТ), имеющем угловое разрешение около 15'' на частоте 5,7 ГГц и временное разрешение 56 и 14 мс, показали, что [112] видимый размер источников всплесков длительностью менее 1 с может быть в диапазоне от 5 до 50''; размеры источника длительного всплеска ("подложки") обычно больше размеров источников соответствующих субсекундных структур и варьируются от 5 до 65''. По-видимому, это первые наблюдения, которые позволили установить видимые размеры источников сверхтонкой временной структуры сантиметрового излучения.

Столь большие видимые размеры согласуются с предположением [115] о существенной роли рассеяния волн в солнечной короне, что еще раз указывает на необходимость самостоятельных детальных исследований корональных неоднородностей. Знание масштабов и уровня неоднородностей электронной концентрации над активной областью необходимо не только для РСДБ-исследований вспышек, но и для других задач: при исследованиях природы турбулентности в короне и динамики частиц в корональных магнитных петлях, при интерпретации спектра наблюдаемого радиоизлучения активных областей и т.д.

3.4.2. Интерферометры с малой базой дают информацию об изменениях положения источников отдельных спайков в группе на основе фазовых измерений (см. (91)). В частности, с их помощью установлено, что положения этих источников в одном событии могут существенно различаться.

Первые двумерные наблюдения спайков на VLA [108] позволили впервые оценить видимый размер источников спайков (70'') в метровом диапазоне (333 МГц). Временное разрешение VLA низкое — $\Delta t = 1,667$ с, а длительность спайков порядка 0,1 с, поэтому во время измерения положения и размера источника происходил больше, чем один спайк (т.е. измерялся размер и положение сразу группы спайков). Тем не менее надежно установлено, что центр тяжести каждого из трех зарегистрированных источников групп спайков (разнесенных на 50''–130'' и находящихся на высоте $(4-5)10^{10}$ см над фотосферой) слегка смещался (на 10''–25'') при переходе между главными пиками интенсивности на временном профиле всплеска с тонкой структурой (длительностью около 15 с), зарегистрированного спектрометром (интервал между ними — 2–4 с).

Наблюдения солнечных спайкоподобных всплесков в дециметровом диапазоне длин волн на двухэлементном (2 РТ-7, $f = 540$ МГц) интерферометре с базой ~ 400 м с использованием специально разработанного коррелятора с миллисекундным (до 0,256 мс) временным разрешением [114] позволили отслеживать смещение центра яркости в источнике при появлении каждого нового короткого импульса в группе. Для наиболее интенсивных всплесков точность позиционных измерений в этих экспериментах составляла $1-2''$. Было установлено, что положение источников отдельных пиков в многокомпонентных всплесках иногда заметно отличается от других и эта разница достигает $15''$ для пиков, разделенных временем 100–500 мс.

Такие пространственные смещения источников спайков могут интерпретироваться как подтверждение модели, в которой каждый спайк генерируется в отдельном локальном источнике. С другой стороны, модель, основанная на нерегулярном режиме нелинейного плазменного механизма, предсказывает более стабильное положение источника спайков на фиксированной частоте и поэтому не объясняет наблюдаемые пространственные смещения. Генерация субсекундных всплесков в разнесенных локальных источниках допускается как в рамках плазменных механизмов (основанных на пучковой или конусной неустойчивостях), так и в рамках ЦМИ. Фрагментация источников излучения, образованных в результате пучковой неустойчивости, по-видимому, возникла бы только в случае пространственной фрагментации области вспышечного энерговыделения и ускорения частиц. В то же время фрагментация источников при развитии конусных неустойчивостей может быть обусловлена вторичными эффектами, связанными, например, с наличием МГД-турбулентности во вспышечной петле и образованием локальных ловушек энергичных электронов (см. раздел 3.5).

3.4.3. По данным [107], положение "центра тяжести" источника спайков существенно (на $25''$) отличается от положения сопутствующего континуального микроволнового всплеска, наблюдаемого на той же частоте. Вместе с тем анализ всех субсекундных всплесков, зарегистрированных на ССРТ [112], показал, что положение их источника в большинстве случаев совпадало с центром яркости длительного всплеска (в пределах точности позиционных измерений ССРТ — $5-8''$). Лишь в двух событиях наблюдалось смещение, аналогичное обнаруженному в работе [107]. Это является еще одним свидетельством наличия физически различных типов сверхтонкой временной структуры солнечного радиоизлучения, поэтому использование термина "радиоспайки" для всех субсекундных особенностей радиоизлучения (встречающееся иногда в литературе) является неправомерным и может приводить к путанице в классификации всплесков и неверным физическим выводам [112с].

3.4.4. В работе [10] не выявлено заметной зависимости параметров микроволновых спайков от положения на диске, хотя в [106] отмечается уменьшение степени поляризации спайков от центра Солнца к лимбу. В [107, 112] отмечается увеличение размеров как источников спайков, так и источников соответствующих длительных всплесков ("подложки" спайков) при увеличении

расстояния от центра к лимбу. Как уже отмечалось в разделе 2, такое поведение поляризации и размера источников может быть объяснено рассеянием радиоволн на предполагаемых неоднородностях корональной плазмы.

3.4.5. Отметим, что в работах [107, 112, 114] не проводились параллельные наблюдения динамических спектров в широкой полосе. Поэтому, несмотря на короткую длительность зарегистрированных спайкоподобных всплесков, их нельзя с полной уверенностью считать спайками в том смысле, в котором они определены в разделе 1. Об этом же свидетельствует тот факт, что субсекундные всплески, анализируемые в [112], наблюдаются гораздо чаще (в 15% всех микроволновых всплесков на $f = 5,7$ ГГц), чем спайки (раздел 3.5). В реальности большинство из этих всплесков могут быть узкополосными всплесками типа "blip", генерируемыми плазменным механизмом пучками электронов [143], или широкополосными всплесками III типа. Таким образом, вопрос о пространственно-временной фрагментации источников спайков в группе (кластере) требует дальнейших исследований, включающих параллельные наблюдения с высоким временным, пространственным и спектральным разрешением.

К сожалению, до настоящего времени не проводились также статистически обеспеченные исследования, посвященные измерениям положения источников спайков относительно других источников (оптических, рентгеновских и т.п.). Интересный результат получен недавно в работе [145], в которой проанализировано положение источников двух субсекундных всплесков на частоте 5,7 ГГц относительно источника длительного всплеска в микроволновом и мягком рентгеновском диапазонах во время вспышки 6.09.92. Установлено, что источник субсекундных всплесков был близок к вершине вспышечной петли, которая характеризовалась высокой плотностью плазмы, высокой температурой и низкой величиной магнитного поля ($\omega_{pe}/\omega_{ce} \ll 1$). Авторы сделали вывод о плазменном механизме этих субсекундных всплесков. Однако и в данном случае из-за отсутствия спектральных наблюдений остается открытым вопрос о принадлежности наблюдаемых всплесков к спектральному классу спайков.

Наоборот, в работе [146] анализируется событие 14 мая 1993 г., в котором принадлежность быстрых флуктуаций радиоизлучения к классу радиоспайков подтверждена спектральными наблюдениями. Оказалось, что в данном случае источник радиоспайков находился на расстоянии $17''$ (20 тыс. км) от источника основного всплеска. Показано, что в этом событии спайки генерировались в компактной магнитной петле с высоким значением магнитного поля (~ 1600 Гс), причем величина отношения плазменной частоты к гирочастоте оказалась равной $Y = 0,32$ (т.е. в 10 раз меньше, чем в источнике основного всплеска), что является сильным доводом в пользу работы циклотронного мазерного механизма.

Спектральная идентификация источников всплесков наряду с интерферометрическими наблюдениями представляется очень перспективной для исследований природы спайков. Такие исследования позволяют определить положение (и распределение) источников спайков внутри вспышечной петли и, в частности, их положение относи-

тельно направления магнитного поля вблизи источника спайка. Это знание важно для выбора механизма генерации спайков, так как имеются существенные различия в условиях неустойчивости для разных типов генерируемых волн (см. раздел 2.2).

Расчеты [88, 93] показали, что имеется различие в направленности излучения X1- и X2-моды относительно магнитного поля в источнике спайка. X2-волны генерируются в квазипоперечном направлении во всем интервале отношений $0,1 \leq \omega_{pe}/\omega_{ce} \leq 0,9$. X1-мода эффективно генерируется в квазипоперечном направлении только при очень низких значениях Y . Уже при $\omega_{pe}/\omega_{ce} \geq 0,2$ она излучается практически параллельно магнитному полю. Наблюдения на интерферометрах с разнонаправленными базами, позволяющие производить позиционные (фазовые) измерения положения центров яркости источников спайков с точностью $\leq 1''$ в комбинации с двумерными наблюдениями вспышечных петель (на таких инструментах как CCPT и VLA или на рентгеновских телескопах типа SXT/HXT на спутнике YONKON), могли бы разделить эти моды. Такие наблюдения удобны тем, что позволяют наблюдать источники спайков при любом расположении оси вспышечной петли на солнечном диске. X1-мода должна исходить из таких мест вспышечной петли, которые видны под малым углом к ее продольному магнитному полю; X2-мода — наоборот.

По-видимому, решающими для выбора между различными механизмами генерации спайков могли бы быть одновременные наблюдения вспышечных петель с пространственным разрешением $\sim 1-5''$, временным разрешением ~ 1 с в рентгеновском и микроволновом диапазонах и радиоинтерферометрические измерения положения центра яркости источников спайков с помощью трех радиотелескопов, образующих разнонаправленные базы и имеющие точность позиционных измерений $\sim 1''$. Такие наблюдения позволят не только локализовать ту область вспышечной петли, откуда выходит излучение спайков, но и определить плотность плазмы, величину магнитного поля и температуру в этой области.

Такие комплексные эксперименты дадут возможность определить один из самых важных параметров — $Y = \omega_{pe}/\omega_{ce}$ (как в работе [146]), а также условия выхода излучения из источника спайка, сильно зависящие от температуры.

3.5. Взаимосвязь радиоспайков с другими типами нетеплового электромагнитного излучения солнечных вспышек

Радиоспайки обычно наблюдаются на импульсной фазе вспышки и, несомненно, связаны с нетепловыми быстрыми электронами, генерируемыми в результате первичного энерговыделения. Поэтому естественно ожидать заметной корреляции свойств радиоспайков с характеристиками других вторичных излучений, имеющих нетепловую природу — микроволновым continuum (гиросинхротронное излучение), метровыми всплесками III типа (плазменный механизм), жестким рентгеновским и (мягким) гамма-излучением (тормозное излучение быстрых электронов).

3.5.1. Исследованию корреляционных свойств связи между дм-событиями с тонкой временной структурой и

жестким рентгеновским излучением вспышек (HXR) посвящена обширная литература [116–122].

В [116] исследовалась взаимосвязь между радиоспайками, всплесками III типа и HXR-излучением, наблюдавшимся на космическом аппарате ISEE-3. Обнаружена высокая корреляция между этими типами излучений. В частности, в событии 24.09.1980 (07:28 UT) четыре больших пика HXR лучше коррелируют с группами спайков, чем со всплесками III типа. Самый большой пик (с наиболее жестким спектром) совпадает по времени с двумя наиболее отчетливыми всплесками III типа. Анализ 17 событий показал, что всплески HXR, связанные со спайковой активностью, оказываются наиболее импульсными среди прочих событий: их средняя длительность ~ 144 с, тогда как среднее по всем событиям ~ 256 с. 71 % всех спайк-всплесков оказался связанным с повышенным жестким рентгеновским излучением, тогда как для всплесков III типа связь с HXR зарегистрирована в 45 % случаев.

Вообще говоря, дециметровое радиоизлучение значительно сильнее коррелировано с HXR, чем метровые всплески (которые генерируются в более высоких слоях короны): 45 % всех дециметровых событий происходят во время пиков жесткого рентгеновского излучения [117], тогда как лишь 3 % метровых всплесков III типа сопровождаются повышенным потоком HXR [118]. Тем не менее в этих случаях наблюдается хорошая временная корреляция между HXR и всплесками III типа [118–120].

Различные типы дециметрового радиоизлучения [14] демонстрируют различную степень корреляции с HXR. В частности, все дециметровые события (исключая всплески III типа) связаны с HXR в 69 % случаев [117]. Для пульсаций эта величина меньше и составляет 20–35 % [121]. Континуальное излучение обычно связано с продолжительными HXR-всплесками.

Наиболее детальному исследованию связи и степени корреляции между дециметровыми радиоспайками и HXR посвящены работы [122, 123]. В работе [122] основное внимание уделено временным характеристикам: длительностям, задержкам, коррелированным деталям. Используются данные о HXR-всплесках, зарегистрированных на аппарате SMM (Solar Maximum Mission) с чувствительностью в 3 раза превосходящей чувствительность ISEE-3. Среди дециметровых событий с тонкой временной структурой в [122] были отобраны те, которые удовлетворяют следующим критериям: а) событие образует кластеры из $10-10^4$ отдельных спайков, нерегулярно распределенных на динамическом спектре; б) кластер занимает широкую частотную область (≥ 100 МГц); в) индивидуальные спайки обладают узкой спектральной линией (единицы %); г) длительность индивидуальных спайков короткая и следует закону (84). Такой подход исключает из рассмотрения не только другие типы тонкой структуры дециметрового радиоизлучения: широкополосные пульсации, группы узкополосных дециметровых всплесков III типа ("близов" [14]), но и метровые всплески I типа, а также тонкую структуру вблизи начальной частоты всплесков III типа (вблизи 300 МГц), называемую метровыми спайками. В рассмотрение были включены спайки, ассоциированные как со всплесками III, так и IV типа.

Полный список анализировавшихся событий включал 164 кластера спайков, зарегистрированных с 24.12.1977 по 26.09.1989. Из них 90 произошли во время

периодов наблюдения HXR спутником SMM. Повышенный поток HXR отсутствовал лишь в двух случаях. Тем не менее в обоих этих случаях наблюдались слабые континуальные всплески в микроволновой области. Это позволяет предположить, что и в этих двух случаях жесткое рентгеновское излучение генерировалось, но его интенсивность была ниже порога чувствительности детектора.

В рамках статистического исследования все 90 событий (происшедших во время 44 солнечных вспышек) были разделены на 4 группы по степени связи (association rate) с HXR и на 4 группы по степени корреляции с HXR (для событий, ассоциированных с HXR).

В результате выявлена очень высокая степень связи кластеров спайков с жестким рентгеновским излучением, $\sim 95\%$. Только два события (2,2%) не сопровождались повышенным рентгеновским излучением, а три (3,3%) произошли во время длительных повышений потока HXR при отсутствии импульсных пиков сравнимого временного масштаба. Таким образом, 98% кластеров спайков происходят во время повышенного рентгеновского излучения, а 94% связаны с импульсным рентгеновским излучением сравнимых (с радио) временных масштабов.

3.5.2. События, связанные с HXR, демонстрируют различную степень корреляции усредненных временных профилей радио- и рентгеновского излучений. Из 84 пар радио-HXR в 40 случаях имеется очень тесная корреляция, в 26 случаях корреляция менее однозначная (например, присутствуют некоррелированные детали), в 18 случаях HXR лучше коррелирует с временным профилем излучения III типа. Таким образом, в 75% случаев имеется статистически значимая корреляция между временными профилями радио- и рентгеновского излучений, а в 48% случаев профили этих излучений практически повторяют друг друга. Эти статистические данные показывают, что миллисекундные радиоспайки наиболее тесно (среди всех типов дм-радиоизлучения с тонкой временной структурой) связаны с генерацией жесткого рентгеновского излучения. События в жестком рентгене обычно длятся дольше, чем соответствующие кластеры радиоспайков, причем зависимость между этими двумя длительностями линейная.

Наличие большого числа индивидуальных спайков в событии (до 10^4 и выше) интерпретировалось как свидетельство фрагментации энерговыделения в солнечной вспышке [12]: один спайк сопоставлялся одному элементарному акту энерговыделения. Поэтому совершенно неожиданным оказалось обнаружение в [122] значительных временных задержек между рентгеновским и радиоизлучением. В среднем пики кластеров спайков происходят на 4 с позже, чем пики HXR, и в некоторых случаях задержки достигают десятков секунд (имеются также случаи отрицательных задержек).

Это тем более удивительно, что задержки между HXR и всплесками III типа обычно не превышают 1 с (в тех случаях, когда имеется отчетливая корреляция) [16, 122]. Наличие столь значительных задержек "HXR-радиоспайки" несовместимо с интерпретацией радиоспайков, как непосредственных индикаторов фрагментации энерговыделения во вспышке.

В [122] отмечаются и более детальные свойства временных профилей. Спайки чаще всего начинают

появляться после начала рентгеновского всплеска, но до его максимума (т.е. на фазе роста HXR). Похожесть временных профилей обоих излучений проявляется часто вплоть до довольно коротких временных отрезков (порядка нескольких секунд).

Хотя радиоспайки почти всегда сопровождаются жестким рентгеновским излучением, обратное неверно: только около 2% HXR всплесков сопровождаются радиоспайками. Это однозначно указывает на необходимость выполнения неких специальных (пороговых?) условий для генерации радиоспайков. Для определения этих условий представляется важным следующее, обнаруженное в [122], свойство: спайки в кластере начинают появляться позже начала HXR всплеска с примерно постоянной амплитудой, но их число в единицу времени возрастает. К концу события отдельные спайки не становятся более слабыми, а уменьшается их количество. Кластеры спайков обычно заканчиваются раньше, чем соответствующий рентгеновский всплеск.

Такое поведение интерпретируется в [122] как преодоление системой некоторого критического "порога" и последующего ухода "под порог". Мы вернемся к обсуждению возможных причин обнаруженных корреляционных свойств "HXR-радиоспайки" ниже, после рассмотрения роли спектральных свойств жесткого рентгеновского излучения.

Более детальное исследование соответствия временных профилей радио- и жесткого рентгеновского излучения проведено в [123]. В этой работе считалось, что временной профиль жесткого рентгеновского излучения $f_x(t)$ совпадает с временным профилем инжекции частиц в ловушку $f_i(t)$, а наблюдаемый радиосигнал $S_r(t)$ формируется в результате отклика ловушки (описываемого функцией отклика $g(t)$) на инжекцию электронов:

$$S_r(t) - S_{r0} = \int_{-\infty}^t \{f_x(t') - f_{x0}\} g(t - t') dt', \quad (93)$$

где в явном виде устранены фоновые составляющие рентгеновского (f_{x0}) и радио- (S_{r0}) излучения. Функция отклика $g(t)$ моделировалась гауссовой зависимостью

$$g(t) = g_0 \exp\left\{-\frac{(t - t_d)^2}{2\sigma^2}\right\}, \quad (94)$$

где t_d соответствует времени задержки радиоизлучения по отношению к рентгеновскому, нормировка

$$g_0 = q_f \left\{ \int_{-\infty}^t g(t - t') dt' \right\}^{-1} \quad (95)$$

включает в себя отношение потоков радиоизлучения (выраженного в с.е.п., 1 с.е.п. = 10^{22} Вт/м² Гц) и рентгеновского излучения (в единицах отсчет с⁻¹), $q_f = F_r/F_x$.

При анализе наблюдений свободные параметры t_d , σ , f_{r0} , f_{r0} варьировались таким образом, чтобы обеспечить наилучшую подгонку усредненного временного профиля радиоспайков. Радиоданные усреднялись как по частотам (по всей полосе, занимаемой кластером спайков, либо по нескольким достаточно широким участкам), так и по времени с постоянной интегрирования 1 с, хотя рассматривались и неусредненные данные (с разрешением 0,1 с).

Список данных включал 27 кластеров спайков, происшедших во время 14 рентгеновских вспышек. Ни в

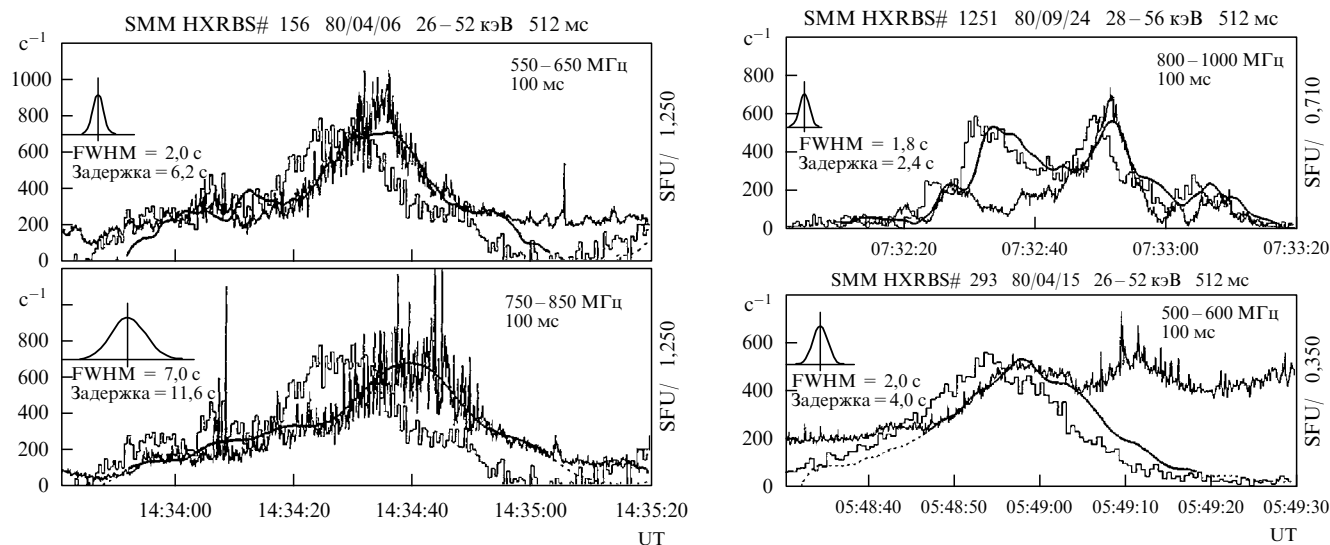


Рис. 17. Соотношение временных профилей кластеров спайков (тонкая черная линия) и HXR-излучения (тонкая серая линия). Жирная линия — свертка усредненного HXR-профиля с функцией отклика, изображенной в верхнем левом углу каждого рисунка [123].

одном из этих случаев не было обнаружено отрицательной задержки t_d , эта величина меняется в пределах от 0,1 до 8 с, причем в большинстве событий (20 из 27) лежит в интервале 2–5 с. Разброс задержек, полученный в [123], меньше, чем [122], где сравнивались относительные времена максимумов излучений (или их начала), поскольку при использовании подгонки по формулам (91), (92) учитывается вся форма временных профилей, а не только некоторые "характерные" точки типа моментов начала всплеска или его максимума (рис. 17).

Описанная процедура подгонки лучше всего работает на фазах роста и спада рентгеновского импульса и несколько хуже — в области пика. В некоторых случаях часть рентгеновских пиков не сопровождается спайками, тогда как другие очень тесно коррелируют с радиоизлучением. Несмотря на похожесть усредненных временных профилей, радиоизлучение демонстрирует значительно более богатую тонкую структуру, причем попиковая корреляция отсутствует.

В [123] обнаружена линейная корреляция между временем задержки t_d и потоком рентгеновского излучения F_x :

$$t_d \approx 2 + 6 \left(\frac{F_x}{1000 \text{ с}^{-1}} \right), \quad (96)$$

а также между потоками рентгеновского и радиоизлучений:

$$F_x (\text{с}^{-1}) \approx 100 + 0,6 \left(\frac{F_r}{1 \text{ с.е.п.}} \right). \quad (97)$$

3.5.3. Фундаментальное значение для понимания процесса генерации радиоспайков имеет эволюция спектра сопутствующего рентгеновского излучения (и, соответственно, спектра быстрых электронов). В [123] получено, что временной ход радиоизлучения лучше всего коррелирует с HXR в области энергий 25–50 кэВ.

Спектры HXR в большинстве из рассмотренных случаев лучше всего описывались степенными законами, а в наиболее мощных всплесках наблюдался

двойной степенной закон с изломом в области 100 кэВ и укручением на высоких энергиях (рис. 18).

В большинстве всплесков (70 %) спектр становился более жестким по мере увеличения потока HXR, а затем — более мягким на фазе спада, в других случаях смягчения спектра на фазе спада не происходило.

На рисунке 19 представлены зависимости спектрального индекса рентгеновского излучения от времени ($t = 0$ соответствует пику HXR) для различных всплесков, жирным помечены участки, во время которых наблюдаются кластеры спайков. Очевидно, что радиоспайки возникают во время рентгеновского излучения с наиболее жесткими спектрами.

В [123] предлагается несколько сценариев, которые могли бы привести к наблюдаемым временным задержкам, хотя там же отмечено, что ни один из них не объясняет эти задержки естественным образом. На наш взгляд, ключом к пониманию задержек является именно эволюция спектра накопленных в ловушке быстрых электронов. Отметим, что инкременты плазменных волн наиболее чувствительны к низкоэнергетической

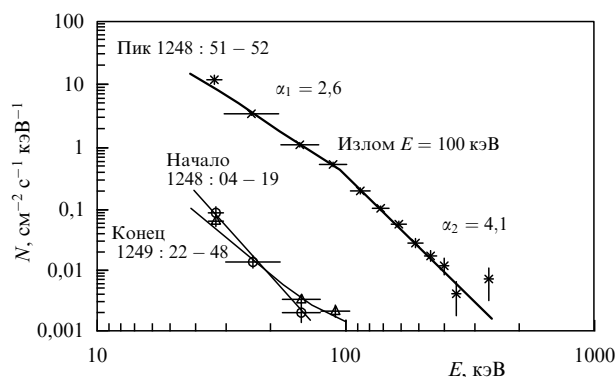


Рис. 18. Пример HXR-всплеска (кластер спайков 31.08.80), в спектре которого наблюдался двойной степенной закон с изломом в области 100 кэВ и укручением на высоких энергиях [123].

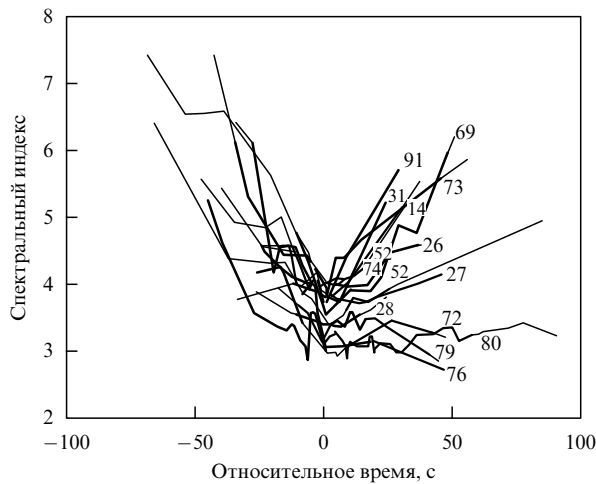


Рис. 19. Зависимость спектрального индекса рентгеновского излучения от времени [123]. Отмечены интервалы, когда наблюдались кластеры спайков.

части спектра быстрых электронов, например, инкременты нижнегибридных волн (при $Y < 1$) растут при увеличении спектрального индекса ξ [93, 94] (раздел 2.3, рис. 8в). Поэтому, если бы спайки генерировались плазменным механизмом, они должны были бы возникать и при мягких спектрах HXR.

Напротив, инкременты поперечных волн, генерируемых ЦМИ, уменьшаются при увеличении ξ . Это связано с отрицательным вкладом в инкремент (79) производной от функции распределения по модулю импульса $p \partial f / \partial p = -\xi f$. Для реализации неустойчивости положительный вклад от производной по углу $\partial f / \partial \mu$ должен превалировать над этим отрицательным вкладом.

Естественно считать, что во время вспышки в петле устанавливается единый (но зависящий от времени вследствие длящейся инжекции частиц и их динамики в ловушке) энергетический спектр электронов [124]. При этом угловая зависимость функции распределения электронов может сильно варьироваться в различных участках петли вследствие более или менее сильных флуктуаций магнитного поля (локальные магнитные ловушки). В таком случае при жестком спектре условия неустойчивости могут быть выполнены в большем числе "локальных источников", что приводит к увеличению количества наблюдаемых спайков (и к возрастанию потока усредненного радиоизлучения).

Существует ряд наблюдательных свидетельств уже сточения спектра электронов, удерживаемых во вспывшечной петле. При сопоставлении временных профилей HXR- и микроволновых (гиротронных) всплесков [125–127] было установлено, что микроволновое излучение обычно задерживается на несколько секунд, указывая на то, что максимум числа накопленных в ловушке электронов высоких (среднерелятивистских) энергий наступает позже максимума числа низкоэнергичных электронов. Подробное исследование динамики импульсных всплесков в сантиметровом и миллиметровом диапазонах, основанное на данных РАС Бернского университета [128, 129], показало, что частотный спектр в оптически тонкой области уплощается на всем протяжении пика излучения, становясь особенно "жестким" спустя несколько секунд после максимума (рис. 20).

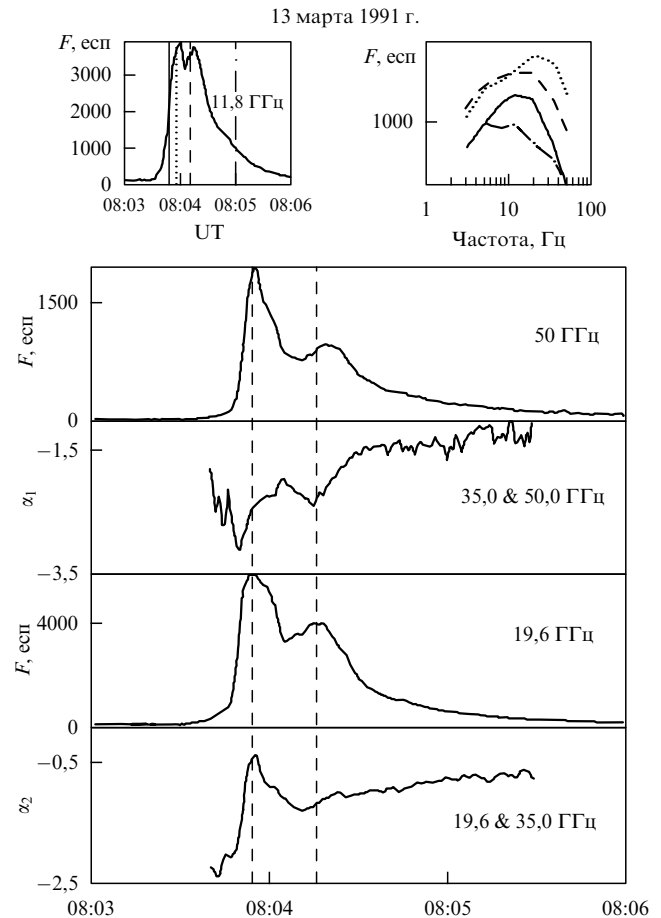


Рис. 20. Уплощение частотного спектра радиоизлучения в см-мм-диапазоне. α_1 и α_2 — спектральные индексы в области высоких частот, где гиротронный источник оптически тонкий, и в области частот, близких частоте спектрального максимума, где оптическая толщина $\tau \leq 1$.

Поскольку в см-мм-диапазоне излучение генерируется гиротронным механизмом, то эти результаты прямо свидетельствуют об уплощении энергетического спектра накопленных в ловушке электронов как на фазе роста интенсивности, так и на послемаксимальной фазе всплеска. Таким образом, на этих фазах всплеска действительно создаются условия наиболее благоприятные для генерации спайков циклотронным мазерным механизмом, в полном соответствии с наблюдениями [123].

Еще одно свидетельство в пользу генерации радиоспайков циклотронным мазерным механизмом дает наличие излома в энергетическом спектре HXR-излучения при $E \sim 100$ кэВ. Как уже отмечалось в разделе 2.3 [93, 94], при протяженных степенных спектрах быстрых электронов, неустойчивость ЦМИ подавляется. В случае, представленном на рис. 18, спектр электронов в области промежуточных энергий жесткий, а в области высоких энергий быстро падает, что создает идеальные условия для работы ЦМИ при квазистепенном спектре быстрых электронов.

3.5.4. Такая модель генерации радиоспайков должна обладать и еще некоторыми свойствами, доступными наблюдательной проверке. Требование достаточно быстрого завала спектра электронов при энергиях

порядка нескольких сотен кэВ (соответствующего излому в HXR спектре при $E \sim 100$ кэВ) означает отсутствие (или аномально низкую интенсивность) гамма-излучения в диапазоне 0,3–2 МэВ, которое генерируется тормозным излучением быстрых электронов (см. также раздел 2.3, рис. 7). Действительно, в литературе нет ни одного сообщения о наблюдении радиоспайков одновременно с гамма-излучением (напомним, что почти все кластеры спайков сопровождаются жестким рентгеновским излучением).

Исключение составляет лишь хорошо известное событие 15 июня 1991 г., сопровождавшееся очень длительным испусканием гамма-излучения. В настоящее время опубликованы лишь данные предварительного анализа радиоспайков в этом событии [129a], на основании которых пока трудно сделать какие-либо надежные заключения о связи генерации спайков с длительным гамма-излучением.

3.5.5. Наряду с гамма-излучением, быстрые электроны с умеренно релятивистскими (и ультрарелятивистскими) энергиями проявляют себя в микроволновых континуальных всплесках гиросинхротронного излучения. В рамках обсуждаемой модели следует ожидать, что события, содержащие радиоспайки, должны сопровождаться относительно слабыми микроволновыми всплесками. В разделе 3.4 [107] уже указывалось, что источник микроволновых радиоспайков может не испускать наблюдаемого микроволнового континуума на той же частоте. Вопрос о наличии или отсутствии корреляции между дециметровыми ($f \leq 1$ ГГц) радиоспайками и микроволновым континуумом ($f \geq 1$ ГГц) подробно не исследован, хотя в [130] указывается, что дециметровые всплески, демонстрирующие тонкую временную структуру, сопровождаются более слабыми и более импульсными (с меньшими характерными временами изменения потока) микроволновыми всплесками.

3.6. Энергетические характеристики радиоспайков

Яркие температуры отдельных спайков могут, согласно оценкам [10, 12, 13], превышать 10^{15} К, что, безусловно, свидетельствует о когерентном механизме их излучения. В [123] разработан специальный алгоритм для подсчета числа спайков в кластере и применен для определения характерной плотности потока в расчете на один спайк. Сравнение потоков рентгеновского и радиоизлучений дает (усредненное) отношение $\sim 0,6$ (отсчетов/с)/с.е.п., а деление радиопотока на частоту появления спайков приводит к величинам 0,3–30 с.е.п./(спайк/с). При типичной длительности спайка ~ 100 мс характерный радиопоток в одном спайке составляет 3–300 с.е.п. При спектральной ширине ~ 10 МГц такой поток обеспечивается излучением $(3-300)10^{-12}$ эрг $\times$ см $^{-2}$ с $^{-1}$, что соответствует испусканию одним спайком энергии порядка 10^{16} – 10^{18} эрг (при изотропной диаграмме). Такая энергия составляет ничтожную часть ($< 10^{-10}$) от полной энергии, выделяющейся в ходе солнечной вспышки.

3.7. Модель генерации радиоспайков

При выяснении наиболее вероятного механизма излучения дециметровых и микроволновых радиоспайков мы исходим из предположения, что все они составляют однородную группу явлений, генерируются одним меха-

низмом, который должен быть в состоянии объяснить всю совокупность наблюдательных данных, подробно описанных выше в этом разделе (подчеркнем еще раз, что речь идет именно о коротких узкополосных радиоспайках, а не о сверхтонкой структуре радиоизлучения в целом). Во втором разделе обсуждались различные теоретические модели, основанные на плазменном, циклотронном мазерном и переходном мазерном механизмах излучения.

Ни одна из модификаций плазменного механизма не в состоянии объяснить всю совокупность наблюдательных данных. В первую очередь это касается гармонических отношений радиоспайков: в имеющихся плазменных моделях предсказывается либо отсутствие гармонической структуры (как и в переходном мазерном механизме), либо отношение частот 1:2 (генерация волн вблизи плазменной и удвоенной плазменной частот). Преимущественная поляризация спайков соответствует Х-волнам, тогда как плазменные механизмы предсказывают противоположное направление поляризации. Привлекательным представляется нелинейный плазменный механизм, который мог бы дать естественное объяснение наблюдающимся иногда переходам от радиоспайков к пульсациям. Однако в таком случае трудно объяснить наблюдаемые формы временного профиля отдельных импульсов и смещение источника радиоизлучения от спайка к спайку (наряду с упомянутыми трудностями интерпретации гармонической структуры и поляризации). Остается неясным также, можно ли объяснить в рамках плазменного механизма те свойства радиоспайков, которые были выявлены при исследовании их связи с жестким рентгеновским излучением.

Несмотря на то, что в последнее время предложено несколько модифицированных плазменных моделей (направленных, главным образом, на объяснение не целых гармонических отношений) [131, 132], мы констатируем наличие серьезных (и, по-видимому, непреодолимых) трудностей при интерпретации всего многообразия свойств радиоспайков плазменными механизмами.

Напротив, в рамках циклотронного мазерного излучения удается объяснить всю совокупность наблюдательных данных. Действительно, ЦМИ преимущественно испускает Х-волны, но допускает возможность смены знака поляризации (раздел 3.3). Временные профили спайков с гауссовой фазой роста естественно возникают при релаксации любой исходной неустойчивой функции распределения быстрых электронов (раздел 3.1). Некоторые наблюдательные данные удается объяснить лишь при исходном распределении электронов определенного класса — анизотропной функции со степенной зависимостью от импульса. Формирование нетепловых функций распределения такого типа является естественным следствием сильного энерговыделения в солнечной вспышке и движения ускоренных электронов в неоднородных магнитных полях.

В модели, основанной на степенном распределении электронов, естественным образом получаются нецелые отношения гармоник при достаточно узких спектральных линиях излучения (раздел 3.2), а также взаимосвязь радиоспайков с жестким рентгеновским излучением, включая временные задержки и зависимость от жесткости HXR-спектра.

На основании последней зависимости можно сделать определенные заключения и о форме угловой зависимо-

сти функции распределения электронов. Заметим (см. рис. 19), что наблюдаемые радиоспайки начинают генерироваться лишь при достаточно жестком спектре электронов с показателем $\xi \leq \xi_0 \sim 10$ (показатель спектра НХР $\alpha_X \leq 6$). Гауссова зависимость от угла (78), использованная в [93–95], дает относительно малые производные по углу и, по-видимому, является неудачной аппроксимацией реальной анизотропии, поскольку соответствующие инкременты при $\xi > 8$ малы или отрицательны.

Однако угловая зависимость типа (46) обеспечивает примерно на порядок большие производные по углу и может приводить к циклотронной неустойчивости во всей области значений $\xi \leq \xi_0$. По этой причине необходимо проведение вычислений инкрементов собственных мод магнитоактивной плазмы для степенного по импульсам распределения с анизотропией типа (46).

Понимание пространственных характеристик радиоспайков (раздел 3.4) требует не только знания микроскопического механизма излучения, но и определенных представлений о структуре излучающей области плазмы как таковой.

Наблюдаемое стохастическое перемещение центра тяжести радиоисточника от спайка к спайку наряду с достаточно широкой частотной областью, занимаемой кластером спайков, говорит о том, что источники отдельных спайков (с характерным размером $l < 200$ км и $\Delta B/B \leq \Delta f/f \sim 0,01–0,08$) распределены (случайным образом во времени и пространстве) внутри более протяженного участка плазмы (глобальной ловушки) — источника кластера спайков. В такой схеме каждый локальный источник генерирует отдельный спайк в тот момент, когда в данном месте сформировались благоприятные условия для развития циклотронной неустойчивости. С чем могут быть связаны эти условия?

На наш взгляд, естественным следствием сильного энерговыделения в плазме (например, в солнечной вспышке) является создание беспорядочных движений (турбулентности), сопровождающихся более или менее сильными флуктуациями параметров плазмы, в частности, магнитного поля. Эти неоднородности магнитного поля как раз и могут играть роль "локальных ловушек". При движении частиц в корональных арках, содержащих такие ловушки, угловая часть их функции распределения будет сильно зависеть от локальных условий (при практически неизменной зависимости от импульса) и в некоторых местах анизотропия окажется достаточной для развития циклотронной неустойчивости.

Вероятность выполнить условия неустойчивости тем выше, чем жестче энергетический спектр электронов. Отметим, что модель "локальных ловушек", предложенная здесь, чтобы объяснить пространственное распределение источников радиоспайков, естественным образом объясняет и (казалось бы, независимое) увеличение количества спайков на фазе наиболее жесткого спектра рентгеновского излучения.

Другая проблема, поставленная еще в первых теоретических работах по ЦМИ [76–79] в солнечной короне, связана с формированием неустойчивого "конусного" распределения быстрых электронов в корональной арке. Дело в том, что типичное время установления квазистационарного распределения с конусом потерь, связанного с многократным отражением электронов от магнитных пробок в ловушке, на несколько порядков превышает

характерные времена квазилинейной релаксации конусного распределения (и, соответственно, длительности спайков). Для преодоления этой трудности в [76] предлагалось однократное отражение электронов от магнитной пробки и формирование одностороннего (направленного вверх) конуса потерь. В таком случае источник кластера спайков был бы более компактным (локализованным в нижней короне вблизи основания петли), чем это в действительности наблюдается.

Другой подход к проблеме анизотропии, приводящей к развитию конусной неустойчивости, предложен Робинсоном [133]. В его модели считается, что конус потерь формируется в арке из исходно изотропного распределения частиц. На начальном этапе анизотропия мала, малы и инкременты поперечных волн. По мере увеличения анизотропии растут и инкременты, и процесс релаксации включается лишь после достижения усиливаемыми волнами значительного уровня. Характерное время такого процесса порядка среднего геометрического между (большим) временем формирования стационарного конуса потерь (без учета релаксации) и (малым) временем релаксации сформировавшегося неустойчивого распределения. Однако этот сценарий противоречит наблюдаемым временным профилям фазы роста ЦМИ: из расчетов [133] получается более быстрый, чем экспоненциальный, рост радиосигнала $s(t) \propto \exp(at^2)$, тогда как наблюдается более медленный рост $s(t) \propto \exp[-a(t - t_0)^2]$ [99, 100].

В концепции локальных ловушек анизотропия распределения формируется на значительно меньших масштабах ($\leq 10^7$ см), чем размер корональной арки, на что требуется время $t_f < 1$ мс. Таким образом, проблема времени "накачки" для циклотронного мазерного излучения здесь также решается естественным образом.

Главное возражение против моделей генерации радиоспайков циклотронным мазерным механизмом основывалось на оценках оптической толщины в гирослоях и гирослоях. Дело в том, что для выхода из солнечной короны, радиоизлучение должно пройти через области плазмы, в которых $B = B_0/s$, $s = 2, 3, \dots$, где B_0 — магнитное поле в радиоисточнике. Оказывается, что для максвелловской плазмы величина оптической толщины может быть велика даже в третьем гирослое ($s = 3$), не говоря уже о втором. Поэтому считалось, что даже если ЦМИ генерируется вблизи первой гармоники гирочастоты, соответствующее радиоизлучение полностью поглотится при распространении в короне [76, 79] и не будет наблюдаться на Земле. Такой вывод представляется нам слишком прямолинейным. Еще в одной из первых работ [79] указывалось, что в гирослоях может присутствовать примесь быстрых электронов, которая может уменьшить коэффициент поглощения в гирослоях (или даже поменять его знак). Напомним, что явление солнечной вспышки (энерговыделение, ускорение частиц) разыгрывается в значительно большем объеме, чем источник спайков, так что предположение о наличии неравновесных (анизотропно распределенных) нетепловых частиц в гирослоях выглядит вполне естественным.

Кроме того, можно избежать сильного поглощения волн, если они распространяются под малыми углами к магнитному полю [75] (через продольное "окно" прозрачности [134]). Напомним, что при $Y \sim 0,3$, максимальные инкременты X1-волн достигаются как раз для продольных направлений [87, 93, 94].

В работе [135] было обнаружено, что размер продольного окна прозрачности (и вероятность выхода излучения из короны) увеличивается (до 10 раз) при наличии достаточно сильных, $\sim$ нескольких % от регулярного, неоднородностей магнитного поля, связанных с МГД турбулентностью (эти же неоднородности формируют и локальные ловушки). Свидетельства связи характеристик радиоспайков в диапазоне 1–2 ГГц с МГД турбулентностью были найдены в [102].

В [136] было проведено численное моделирование прохождения ЦМИ через второй гирорезонансный слой. Оказалось, что малая доля ($\sim 1\%$) излучения, падающего на этот слой, проходит сквозь него вследствие нелинейных эффектов (нелинейная абсорбция), хотя оптическая толщина, оцененная в линейном приближении, превышала 10^3 .

Мы видим, что ЦМИ, генерируемое вблизи первой гармоники (не говоря уже о более высоких), вполне может проходить сквозь гирорезонансные слои и наблюдаться на Земле в виде радиоспайков.

Частичная (а не 100 %-ная) поляризация радиоспайков также, по-видимому, связана с эффектами распространения радиоволн в короне. Анализ групповых задержек между компонентами радиоспайков с противоположной круговой поляризацией [109] показывает, что в источнике волна имеет 100 %-ную поляризацию, а при ее распространении происходит частичная конверсия в волну с другой поляризацией. В [135] показано, что вероятность такой конверсии повышается (типично в 10 раз) при наличии неоднородностей магнитного поля во втором гирослое.

Таким образом, мы приходим к выводу о том, что модель, согласно которой радиоспайки генерируются в корональных арках с достаточно сильными неоднородностями магнитного поля циклотронным мазерным механизмом вблизи 1-й и 2-й гармоник локальной гирочастоты при реализации достаточно жесткого кусочно-степенного энергетического спектра нетепловых электронов, адекватно описывает всю совокупность наблюдательных данных и ее следует принять за основу при дальнейших теоретических и экспериментальных исследованиях дециметровых и микроволновых радиоспайков.

4. Актуальные проблемы, связанные с солнечными радиоспайками

Несмотря на наличие многочисленных свидетельств в пользу циклотронного мазерного механизма излучения солнечных радиоспайков в рамках предложенной модели источника, целый ряд важных проблем остается нерешенным.

4.1. Почему только 2 % рентгеновских вспышек сопровождаются радиоспайками? В рамках предложенной модели для этого есть три возможности: 1) редко реализуется условие $Y \leq 0,3$, требующее достаточно сильного магнитного поля в петле; 2) редко формируется жесткий спектр электронов с обрывом (изломом) в области 200–300 кэВ; 3) редко возникает достаточно сильная МГД турбулентность, формирующая локальную анизотропию распределения электронов. Сейчас не ясно, какое из этих условий является определяющим.

Роль второго условия можно было бы проверить на основании уже накопленных данных о рентгеновских вспышках. Несмотря на то, что систематические различия между рентгеновскими всплесками, сопровождающимися и не сопровождающимися радиоспайками, были установлены довольно давно (радиоспайки связаны с более короткими, чем в среднем, рентгеновскими всплесками [116]), роль спектральных свойств рентгеновского излучения исследована достаточно поверхностно. В частности, принципиально важный вывод о том, что спайки генерируются на наиболее жесткой фазе рентгеновского всплеска, сделан в [123] в подрисуночной подписи, а в тексте вообще не обсуждался. В связи с этим представляется также необходимым провести специальное исследование различий в вероятности появления спайков на фазе спада HXR- и гамма-излучений отдельно для всплесков, характеризующихся смягчением и ужесточением спектра на фазе спада всплесков (хорошо известное "soft-hard-soft" и "soft-hard-harder" — поведение спектра). Совершенно очевидно, что для решения этой задачи существенным был бы также сравнительный анализ спайков и спектрального поведения континуального микроволнового излучения в оптически тонкой области частотного спектра (см-мм-диапазон), которые, как известно, хорошо отражают поведение энергетического спектра захваченных во вспышечной петле электронов с энергиями в несколько сотен килоэлектронвольт.

Нельзя исключить также еще одну возможность уменьшения вероятности наблюдения спайков. Она связана с тем, что ЦМИ-модель предполагает наличие выделенных направлений электромагнитного излучения относительно магнитного поля вспышечной петли, причем при определенных условиях диаграмма направленности может быть очень узкой. Это резко уменьшает вероятность наблюдения источников спайков, расположенных относительно петли так, что луч зрения оказывается под неблагоприятным углом к направлению магнитного поля. Направленность излучения спайков могла бы быть установлена и изучена при проведении РСДБ наблюдений в кооперации с другими наблюдениями отдельных вспышечных петель с высоким угловым разрешением (рентгеновский, ультрафиолетовый, оптический диапазоны и микроволновый континуум).

4.2. Другой принципиально важный вопрос — представляют ли солнечные радиоспайки однородную группу явлений? Напомним, что обсуждавшиеся в разделе 3 свойства радиоспайков получены на основе анализа либо части имеющихся наблюдений (например, 20–30 кластеров из более чем 150, зарегистрированных в Цюрихе), либо единичных наблюдений, как в случае с измерениями с высоким пространственным разрешением. Таким образом, большинство событий по тем или иным причинам не подвергалось систематическому анализу. Поэтому мы считаем, что в настоящее время нельзя исключить возможность разделения радиоспайков на подклассы. В таком случае радиоспайки некоторых подклассов могли бы (наряду с циклотронным мазерным) генерироваться и другими механизмами излучения — плазменным и(или) переходным мазерным.

В этом плане представляется весьма актуальным дальнейшее теоретическое развитие всех трех механизмов излучения. Исследование ЦМИ должно проводиться

с использованием максимально приближенных к реальности исходных функций распределения. Если ее зависимость от импульса ясна — это кусочно-степенная функция, как следует из спектров жесткого рентгеновского излучения, то функциональный вид углового распределения из независимых наблюдений не известен. Его выбор должен быть согласован с зависимостью частоты появления спайков от жесткости спектра (см. рис. 19). С другой стороны, угловая часть функции распределения нетепловых электронов могла бы быть найдена теоретически, если бы структура магнитной турбулентности в областях, охваченных солнечной вспышкой, была надежно установлена. Поэтому проблема построения адекватной теории турбулентности в солнечных вспышках (основанной на наблюдениях) представляет несомненную ценность для понимания процессов, связанных с испусканием радиоспайков.

С использованием реалистических исходных функций распределения должна быть аккуратно исследована стабилизация циклотронной неустойчивости вследствие квазилинейной релаксации. В такие расчеты обязательно должен быть включен источник нетепловых частиц (временной профиль функции инжекции следует определять с использованием данных о жестком рентгеновском излучении), а также нелинейные взаимодействия волн друг с другом [27]. Отметим, что наблюдаемый отрицательный частотный дрейф спайков может быть вызван процессом индуцированного рассеяния волн на частицах плазмы, приводящим к перекачке энергии в сторону низких частот.

Так же должно быть продолжено численное исследование нелинейного плазменного механизма. Особый интерес здесь представляет режим нерегулярных (спайкоподобных) пульсаций и его возможный переход в режим периодических осцилляций (и обратно). В этой задаче роль конечной длительности инжекции частиц и обратного влияния волн на частицы тоже может быть весьма существенной. Даже если все радиоспайки генерируются одним и тем же циклотронным мазерным механизмом, нелинейный плазменный механизм отвечает за другие типы сверхтонкой структуры радиоизлучения Солнца, так что его исследование актуально независимо от того, представляют ли собственно радиоспайки однородную группу явлений или нет.

4.3. К настоящему времени еще не использованы полностью возможности обработки и анализа уже накопленных данных. Мы остановимся на некоторых важных вопросах, которые могли бы быть прояснены без проведения новых наблюдений (т.е. еще до наступления очередного максимума солнечной активности).

Уже отмечалось (раздел 3.2), что спектральная ширина линии излучения не зависит от макроскопических параметров области излучения (например, частоты излучения). Теория ЦМИ предсказывает, что эта величина наиболее тесным образом связана с формой функции распределения электронов. Поэтому естественно ожидать наличия корреляции между шириной радиолинии и свойствами (в частности, спектральными) жесткого рентгеновского излучения. Влияние рассеяния волн на мелкомасштабных неоднородностях при распространении луча от источника к наблюдателю на спектральную ширину линии должно приводить к вариациям величины Γ от центра диска к лимбу, а также к

корреляции Γ со степенью поляризации спайков. К сожалению, такой анализ до сих пор не проводился.

4.4. Недостаточно подробно известны свойства гармонических полос излучения спайков (в тех случаях, когда присутствует гармоническая структура), в частности, нет исчерпывающего ответа на следующие вопросы. Какова поляризация различных гармоник? Каковы их характерные длительности, удовлетворяют ли они общему закону (84), (85)? Могут ли разные гармоники в одном событии иметь противоположное направление поляризации? Есть ли различия в распределении по диску событий с гармонической структурой и без нее (т.е. связано ли появление гармоник в излучении с выделенным направлением магнитного поля по отношению к лучу зрения)? Встречаются ли события с гармонической структурой в микроволновой области?

4.5. Наличие корреляции между радиоспайками и микроволновым континуумом и мягким гамма-излучением проанализировано в значительно меньшей степени, чем в случае с жестким рентгеновским излучением. Поэтому такие исследования представляются крайне актуальными. Подчеркнем еще раз, что важную, если не ключевую, роль здесь играют спектральные свойства континуальных излучений (связанные со спектром нетепловых электронов).

4.6. Тем не менее мы предполагаем, что "решающие" эксперименты будут проведены в ходе очередного 23-го максимума солнечной активности уже на новом техническом уровне. Радионаблюдения смогут дать существенно новую информацию, если будут обеспечены одновременные наблюдения одних и тех же событий с высоким пространственным, частотным и временным разрешением. Этого можно достичь как совершенствованием наблюдательной методики на отдельных инструментах, так и проведением скоординированных наблюдательных программ сразу на многих инструментах. В настоящее время первая из указанных возможностей прорабатывается и подготавливается сразу в нескольких обсерваториях [137–142].

На Сибирском солнечном радиотелескопе (ИСЗФ, Иркутск) достигнуты значительные успехи в повышении возможностей этого инструмента. Создана многопроцессорная система регистрации быстрых всплесков, позволяющая получать одномерные сканы источников радиовсплесков на частоте 5,7 ГГц с пространственным разрешением $\sim 15''$ с временным разрешением до 14 мс. В настоящее время ведутся наблюдения с построением двумерных радиоизображений источников [112]. Важным для проблемы спайков является реализация проекта создания спектрополяриметра в диапазоне 4–8 ГГц, предназначенного для работы в составе комплекса инструментов ССРТ [142]. Диапазон 4–8 ГГц планируется разбить на каналы с полосой 120 МГц, а в полосе приема ССРТ использовать акустооптический спектроанализатор с высоким спектральным разрешением.

В НИРФИ (г.Н.Новгород) началась реализация программы интерферометрических наблюдений солнечных вспышек на частотах дециметрового диапазона с временным разрешением 0,256 мс [138, 139]. Интерферометрическая система включает в себя крупные российские полноповоротные радиотелескопы (РТ-64, Медве-

жи Озера и Калязин; РТ-22, Пушино; РТ-70, Уссурийск), а также малые радиотелескопы НИРФИ на РАС "Старая Пустынь" (2 РТ-14, 2 РТ-7) и "Зименки" (2 РТ-15). Величины расстояний между радиотелескопами позволяют осуществлять практически любое необходимое для исследований спайков угловое разрешение — от долей секунд до десятков секунд. Базы этой системы имеют разные ориентации, что позволит, в случае одновременных наблюдений, получать размеры источников по крайней мере в двух направлениях и производить позиционные измерения по двум координатам. Кроме этого, программа предусматривает исследования неоднородностей плазмы на низких высотах в солнечной короне $\leq 2R_s$, важные для проблемы рассеяния излучения спайков. Отметим в этой связи, что на малых элонгациях РСДБ-метод имеет существенные преимущества по сравнению с широко используемым методом мерцаний [139].

Начинается преобразование крупнейшего российского радиотелескопа РАТАН-600 в многоволновый радиогелиограф с двумерным разрешением в несколько угловых секунд и временным разрешением до нескольких миллисекунд. Для этого предполагается использование несинфазного режима облучения, при котором основной лепесток разбивается на несколько сотен независимых лепестков, распределение которых в пространстве близко к случайному [140, 141]. Планируется использовать многоканальный режим регистрации на нескольких сотнях частот одновременно с дискретностью в несколько МГц. Модельные расчеты показывают, что при соответствующей корреляционной обработке наблюдений с многолепестковой диаграммой направленности получается четкое изображение точечного источника. Метод позволяет получать почти мгновенные радиоизображения на нескольких частотах, используемых в настоящее время на РАТАН-600.

Соответствующие наблюдения с высоким пространственным, спектральным и временным разрешением позволяют детально исследовать форму спектральных линий (в том числе, в случае гармонических полос излучения) и их динамику, временные профили спайков различной интенсивности на различных частотах, определить положение, размер, динамику и собственное движение источника спайка, распределение спайков и сопутствующего континуума по вспыхивающей петле (петлям). На этом пути могут быть получены прямые измерения яркостной температуры радиоспайков и сопутствующего континуума. Не простую, но чрезвычайно актуальную задачу представляет определение ω_{pe} и ω_{ce} во вспыхивающей петле несколькими независимыми способами.

Очень важная информация может быть получена, если одновременно с радионаблюдениями будут проводиться наблюдения жесткого рентгеновского излучения с высоким разрешением. В работе [123] указывается, что во многих событиях часть рентгеновских пиков очень тесно коррелирована с радиоизлучением спайков, тогда как другие вообще ими не сопровождаются. Отсюда был сделан вывод, что некоррелированные рентгеновские пики генерируются в другой петле, однако прямые подтверждения такой модели отсутствуют. Нельзя исключить, что причина здесь не в различных источниках, а в природе самого процесса генерации радиоспайков. Наблюдения НХР с высоким разрешением позволяют сделать выбор между этими двумя возможностями.

Мы приходим к выводу, что проблема механизма генерации радиоспайков и модель источника их излучения может быть окончательно установлена уже в ближайшем будущем, что позволит использовать явление миллисекундных радиоспайков, как чувствительный инструмент для диагностики плазмы как в источнике излучения, так и вдоль пути его распространения в короне.

5. Заключение

В настоящем обзоре предпринята попытка анализа совокупности всех известных к настоящему времени наблюдательных данных о миллисекундных солнечных радиоспайках и сравнения их с детальными предсказаниями имеющихся теоретических моделей. Проведенное рассмотрение позволило значительно сузить круг моделей, способных воспроизвести все многообразие этих свойств.

Энергетическим источником излучения радиоспайков являются нетепловые умеренно релятивистские электроны с жестким степенным энергетическим спектром в области энергий от десятков до нескольких сотен килоэлектронвольт и обрывом (укручением) при $E \geq 300$ кэВ. Угловая часть функции распределения (точная функциональная зависимость которой пока не установлена) флуктуирует вследствие движения электронов в корональной арке с более или менее сильными неоднородностями магнитного поля. В отдельных участках арки (локальных ловушках) величина анизотропии распределения оказывается достаточной для развития циклотронной неустойчивости. Вероятность выполнения условий неустойчивости тем выше, чем жестче энергетический спектр электронов, поэтому наибольшее количество спайков генерируется на фазе наиболее жесткого спектра частиц (и, соответственно, рентгеновского излучения). Таким образом, радиоспайки возникают не из-за фрагментации первичного энерговыделения, как считалось ранее [12], а вследствие "вторичной" фрагментации — наличия в петле достаточно сильных неоднородностей магнитного поля, хотя сами эти неоднородности, по видимому, являются непосредственным следствием первичного энерговыделения.

Общепризнано, что радиоспайки обладают большим диагностическим потенциалом. Тем не менее реализация этого потенциала представляет собой не простую задачу. В качестве примера отметим, что области неустойчивости ЦМИ могут быть сильно сдвинуты относительно низших гармоник гирочастоты (ω_{ce} и $2\omega_{ce}$), поэтому даже для событий с гармонической структурой оказывается довольно сложно указать точное значение магнитного поля в источнике спайка (но можно с точностью до коэффициента порядка 2).

В предыдущем разделе достаточно подробно описаны теоретические и наблюдательные проблемы, которые должны (и могут) быть решены в ближайшее время. Не вызывает сомнения, что эти исследования существенно продвинут возможности диагностики солнечной плазмы по наблюдениям параметров радиоспайков (таких, как частота, ширина и форма спектральной линии; размеры, положения, динамика источника; временные профили излучения).

Обратим внимание на то, что детальное исследование свойств сверхтонкой структуры радиоизлучения Солнца

важно и в более широком астрофизическом аспекте. Тонкая структура радиоизлучения зарегистрирована и на других звездах, в частности, вспыхивающих красных карликах [144]. Поскольку об атмосферах более удаленных (чем Солнце) звезд мы имеем значительно меньше прямой информации, то солнечно-звездные аналогии могут в определенных случаях быть плодотворными при построении моделей быстропеременной компоненты радиоизлучения звезд и последующей диагностики плазмы звездных корон.

Данная работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты №№ 96-02-18651а, 97-02-16972), INTAS (грант № 96-02-00023G) и Федеральной программы "Астрономия" (гранты №№ 1.5.5.3.а, 1.5.4.3). Авторы благодарны М.А. Лившицу за обсуждение проблем, затронутых в работе, и полезные замечания.

Список литературы

1. Droge F, Riemann P *Int. Bull. Solar Radio Obs. Europe* **8** 6 (1961)
2. De Groot T *Int. Bull. Solar Radio Obs. Europe* **9** 3 (1962)
3. Elgaroy O *Astrophys. Norv.* **7** 235 (1961)
4. Malville J M, Aller H D, Jensen C J *Astrophys. J.* **147** 711 (1967)
5. Droge F Z *Astrophys.* **66** 176 (1967)
6. Barrow C H, Saunders H *Astrophys. Lett.* **12** 211 (1972)
7. Droge F *Astron. Astrophys.* **57** 285 (1977)
8. Slottje C *Nature (London)* **275** 520 (1978)
9. Slottje C *Atlas of fine structures of dynamical spectra of solar type IV-dm and some type II radio bursts* (Dwingeloo Observatory, 1981)
10. Stali M, Magun A *Solar Phys.* **104** 117 (1986)
11. Benz A O et al. *Astron. Astrophys. Suppl.* **93** 539 (1992)
12. Benz A O *Solar Phys.* **96** 357 (1985)
13. Benz A O *Solar Phys.* **104** 99 (1986)
14. Gudel M, Benz A O *Astron. Astrophys. Suppl.* **75** 243 (1988)
15. Гинзбург В Л, Железняков В В *АЖ* **35** 694 (1958)
16. Aschwanden M J et al. *Solar Phys.* **130** 39 (1990)
17. Benz A O et al. *Solar Phys.* **141** 335 (1992)
18. Генкин Л Г, Ерухимов Л М, Левин Б Н *Письма в АЖ* **15** 167 (1989)
19. Genkin L G, Erukhimov L M, Levin B N *Solar Phys.* **128** 423 (1990)
20. Цытович В Н *Нелинейные эффекты в плазме* (М.: Наука, 1967)
21. Пустовалов В В, Силин В П *Труды ФИАН* **61** 42 (1972)
22. Кадомцев Б Б *Коллективные явления в плазме* (М.: Наука, 1988)
23. *Электродинамика плазмы* (Под ред. А И Ахиезера) (М.: Наука, 1974)
24. Сизоненко В Л, Степанов К Н *ЖЭТФ* **49** 1197 (1965)
25. Роуланс Дж, Шапиро В Д, Шевченко В И *ЖЭТФ* **50** 979 (1966)
26. Hamilton R J, Petrosian V *Astrophys. J.* **365** 778 (1990)
27. Fleishman G D *Solar Phys.* **153** 367 (1994)
28. Железняков В В *Радиоизлучение Солнца и планет* (М.: Наука, 1964)
29. Zheleznyakov V V, Zaitsev V V *Astron. Astrophys.* **39** 197 (1975)
30. Vlahos L, Sharma R R, Papadopoulos K *Astrophys. J.* **275** 374 (1983)
31. Melrose D B *Astrophys. J.* **380** 256 (1991)
32. Зайцев В В, Степанов А В *Иссл. по геомаг., аэрон. и физике Солнца* **37** 11 (1975)
33. Зайцев В В *Изв. вузов. Сер. Радиофизика* **13** 837 (1970)
34. Zaitsev V V, Stepanov A V *Solar Phys.* **88** 297 (1983)
35. Степанов А В *Иссл. по геомаг., аэронауке и физике Солнца* **71** 210 (1985)
36. Бардаков В М, Степанов А В *Письма в АЖ* **5** 460 (1979)
37. Степанов А В *Исслед. по геомаг., аэронауке и физике Солнца* **50** 191 (1980)
38. Степанов А В *Исслед. по геомаг., аэронауке и физике Солнца* **54** 141 (1980)
39. Mazur V A, Stepanov A V *Publ. Debrecen Heliophys. Obs.* **5** 419 (1983)
40. Розенраух Ю М, Степанов А В *АЖ* **65** 300 (1988)
41. Aschwanden M J, Benz A O *Astrophys. J.* **332** 466 (1988)
42. Aschwanden M J *Astrophys. J.* **416** 857 (1993)
43. Aschwanden M J *Solar Phys.* **111** 113 (1987)
44. Корсаков В Б, Флейшман Г Д *Изв. вузов. Сер. Радиофизика* **41** 46 (1998)
45. Степанов А В *АЖ* **50** 1243 (1973)
46. Zaitsev V V, Stepanov A V *Astron. Astrophys.* **45** 135 (1975)
47. Benz A O, Kuijpers J *Solar Phys.* **46** 275 (1976)
48. Fleishman G D, Stepanov A V, Yurovsky Yu F *Solar Phys.* **153** 403 (1994)
49. Fleishman G D, Stepanov A V, Yurovsky Yu F *Space Sci. Rev.* **68** 205 (1994)
50. Harris E G *Phys. Rev. Lett.* **2** 34 (1959)
51. Сагдеев Р З, Шафранов В Ц *ЖЭТФ* **39** 181 (1960)
52. Бенедиктов Е А и др. *Космич. иссл.* **3** 614 (1965)
53. Croley D R, Mizera Jr. P F, Fennel J F *J. Geophys. Res.* **83** 2701 (1978)
54. Wu C S, Lee L C *Astrophys. J.* **230** 621 (1979)
55. Lee L C, Kan J R, Wu C S *Planet. Space Sci.* **28** 703 (1980)
56. Omid N, Gurnett D A *J. Geophys. Res.* **87** 2377 (1982)
57. Melrose D B, Ronnmark K G, Hewitt R G *J. Geophys. Res.* **87** 5140 (1982)
58. Dusenbery P B, Lyons L R *J. Geophys. Res.* **87** 7467 (1982)
59. Hewitt R G, Melrose D B, Dulk G A *J. Geophys. Res.* **88** 10065 (1983)
60. Pritchett P L, Strangeway R J *J. Geophys. Res.* **90** 9650 (1985)
61. Winglee R M, Pritchett P L *J. Geophys. Res.* **91** 13531 (1986)
62. Pritchett P L, Winglee R M *J. Geophys. Res.* **94** 129 (1989)
63. Calvert W *Geophys. Res. Lett.* **8** 919 (1981)
64. Benson R F *Geophys. Res. Lett.* **9** 1120 (1982)
65. Gurnett D A, Shawhan S D, Shaw R R *J. Geophys. Res.* **88** 329 (1983)
66. Wu C S *Space Sci. Rev.* **41** 215 (1985)
67. Zarka P, Le Queau D, Genova P *J. Geophys. Res.* **91** 13542 (1986)
68. Louarn P et al. *J. Geophys. Res.* **95** 5983 (1990)
69. Рябов Б П, Герасимова Н Н *Декаметровое спорадическое радиоизлучение Юпитера* (Киев: Наукова думка, 1990)
70. Ladreiter H P, Leblanc Y *J. Geophys. Res.* **95** 6423 (1990)
71. Galopeau P, Zarka P, Le Queau D *J. Geophys. Res.* **94** 8793 (1989)
72. Winglee R M, Menietti J D, Wong H K *J. Geophys. Res.* **97** 17131 (1992)
73. Pedersen B M et al. *J. Geophys. Res.* **97** 19201 (1992)
74. Степанов А В *Письма в АЖ* **4** 193 (1978)
75. Holman G D, Eichler D, Kundu M R, in *Radiophysics of the Sun* (Eds M R Kundu, T E Gergely) (Dordrecht: Reidel, 1980) p. 457
76. Melrose D B, Dulk G A *Astrophys. J.* **259** 844 (1982)
77. Sharma R R, Vlahos L, Papadopoulos K *Astron. Astrophys.* **112** 377 (1982)
78. Ladreiter H R *Astrophys. J.* **370** 419 (1991)
79. Sharma R R, Vlahos L *Astrophys. J.* **280** 405 (1984)
80. Dory R A, Guest G E, Harris E G *Phys. Rev. Lett.* **14** 131 (1965)
81. Winglee R R, Dulk G A *Solar Phys.* **104** 93 (1986)
82. Louarn P, Le Queau D, Roux A *Solar Phys.* **111** 201 (1987)
83. Winglee R R, Dulk G A, Pritchett P L *Astrophys. J.* **328** 809 (1988)
84. Winglee R M *J. Geophys. Res.* **90** 9663 (1985)
85. Hewitt R G, Melrose D B, Ronnmark K G *Aust. J. Phys.* **35** 447 (1982)
86. Melrose D B, Hewitt R G, Dulk G A *J. Geophys. Res.* **89** 897 (1984)
87. Aschwanden M J, Benz A O *Astrophys. J.* **332** 447 (1988)
88. Aschwanden M J *Astron. Astrophys. Suppl.* **85** 1141 (1990)
89. Li H W *Solar Phys.* **104** 131 (1986)
90. Wu C S, Zhou G C, Gaffey J D *Phys. Fluids* **28** 846 (1985)
91. Wu C S et al. *Astrophys. J.* **248** 384 (1981)
92. Pritchett P L *Phys. Fluids* **29** 2919 (1986)
93. Флейшман Г Д, Ястребов С Г *АЖ* **71** 531 (1994)
94. Fleishman G D, Yastrebov S G *Solar Phys.* **153** 389 (1994)
95. Fleishman G D, Yastrebov S G *Solar Phys.* **154** 361 (1994)
- 95a. Arzner K, Fleishman G D *Solar Phys.* (1999) (in preparation)
96. Платонов К Ю, Флейшман Г Д *ЖЭТФ* **106** 1053 (1994)
97. Платонов К Ю, Флейшман Г Д *ЖЭТФ* **108** 1942 (1995)
98. Платонов К Ю, Флейшман Г Д *Изв. вузов. Сер. Радиофизика* **40** 941 (1997)
99. Gudel M, Benz A O *Astron. Astrophys.* **231** 202 (1990)

100. Мельников В Ф и др. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика* (1998) (в печати)
- 100a. Isliker H *Solar Phys.* **141** 325 (1992)
101. Csillaghy A, Benz A O *Astron. Astrophys.* **274** 487 (1993)
102. Karlicky M, Sobotka M, Jiricka K *Solar Phys.* **168** 375 (1996)
103. Benz A O, Gudel M *Solar Phys.* **111** 175 (1987)
104. Gudel M *Astron. Astrophys.* **239** L1 (1990)
105. Krucker S, Benz A O *Astron. Astrophys.* **285** 1038 (1994)
106. Gudel M, Zlobec P *Astron. Astrophys.* **245** 299 (1991)
107. Gary D E, Hurford G J, Flees D J *Astrophys. J.* **369** 255 (1991)
108. Krucker S et al. *Astron. Astrophys.* **302** 551 (1995)
109. Benz A O, Pianezzi P *Astron. Astrophys.* **323** 250 (1997)
110. Tapping K F et al. *Astron. Astrophys.* **122** 177 (1983)
111. Tapping K F *Solar Phys.* **104** 199 (1986)
- 112a. Altyntsev A T et al. *Astron. Astrophys.* **303** 249 (1995)
- 112b. Altyntsev A T et al. *Astrophys. J.* **469** 976 (1996)
- 112c. Benz A O *Abstract of CESRA workshop* (Helsinki: Univ. Techn., 1998) p. 16
113. Benz A O et al. *Astron. Astrophys.* **305** 970 (1996)
- 114a. Алексеев В А и др. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика* **40** 1063 (1997)
- 114b. Алексеев В А и др. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика* (1998) (в печати)
115. Bastian T S *Astrophys. J.* **426** 774 (1994)
116. Benz A O, Kane S R *Solar Phys.* **111** 179 (1987)
117. Aschwanden M J, Wiehl H J, Benz A O, Kane S R *Solar Phys.* **97** 159 (1985)
118. Kane S R *Astrophys. J.* **247** 1113 (1981)
119. Kane S R, Pick M, Raoult A *Astrophys. J.* **241** L113 (1980)
120. Kosugi T *Solar Phys.* **71** 91 (1980)
121. Aschwanden M J, Benz A O, Kane S R *Astron. Astrophys.* **229** 206 (1990)
122. Gudel M, Aschwanden M J, Benz A O *Astron. Astrophys.* **251** 285 (1991)
123. Aschwanden M J, Gudel M *Astrophys. J.* **401** 736 (1992)
124. Vilmer N, Kane S R, Trottet G *Astron. Astrophys.* **108** 306 (1982)
125. Lu E T, Petrosian V *Astrophys. J.* **327** 405 (1988)
126. Bruggmann G, Vilmer N, Klein K-L, Kane S R *Solar Phys.* **149** 171 (1994)
127. Takakura T *Solar Phys.* **104** 363 (1986)
128. Мельников В Ф, Магун А *Изв. вузов. Сер. Радиофизика* **39** 1456 (1996)
129. Melnikov V F, Magun A *Solar Phys.* **178** 153 (1997)
- 129a. Zlobec P, Karlicky M *Abstract of CESRA workshop* (Helsinki: Univ. Techn., 1998) p. 69
130. Мельников В Ф "Дис. ... к-та физ.-мат. наук" (Горький: НИРФИ, 1990)
131. Wills A J, Robinson P A *Astrophys. J.* **467** 465 (1996)
132. Stepanov A V et al. *Solar Phys.* **176** 147 (1997)
133. Robinson P A *Solar Phys.* **134** 299 (1991)
134. Аликаев В В и др., в кн. *Высокочастотный нагрев плазмы. Материалы Всесоюз. совещания* (Под ред. А Г Литвака) (Горький, 1983) с. 6
135. Robinson P A *Solar Phys.* **136** 343 (1991)
136. McKean M E, Winglee R R, Dulk G A, in *Proc. of 3th Workshop Max'91 Solar Flares* (Eds. R R Winglee, A L Kiplinger) (Colorado: Boulder, 1990) p. 29
137. Altyntsev A T et al. *Solar Phys.* **168** 145 (1996)
138. Алексеев В А и др. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика* **38** 1046 (1995)
139. Алексеев В А и др., в кн. *Проблемы современной радиоастрономии. Тр. 27 Радиоастрономической конференции* Т. 2 (С.-Петербург, 1997) с. 178
140. Богод В М и др. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика* **39** 527 (1996)
141. Богод В М, в кн. *Проблемы современной радиоастрономии. Тр. 27 Радиоастрономической конференции* Т. 1 (С.-Петербург, 1997) с. 31
142. Алтынцев А Т, Занданов В Г, Розенрах Ю М, в кн. *Проблемы современной радиоастрономии. Тр. 27 Радиоастрономической конференции* Т. 3 (С.-Петербург, 1997) с. 168
143. Levin B N, Melnikov V F *Solar Phys.* **148** 325 (1993)
144. Bastian T S et al. *Astrophys. J.* **353** 265 (1990)
145. Altyntsev A T, Grechnev V V, Hanaoka Y, Preprint NRO No.97-07 (1997) Mitaka, Tokyo 181, Japan, 1997
146. Fu Q J, Huang G L *Abstract of CESRA workshop* (Helsinki: Univ. Techn., 1998) p. 75

Millisecond solar radiospikes

G.D. Fleishman

*A.F. Ioffe Physical-Technical Institute, Russian Academy of Sciences
ul. Politekhnicheskaya 26, 194021 St. Petersburg, Russia
E-mail: gregory@sun.ioffe.rssi.ru*

V.F. Mel'nikov

*Scientific Research Institute of Radio Physics
ul. B. Pecherskaya 25, 603600 GSP-51 Nizhni Novgorod, Russia*

Currently available models of one of the most intriguing types of unsteady rf solar emission, millisecond solar radiospikes, are discussed. A comparative analysis of model implications and of the body of existing data yields the outline of apparently the most realistic radiospike model possible. The spikes are produced by the cyclotron maser mechanism. The cyclotron cone instability is caused by fast electrons distributed over energies according to a (piecewise) power law. The angular part of the distribution function (whose exact form is, as yet, undetermined) suffers fluctuations due to the magnetic field inhomogeneities that arise in the burst loop as a consequence of the original energy release. In some portions of the loop the distribution is not anisotropic enough to secure the development of a cyclotron instability; it is in these 'microtraps' where individual spikes form. Key areas of future theoretical and experimental research are suggested with a view to verifying the adequacy and realizing the diagnostic potential of the model.

PACS number: **96.60.-j**

Bibliography — 146 references

Received 29 December 1997, revised 20 July 1998