Циклотронная неустойчивость в солнечных вспышках

Г.Д.Флейшман[1,2]

[1] Purple Mountain Observatory, National Astromonical Observatories, Nanjing 210008, P.R. China
[2] Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия

Аннотация

Исследуются свойства циклотронного мазерного излучения генерируемого анизотропными распределениями быстрых электронов со степенными распределениями по модулю импульса. Функция распределения электронов по импульсу и питч-углу выбирается при этом с учетом имеющихся наблюдательных ограничений. Результаты, полученные для данного модельного распределения сравниваются с полученными в литературе для других распределений. Проанализирована зависимость свойств циклотронной неустойчивости от параметров распределения быстрых электронов. Показано, что эти свойства находятся в хорошем количественном согласии с наблюдательными данными о миллисекундных солнечных радио спайках.

1 Введение

Хорошо известно, что анизотропные распределения частиц в плазме при определенных условиях оказываются неустойчивыми относительно генерации плазменных или электромагнитных мод. Идея возможности циклотронной неустойчивости в магнитоактивной плазме (т.е., прямого усиления электромагнитных волн вблизи гирочастоты и ее гармоник) была высказана очень давно [1, 2, 3], хотя понимание важности этого механизма в космических условиях сложилось гораздо позднее под влиянием фундаментальной работы Ву и Ли [4]. В ней была продемонстрирована принципиальная важность релятивистских эффектов при вычислении инкрементов циклотронной неустойчивости. Выяснилось также, что свойства циклотронного мазерного излучения сильно зависят от деталей функции распределения надтепловых электронов, а также от соотношения плазменной частоты и гирочастоты в источнике.

Первоначально циклотронный мазерный механизм был с успехом применен для объяснения километрового радиоизлучения из полярных областей магнитосферы Земли (т.н. авроральное километровое излучение). Успех теории [5] был в данном случае обеспечен использованием при расчетах реальных значений магнитного поля, плотности плазмы и функции распределения быстрых надтепловых частиц, получаемых из прямых измерений на космических аппаратах.

В то же время [6, 7] циклотронная неустойчивость стала обсуждаться в качестве одного из возможных механизмов формирования сверхтонкой (миллисекундной) структуры радиоизлучения солнечных вспышек. Главным образом, циклотронный мазерный механизм развивался в связи с миллисекундными солнечными радиоспайками [8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17], хотя он привлекался и для объяснения миллисекундных квазипериодических пульсаций радиоизлучения [18], а также - для интерпретации сверхтонкой временной структуры декаметрового излучения Солнца [19]. В недавней работе [20] было строго показано, что механизм миллисекундных радиопульсаций - плазменный, так что радиоспайки представляют собой, возможно, единственный тип дециметрового радиоизлучения Солнца, связанный, по-видимому, с циклотронной неустойчивостью.

К настоящему времени накоплено довольно много косвенных свидетельств в пользу циклотронного мазерного механизма генерации солнечных радиоспайков. В частности, в недавнем обзоре современного состояния этой проблемы [21] проведено подробное сопоставление наблюдаемых характеристик радиоспайков (спектральных, временных, пространственных и т.д.) с соответствующими предсказаниями различных моделей, рассматриваемых в литературе. Было показано, что вся совокупность наблюдательных данных находит удовлетворительное объяснение в рамках циклотронного мазерного излучения, генерируемого быстрыми электронами со степенным распределением по импульсам и анизотропией типа конуса потерь. Источник кластера спайков представляет собой магнитную петлю, содержащую более или менее сильные неоднородности магнитного поля, формирующие локальные ловушки, каждая из которых может быть источником отдельного спайка.

Развитие указанной модели позволило объяснить многие детальные свойства радиоспайков. В частности, квазилинейное насыщение циклотронного мазерного излучения [22] естественным образом обеспечивает наблюдаемые временные профили спайков [23, 24], состоящие из гауссовской фазы нарастания излучения и его последующего экспоненциального спада. Далее, было показано, что пространственная неоднородность источника спайка (локальной ловушки) может приводить к спектральному расщеплению контура излучения [25]. Отношение частот спектральных компонент образовавшегося дублета определяется при этом относительной величиной неоднородности магнитного поля $\delta B/B$ в локальной ловушке. Поскольку величина $\delta B/B$ изменяется (от события к событию) непрерывным образом, то становится понятным широкое распределение "гармонических отношений" радиоспайков [26] в интервале от 1.06 до 1.5.

Наиболее прямые свидетельства генерации радиоспайков циклотронным мазерным механизмом получены недавно путем исследования взаимосвязи между свойствами кластеров спайков и сопутствующего им континуального гиросинхротронного (микроволнового) радиоизлучения [27]. Оказалось, что в источниках микроволнового излучения, сопутствующего спайкам (соответствующие радиовсплески будем называть спайк-событиями), величина отношения гирочастоты к плазменной частоте, ω_{Be}/ω_{pe}, систематически выше, чем во всех остальных микроволновых всплесках, что является благоприятным условием для реализации циклотронного мазерного механизма.

Важно отметить, что оптически тонкое гиросинхротронное излучение в спайк- событиях демонстрирует аномально высокую степень поляризации ($\sim 90\%$ в квазипродольном случае и $\sim 50\%$ - в квазипоперечном). Согласно расчетам [28], это является свидетельством анизотропии захваченных электронов типа конуса потерь и исключает пучковые распределения, для которых степень поляризации оказывается значительно ниже). Свойства спайк-событий существенным образом зависят от того, под каким углом по отношению к магнитному полю наблюдается гиросинхротронный источник. В квазипоперечном случае спектры оптически тонкого гиросинхротронного излучения более жесткие, чем для всех прочих микроволновых всплесков. При этом, чем жестче спектр микроволнового излучения, тем интенсивнее усредненный поток излучения радиоспайков. Это значит, что радиоспайки генерируются тем эффективнее, чем жестче спектр захваченных в ловушке быстрых электронов. Этот вывод согласуется с результатами, полученными при исследовании корреляций между радиоспайками и жестким рентгеновским излучением вспышек [29].

Однако, в квазипродольном случае ситуация существенно иная. Во-первых, оптически тонкие спектры гиросинхротронного излучения существенно более мягкие, чем в среднем для всех микроволновых всплесков. Более того, чем мягче этот спектр, тем интенсивнее излучение радиоспайков. Такое поведение легко объясняется, если учесть питч-угловую анизотропию излучающих быстрых электронов. Действительно, в недавней работе [28] было показано, что при конусной анизотропии захваченных в ловушку быстрых электронов, в квазипродольных направлениях генерируется гораздо более мягкий спектр гиросинхротронного излучения, чем в поперечном.

Следовательно, чем сильнее конусная анизотропия захваченных электронов и чем жестче их энергетический спектр, тем эффективнее генерируются радиоспайки. Хорошо известно [21], что те же самые условия (совместно с относительно малыми значениями $Y = \omega_{pe}/\omega_{Be}$ в спайк-событиях) суть необходимые и достаточные условия для эффективной работы циклотронного мазерного механизма. Тем не менее, свойства циклотронного мазерного излучения, генерируемого быстрыми электронами со степенным распределением по энергиям, рассматривались лишь в нескольких статьях [14, 30, 31] и к настоящему времени остаются плохо изученными. В работах [14, 30] рассматривалась достаточно разреженная плазма, $Y \leq 0.9$, а угловая часть функции распределения быстрых электронов моделировалась гауссовской зависимостью

$$f(\mu) \propto exp(-\mu^2/\mu_0^2), \tag{1}$$

где $\mu = cos\theta$, θ – питч-угол электронов, во всей области изменения полярных углов.

Выбор именно такого углового распределения был обусловлен исключительно его простотой и удобством. В работе [31] рассмотрено степенное распределение электронов по энергиям и идеализированное угловое распределение с конусом потерь:

$$f_2(\mu) \propto \begin{cases} 1, & \mu < cos\theta_c, \\ \frac{cos(\theta_c - \Delta\theta_c) - \mu}{cos(\theta_c - \Delta\theta_c) - cos\theta_c}, & cos\theta_c < \mu < cos(\theta_c - \Delta\theta_c), \\ 0, & \mu > cos(\theta_c - \Delta\theta_c) \end{cases} \tag{2}$$

т.е., угловая функция постоянна в области больших углов и равна нулю в области малых углов, а вблизи критического угла происходит быстрый линейный спад. Соответственно, производная этой функции отлична от нуля (и постоянна) в узкой области углов вблизи критического и равна нулю за пределами этой области. Значения Y варьировались вплоть до 1.5. В работе [31] анализировался вопрос о наблюдаемости генерируемых собственных мод, а зависимость результатов от параметров функции распределения электронов не обсуждалась.

Использование в модельных расчетах указанных простых функций распределения представлялось вполне оправданным, поскольку какие-либо наблюдательные данные о свойствах угловых распределений ускоренных во вспышках электронов отсутствовали. К настоящему времени, однако, ситуация радикальным образом изменилась. Анализ спектральной эволюции микроволнового излучения [32, 33] указывает на анизотропию инжекции быстрых электронов в ловушку. Наличие пика радиояркости в вершине петли на высоких частотах (17 и 34 ГГц) является четким свидетельством анизотропного (с конусом потерь) распределения ускоренных электронов, захваченных в ловушку [34].

Проведенные недавно подробные расчеты гиросинхротронного излучения, генерируемого быстрыми электронами с анизотропным питч-угловым распределением [28], позволяют перейти к детальному количественному анализу угловых распределений частиц, реализующихся в солнечных вспышках. В частности, питч-угловые распределения электронов в спайк-событиях должны удовлетворять ряду критериев (следующих из наблюдений). Они должны обеспечивать циклотронную неустойчивость во всем диапазоне энергетических спектров быстрых электронов, наблюдающихся в спайк- событиях (получаемых из данных по жесткому рентгеновскому и/или микроволновому излучению). Более того, эффективность циклотронного мазерного излучения должна уменьшаться при увеличении спектрального индекса в энергетическом распределении электронов (т.е., для более мягких распределений).

Таким образом, анализ циклотронного мазерного излучения, генерируемого захваченными в ловушку быстрыми электронами с максимально "реалистическими", основанными на наблюдениях, функциями распределения, представляет собой несомненно актуальную задачу.

Хотя циклотронное мазерное излучение подробно исследовалось в литературе, многие полученные результаты являются модельно зависимыми и имеют ограниченную область применимости. Экстраполяция таких результатов за пределы соответствующей области применимости может приводить к серьезным ошибкам (и, во всяком случае, должна проводиться с большой осторожностью). Например, в работе Мелроуза и Далка, [35] при оценках циклотронного мазерного излучения делается довольно много упрощающих предположений - применяются полурелятивистские разложения, функции Бесселя заменяются их асимптотическими разложениями при малых аргументах и т.п. В результате получено, что максимальное усиление происходит в узкой области углов по отношению к магнитному полю, $70-84^o$. В последующих работах [9, 18, 13, 14, 30], однако, было показано, что усиление может иметь место в любом направлении (от квазипоперечного до квазипродольного) по отношению к внешнему магнитному полю, хотя обычно усиление волн распространяющихся вдоль внешнего магнитного поля действительно менее эффективно.

Затем, для спектральной ширины линии усиления предлагается кинематическая оценка: $\Delta\omega/\omega \sim (v/c)^2$, где v — характерная скорость быстрых электронов. На самом деле, эта оценка может не иметь ничего общего с реальными ширинами линий циклотронного мазерного излучения. Дело в том, что для того, чтобы в некоторой области частот и углов коэффициент поглощения изменил свой знак (т.е., возникло усиление), требуется выполнение ряда довольно жестких условий. Поэтому, как правило, усиление возникает в весьма ограниченной области частот, так что $\Delta\omega/\omega \ll (v/c)^2$, т.е., даже релятивистские электроны дают весьма узкие линии излучения. Это четко показано, например, в работе [31]: очень широкое энергетическое распределение (в области $10\ кэВ - 1\ МэВ$) обеспечивает весьма узкие (с относительной шириной порядка 1%) спектральные линии циклотронного мазерного излучения.

Вообще, следует подчеркнуть, что применение полурелятивистского разложения [4] при количественном анализе циклотронного мазерного излучения в солнечных вспышках является некорректным и может привести к серьезным ошибкам, во избежание которых следует пользоваться точными релятивистскими выражениями.

Наконец, обратим внимание на особенности квазилинейного насыщения циклотронного мазерного излучения. Начиная с ранних работ [8, 9] возникло представление о том, что заметно усилиться может только доминирующая (т.е., имеющая наибольший инкремент) мода, ее обратное влияние на распределение быстрых электронов приведет к их изотропизации, так что более "медленные" моды практически не усиливаются. Эти представления опираются на результаты решения одномерных задач о релаксации неустойчивых распределений быстрых электронов в плазме, когда квазилинейное приближение приводит к образованию плато на (одномерной) функции распределения частиц. Задача о циклотропном мазерном излучении, генерируемом конусным распределением электронов, принципиально двумерна. В физике плазмы хорошо известно [36], что в этом случае квазилинейная релаксация протекает существенно иначе, чем в одномерной задаче. В частности, релаксация на более быстрой моде не обеспечивает полную стабилизацию исходно неустойчивого распределения частиц и не приводит, таким образом, к насыщению излучения волн с меньшими инкрементами. Этот общий вывод подтверждается и детальными численными исследованиями насыщения циклотронного мазерного излучения в условиях солнечных вспышек [22].

Поскольку довольно часто самыми быстро растущими оказываются необыкновенные либо обыкновенные волны вблизи первой (основной) гармоники гирочастоты, а поглощение этих волн тепловыми электронами во втором гирослое, как правило, весьма велико, то концепция "доминирующей моды" по существу привела к выводу о том, что циклотронное мазерное излучение не может наблюдаться на Земле, даже если оно и генерируется в радиоисточнике (поскольку это излучение полностью поглощалось бы в гирослоях). На самом деле, существенно усиливаться и наблюдаться в виде радиоизлучения могут и моды, не обладающие абсолютно наибольшими инкрементами. Разумеется, их инкременты все же должны быть достаточно большими, чтобы обеспечить заметное усиление волн на длине порядка или меньше размера источника.

В данной работе особое внимание уделено выбору модельной функции распределения быстрых электронов (по импульсу и питч-углу) с учетом имеющихся наблюдательных ограничений (раздел 2). В третьем разделе исследуются зависимости пространственных инкрементов циклотронной неустойчивости от параметров такого распределения. В четвертом разделе эти результаты обсуждаются.

2 Постановка задачи

В данной работе исследуется зависимость пространственных инкрементов (отрицательных коэффициентов поглощения) циклотронного мазерного излучения от параметров плазмы и функции распределения быстрых электронов. Точное релятивистское выражение для коэффициента гиросинхротронного поглощения, как известно [37], дается уравнением:

$$\begin{gathered}\kappa_\sigma(\omega,\vartheta) = -\frac{\pi^2\omega_{pe}^2}{\omega|\eta|v_\sigma N(1+K_\sigma^2+\Gamma_\sigma^2)\left(n_\sigma^2\frac{\partial(\omega n_\sigma)}{\partial\omega}\right)} \\ \sum_{n=1}^{\infty}\int\frac{p^2}{\gamma_e\beta}dp(1-\mu^2) \\ \left[\frac{-\Gamma_\sigma\sqrt{1-\eta^2}+K_\sigma(\eta-\beta\mu n_\sigma)}{n_\sigma\beta\sqrt{(1-\mu^2)(1-\eta^2)}}J_n(z)+J_n'(z)\right]^2 \\ \left[p\frac{\partial}{\partial p}-(\mu-n_\sigma\beta\eta)\frac{\partial}{\partial\mu}\right]f(\mathbf{p})|_{\mu=\mu_*},\end{gathered} \tag{3}$$

где $\mu = cos\theta$ - косинус питч-угла электронов,

$$\mu_* = \frac{\gamma_e\omega - n\omega_{Be}}{\gamma_e\beta n_\sigma\eta\omega}, \qquad |\mu_*| \le 1, \tag{4}$$

$\eta = cos\vartheta$ - косинус угла излучения, v_σ и n_σ - групповая скорость и показатель преломления волны σ, ω_{pe} - электронная плазменная частота, K_σ и Γ_σ - компоненты вектора поляризации волны σ, $\beta = v/c$ - безразмерная скорость частицы, $\gamma_e = (1-\beta^2)^{-1/2}$ - ее лорентц-фактор, $J_n(z)$ и $J_n'(z)$ - функция Бесселя и ее первая производная по аргументу z, $z = (\omega/\omega_{Be})\gamma_e n_\sigma \beta \sqrt{(1-\mu^2)(1-\eta^2)}$, N - концентрация тепловых электронов в плазме.

Выражения для показателей преломления и векторов поляризации хорошо известны; они приведены, например, в приложении к статье [28]. Величина и знак коэффициента поглощения определяется функцией распределения быстрых электронов $f(\mathbf{p})$, нормированной на полное число быстрых электронов:

$$\int f(\mathbf{p}) p^2 dp d\mu d\varphi = N_e \tag{5}$$

Мы ограничимся рассмотрением модельных функций распределения вида

$$f(\mathbf{p}) = \frac{N_e}{2\pi} f_1(p) f_2(\mu), \tag{6}$$

так что

$$\int f_1(p) p^2 dp = 1, \qquad \int_{-1}^{1} f_2(\mu) d\mu = 1 \tag{7}$$

Поскольку свойства неустойчивости весьма чувствительны к деталям функции распределения быстрых электронов, вопрос о выборе исходной функции распределения требует подробного обсуждения.

Рассмотрим последовательно существующие в литературе модели для $f_1(p)$ и $f_2(\mu)$, и те ограничения, которые накладывают на них имеющиеся наблюдения. Начнем с функции распределения по модулю импульса (либо по скорости или энергии). Большинство исследований ЦМИ проведено в модели "горячих" электронов (напр., [13]), когда быстрые электроны подчиняются максвелловскому распределению по скоростям, но с температурой, превышающей температуру основной плазмы. Эти модели, по-видимому, не согласуются с тесной корреляцией между радиоспайками с одной стороны и нетепловыми жестким рентгеновским и континуальным микроволновым излучениями с другой стороны, поскольку последние обладают протяженными степенными спектрами, подразумевающими степенные спектры нетепловых электронов. Исходя из этого, мы будем рассматривать степенное распределение частиц по импульсу

$$f_1(p) = \frac{(\gamma-3)p_0^{\gamma-3}}{p^\gamma}, \qquad p_0 < p < p_{br} \tag{8}$$

в интервале от 10 кэВ до нескольких МэВ. При еще более высоких энергиях рассматривались три различных возможности: спектр продолжается с тем же показателем γ, происходит излом и переход к степенному участку с большим показателем γ_1, либо имеет место экспоненциальный обрыв спектра. Мы не обнаружили существенных различий в наших расчетах для этих трех модельных функций (этот вывод относится к конкретной угловой функции распределения, выбранной для расчетов).

Перейдем теперь к обсуждению угловой части функции распределения $f_2(\mu)$. В литературе рассматриваются различные типы такого распределения: пучки [16, 17], наклонные пучки [5] и распределения с конусом потерь [38, 13, 14, 31]. Поскольку степень поляризации оптически тонкого гиросинхротронного излучения в континуальных микроволновых всплесках, сопутствующих кластерам спайков (и тесно коррелирующих с ними), аномально велика [27], то усредненные питч-угловые распределения быстрых электронов - это распределения с конусом потерь [28]. Естественно предполагать, поэтому, что и угловые распределения частиц в источниках спайков - также конусные (заметим, что размер источника отдельного спайка оценивается в пределах от нескольких десятков до нескольких сотен км [39] и много меньше размера источника гиросинхротронного всплеска). Например, в модели локальных ловушек [21], анизотропия распределения электронов в источнике спайка формируется в результате усиления "средней" анизотропии локальной неоднородностью магнитного поля. С другой стороны, какие-либо наблюдательные свидетельства реализации пучковых распределений в источниках спайков отсутствуют. Таким образом, угловое распределение быстрых электронов с конусом потерь представляется на сегодня наиболее вероятным в источниках радиоспайков.

Важно отметить, что имеющиеся наблюдения позволяют еще сильнее сузить класс допустимых угловых распределений. Действительно, угловое распределение должно быть таким, чтобы [29, 27]: 1) обеспечивать циклотронную неустойчивость для всех значений спектрального индекса $5 < \gamma < 12$ в распределении быстрых электронов по импульсу, при которых наблюдаются радиоспайки; 2) эффективность неустойчивости при этом должна уменьшаться с ростом γ.

К настоящему времени в литературе обсуждались три вида функций, моделирующих конус потерь. Наряду с двумя упоминавшимися функциями, (1, 2), рассматривалась функция, убывающая как степень синуса питч-угла (далее, функция $sinN$)

$$f_2(\mu) \propto \left\{ \begin{array}{cc} \sin^N\left(\frac{\pi}{2}\frac{\theta}{\theta_c}\right), & 0 < \theta < \theta_c, \\ 1, & \theta_c < \theta < \pi - \theta_c, \\ \sin^N\left(\frac{\pi(\theta-\pi)}{2\theta_c}\right), & \pi - \theta_c < \theta < \pi, \end{array} \right. \tag{9}$$

Интересно, что указанные функции не удовлетворяют перечисленной совокупности условий. Рассмотрим функцию $sinN$, Рис.1. Это – гладкая функция, непрерывная вместе с первой производной. Как легко видеть, ее производная велика и в той области углов, где сама функция уже весьма мала (что помечено стрелкой на Рис.1). Более того, отношение этих величин расходится при малых углах. Поэтому, положительный вклад в коэффициент усиления (3), связанный с производной по углу, оказывается значительно больше отрицательного вклада, связанного с производной по модулю импульса. В результате, величины инкрементов усиления волн демонстрируют очень слабую зависимость от жесткости спектра быстрых электронов. То же самое (с оговоркой, что производная не является непрерывной функцией) справедливо и для идеализированного конуса потерь [31].

Гауссовское же распределение [14, 30], напротив, легко обеспечивает убывание эффективности ЦМИ с ростом γ. Однако, его угловые производные весьма малы (Рис.1) и не приводят к неустойчивости при $\gamma \gtrsim 8$ [14, 30]. Кроме того, неустойчивость может быть сильно подавлена для протяженных (в область $p/mc > 1$) степенных распределений электронов по импульсу [14, 30].

Очевидно, что заметная зависимость от спектрального индекса в распределении электронов по импульсу будет иметь место в том случае, если производные от функции распределения по модулю импульса и по косинусу питч-угла величины одного порядка.

Соответственно, в данной работе рассматривается новая пробная функция, являющаяся постоянной вне конуса потерь и экспоненциально убывающая внутри него (Рис. 1):

$$f_2(\mu) \propto \left\{ \begin{array}{cc} \exp\left(-\frac{\mu-\cos\theta_c}{\Delta\mu}\right), & \mu > \cos\theta_c, \\ 1, & -\cos\theta_c < \mu < \cos\theta_c \\ \exp\left(\frac{\mu+\cos\theta_c}{\Delta\mu}\right), & \mu < -\cos\theta_c, \end{array} \right. \tag{10}$$

где θ_c - угол конуса потерь, а $\Delta\mu$ описывает скорость убывания функции распределения в конусе потерь. К преимуществам этой функции распределения следует отнести постоянство отношения угловой производной к самой функции. Соответственно, не возникает искусственных областей с аномально высокими значениями углового градиента, что позволяет исследовать свойства неустойчивости в слабо надпороговом режиме.

Функция распределения по модулю импульса выбрана в виде:

$$f_1(p) \propto \begin{cases} \frac{(\gamma-3)p_0^{\gamma-3}}{p^\gamma}, & p_0 < p < p_{br}, \\ \frac{(\gamma-3)p_0^{\gamma-3}}{p_{br}^\gamma} \exp\left(-\gamma\frac{p-p_{br}}{p_{br}}\right), & p > p_{br}. \end{cases} \tag{11}$$

Нормировка функции распределения $f_1(p)$ вычислена приближенно в предположении протяженного падающего спектра с $\gamma > 3$. Как уже указывалось, вид этой функции при $p > p_{br}$ слабо влияет на результаты расчетов для углового распределения (10), хотя в случае гауссовского углового распределения (1) такое влияние есть, и оно весьма существенно [14, 30].

В работе вычислялись безразмерные пространственные коэффициенты усиления (т.е., взятые с обратным знаком коэффициенты поглощения). Переход от безразмерных величин (изображенных на графиках) к размерным осуществляется посредством соотношения:

$$\kappa_\sigma(\omega,\vartheta) = \frac{\pi\omega_{Be}}{2c}\frac{N_e}{N}\kappa_\sigma^{num}(\omega,\vartheta), \tag{12}$$

Вычисление каждого значения $\kappa_\sigma(\omega,\vartheta)$, определяемого формулой (3), проводилось с использованием интегрирования по методу Гаусса и суммирования ряда по необходимому числу гармоник. Использовались точные (встроенные) функции Бесселя; их производные находились с помощью рекуррентных соотношений. Затем, для каждого набора входящих параметров определялся максимальный (как функция частоты и угла излучения) пространственный инкремент, зависимости которого от различных параметров задачи представлены на графиках.

3 Свойства циклотронной неустойчивости

Иерархия доминирующих мод в зависимости от плазменного параметра Y неоднократно рассматривалась в литературе. На Рис.2 собраны графики из нескольких статей, полученные для различных функций распределения быстрых электронов. Обратим внимание на то, что иерархия мод зависит не только от Y, но и от вида распределения быстрых электронов. Поэтому, рассмотрим прежде всего зависимость коэффициентов усиления собственных мод от плотности основной плазмы (точнее говоря, параметра Y – отношения плазменной частоты к гирочастоте) для нашей модельной функции распределения быстрых электронов. На рис. 3 параметр Y изменяется в пределах от 0.1 до 2.5 с шагом 0.02; инкременты вычислялись вблизи трех низших гармоник гирочастоты. Максимальные пространственные инкременты обыкновенной и необыкновенной мод представлены на верхних графиках. На средних графиках приведены значения частот (т.е., если $s \approx 1$, мы говорим об излучении на первой гармонике, если $s \approx 2$, то на второй и т.д.), а на нижних - значения косинуса угла, при которых достигается соответствующее максимальное значение инкремента. Обратим внимание на то, что преимущественное направление излучения может принимать любое значение от 0^o до 90^o при изменении Y для каждой моды и на любой гармонике [9, 18, 13, 14, 30]. Таким образом, квазипоперечные направления излучения не являются выделенными или предпочтительными.

Иерархия "доминирующих" мод (т.е., имеющих абсолютно наибольший инкремент при заданном наборе параметров) для рассматриваемой функции распределения согласуется с данными, полученными в литературе для других распределений [9, 10, 13, 31]. Для малых $Y < 0.25 - 0.35$ доминирует необыкновенная мода вблизи первой гармоники (X1), затем, при увеличении Y, доминирующими становятся последовательно обыкновенная мода на первой гармонике (O1), необыкновенная на второй гармонике (X2), обыкновенная на второй гармонике (O2) и необыкновенная на третьей гармонике (X3). Правда, значения инкрементов X3 мод для рассматриваемой функции распределения быстрых электронов слишком малы, чтобы можно было ожидать их заметной генерации. Точные значения величины Y, при которых происходит смена доминирующей моды, зависят от параметров функции распределения быстрых электронов, в частности, от жесткости их спектра. Так (рис. 3), при $\gamma = 6$, X1 мода доминирует вплоть до $Y = 0.35 - 0.4$ (в зависимости от величины угла конуса потерь θ_c), а O1 мода - при $Y < 1$. Однако, при $\gamma = 8$, нижняя граница смещается и составляет 0.26. Эти значения очень близки к полученным при исследовании инкрементов, обеспечиваемых горячими (максвелловскими) электронами с конусом потерь при $T = 10^8 K$ (0.24 и 1) [13]. Такое согласие не случайно: для мягких спектров быстрых электронов ($\gamma = 8$) величины инкрементов определяются, главным образом, вкладом низкоэнергетических электронов, тогда как для более жестких ($\gamma = 6$) возрастает роль высокоэнергетических электронов.

Анализ зависимости коэффициентов усиления от величины Y позволяет сделать важные заключения о том, какая собственная мода (обыкновенная или необыкновенная) и на какой гармонике формирует излучение солнечных радиоспайков. Для этого следует принять во внимание наличие явно выраженной (близкой к обратной пропорциональности) зависимости, характерной длительности спайков от частоты, на которой они наблюдаются [23].

Необыкновенная мода на первой гармонике демонстрирует очень сильную зависимость величины инкремента от Y, а потому она не должна давать заметного вклада в генерацию радиоспайков. Не исключено, что циклотронное мазерное излучение, генерируемое на первой гармонике гирочастоты, полностью поглощается во втором гирослое.

Инкременты необыкновенных волн на второй гармонике, так же как и обыкновенной моды на первой и второй гармониках, демонстрируют весьма гладкие зависимости инкрементов от Y, совместимые с наблюдаемой зависимостью длительности спайков от частоты.

Недавно обнаружено [24], что длительность спайков на частоте 1.42 ГГц и, особенно, 2.695 ГГц превышает предсказываемую из зависимости [23], полученной для наблюдений на $f \lesssim 1$ ГГц. Еще более значительные отклонения от указанного закона обнаружены в области 2.6-3.8 ГГц [40]. Это значит, что или зависимость длительности спайков от частоты не описывается единым степенным законом или показатель спектра в этом законе должен быть откорректирован в сторону его уменьшения. Уточнение указанной закономерности крайне важно для выявления моды, ответственной за формирование радиоспайков.

Перейдем теперь к обсуждению зависимости коэффициентов усиления от параметров функции распределения. Исходно мы выбрали набор "базовых" параметров и затем последовательно варьировали каждый из них. Базовое распределение по модулю импульса представляет собой степенную функцию с показателем $\gamma = 6$ в интервале от $p_0/mc = 0.2$ до $p_{br}/mc = 3$, а при более высоких значениях импульса происходит экспоненциальный спад. Вычисления проводились для трех различных значений угла конуса потерь $\theta_c = \pi/3,\ \pi/4,\ \pi/6$, а ширина распределения внутри конуса потерь выбиралась равной $\Delta\mu = 0.1$. Исключение составляют графики зависимости инкрементов от p_0, где

$\Delta\mu = 0.05$, т.к. порог циклотронной неустойчивости существенно зависит от величины p_0 и при $\Delta\mu = 0.1$ неустойчивость имеет место лишь в ограниченной области изменения p_0.

Зависимости инкрементов от параметров функции распределения быстрых электронов исследуются при двух значениях $Y = 1$ и 1.3. В первом случае рассматриваются необыкновенная мода на второй гармонике и обыкновенная мода на первой гармонике, а во втором - необыкновенная и обыкновенная моды на второй гармонике.

На рис.4 приведены зависимости пространственных инкрементов указанных волн от величины $\Delta\mu$, характеризующей угловой градиент распределения внутри конуса потерь. Естественно, что при увеличении углового градиента (уменьшении $\Delta\mu$) инкременты возрастают. Следует отметить, что величина инкрементов резко уменьшается при $\Delta\mu \sim 0.1$, и неустойчивость исчезает вовсе при дальнейшем увеличении $\Delta\mu$, т.е., когда распределение электронов остается еще сильно анизотропным.

Такое поведение обусловлено пороговым характером циклотронной неустойчивости: положительный вклад от углового градиента должен превысить отрицательный вклад $p\partial f/\partial p = -\gamma f(p)$ от производной по модулю импульса.

Зависимости инкрементов от угла конуса потерь θ_c (Рис. 5) имеют широкие максимумы, так что циклотронная неустойчивость может быть реализована практически при любых θ_c в интервале от 20^o до 80^o, хотя область $30 - 60^o$ является предпочтительной.

В работах [14, 30] было показано, что при гауссовском питч-угловом распределении быстрых электронов циклотронная неустойчивость подавляется при достаточно протяженных распределениях по модулю импульса. Из рис.6, представляющем зависимости инкрементов от импульса p_{br}, при котором происходит экспоненциальный обрыв распределения электронов, видно, что для данного углового распределения подобного подавления не происходит. Указанное различие связано с малостью угловых градиентов, обеспечиваемых гауссовским питч-угловым распределением по сравнению с распределением, используемым в данной работе. Следует отметить, что зависимость инкрементов от величины p_{br} все же существует, причем ее характер различается для разных мод. Это связано с тем, что разные группы быстрых электронов отвечают за генерацию различных собственных мод.

Это подтверждается и приведенными на рис.7 зависимостями инкрементов от минимального импульса быстрых электронов p_0: для каждой из трех рассмотренных мод имеется предпочтительная для ее генерации область значений p_0: $p_0/mc = 0.3 - 0.5$ для O1-моды, $p_0/mc = 0.15 - 0.4$ для O2-моды и $p_0/mc < 0.2$ для X2- моды. При больших значениях $p_0/mc = 0.5 - 0.6$ ($E_0 \sim 50$ $кэВ$) неустойчивость X2 волн исчезает, при меньших значениях она остается достаточно эффективной.

На рис. 8 приведены зависимости пространственных инкрементов от жесткости спектра быстрых электронов (показателя спектра γ), представляющие собой колоколообразные кривые. Положение максимума и детальная форма кривой меняются при изменении параметров питч-углового распределения. Убывание инкрементов для более жестких спектров (малые γ) связано с деструктивным вкладом энергичных электронов (на высоких гармониках), а для мягких спектров (большие γ) - с увеличением (по абсолютной величине) производной по модулю импульса ($p\partial f/\partial p = -\gamma f(p)$). В результате "игры" двух указанных факторов и возникает оптимальная (для данного углового распределения) величина жесткости спектра электронов, обеспечивающая наиболее эффективное усиление волн. Наибольшее усиление обычно происходит при $\gamma = 5 - 7$, усиление волн может иметь место по крайней мере до $\gamma \approx 12$ (при допустимых значениях углового градиента). Разумеется, чем сильнее угловые градиенты (меньше $\Delta\mu$), тем при больших значениях γ возможна циклотронная неустойчивость.

4 Обсуждение

Зададимся вопросом, согласуются ли полученные зависимости инкрементов циклотронного мазерного излучения с наблюдательными данными о дециметровых солнечных радиоспайках. Прежде чем переходить к обсуждению этого вопроса, заметим следующее. Характерный размер источника отдельного спайка согласно оценкам [39] не превышает 200 км, что примерно на 2 порядка меньше размеров типичных магнитных ловушек в солнечной короне (и, соответственно, источников микроволновых континуальных всплесков). Однако, очень тесная корреляция усредненного потока радиоизлучения спайков с континуальным гиросинхротронным излучением говорит о том, что их источники не являются независимыми, и эти два вида излучения генерируются одними и теми же распределениями быстрых электронов.

В частности, питч-угловое распределение электронов, генерирующих континуальное гиросинхротронное излучение, должно быть анизотропным, но устойчивым по отношению к генерации поперечных волн в большей части объема магнитной ловушки. Если бы распределение было неустойчивым всюду, то это приводило бы к очень мощному излучению, перекрывающему непрерывный интервал частот (в такт регулярному изменению магнитного поля в петле). Вместо этого наблюдаются кластеры локализованных на плоскости "частота-время" отдельных пиков излучения — спайков. Происходить это может в том случае, если угловая часть функции распределения быстрых электронов в ловушке флуктуирует (т.е., имеет место некоторый разброс величины $\Delta\mu$, если оставаться в рамках рассматриваемого нами модельного распределения (10) по питч- углам). Разумеется, меняется (в зависимости от положения в ловушке) и величина угла конуса потерь θ_c – как из-за регулярной неоднородности магнитного поля, так и из-за его флуктуаций.

Легко видеть, что зависимости, приведенные на рис. 4, допускают реализацию такой модели. Действительно, наличие резких обрывов кривых инкрементов при $\Delta\mu = 0.10 - 0.12$ показывает, что в ловушке может присутствовать сильно анизотропное (с $\Delta\mu > 0.12$), но устойчивое распределение быстрых электронов. Однако, если в некоторой области ловушки реализуется чуть большая анизотропия ($\Delta\mu \lesssim 0.10$), то возникает эффективное циклотронное мазерное излучение. Естественно, что чем сильнее "средняя" анизотропия питч-углового распределения в ловушке (т.е., чем ближе она к соответствующему порогу), тем в большем числе участков ловушки выполнятся условия неустойчивости. Следовательно, возникнет больше спайков и возрастет поток их радиоизлучения, что и наблюдается [27].

Рис. 8 показывает, что при заданной величине углового градиента $\Delta\mu$ (и меняющихся значениях θ_c), эффективность ЦМИ уменьшается для более мягких спектров электронов при $\gamma > 5$. Такое поведение также подтверждается наблюдениями: гиросинхротронное излучение, наблюдаемое в квазипоперечном направлении, сопровождается наиболее интенсивным излучением спайков во время наибольшей жесткости оптически тонкого спектра (спектральный индекс гиросинхротронного излучения меняется при этом в пределах от 1-1.5 до 4). Согласуется это и с результатами исследования взаимосвязи между радиоспайками и жестким рентгеновским излучением [29].

Обсудим вопрос, можно ли сделать какие-либо заключения об электромагнитной моде и номере гармоники, обеспечивающей основную долю наблюдаемых радиоспайков. Анализ наблюдательных данных [41, 27] свидетельствует в пользу необыкновенной поляризации спайков. Однако, очень сильная зависимость величины инкрементов необыкновенных волн на первой гармонике гирочастоты от Y (рис.3) несовместима с наблюдающейся зависимостью длительности спайков от частоты [23, 24]. Следовательно, радиоспайки могут быть связаны лишь с излучением необыкновенных волн на второй гармонике.

Важно отметить, что эффективность генерации X2 волн резко падает при $Y > 1.4$. Это означает, что частота ($2\omega_{Be}$), на которой генерируются дециметровые радиоспайки, по крайней мере на 30% выше плазменной частоты (ω_{pe}) в источнике, и, соответственно, частоты любых излучений, возникающих вблизи плазменной частоты.

Обратим внимание на то, что величина коэффициента усиления O1 и O2 волн может быть того же порядка, что и для X2 волн. Поэтому при благоприятных значениях Y должно наблюдаться циклотронное излучение обыкновенных волн на второй гармонике (а также - на первой, если этому не препятствует поглощение во втором гирослое). Мазерное излучение O2 моды отличается от мазерного излучения X2 моды (помимо, очевидно, противоположной поляризации) близостью (в пределах 30%) частоты излучения к локальной плазменной частоте, например, при $Y = 1.8$ имеем $2\omega_{Be} = 1.1\omega_{pe}$. Исходя из этого можно предположить, что мазерное излучение обыкновенных волн приводит, в частности, к генерации "метровых спайков", наблюдающихся вблизи высокочастотного края многих всплесков III типа.

Проведенное рассмотрение показывает, что адекватный выбор функции распределения быстрых электронов (захваченных в магнитную ловушку) по энергии и углу обеспечивают такие свойства циклотронного мазерного излучения, которые хорошо согласуются с наблюдениями когерентного излучения солнечных радиоспайков. Выяснено, что (усредненное) распределение электронов в ловушке может быть устойчивым по отношению к генерации поперечных волн и при этом быть сильно анизотропным, что и наблюдается в спайк-событиях [27]. При этом, очень небольшого увеличения анизотропии оказывается достаточно для эффективного развития циклотронной неустойчивости. Этот факт позволяет связать генерацию радиоспайков с флуктуациями питч-углового распределения электронов и сопоставить источникам отдельных спайков те области магнитной ловушки, в которых неоднородности магнитного поля приводят к более сильной, чем в среднем, питч-угловой анизотропии. Чем ближе "средняя" анизотропия к пороговому значению, тем в большем числе локальных областей (из-за флуктуаций) будут выполнены условия неустойчивости, и тем больше будет испущено спайков в единицу времени. Аналогичная зависимость возникает и от жесткости энергетического спектра: чем жестче спектр (при условии, однако, что $\gamma > 5$), тем ниже порог циклотронной неустойчивости, следовательно, жесткие спектры частиц более предпочтительны для генерации спайков. Все перечисленные выше свойства действительно наблюдаются в спайк-событиях с очень высокой степенью достоверности [27].

Характерные значения безразмерных инкрементов X2 моды (представленные на рисунках) составляют $\sim 10^{-3} - 10^{-2}$. С учетом принятой нормировки, это соответствует размерному коэффициенту усиления

$$\kappa_\sigma \sim \frac{\pi\omega_{Be}}{2c}\frac{N_e}{N} \times (10^{-3} - 10^{-2}) \tag{13}$$

Для излучения на $f = 2$ ГГц ($\omega_{Be} = 2\pi \times (1\ \textit{ГГц})$) при $n_b/n_0 \sim 3 \cdot 10^{-3}$ имеем:

$$\kappa_\sigma \sim 10^{-6} - 10^{-5}\, \textit{см}^{-1} \tag{14}$$

т.е., длина усиления этого излучения (в e раз) составляет порядка $1 - 10$ км, что согласуется с оценками размера источника спайка.

Таким образом, развитие модели "локальных магнитных ловушек", предложенной в [21], приводит к дальнейшему количественному согласию между наблюдениями и теорией. В результате сравнения модели и наблюдений удается получить новые данные о свойствах питч-углового распределения быстрых электронов в магнитных ловушках.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, гранты No.02-02-39005, 03-02-17218, Chinese NFS project No.10273025, “973” program with No.G2000078403.

Литература

[1] R.Q.Twiss, Austral. J. Phys. **11**, 564 (1958).

[2] E.G.Harris, Phys. Rev. Lett. **2**, 34 (1959).

[3] Р.З.Сагдеев, В.Ц.Шафранов, ЖЭТФ **39**, 181 (1960).

[4] C.S.Wu, L.C.Lee, Astrophys. J. **230**, 621 (1979).

[5] C.S.Wu, Space Sci. Rev. **41**, 215 (1985).

[6] А.В.Степанов, Письма в Астрон. Журн. **4**, 193 (1978).

[7] G.D.Holman, D.Eichler, M.R.Kundu, in Radiophysics of the Sun (Eds M.R.Kundu, T.E.Gergely)(Dordrecht: Reidel, 1980) p.457.

[8] R.R.Sharma, L.Vlahos and K.Papadopoulos, Astron. Astrophys. **112**, 377 (1982).

[9] R.R.Sharma and L.Vlahos, Astrophys.J. **280**, 405 (1984).

[10] R.R.Winglee and G.A. Dulk, Sol. Phys. **104**, 93 (1986).

[11] H.W.Li, Sol. Phys. **104**, 131 (1986).

[12] P.Louarn, D. Le Queau and A.Roux, Sol. Phys. **111**, 201 (1987).

[13] M.J.Aschwanden, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **85**, 1141 (1990).

[14] G.D.Fleishman and S.G.Yastrebov, Sol. Phys. **153**, 389 (1994).

[15] G.D.Fleishman and S.G.Yastrebov, Sol. Phys. **154**, 361 (1994).

[16] V.G.Ledenev, Sol. Phys. **179**, 405 (1998).

[17] V.G.Vlasov, A.A.Kuznetsov and A.T.Altyntsev, Astron. Astrophys. **382**, 361 (2002).

[18] M.J.Aschwanden and A.O.Benz, Astrophys. J. **332**, 447 (1988).

[19] C.H.Barrow, P.Zarka and M.G.Aubier, Astron. Astrophys. **286**, 597 (1994).

[20] G.D.Fleishman, Q.J.Fu, M.Wang, G.L.Huang and V.F.Melnikov, Phys. Rev. Lett. **88**, 251101 (2002).

[21] Г.Д.Флейшман и В.Ф.Мельников, Успехи Физ. Наук **168**, 1265 (1998).

[22] G.D.Fleishman and K.Arzner, Astron. Astrophys. **358**, 358 (2000).

[23] M.Güdel and A.O.Benz, Astron. Astrophys. **231**, 202 (1990).

[24] Meszarosova, H., Veronig, A., Zlobec, P., and Karlicky, M. 2002 Proc. 10^{th} European Solar Physics Meeting, 'Solar Variability: From Core to Outer Frontiers', Prague, Czech Republic, 9-14 September 2002 (ESA SP-506, December 2002), 1, 347.

[25] К.Ю.Платонов и Г.Д.Флейшман, Астрон. Журн. **78**, 238 (2001).

[26] S.Krucker and A.O.Benz, Astron. Astrophys. **285**, 1038 (1994).

[27] G.D.Fleishman, D.E.Gary and G.M.Nita, Astrophys. J. **593**, (2003) (in press)

[28] G.D.Fleishman and V.F.Melnikov, Astrophys. J. **587**, 823 (2003).

[29] M.J.Aschwanden and M.Güdel, Astrophys. J. **401**, 736 (1992).

[30] Г.Д.Флейшман и С.Г.Ястребов, Астрон. Журн. **71**, 531 (1994).

[31] A.Stupp, MNRAS, **311**, 251 (2000).

[32] J.Lee and D.E.Gary, Astrophys. J. **543**, 457 (2000).

[33] J.Lee, D.E.Gary and K.Shibasaki, Astrophys. J. **531**, 1109 (2000).

[34] V.F.Melnikov, K.Shibasaki and V.E.Reznikova, Astrophys. J. **580**, L185 (2002).

[35] D.B.Melrose and G.A.Dulk, Astrophys. J. **259**, 844 (1982).

[36] Электродинамика плазмы, ред. А.И.Ахиезер, М.: Наука, 1974.

[37] R.Ramaty, Astrophys. J. **158**, 753 (1969).

[38] D.B.Melrose, K.G.Rönnmark and R.G.Hewitt, J. Geophys. Res. **87**, 5140 (1982).

[39] A.O.Benz, Sol. Phys. **104**, 99 (1986).

[40] S.J.Wang, Y.H.Yan and Q.J.Fu, Sol. Phys. **209**, 185 (2002).

[41] M.Güdel and P.Zlobec, Astron. Astrophys. **245**, 299 (1991).

Подписи к рисункам

Рис.1. Различные модели, описывающие функцию распределения быстрых электронов по импульсу: одиночный степенной закон - точечная линия, двойной степенной закон - пунктирная линия и степенной закон с экспоненциальным обрывом - сплошная линия (левая колонка), и углу: гауссовское распределение - точечная линия, функция $sinN$ - пунктирная линия, и экспоненциальный спад в конусе потерь - сплошная линия (правая колнонка). На средних панелях приведены производные этих функций, а на нижних - отношение производной к соответствующей функции.

Рис.2. Иерархия доминирующих мод по данным работ [9] (a), [10] (b), [13] (c), [31] (d, e).

Рис.3. Зависимость максимальных инкрементов необыкновенных (X, жирные кривые) и обыкновенных (O, тонкие кривые) волн от отношения плазменной частоты к гирочастоте, $Y = \omega_{pe}/\omega_{Be}$. На средних и нижних панелях приведены значения частоты и косинуса угла излучения, при которых достигается соответствующее максимальное значение инкремента. Параметры функции распределения электронов: $p_0/mc = 0.2$, $p_{br}/mc = 3$, $\Delta\mu = 0.1$; $\theta_c = \pi/4$ (сплошные кривые) и $\theta_c = \pi/6$ (точечные кривые), $\gamma = 6$ (правая колонка) и $\gamma = 8$ (левая колонка). Если при некоторых Y неустойчивость данной моды отсутствует, то значение частоты на графике положено равным частоте отсечки этой моды, а $\eta = 0$.

Рис.4. Зависимость максимальных инкрементов необыкновенных (X2) и обыкновенных (O1, O2) волн от величины углового градиента $\Delta\mu$. Значения Y и θ_c приведены на рисунке. Остальные параметры функции распределения электронов: $p_0/mc = 0.2$, $p_{br}/mc = 3$, $\gamma = 6$.

Рис.5. Зависимость максимальных инкрементов необыкновенных (X2) и обыкновенных (O1, O2) волн от угла конуса потерь θ_c при разных значениях γ (приведены на рисунке). Остальные параметры функции распределения электронов: $p_0/mc = 0.2$, $p_{br}/mc = 3$, $\Delta\mu = 0.1$.

Рис.6. Зависимость максимальных инкрементов необыкновенных (X2) и обыкновенных (O1, O2) волн от величины импульса излома p_{br}/mc при разных значениях θ_c (приведены на рисунке). Остальные параметры функции распределения электронов: $p_0/mc = 0.2$, $\gamma = 6$, $\Delta\mu = 0.1$.

Рис.7. Зависимость максимальных инкрементов необыкновенных (X2) и обыкновенных (O1, O2) волн от величины начального импульса p_0/mc при разных значениях θ_c (приведены на рисунке). Остальные параметры функции распределения электронов: $p_{br}/mc = 3$, $\gamma = 6$, $\Delta\mu = 0.05$.

Рис.8. Зависимость максимальных инкрементов необыкновенных (X2) и обыкновенных (O1, O2) волн от спектрального индекса γ при разных значениях θ_c (приведены на рисунке). Остальные параметры функции распределения электронов: $p_0/mc = 0.2$, $p_{br}/mc = 3$, $\Delta\mu = 0.1$.