

УДК 523.985-77

ДИАГНОСТИКА ВСПЫШЕЧНОЙ ПЛАЗМЫ ПО МИЛЛИСЕКУНДНЫМ ПУЛЬСАЦИЯМ СОЛНЕЧНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

© 2002 г. В. Ф. Мельников¹, Г. Д. Флейшман², К. Д. Фу³, Г.-Л. Хуанг⁴

¹Научно-исследовательский радиофизический институт, Н.-Новгород, Россия

²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия

³Астрономическая обсерватория, Пекин, Китай

⁴Обсерватория “Пурпурная гора”, Нанчин, Китай

Поступила в редакцию 14.09.2001 г.

Проанализированы два всплеска микроволнового излучения Солнца, демонстрирующие узкополосные миллисекундные пульсации радиоизлучения как в интенсивности, так и в поляризации. Обнаружены значительные временные задержки между лево- и правополяризованными компонентами радиоизлучения. Доказано, что наблюдаемые осцилляции степени поляризации возникают из-за различия групповых скоростей обыкновенной и необыкновенной волн на пути от источника до наблюдателя, поскольку установленная частотная зависимость задержки очень хорошо согласуется с теоретически вычисленной групповой задержкой в магнитоактивной плазме. Из этого однозначно следует, что пульсирующее радиоизлучение генерируется нелинейным плазменным механизмом вблизи удвоенной верхнегибридной частоты, так как имеет низкую степень поляризации в источнике. Применение фурье-анализа позволило выявить, наряду с дисперсионными эффектами, также и эффекты, связанные с неоднородностью радиоисточника. Обнаружено, в частности, что неустойчивость верхнегибридных волн (порождающая радиоизлучение) реализуется в области повышенных градиентов плотности плазмы и (или) магнитного поля.

1. ВВЕДЕНИЕ

Явление солнечной вспышки неразрывно связано с процессом мощного выделения энергии в плазме солнечной короны. Предварительно запасенная энергия выделяется в форме макроскопического движения среды, нагрева плазмы и ускорения некоторой доли заряженных частиц до высоких энергий.

В последние годы основное внимание уделяется исследованию рентгеновского излучения солнечных вспышек, что обусловлено как несомненными успехами в совершенствовании наблюдательной базы, так и относительной простотой интерпретации получаемых наблюдательных данных. Действительно, интенсивность мягкого рентгеновского излучения определяется мерой эмиссии и температурой плазмы, а жесткого рентгеновского излучения — количеством и спектром быстрых (надтепловых) электронов.

Интерпретация радионаблюдений представляет собой значительно более сложную задачу. Даже в относительно простом случае континуальных микроволновых радиовсплесков свойства радиоизлучения (спектр, поляризация, их зависимость от времени) зависят от многих параметров: величины магнитного поля, концентрации фоновой

плазмы, спектра инжектированных электронов. Сильно влияет на характеристики радиоизлучения кинетика захваченных электронов, которая в свою очередь определяется такими параметрами как размер ловушки, пробочное отношение, распределение тепловой плазмы [1, 2]. Если же при генерации радиоизлучения существенны коллективные эффекты, то анализ события оказывается еще более сложным и требует использования детально разработанной теории. Важно отметить еще один фактор, усложняющий общую картину радиоизлучения — эффекты его распространения в короне (вообще говоря, различные для двух собственных мод — обыкновенной и необыкновенной), среди которых следует упомянуть поглощение радиоволн, их рассеяние (деполяризацию), проявления частотной дисперсии.

Чтобы понять важность эффектов распространения для надежной интерпретации радиоданных, приведем простой пример. Общеизвестно, что для идентификации микроскопического механизма, создающего принимаемое излучение, важное значение имеет его поляризация.

Пусть в радиоисточнике генерируется неполяризованное излучение, но при распространении его

в короне необыкновенные волны поглощаются гораздо сильнее, чем обыкновенные (такая ситуация возможна, если частота радиоволн близка к низшим гармоникам гирочастоты). Тогда наблюдаться будет практически 100% поляризованное радиоизлучение.

Наоборот, пусть источник генерирует 100%-поляризованное радиоизлучение, но на пути луча находится область линейного взаимодействия или повышенного рассеяния волн, в которой может происходить взаимная трансформация обыкновенной и необыкновенной волн. Тогда наблюдаться будет слабополяризованное излучение. Сказанное означает, что наблюдаемая поляризация может сильно отличаться от поляризации в источнике, и “прямолинейное” использование поляризационных данных для идентификации механизма излучения может привести к серьезным ошибкам.

В данной работе мы анализируем всплески радиоизлучения Солнца, демонстрирующие квазипериодические миллисекундные пульсации (с периодом ~ 40 мс), зарегистрированные с временным разрешением 8 мс и спектральным разрешением 10 МГц в обеих поляризациях.

Наблюдаемое необычное поведение степени поляризации (которая осциллирует с тем же периодом, что и интенсивность излучения), позволяет, как будет показано ниже, сделать надежный вывод о низкой величине степени круговой поляризации в источнике. Этот факт однозначно свидетельствует о том, что наблюдаемое радиоизлучение генерируется нелинейным плазменным механизмом и позволяет применить для его анализа детально разработанную теорию указанного механизма [3–6].

Более того, тщательный анализ частотной зависимости групповых задержек позволяет отделить эффекты распространения излучения от эффектов неоднородности источника, что в совокупности обеспечивает детальную диагностику всплывающей плазмы.

2. НАБЛЮДЕНИЯ

2.1. Описание инструмента

Обсуждаемые события зарегистрированы 2 ноября 1994 г. с помощью радиоспектрометра Пекинской астрономической обсерватории, работающего на частотах 2.6–3.8 ГГц [7]. Время получения спектра равно 8 мс для полной полосы частот 1.2 ГГц. Эта полоса разбита на четыре участка по 300 МГц, каждый из которых имеет 30 параллельных каналов (с полосой 10 МГц). В первые 4 мс из каждого интервала в 8 мс компьютер получает данные для левополяризованного излучения по 1 мс последовательно для каждого из четырех 300 МГц участков, начиная с самого низкочастотного, а во вторые

4 мс эта процедура повторяется для правополяризованного излучения. Каждый интервал длительностью в 1 мс разбит на две части: первые 0.8 мс — это время накопления сигнала, оставшиеся 0.2 мс используются для съема и записи сигнала для всех тридцати параллельных каналов.

2.2. Описание событий

На фазе роста континуального всплеска микроволнового излучения 2 ноября 1997 г. с 03 : 02 : 17 по 03 : 02 : 21 UT было зарегистрировано два цуга узкополосных пульсаций в частотных полосах $f = 2.80\text{--}2.89$ и $3.02\text{--}3.09$ ГГц (рис. 1, 2). Одновременно на станции Хираисо (Япония) зарегистрирован импульсный микроволновый всплеск с максимальной плотностью потока около 5 с.е.п. вблизи 3 ГГц, а на метровых и дециметровых волнах наблюдались интенсивные всплески III типа [8]. В это же время КА GOES зафиксировал импульсную вспышку в мягком рентгеновском излучении. Соответствующая H_{α} -вспышка (SB) произошла вблизи центра солнечного диска (S20 E01).

Указанный всплеск наблюдался на станции Хуайроу в полуденное время, когда Солнце находилось высоко, так что вклад боковых лепестков диаграммы направленности антенны был несуществен. В другие интервалы времени эффекты, подобные анализируемому, не наблюдались. Таким образом, мы можем уверенно констатировать солнечное происхождение рассматриваемых узкополосных пульсаций.

Динамические спектры пульсаций приведены на рис. 2 для обеих поляризаций. Временные профили интенсивностей лево- (L) и право- (R) поляризованных компонент и степени поляризации представлены на рис. 3. На рис. 4 видно, что **пульсации** в противоложных поляризациях **сдвинуты** относительно друг друга **на значительную часть периода**. До сих пор о существовании подобных задержек в литературе не сообщалось.

Излучение в обеих поляризациях, также как и величина степени поляризации, осциллирует с периодом $\tau \approx 40$ мс. Степень поляризации достигает величин, близких к 100%. Усредненные по времени значения степени круговой поляризации малы (1–10% в зависимости от времени усреднения), так что в среднем излучение имеет слабую круговую поляризацию.

3. АНАЛИЗ ПЕРИОДИЧНОСТИ И ВРЕМЕННЫХ ЗАДЕРЖЕК

3.1. Периодичность пульсаций

Для количественного анализа осцилляций нами применялся метод Фурье. Фурье-спектры высоко- и низкочастотного событий, приведены на рис. 5.

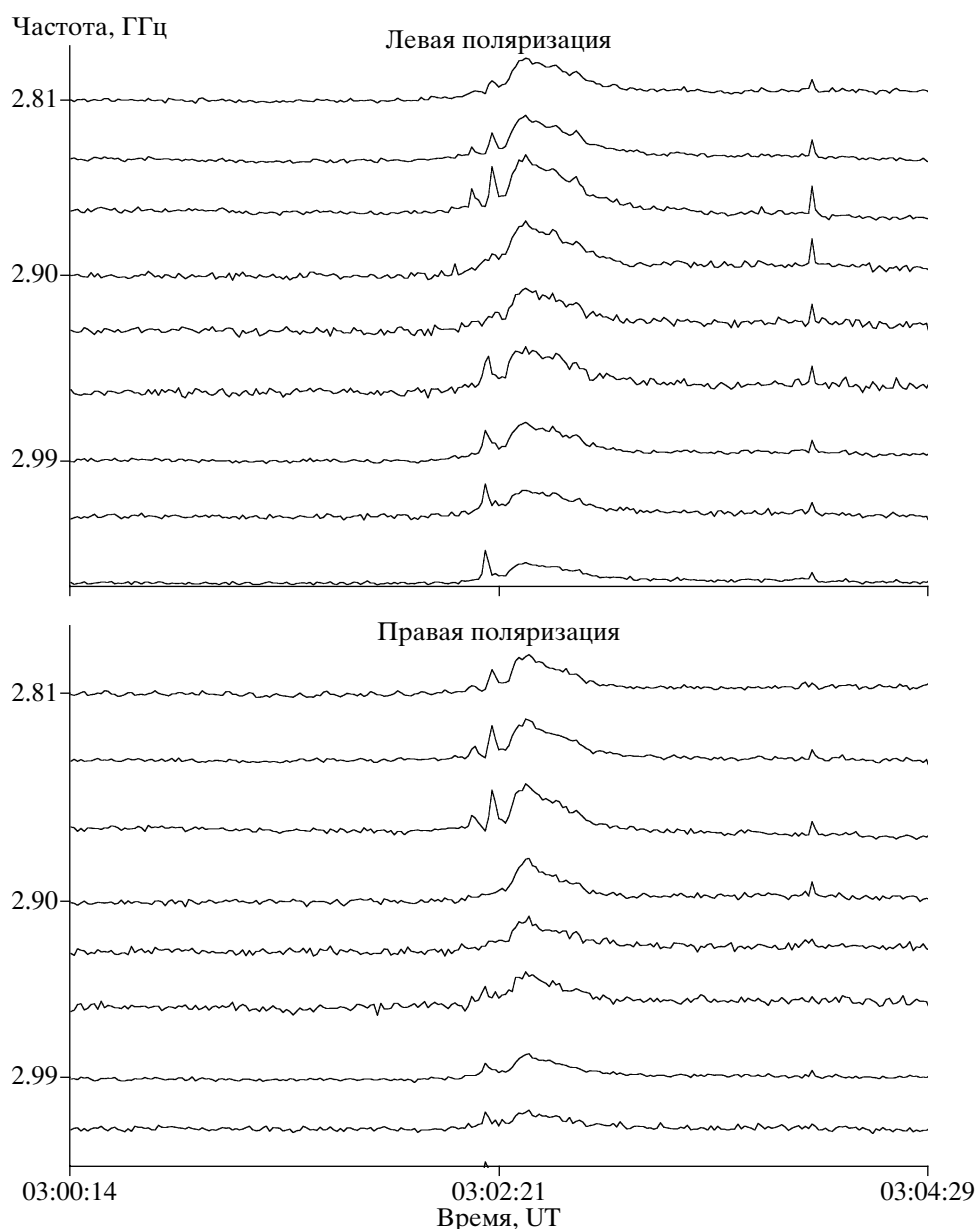


Рис. 1. Временные профили микроволнового всплеска 2 ноября 1997 г. с разрешением 1 с. Узкополосные пульсации происходят на фазе роста с 03 : 02 : 17 UT по 03 : 02 : 21 UT.

Узкие спектральные пики вблизи $\tau = 40$ мс и $\tau = 20$ мс, их величина значительно превосходит шумовой уровень для обоих событий. Пик при $\tau = 20$ мс — менее интенсивный и очевидно является второй гармоникой основного пика при $\tau = 40$ мс. В высокочастотном событии (в отличие от низкочастотного) имеется три относительно слабых дополнительных пика при $\tau \approx 29, 67$ и 100 мс, что отражает менее регулярный характер радиопульсаций в этом событии. Детальные профили главного спектрального пика для обоих событий показаны на рис. 5в,г. Эти кривые получены с использованием метода добавления

нулей, улучшающего точность определения частоты спектрального максимума при использовании процедуры быстрого преобразования Фурье [9]. Видно, что полуширина полученного пика порядка 1 мс.

Положение спектрального максимума (и, соответственно, периода пульсаций) слабо меняется (на величину порядка 0.2 – 0.4 мс) в зависимости от длительности выбранного сегмента, частоты и моды сигнала (рис. 6). Однако, указанные вариации периода не являются значимыми. Действительно, конечная длительность цугов пульсаций ($\Delta t \sim 2 - 3$ с) накладывает ограничения на точность

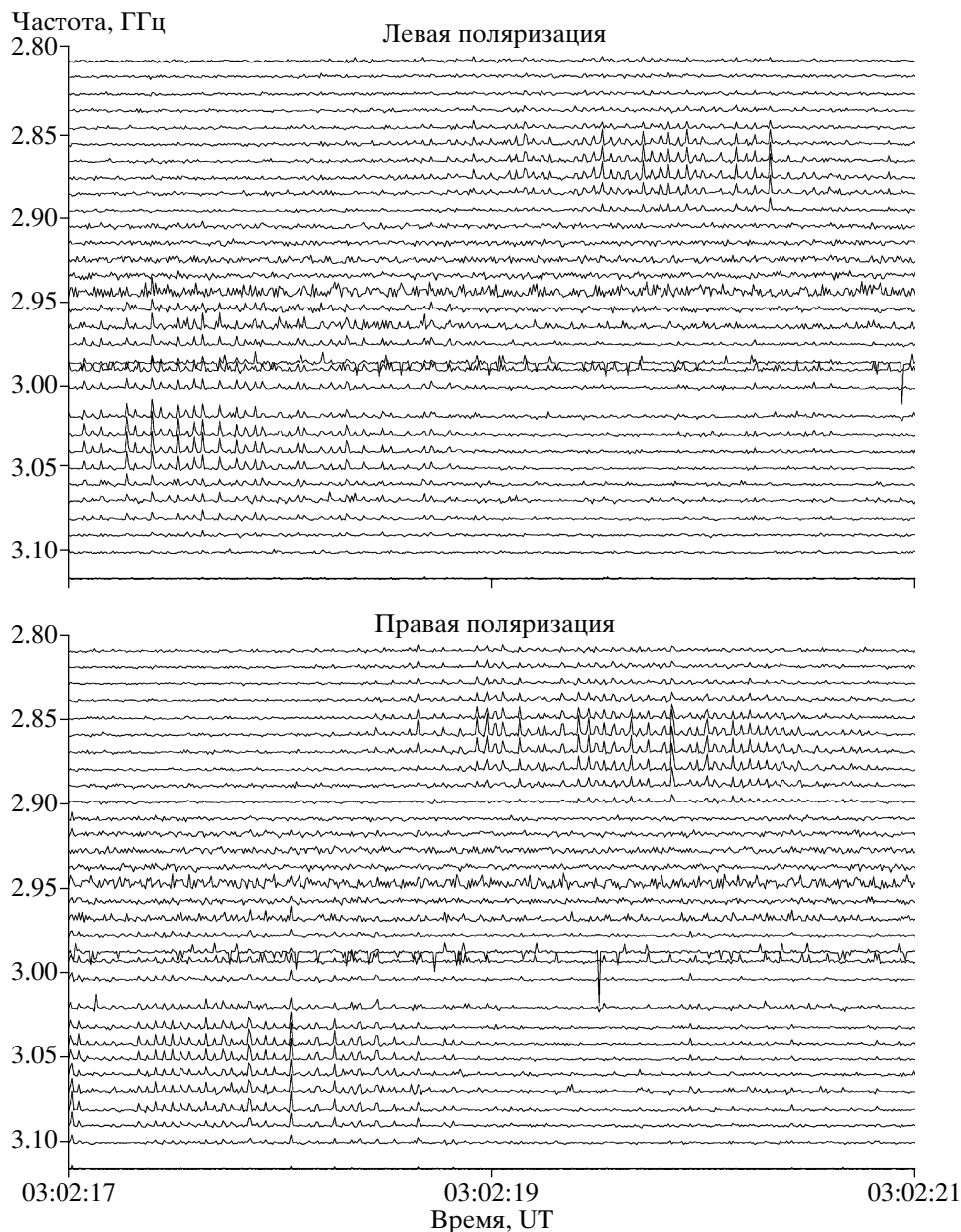


Рис. 2. Динамические спектры пульсаций в L- и R-каналах. Хорошо видны два узкополосных события вблизи 2.85 и 3.05 ГГц.

определения периода:

$$\Delta\tau \sim \tau^2/\Delta t \sim 0.8 \text{ мс.} \quad (1)$$

Эта величина согласуется с полушириной спектрального пика на рис. 5, которая близка к 1 мс (рис. 5в,г). Поскольку найденные нами вариации периода не превосходят 0.8 мс, мы заключаем, что в событиях отсутствуют значимые изменения периода пульсаций.

3.2. Спектр пульсаций

Форма частотного спектра пульсаций определялась нами из величины фурье-амплитуд цугов

пульсаций в каждом частотном канале. Эти спектры представлены на рис. 7. Правополяризованное излучение достигает максимума при $f = 2.85$ ГГц, а левополяризованное — при $f = 2.87$ ГГц. Спектральные ширины на половине амплитуды составляют 40–50 МГц для обеих компонент, т.е. около 1.5% от центральной частоты.

3.3. Частотная зависимость групповой задержки между собственными модами магнитоактивной плазмы

По-видимому, наиболее простой и естественный способ объяснения наблюдаемых временных за-

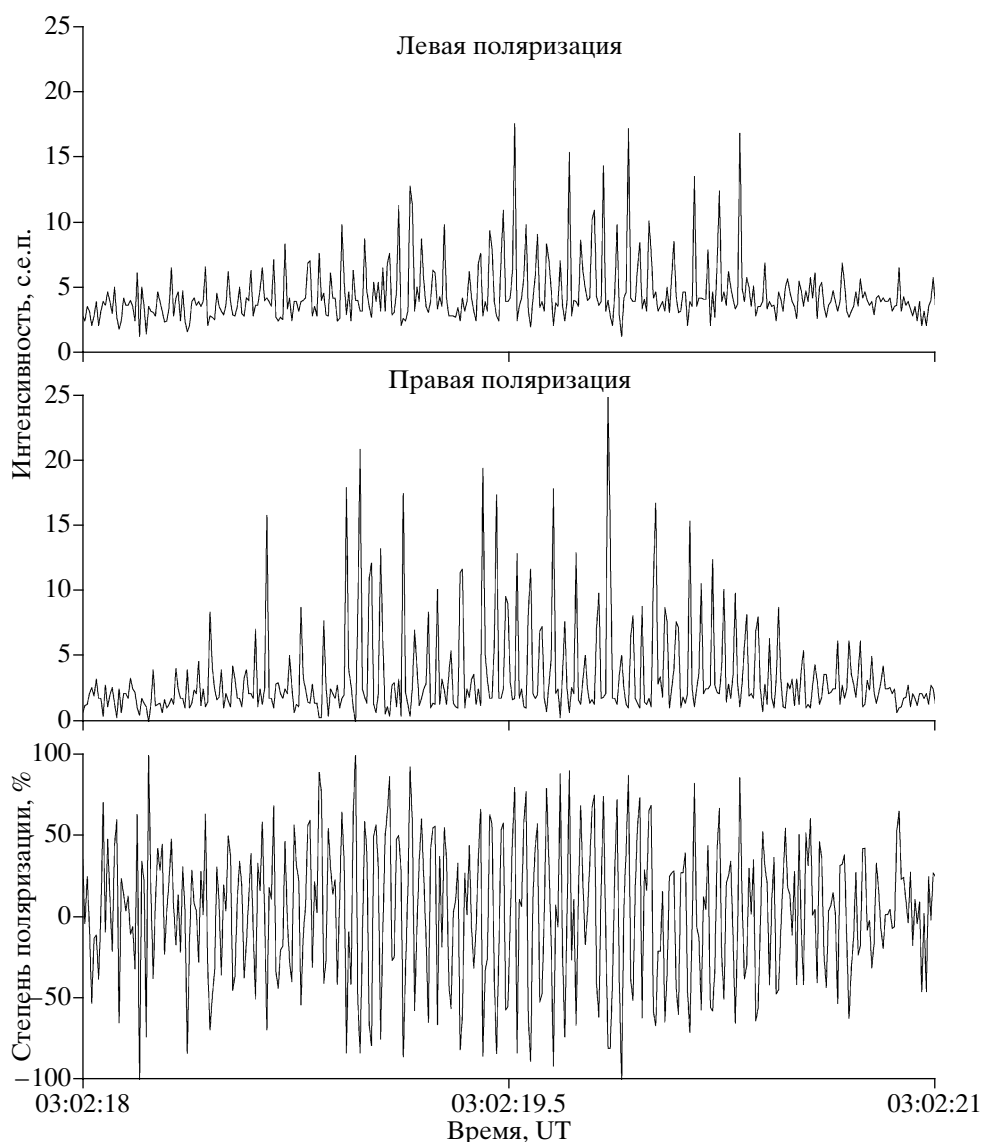


Рис. 3. Временные профили L- и R-интенсивностей и степени поляризации на $f = 2.85$ ГГц.

держек между L- и R-поляризованными сигналами состоит в следующем. В относительно компактном источнике генерируется пульсирующее радиоизлучение с низкой степенью круговой поляризации (т.е. O- и X-волны излучаются синфазно), а затем эти волны распространяются в короне с различными групповыми скоростями, так что пики L- и R-сигналов достигают Земли неодновременно. Таким образом, на части периода преобладает левополяризованный сигнал, а на другой части — правополяризованный, что и является причиной наблюдаемых осцилляций степени круговой поляризации излучения.

Найдем частотную зависимость временной задержки, связанную с указанным эффектом. В данном разделе будем (для простоты) считать источник точечным и предположим, что квадрат частоты из-

лучения много больше квадрата плазменной частоты на пути радиосигнала $\omega^2 \gg \omega_p^2$. Тогда групповые скорости собственных мод запишутся в виде

$$\frac{c}{v_{x,o}} \approx 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{2\omega^2} - \sigma \frac{\omega_{pe}^2 \omega_{Be||}}{\omega^3}, \quad (2)$$

где $\sigma = 1$ для O-волн и $\sigma = -1$ для X-волн.

Временная задержка между одновременно испущенными O- и X-волнами описывается интегралом вдоль пути распространения волн:

$$\begin{aligned} \Delta t_g &= \int_0^\infty \left(\frac{1}{v_x} - \frac{1}{v_o} \right) dz = \\ &= \frac{2}{c} \int_0^\infty \frac{\omega_{pe}^2(z) \omega_{Be||}(z)}{\omega^3} dz, \end{aligned} \quad (3)$$

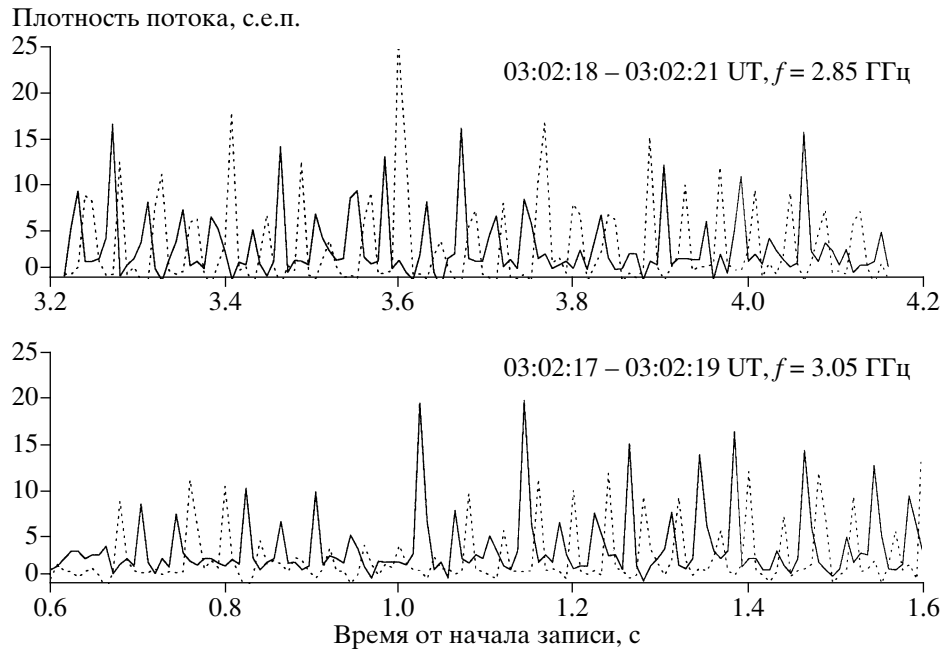


Рис. 4. Выделенные фрагменты записи для $f = 2.85$ и 3.05 ГГц в R (сплошная линия) и L- (пунктирная линия) поляризациях. Хорошо виден временной сдвиг между компонентами.

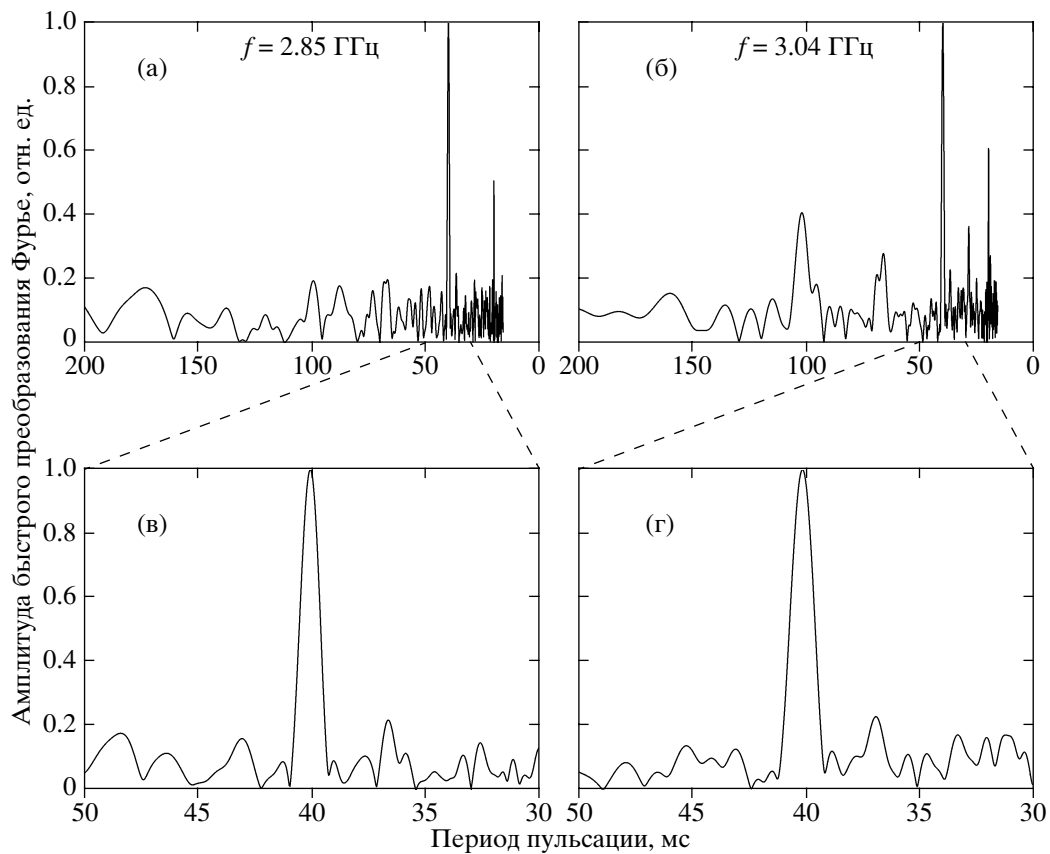


Рис. 5. Фурье-спектры право-поляризованных компонент для низкочастотного (а) и высокочастотного (б) событий, полученные в интервалы времени 03 : 02 : 18.5–03 : 02 : 20.5 UT и 03 : 02 : 17.0–03 : 02 : 18.5 UT, соответственно (см. рис. 2). Внизу (в, г) более подробно показаны основные спектральные пики в этих событиях.

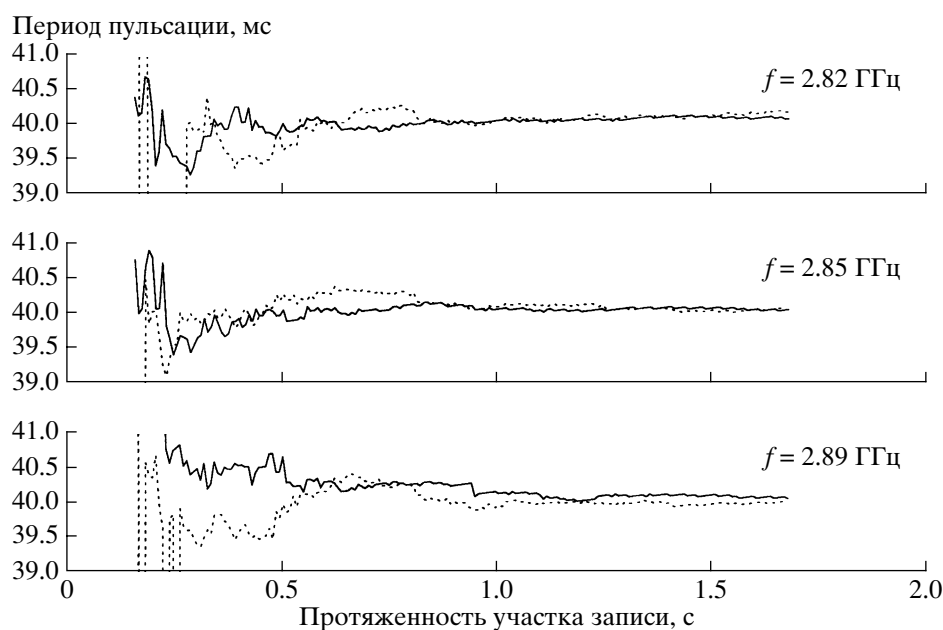


Рис. 6. Зависимость периода пульсаций τ_p на различных частотах от длительности анализируемого участка записи для R- (сплошная линия) и L- (пунктирная линия) компонент.

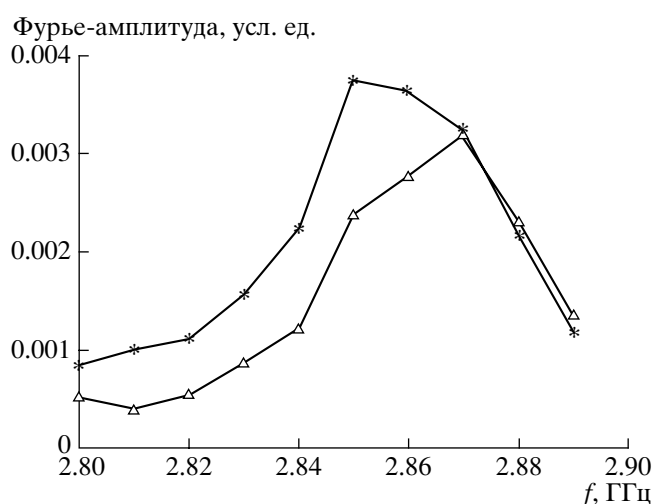


Рис. 7. Зависимость фурье-амплитуд пульсаций от частоты для R- (звездочки) и L- (треугольники) компонент.

т.е. величина групповой задержки при прочих равных условиях убывает как третья степень частоты сигнала:

$$\Delta t_g \propto f^{-3}. \quad (4)$$

Абсолютная величина различия групповой задержки на частотах 2.81 и 2.89 ГГц, как несложно оценить, в нашем случае составляет

$$\delta t_g \approx \Delta t_g \frac{3\Delta f}{f_o} \sim 1.7 \text{ мс}. \quad (5)$$

Несмотря на то, что эта величина много меньше временного разрешения инструмента (8 мс), на-

личие большого количества периодов осцилляций позволяет определять значение относительных задержек с существенно большей точностью, значительно превышающей время разрешения.

3.3.1. Определение задержек по методу Фурье. Для квазипериодических пульсаций (с узким спектральным пиком, таким, как на рис. 5) можно применить хорошо известный метод Фурье для точного определения фазы сигнала. Известно, что оцифрованный сигнал несет очень точную информацию о параметрах реального сигнала, включая его фазу, если скорость оцифровки обеспечивает более двух точек на каждый период сигнала. Это

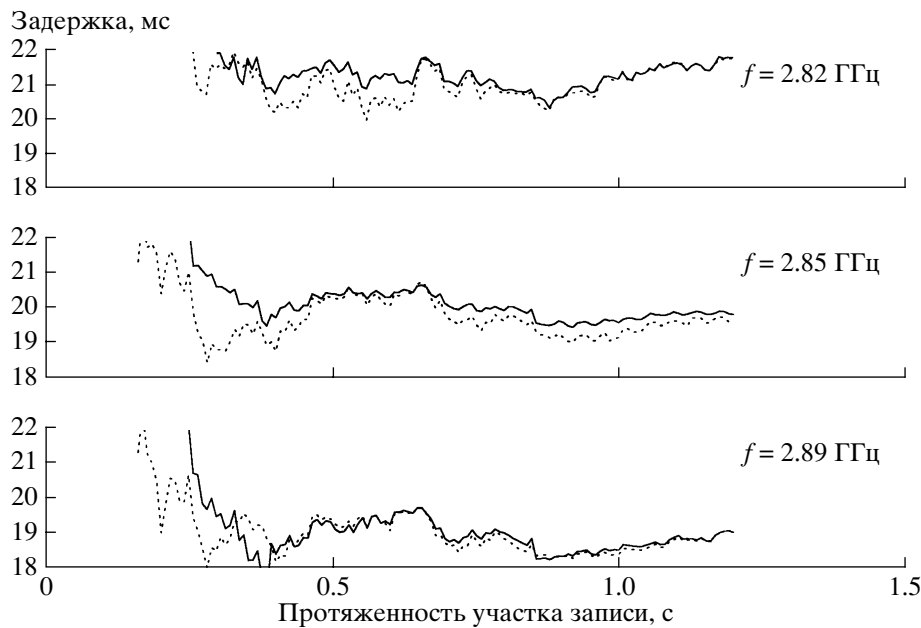


Рис. 8. Зависимость задержки на различных частотах от длительности анализируемого участка записи для R- (сплошная линия) и L- (пунктирная линия) компонент.

условие хорошо выполняется в нашем случае, так как на каждый период приходится по 5 точек. Таким образом, можно ожидать весьма точные оценки задержек, что позволит установить их частотную зависимость.

Фурье-анализ позволяет вычислить фазу каждой спектральной компоненты согласно формуле

$$\phi(\nu) = \arctg\left(\frac{\text{Im}I(\nu)}{\text{Re}I(\nu)}\right), \quad (6)$$

где $\text{Re}I(\nu)$ и $\text{Im}I(\nu)$ — вещественная и мнимая части фурье-преобразования на частоте ν . Для квазипериодических сигналов задача сводится к отысканию фазы сигнала на частоте спектрального максимума $\nu_p = 1/\tau_p$ (рис. 5). После вычисления фаз право- и левополяризованных компонент (в определенном временном интервале), задержка между этими сигналами вычисляется по формуле

$$\Delta t_d = \frac{\phi_R(\nu_p) - \phi_L(\nu_p)}{2\pi\nu_p}, \quad (7)$$

где $\nu_p = \nu_{pL}$ или $\nu_p = \nu_{pR}$ — одно из двух слегка различающихся значений частоты спектрального пика, найденных соответственно для L- и R-поляризованных сигналов.

Заметим, что вследствие периодичности сигнала найденная таким образом задержка определяется неоднозначно. Рассмотрим простую ситуацию, когда существует одна истинная задержка Δt_{ph} между сигналами. Вообще говоря, эта задержка может быть как больше периода, так и меньше его, как отрицательной, так и положительной. Как наличие

такой задержки проявится в фурье-анализе? Легко понять, что даже если задержка больше периода, т.е.

$$\Delta t_{ph} > \tau, \quad (8)$$

фурье-анализ выявит значение задержки Δt_d , которое принадлежит интервалу

$$0 < |\Delta t_d| < \tau, \quad (9)$$

так что

$$\Delta t_d = \Delta t_{ph} + m\tau, \quad (10)$$

где m — целое число. В частности, к интервалу (9) принадлежит и значение $\tau - \Delta t_d$. Таким образом, если мы нашли некоторое значение задержки Δt_d , то это значит, что имеется целая серия значений, “подозрительных” на истинную задержку. Для выбора истинного значения из ряда (10) необходимы дополнительные соображения.

3.3.2. Погрешности определения задержек.

Вычисленные нами значения задержек довольно сильно варьируются в зависимости от выбранного частотного канала и продолжительности анализируемого интервала пульсаций (рис. 8). Для слишком коротких участков и для каналов с низким отношением сигнал/шум значения задержек оказываются неустойчивыми. Для низкочастотного события устойчивые значения удается получить только на частотах 2.81–2.89 ГГц для интервалов длиннее 0.5 с.

Рассмотрим подробнее вопрос об устойчивости получаемых значений задержки и возможных источников погрешности. Известно, что ошибка

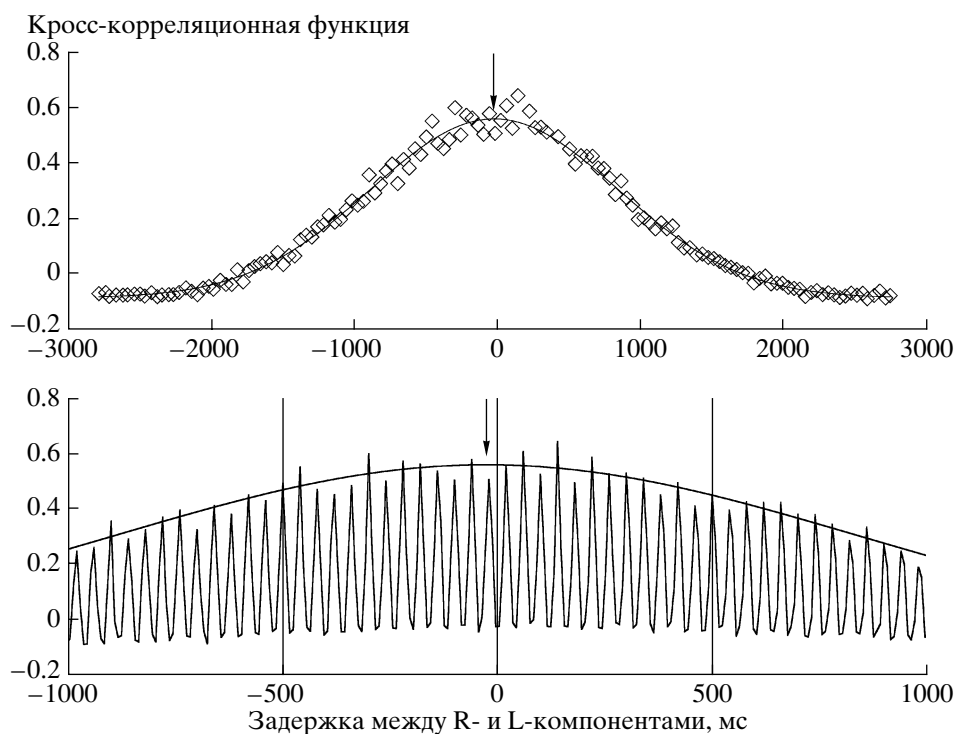


Рис. 9. (а) — Пики кросс-корреляционной функции проинтегрированного по девяти частотным каналам сигнала (квадратики) и соответствующая гауссовская аппроксимация (сплошная линия). (б) — Кросс-корреляционная функция и гауссовская аппроксимация для ограниченной области временных сдвигов. Стрелкой показано положение максимума гауссовской кривой.

определения фазы осциллирующей функции, на которую наложен шум, определяется выражением [10]:

$$\delta\phi = \frac{\text{noise}}{\text{signal}} \frac{1}{\sqrt{K}} \quad (11)$$

где K — число периодов анализируемой периодической функции.

Для оценки погрешности величины задержки между R- и L-компонентами, можно воспользоваться очевидным соотношением $\delta t_d = \Delta\phi / (2\pi\nu_p)$ или

$$\delta t_d = \frac{\sigma_N}{\sqrt{2}\sigma_S} \frac{1}{(\sqrt{K}2\pi\nu_p)}, \quad (12)$$

где σ_N — стандартное отклонение в шумовом сигнале перед началом пульсаций или после их окончания, σ_S — стандартное отклонение в пульсирующем сигнале.

Таким образом, ошибка определения задержки сильно зависит от отношения сигнал/шум и от числа периодов осцилляций. В частности, в низкочастотном событии на частоте $f = 2.85$ ГГц для первых 50 периодов отношение сигнал/шум ~ 5 , так что погрешность определения задержки 0.3 мс. Для того же временного интервала на частоте 2.81 ГГц

ошибка возрастает до 0.8 мс из-за уменьшения отношения сигнал/шум.

Наконец, напомним, что процедура регистрации сигнала радиоспектрометром приводит к систематическому сдвигу в 4 мс между L- и R-записями на каждой частоте. Эта систематическая ошибка устранялась соответствующей коррекцией на 4 мс.

3.3.3. Частотные зависимости. Мы проанализировали различные временные интервалы записей для обоих пульсирующих событий и нашли достаточно устойчивую степенную зависимость задержки от частоты. Более четкая зависимость оказывается у низкочастотного события (поскольку оно характеризуется одним сильным спектральным пиком, то есть периодичность в нем выражена сильнее, чем в высокочастотном).

Для выбора одного из множества (10) значений задержки мы использовали кросс-корреляционный метод. Поскольку для двух реальных сигналов, имеющих общее физическое происхождение, коррелированы и несущая и огибающая, исследование огибающей кросс-корреляционной функции позволяет найти, на сколько периодов сдвинуты друг относительно друга квазипериодические сигналы. Так как теперь мы интересуемся временами порядка величины периода осцилляций, то различием в 1–2 мс можно пренебречь и анализиро-

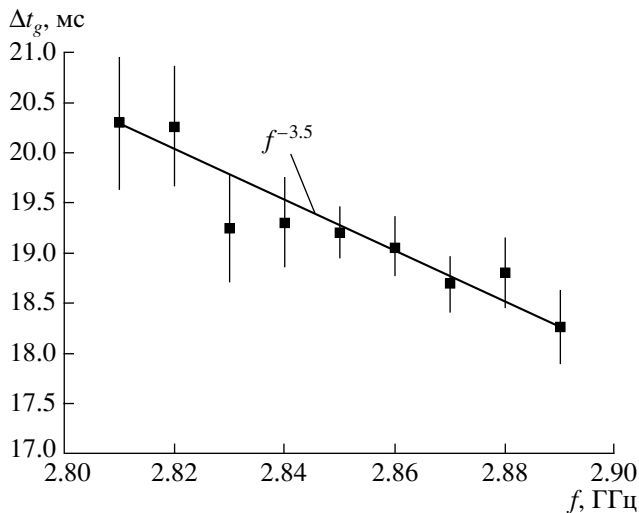


Рис. 10. Частотная зависимость задержки между R- и L-компонентами пульсаций. Величины задержек определялись для частот осцилляций, соответствующих фурье-максимумам для R- и L-компонент. Сплошная линия — теоретическая кривая, полученная с использованием точных формул для групповых скоростей поперечных волн и при учете неоднородности радиосисточника ($\propto f^{-3.5}$).

вать просуммированный по всем частотным каналам сигнал (такая процедура улучшает отношение сигнал/шум и, таким образом, обеспечивает лучшую устойчивость результатов).

На рис. 9 изображена найденная нами кросс-корреляционная функция, огибающая которой аппроксимирована гауссовской зависимостью. Максимум гауссовской кривой (помеченный стрелкой) соответствует сдвигу сигналов друг относительно друга приблизительно на пол-периода, причем левополяризованное излучение запаздывает. Таким образом, эта процедура позволяет выбрать из ряда (10) одно значение (а именно, $m = 0$).

Типичный пример частотной зависимости задержки приведен на рис. 10. Величина задержки вычислялась для частот спектральных максимумов R- и L-компонент (рис. 7). Эти значения близки друг к другу и находятся в пределах погрешности определения величины задержки, что иллюстрирует устойчивость применяемого метода определения задержки.

Из рис. 10 четко видно наличие зависимости задержки от частоты. Для различных интервалов, длительностью в 1 с, коэффициент корреляции варьируется в пределах 0.80–0.96. Увеличение погрешности на низких частотах связано с соответствующим уменьшением отношения сигнал/шум. В целом значения ошибок, 0.3–0.8 мс, значительно меньше, чем область изменения задержки с частотой, ~ 2 мс.

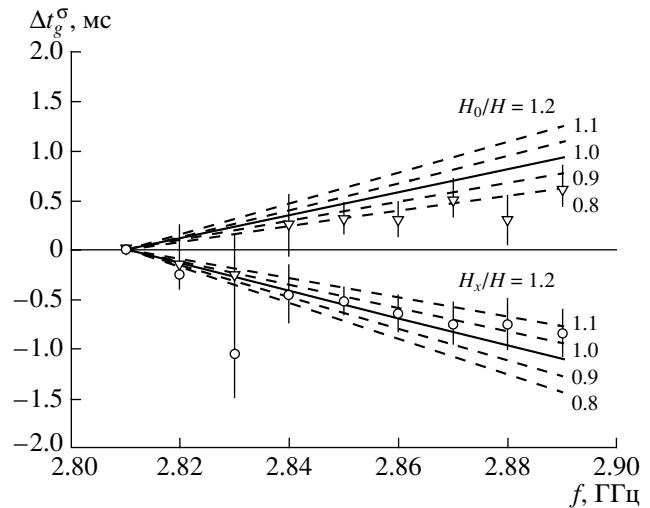


Рис. 11. Задержки прихода волн на произвольной частоте по отношению ко времени прихода волн той же поляризации на опорной частоте $f = 2.81$ ГГц (автозадержки) для R- (треугольники) и L- (кружки) компонент. Прямыми линиями показаны модельные кривые, полученные при различных соотношениях эффективных масштабов, при этом сплошные прямые соответствуют равным значениям эффективных масштабов.

В данном случае R-компонента опережает L-компоненту (приблизительно на 20 мс), т.е., согласно нашей интерпретации, правополяризованные волны представляют собой обыкновенную моду, а левополяризованные — необыкновенную. Таким образом, в области, обеспечивающей наблюдаемую групповую задержку, магнитное поле направлено от Земли, то есть (в простой геометрии) полярность соответствующего пятна на фотосфере — южная.

Примененный нами фурье-анализ позволяет получить частотные зависимости и для других параметров. Например, зависимость автозадержек (т.е. времени прихода сигнала на произвольной частоте по отношению ко времени прихода сигнала на некоторой опорной частоте) приведены на рис. 11. Обратим внимание на то, что обыкновенные волны высоких частот запаздывают по отношению к тем же волнам низких частот, тогда как для необыкновенных волн ситуация противоположная.

4. МЕХАНИЗМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ И ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ ИСТОЧНИКА

Результаты предыдущего параграфа имеют фундаментальное значение для определения микроскопического механизма радиоизлучения в рассматриваемых пульсирующих событиях. Было однозначно показано, что значительная (и осциллирующая) величина степени поляризации достигается из-за эффектов распространения радиоволн в

короне, тогда как источник генерирует радиоизлучение с низкой степенью поляризации.

С другой стороны, совершенно очевидно, что столь узкополосное радиоизлучение может генерироваться только когерентным механизмом, т.е. либо циклотронным мазерным, либо плазменным механизмом. Для нашего рассмотрения принципиально важно, что и циклотронное мазерное излучение вблизи **любой** гармоники гирочастоты и плазменное излучение вблизи **первой** гармоники плазменной частоты имеют **в источнике** очень высокую (близкую к 100%) степень поляризации.

Отсюда следует однозначный вывод: в рассматриваемых пульсирующих событиях излучение генерируется плазменным механизмом вблизи **второй** гармоники плазменной частоты (так как только в этом случае степень круговой поляризации излучения в источнике может быть низкой).

Хорошо известно [3, 4], что плазменный механизм может генерировать пульсирующее радиоизлучение, если существенны нелинейные взаимодействия плазменных волн друг с другом. Такая разновидность плазменного механизма называется обычно нелинейным плазменным механизмом радиоизлучения [3, 4].

4.1. Нелинейный плазменный механизм радиоизлучения

Для удобства изложения напомним основные свойства нелинейного плазменного механизма (НПМ). Вообще, плазменный механизм радиоизлучения — это двухступенчатый процесс. Первая его стадия состоит в генерации плазменных (ленгмюровских, верхнегибридных и т.д.) волн, а вторая — это конверсия плазменных волн в радиоволны (обыкновенную (О) инеобыкновенную (Х) моды). Нелинейным плазменным механизмом называют такую разновидность плазменного механизма, когда на эволюцию плазменных волн существенное влияние оказывает их нелинейное взаимодействие друг с другом.

Численные исследования НПМ [5, 6] показывают, что плотность энергии возбуждаемых плазменных (верхнегибридных) волн демонстрирует либо непериодические пульсации, либо квазипериодические осцилляции в зависимости от размера и формы области неустойчивости верхнегибридных волн, обеспечиваемой реализованным распределением быстрых электронов.

Квазипериодические решения возникают для относительно узких (на плоскости волновых векторов) областей неустойчивости, а непериодические пульсации — для более протяженных. Естественно, если распределение быстрых электронов меняется, то может меняться и область неустойчивости плазменных волн, а вместе с ней — и режим пульсаций.

Такие изменения могут наблюдаться в виде сбоев фазы или вариаций периода колебаний.

Для дальнейшего важно учесть, что эффективный инкремент генерации плазменных волн определяется разностью между инкрементом волн, обеспечиваемых быстрыми электронами, и декрементом волн (столкновительным и бесстолкновительным), связанным с фоновой плазмой. Узкие области неустойчивости легче образуются в том случае, когда неустойчивость работает в слабонадпороговом режиме (порог определяется декрементом волн). Если это так, то можно ожидать, что условия неустойчивости выполняются лишь в небольшой области неоднородной магнитной ловушки, а в большей ее части затухание волн превалирует. Возможно, что именно это и является причиной столь малой спектральной полосы, занимаемой пульсациями в анализируемых событиях.

4.2. Диагностика источника радиоизлучения

Поскольку полная спектральная ширина радиоизлучения

$$\Delta f/f \approx 3\%, \quad (13)$$

мы можем в первом приближении (т.е. с точностью $\sim 3\%$) считать радиоисточник однородным. В данном разделе, таким образом, мы найдем средние значения параметров источника, а эффекты его неоднородности будут рассмотрены ниже.

В плазме с

$$Y = \omega_{pe}/\omega_{Be} \geq 1 \quad (14)$$

легче всего генерируются верхнегибридные волны. Их спектр в холодной плазме имеет вид

$$\omega_{UH}^2 = \left[\frac{1}{2}(\omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2) + \frac{1}{2}[(\omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2)^2 - 4\omega_{pe}^2\omega_{Be}^2\cos^2\theta]^{1/2} \right], \quad (15)$$

где θ — угол между волновым вектором и магнитным полем. Тепловое движение электронов фоновой плазмы дает поправку к этой частоте

$$\delta\omega_{UH}^2 = 3\omega_{UH}^2 k^2 d_e^2, \quad (16)$$

где d_e — это электронный дебаевский радиус. Распределение быстрых электронов, имеющее конус потерь вдоль магнитного поля, генерирует верхнегибридные волны в квазипоперечных к магнитному полю направлениях [5, 6], т.е.

$$\omega_{UH} \approx (\omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2)^{1/2}, \quad (17)$$

а это значит, что частота наблюдаемого нами радиоизлучения равна удвоенной верхнегибридной частоте

$$\omega \approx 2\omega_{UH}. \quad (18)$$

При $Y \geq 1$ величина ω_{UH} меняется от ω_{pe} (при $Y \gg 1$) до $\sqrt{2}\omega_{pe}$ (при $Y = 1$). Обратим внимание на то, что заметная групповая задержка может возникнуть только если гиротропия плазмы достаточно сильная, т.е. ω_{Be} не слишком мало по сравнению с ω_{pe} и Y близко к единице. С другой стороны, можно получить оценку на гирочастоту сверху, исходя из следующих соображений. Известно, что необыкновенные волны в солнечной короне испытывают сильное затухание в гирослоях $\omega = \omega_{Be}$, $2\omega_{Be}$, $3\omega_{Be}$. Поскольку среднее значение поляризации анализируемых пульсаций мало, то это значит, что необыкновенные волны достигли Земли не испытав поглощения в указанных гирослоях, а следовательно, в источнике и на пути луча имеем

$$\omega_{Be} \leq \omega/3 \quad (19)$$

или, с использованием (17), (18)

$$\omega_{Be} \leq 0.89\omega_{pe}. \quad (20)$$

Если учесть, что

$$\omega \approx 2\pi(2.85 \pm 0.04) \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}, \quad (21)$$

получим

$$B < 325 \text{ Гс}, \quad (22)$$

$$1.3 \times 10^{10} < n < 2.5 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}, \quad (23)$$

где B — магнитное поле (оценка относится и к источнику и ко всему пути луча до Земли), n — концентрация электронов в источнике.

Анализ фурье-спектров пульсаций (рис. 7) приводит к гораздо более точному определению магнитного поля (и, как следствие, концентрации электронов фоновой плазмы). Действительно, соотношение спектров L- и R-компонент радикально меняется при изменении частоты всего на 0.3% — при переходе от 2.86 ГГц к 2.87 ГГц: в высокочастотной части спектра ($f \geq 2.87$ ГГц) величины фурье-амплитуд совпадают для L- и R-сигналов, а в низкочастотной ($f \leq 2.86$ ГГц) фурье-амплитуды L-сигнала значимо систематически ниже, чем для R-сигнала.

Такое скачкообразное изменение должно быть обусловлено переходом системы через некоторый порог. Естественно предположить, что таким порогом является четвертый гируровень

$$4f_{Be} = 2.865 \pm 0.005 \text{ ГГц}, \quad (24)$$

прозрачный для обыкновенной волны и частично непрозрачный для необыкновенной волны. Тогда из (24) находим

$$B = 255.7 \pm 0.5 \text{ Гс}, \quad (25)$$

и, с использованием (18), для концентрации фоновой плазмы получаем

$$n = (1.9 \pm 0.1) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}. \quad (26)$$

Величина n определяется с худшей относительной точностью, чем B , поскольку точное значение угла, под которым генерируются верхнегибридные волны, неизвестно.

Комбинируя (25) и (26), определяем величину отношения плазменной частоты к гирочастоте в источнике:

$$Y = 1.7. \quad (27)$$

Наличие значительной групповой задержки между L- и R-поляризованными компонентами в анализируемом событии предполагает, что в данном случае реализовались благоприятные для проявления группового эффекта условия. Вернемся к анализу выражения для групповой задержки (3), выписанному в разделе 3.3. Оно может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} \Delta t_g &= \frac{2}{c} \int_0^\infty \frac{\omega_{pe}^2(z) \omega_{Be||}(z)}{\omega^3} dz = \\ &= \frac{2}{c} \frac{\omega_{ps}^2 \omega_{Bs||}}{\omega^3} H, \end{aligned} \quad (28)$$

где ω_{ps} и ω_{Bs} — соответственно плазменная и гирочастота в источнике и

$$\begin{aligned} H &= \int_0^\infty \frac{\omega_{pe}^2(z) \omega_{Be||}(z)}{\omega_{ps}^2 \omega_{Bs||}} dz = \\ &= \int_0^\infty \frac{n(z) B_{||}(z)}{n_s B_{s||}} dz \end{aligned} \quad (29)$$

— эффективный масштаб интегрирования.

Обратим внимание на следующий принципиально важный момент. В разделе 3.3 мы анализировали зависимость задержки Δt_g от частоты, никак не конкретизируя сам механизм излучения (было принято лишь $\omega^2 \gg \omega_{pe}^2$, $\omega_{pe} > \omega_{Be}$), так что частота ω была независимой переменной. Теперь механизм излучения нам известен и частота радиоизлучения выражается через частоты ω_{ps} , ω_{Bs} согласно (17), (18).

Подставляя значение частоты (18) в (28) и переходя к безразмерной переменной $Y_s = \omega_{ps}/\omega_{Bs}$, получим

$$\Delta t_g = \frac{H}{4c} \left(\frac{2f_{UHs}}{f} \right)^3 \frac{Y_s^2}{(1 + Y_s^2)^{3/2}}, \quad (30)$$

где $2f_{UHs}/f \approx 1$. Подчеркнем, что эта формула описывает групповую задержку не в произвольном случае, как (28), а только для волн, испускаемых вблизи удвоенной верхнегибридной частоты.

Уравнение (30) достигает максимума (рис. 12) при условии

$$Y = \sqrt{2} \approx 1.4. \quad (31)$$

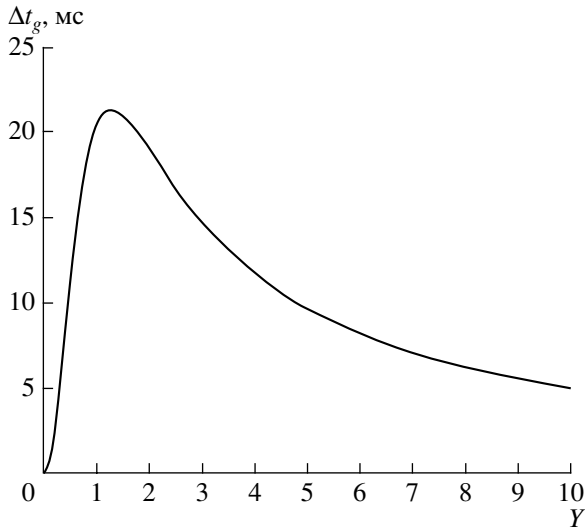


Рис. 12. Зависимость величины групповой задержки для волн, испущенных на удвоенной верхнегибридной частоте в однородной магнитоактивной плазме с линейным размером $4.5 \cdot 10^9$ см, от отношения плазменной частоты к гирочастоте $Y = f_p/f_B$.

Легко видеть, что значения Y , полученные из наблюдений, (27) и теоретическая оценка (31) действительно близки друг к другу, что подтверждает сделанное нами предположение. Использование выражения (30) совместно с (27), позволяет оценить масштаб длины, на котором происходит групповая задержка:

$$H \approx 5 \cdot 10^9 \text{ см.} \quad (32)$$

Перейдем теперь к анализу свойств турбулентности верхнегибридных волн, генерируемых быстрыми электронами, для чего обратимся к спектральным свойствам радиоизлучения. Очевидно, что спектральная полоса радиоизлучения состоит из естественной ширины, возникающей в однородном источнике, и вклада неоднородности реального источника излучения. Ясно, что теоретически предсказанная естественная ширина плазменных волн не должна превышать ширины спектра наблюдаемых пульсаций.

Если бы верхнегибридные волны были распределены изотропно, то соответствующая естественная ширина (вблизи $Y \approx 1.7$) согласно (15) была бы

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \sim 10 - 20\%. \quad (33)$$

Однако, наблюдаемая полная ширина составляет всего лишь $\sim 3\%$. Следовательно, плазменная турбулентность в источнике распределена анизотропно.

Численные исследования НПМ [5, 6] дают характерные значения угла θ , под которым генерируются верхнегибридные волны, их волнового числа

k и разброса этих величин Δk и $\Delta\theta$:

$$kd_e \sim 0.1, \quad (34)$$

$$\theta \sim 80^\circ, \quad (35)$$

$$\Delta kd_e \sim 0.1, \quad (36)$$

$$\Delta\theta \leq 30^\circ, \quad (37)$$

так что $\Delta k \sim k$, что обеспечивает естественную ширину излучения (см. уравнения (15), (16))

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \sim 1 - 2\%. \quad (38)$$

Это значит, что вклад неоднородности источника в полную ширину может быть порядка собственной ширины спектра механизма излучения.

Теория НПМ дает связь между периодом осцилляций и параметрами плазменных волн. В случае сильных осцилляций имеем [3–6]:

$$\tau = \ln(W_{\max}/W_0)/\gamma_{eff}, \quad (39)$$

где W_0 и $W_{\max}$ — начальный и максимальный уровни плотности энергии плазменных волн, γ_{eff} — эффективное значение декремента затухания плазменных волн, которое может определяться либо столкновительным затуханием волн в плазме, либо поглощением волн самими быстрыми электронами. Поскольку в нашем случае значение периода колебаний не меняется (в пределах ошибок), можно уверенно заключить, что доминирует столкновительное затухание, так что

$$\gamma_{eff} \approx \nu_{ei} \approx 60 nT^{-3/2}. \quad (40)$$

Поскольку значение периода и концентрации плазмы нами уже найдено, а $\ln(W_{\max}/W_0) \sim 10$, то величина электронной температуры фоновой плазмы оценивается как

$$T \approx 3 \cdot 10^6 \text{ К.} \quad (41)$$

Так как характерные времена роста и спада интенсивности излучения в пульсациях одного порядка, то максимальный инкремент усиления волн порядка эффективного декремента волн: $\gamma_{\max} \sim \gamma_{eff}$. Отсюда величина максимального инкремента

$$\gamma_{\max} \approx (2 - 3) \cdot 10^2 c^{-1} \approx (3 - 4) \cdot 10^{-8} \omega_{pe}. \quad (42)$$

Тогда концентрация быстрых электронов в источнике излучения оценивается как

$$n_b \sim 10^5 \text{ см}^{-3}, \quad (43)$$

поскольку, как известно [4],

$$\gamma_{\max} \sim 10^{-2} (n_b/n) \omega_{pe}. \quad (44)$$

Безразмерная плотность энергии плазменных волн связана со значением периода пульсаций и их частоты [4]:

$$w = \frac{W}{nT} \sim \frac{100}{f\tau} \approx 10^{-6}. \quad (45)$$

Яркостная температура излучения, генерируемого плазменным механизмом на второй гармонике, описывается формулой [4]

$$T_b = a_\omega L_{||} = \frac{(2\pi)^3}{15\sqrt{3}} \frac{c^3 L_{||}}{f_{pe}^2 V_{ph}} \frac{w^2}{\zeta^2} nT, \quad (46)$$

где a_ω — коэффициент излучения, $L_{||}$ — размер источника вдоль луча зрения, V_{ph} — фазовая скорость поперечных волн (при $f \approx 2f_{UH}$), $\zeta = (c/\omega_{pe})^3 (\Delta k)^3$ связана с фазовым объемом, занимаемым плазменными волнами, и ≈ 30 в нашем случае, (см. уравнение (36)).

С другой стороны, яркостную температуру можно вычислить по величине наблюдаемого потока (амплитуда пульсаций $F \approx 20$ с.е.п.):

$$T_b \approx 1.4 \times 10^{26} \frac{F_{sfu}}{f_{GHz}^2 L_\perp^2} \text{ К}, \quad (47)$$

где $L_\perp$ (см) — характерный размер источника в направлении, поперечном лучу зрения.

Естественно предположить, что продольный и поперечный размеры источника одного порядка величины:

$$L_{||} \sim L_\perp. \quad (48)$$

Тогда из выражений (46), (47) найдем и яркостную температуру

$$T_b \sim 5 \times 10^{12} \text{ К} \quad (49)$$

и характерный размер источника

$$L \sim 10^7 \text{ см}. \quad (50)$$

Полученное значение размера источника прекрасно согласуется со сделанным ранее предположением, что основной вклад в наблюдаемую групповую задержку происходит по пути от источника к наблюдателю, а не в самом источнике. Если бы этот эффект в источнике был сильным, то наряду с задержкой, он приводил бы и к существенному уменьшению глубины модуляции излучения (в первую очередь — необыкновенных, то есть левополяризованных волн), чего не наблюдается.

Таким образом, мы получили стройную и логически непротиворечивую картину излучения, считая источник однородным, и нашли средние значения большого числа вовлеченных параметров. Перейдем теперь к учету неоднородности источника.

4.3. Учет неоднородности радиоисточника

При анализе спектральной ширины пульсаций нами уже указывалось, что вклад неоднородности источника может быть того же порядка, что и собственная ширина механизма излучения, т.е. эффекты неоднородности могут быть в данном случае существенны несмотря на относительную малость размера источника.

Как уже обсуждалось, частота радиоизлучения равна удвоенной верхнегибридной частоте, которая определяется величинами плазменной и гиро-частот. В солнечной короне значения этих частот (определяемых концентрацией плазмы и величиной магнитного поля) уменьшаются при удалении от поверхности Солнца. Это значит, что более высокочастотное излучение (каждой из мод) генерируется в среднем в более глубоких слоях короны и проходит больший путь до наблюдателя, чем низкочастотное излучение.

Этот эффект приводил бы к задержке прихода высокочастотного сигнала по отношению к низкочастотному, если бы эти сигналы имели одинаковые групповые скорости. На самом деле групповая скорость зависит от частоты, асимптотически возрастающая до скорости света при возрастании частоты. Таким образом, высокочастотные волны распространяются быстрее низкочастотных, так что в реальных условиях высокочастотные волны могут опережать низкочастотные, так и задерживаться относительно них, в зависимости от реализующихся условий.

Для количественного исследования указанных эффектов поступим следующим образом. Примем, что максимум низкочастотного излучения (на частоте $\omega_o = 2\pi f_o$, в нашем случае $f_o = 2.81$ ГГц) генерируется при $z = 0$, а максимум излучения на других частотах — при $-z(\omega)$ ($z(\omega)$ — положительная величина). Тогда можно записать как величину автозадержки для каждой из мод в зависимости от частоты, так и величину взаимной задержки между модами (уже анализировавшуюся выше) с учетом вклада неоднородности источника.

Время, за которое сигнал моды σ на опорной частоте ω_o достигнет Земли,

$$t_o^\sigma = \int_0^{R_{c3}} \frac{dz}{v_\sigma(\omega_o)}. \quad (51)$$

Аналогичное время для сигнала произвольной частоты

$$t_\omega^\sigma = \int_{-z(\omega)}^{R_{c3}} \frac{dz}{v_\sigma(\omega)}. \quad (52)$$

Соответственно, относительная задержка этих сигналов определяется разностью выражений (52) и (51). Прежде, чем выписать выражение для этой

задержки, сделаем следующее важное замечание. В предыдущих разделах мы использовали разложения показателей преломления волн и их групповых скоростей по параметру $\omega_{pe}^2/\omega^2 \ll 1$, что обеспечивает точность порядка 20%, достаточную при оценках различных средних величин. В данном параграфе исследуются эффекты неоднородности радиоисточника, относительная величина которых порядка полной спектральной ширины пульсаций, т.е. порядка 3%. Это значит, что разложениями показателей преломления и групповых скоростей пользоваться нельзя. Поэтому в дальнейшем анализе используются их точные выражения (в холодной плазме) [11], разложения проводятся только по малой величине $\Delta\omega/\omega \sim 3\%$.

Введем (для компактности записи последующих формул) новые функции:

$$F_\sigma(\omega) = c/v_\sigma(\omega), \quad F(\omega) = F_X(\omega) - F_O(\omega). \quad (53)$$

Тогда выражения для автозадержки моды σ на частоте ω относительно опорной частоты ω_o запишутся в виде

$$\Delta t_\omega^\sigma = t_\omega^\sigma - t_{\omega_o}^\sigma = \frac{1}{c} \int_{-z(\omega)}^0 F_\sigma(\omega) dz + \quad (54)$$

$$+ \frac{1}{c} \int_0^\infty (F_\sigma(\omega) - F_\sigma(\omega_o)) dz.$$

При таком определении задержки, она будет отрицательной, если высокочастотный сигнал достигает Земли первым, и положительным — если первым приходит низкочастотный сигнал. Во втором интеграле верхний предел заменен на ∞ , поскольку очень далекие от источника участки пути не дают заметного вклада в интеграл (54).

При вычислении автозадержки (54) будем использовать узость спектральной полосы пульсаций: $\Delta\omega/\omega_o \ll 1$. Во втором слагаемом это позволяет разложить функцию частоты $F_\sigma(\omega)$ в ряд с точностью до членов $\Delta\omega/\omega_o$ и упростить интеграл. Для того, чтобы вычислить первое слагаемое с той же точностью, заметим, что область интегрирования в нем является малой величиной того же порядка, что и $\Delta\omega/\omega_o$: $z(\omega)/H_{eff} \sim \Delta\omega/\omega_o$, где H_{eff} — характерная длина, дающая основной вклад в интегрирование второго слагаемого.

Тогда величина автозадержки примет вид

$$\Delta t_\omega^\sigma = \frac{z(\omega)}{c} F_\sigma(\omega_o) + \quad (55)$$

$$+ \frac{1}{c} \frac{\Delta\omega}{\omega_o} \int_0^\infty \left(\omega \frac{\partial F_\sigma(\omega)}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_o} dz.$$

Для исследования функции $z(\omega)$ удобно (как будет видно ниже) рассмотреть сумму задержек в X-

и O-модях:

$$\Delta t_\omega^X + \Delta t_\omega^O = \frac{z(\omega)}{c} (F_X(\omega_o) + F_O(\omega_o)) + \quad (56)$$

$$+ \frac{1}{c} \frac{\Delta\omega}{\omega_o} \int_0^\infty \omega_o \left(\frac{\partial F_X(\omega)}{\partial \omega} + \frac{\partial F_O(\omega)}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_o} dz.$$

Очевидно, что интеграл, входящий во второе слагаемое, можно представить в виде произведения подынтегрального выражения, взятого при $z = 0$, на эффективный масштаб интегрирования H_{eff} . Функцию $z(\omega)$ в первом приближении по $\Delta\omega/\omega_o$ можно записать как

$$z(\omega) = \alpha \frac{\Delta\omega}{\omega_o} H_{eff}, \quad (57)$$

где α — неизвестный безразмерный параметр. Тогда

$$\Delta t_\omega^X + \Delta t_\omega^O = \frac{H_{eff} \Delta\omega}{c \omega_o} \left\{ \alpha (F_X(\omega_o) + \quad (58)$$

$$+ F_O(\omega_o)) + \omega_o \left(\frac{\partial F_X(\omega)}{\partial \omega} + \frac{\partial F_O(\omega)}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_o} \right\}.$$

Получим теперь более точное, чем (28), выражение для взаимной задержки Δt_g , учитывающее, в частности, вклад неоднородности источника радиоизлучения. Аналогично выводу (55), получим:

$$\Delta t_g(\omega) = \frac{z(\omega)}{c} F(\omega_o, 0) + \quad (59)$$

$$+ \frac{1}{c} \int_0^\infty F(\omega_o, z) dz +$$

$$+ \frac{1}{c} \frac{\Delta\omega}{\omega_o} \int_0^\infty \left(\omega \frac{\partial F(\omega, z)}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_o} dz.$$

Принимая во внимание, что

$$\int_0^\infty F(\omega_o, z) dz = F(\omega_o, 0) H, \quad (60)$$

$$\int_0^\infty \left(\omega \frac{\partial F(\omega, z)}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_o} dz = \left(\omega \frac{\partial F(\omega, 0)}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_o} H_1,$$

где H, H_1 — соответствующие эффективные масштабы интегрирования, а также (57), найдем:

$$\Delta t_g(\omega) = \frac{H F(\omega_o)}{c} \left\{ 1 + \frac{H_1}{H} \frac{\omega_o}{F(\omega_o)} \times \quad (61)$$

$$\times \left(\frac{\partial F(\omega)}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_o} \frac{\Delta\omega}{\omega_o} + \alpha \frac{H_{eff}}{H} \frac{\Delta\omega}{\omega_o} \right\}.$$

Остановимся подробнее на анализе этой формулы. Частотная зависимость Δt_g описывается вторым и третьим слагаемыми в фигурных скобках.

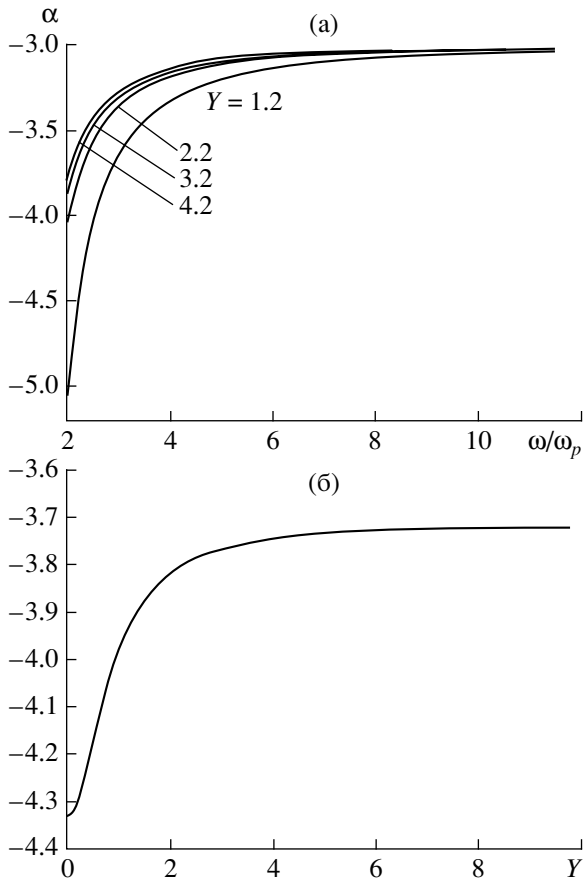


Рис. 13. Зависимость показателя α от частоты для различных значений Y (а) и от Y для волн на удвоенной верхнегибридной частоте (б).

Если бы частота излучения была много больше плазменной частоты, то мы бы имели $H_1 = H$ и

$$\alpha = \frac{\omega_o}{F(\omega_o)} \left(\frac{\partial F(\omega)}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_o} \approx -3 \quad (62)$$

в соответствии с полученной в разделе 4.2 приближенной формулой (28). Зависимость $\alpha(\omega)$ при фиксированной плазменной частоте представлена на рис. 13а. Видно, что вблизи плазменной частоты отличие α от -3 может быть весьма значительным. В нашем случае частота излучения (18) близка к плазменной, их отношение определяется только величиной Y . На рис. 13б представлена зависимость α от Y , из которой видно, что величина α заметно отличается от своего асимптотического значения (-3) для любых Y , и в интересующей нас области изменения Y значения α варьируются в пределах от -3.9 до -3.75 .

Третье слагаемое в фигурных скобках (61), связанное с неоднородностью источника, существенно положительно и определяется (при фиксированном отношении эффективных размеров интегрирования H_{eff}/H) только постоянной α .

Перейдем теперь к определению величины α . Для этого выразим ее через сумму автозадержек (58):

$$\alpha = \frac{\omega_o \left(\frac{\partial F_X(\omega)}{\partial \omega} + \frac{\partial F_O(\omega)}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_o}}{F_X(\omega_o) + F_O(\omega_o)} + \quad (63)$$

$$+ \frac{\omega_o}{\Delta \omega} \frac{c(\Delta t_\omega^X + \Delta t_\omega^O)}{H_{eff}(F_X(\omega_o) + F_O(\omega_o))}.$$

Первое слагаемое в этой формуле является функцией величины Y и не зависит от других параметров источника или погрешностей наблюдений. Во втором слагаемом величина $\omega_o/\Delta \omega$ известна, значения задержек Δt_ω^σ известны из наблюдений (т.е. с определенной погрешностью), тогда как размер H_{eff} не известен. Поэтому удобно преобразовать второе слагаемое с учетом (61). Для этого умножим и разделим его на $\Delta t_g/H$ и заметим, что на опорной частоте ω_o имеем

$$c\Delta t_g/H = F(\omega_o). \quad (64)$$

Тогда соотношение (63) преобразуется к виду

$$\alpha = \frac{\omega_o \left(\frac{\partial F_X(\omega)}{\partial \omega} + \frac{\partial F_O(\omega)}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_o}}{F_X(\omega_o) + F_O(\omega_o)} + \quad (65)$$

$$+ \frac{\omega_o}{\Delta \omega} \frac{F(\omega_o)}{F_X(\omega_o) + F_O(\omega_o)} \frac{\Delta t_\omega^X + \Delta t_\omega^O}{\Delta t_g} \frac{H}{H_{eff}}.$$

Преимущество такой записи состоит в том, что теперь величина α зависит от отношения эффективных масштабов H/H_{eff} , имеющего порядок единицы, а не от абсолютного значения H_{eff} .

Зависимость α от Y при различных H/H_{eff} представлена на рис. 14. Важно отметить слабую зависимость α как от Y , так и от H/H_{eff} . Причиной этого является малость суммы автозадержек $\Delta t_\omega^X + \Delta t_\omega^O$ в анализируемом событии. С достаточной для дальнейшего изложения точностью можно принять

$$\alpha = 0.32 = \text{const}(Y, H/H_{eff}) \quad (66)$$

Рассмотрим теперь выражения для автозадержек. Подставляя в (55) выражение для $z(\omega)$ (57) и вводя эффективные размеры интегрирования H_σ ($\sigma = X, O$), получим:

$$\Delta t_\omega^\sigma = \frac{H_{eff}}{c} \frac{\Delta \omega}{\omega_o} \times \quad (67)$$

$$\times \left\{ \alpha F_\sigma(\omega_o) + \frac{H_\sigma}{H_{eff}} \left(\omega \frac{\partial F_\sigma(\omega)}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_o} \right\}.$$

На рис. 11 построены теоретические зависимости Δt_ω^σ с учетом (66) для различных значений

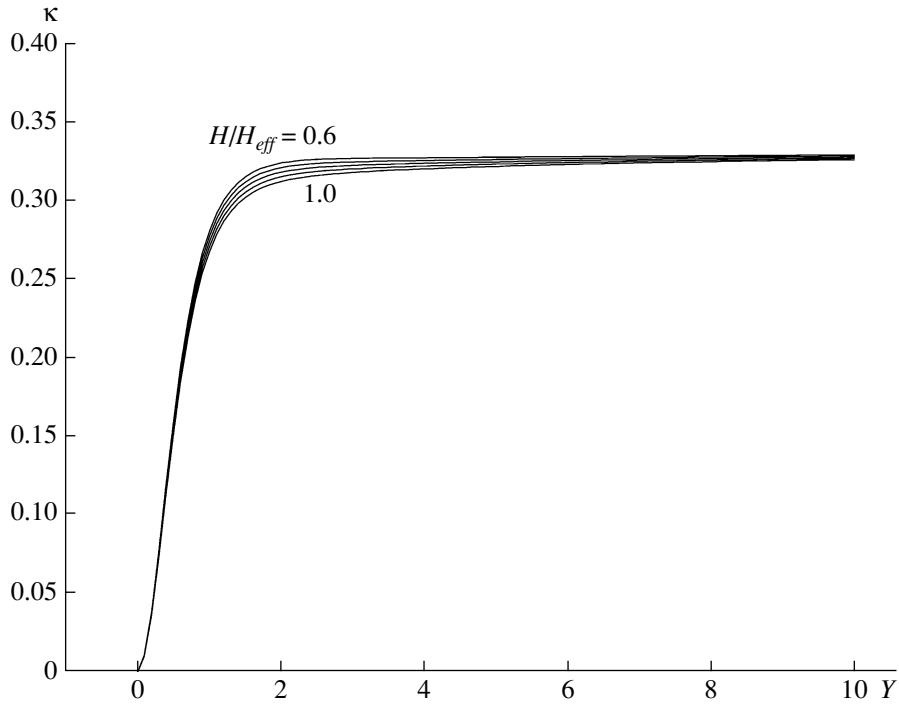


Рис. 14. Зависимость показателя неоднородности κ от Y для различных значений $H/H_{eff} = 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0$.

H_{σ}/H_{eff} , а также нанесены наблюдательные данные.

Обратим внимание на то, что для обыкновенных волн превалирует эффект неоднородности (т.е. первым достигает наблюдателя низкочастотный сигнал, задержки положительны), а для необыкновенных волн — дисперсионный эффект, так что задержки оказываются отрицательными.

Выше, при анализе различных интегралов, мы ввели пять различных эффективных масштабов, имеющих одинаковый порядок величины. Заметим, что не все эти масштабы независимые. Легко показать, что

$$H_{eff} = \left\{ \frac{\frac{\partial F_X(\omega)}{\partial \omega} H_X + \frac{\partial F_O(\omega)}{\partial \omega} H_O}{\frac{\partial F_X(\omega)}{\partial \omega} + \frac{\partial F_O(\omega)}{\partial \omega}} \right\}_{\omega=\omega_o}, \quad (68)$$

$$H_1 = \left\{ \frac{\frac{\partial F_X(\omega)}{\partial \omega} H_X - \frac{\partial F_O(\omega)}{\partial \omega} H_O}{\frac{\partial F_X(\omega)}{\partial \omega} - \frac{\partial F_O(\omega)}{\partial \omega}} \right\}_{\omega=\omega_o}. \quad (69)$$

Отсюда, в частности, ясно, что если $H_X = H_O$, то и $H_{eff} = H_1 = H_X = H_O$. Вообще говоря, частотные зависимости задержек позволяют определять относительные значения эффективных масштабов. Однако, наличие погрешностей в наблюдательных данных не позволяют выявить достоверные различия в величинах масштабов. Поэтому в дальнейшем мы будем считать их одинаковыми и равными H .

При этом условии частотная зависимость взаимной задержки изобразится прямой линией на рис. 10, согласующейся с наблюдательными данными. Условию равных масштабов на рис. 11 отвечают сплошные кривые, которые также (в пределах ошибок) согласуются с наблюдательными данными.

Размер H можно оценить из графика, приведенного на рис. 12. Ясно, что $H > 4 \cdot 10^9$ см для любых Y , и при $Y = 1.7$ имеем

$$H \sim 5 \cdot 10^9 \text{ см}. \quad (70)$$

4.4. Обсуждение роли неоднородности

Анализ частотной зависимости автозадержек дает дополнительное подтверждение реального солнечного происхождения обсуждаемых радиопульсаций, и позволяет получить новую информацию о радиоисточнике.

Рассмотрим вопрос о линейном размере источника $l \approx z$ (2.89 ГГц)

$$l = \kappa H_{eff} \frac{\Delta f}{f_o} \approx 4 \cdot 10^7 \text{ см}. \quad (71)$$

Эта величина в несколько раз превышает величину размера источника, определенную из радиопотока и яркостной температуры радиоизлучения (50). Это расхождение имеет простое логичное объяснение. В разделе 4.2 вычислялся размер однородного радиоисточника, испускающего излучение с

естественной спектральной шириной, т.е. эффективный размер радиоисточника на каждой частоте ~ 100 км. Отсюда, разрешив уравнение (71) относительно $\Delta f/f_o$, и, подставив в качестве l размер 100 км, можно оценить естественную ширину механизма излучения как $\Delta f/f_o \sim 1\%$ или $\Delta f \approx 20$ МГц.

Однако, радиоисточники, генерирующие излучение на разных (хотя и близких) частотах, сдвинуты в пространстве друг относительно друга. Полный размер неоднородного источника (от уровня максимума излучения на самой высокой частоте до уровня максимума на самой низкой частоте), генерирующего излучение всех частот в полосе ~ 80 МГц, и определен в данном разделе как $l \approx 400$ км из анализа частотных зависимостей задержек.

Интересен вопрос о величине градиентов физических величин в радиоисточнике. Для его анализа перепишем (71) в виде:

$$\frac{\Delta f}{l} = \frac{f_o}{\alpha H_{eff}} \quad (72)$$

Ввиду малости частотной полосы и размера источника можно принять $\Delta f/l \approx df/dz$ и тогда

$$\frac{df_{UH}}{dz} = \frac{f_{UH}}{\alpha H_{eff}} \quad (73)$$

есть градиент верхнегибридной частоты в источнике. Поскольку в среднем в короне $d/dz \sim H_{eff}^{-1}$ вдоль луча зрения, мы видим, что в радиоисточнике величина градиента примерно втрое больше, чем в среднем. Таким образом, неустойчивость верхнегибридных волн возникает в (локально) более неоднородном, чем в среднем, участке магнитной ловушки. Это может быть как в области основания петли, так и в случае возникновения “локальной магнитной ловушки”. Напомним, что такие локальные ловушки являются источниками радиоспайков в плазме с $Y < 1$ [12].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей статье проведено детальное исследование свойств радиовсплесков пульсирующего микроволнового излучения в солнечной вспышке. Посредством применения фурье-анализа радиосигнала доказано, что осцилляции степени поляризации радиоизлучения вызваны сдвигом необыкновенных и обыкновенных волн из-за различия их групповых скоростей.

Эти волны генерируются в источнике с близкими интенсивностями, т.е. излучение в источнике имеет низкую степень круговой поляризации. Этот факт накладывает очень жесткие ограничения на возможный механизм радиоизлучения — это может быть только плазменный механизм, работающий

на второй гармонике локальной верхне-гибридной частоты.

Применение теории нелинейного плазменного механизма и учет роли неоднородности радиоисточника позволили установить значительное количество параметров плазмы, быстрых электронов и плазменной турбулентности в данном событии: Из приведенной сводки параметров видно, что

Плотность фоновой плазмы	$n = 1.9 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$
Магнитное поле	$B = 256 \text{ Гс}$
Кинетическая температура электронов	$T \approx 3 \times 10^6 \text{ К}$
Концентрация быстрых электронов	$n_b \sim 10^5 \text{ см}^{-3}$
Инкремент плазменных волн	$\gamma_{\max} \sim 300 \text{ с}^{-1}$
Спектральная ширина генерируемых плазменных волн	$\Delta\omega/\omega \leq 3\%$
Волновое число генерируемых плазменных волн	$kd_e \approx 0.1$
Разброс волновых чисел генерируемых плазменных волн	$c\Delta k/\omega_{pe} \approx 3$ или $\Delta kd_e \approx 0.1$
Направление максимального усиления плазменных волн	$\theta \approx 80^\circ$
Угловой разброс генерируемых плазменных волн	$\Delta\theta \approx 30^\circ$
Уровень плазменной турбулентности	$w = W/nT \approx 10^{-6}$
Яркая температура излучения	$T_b \approx 5 \times 10^{12} \text{ К}$
Размер источника на выделенной частоте	$L \approx 100 \text{ км}$
Полный размер источника	$l \approx 400 \text{ км}$
Плазменный параметр в источнике	$Y = 1.7$
Естественная ширина спектральной линии	$\Delta f/f \approx 1\%$
Характерный масштаб однородности:	
в среднем в короне	$H \approx 5 \times 10^9 \text{ см}$
в радиоисточнике	$\alpha H \approx 1.5 \times 10^9 \text{ см}$

аккуратный анализ спектральных свойств пульсирующего радиоизлучения позволяет извлекать детальную информацию о свойствах источника; столь подробная информация не может быть получена из анализа других (кроме радио-) диапазонов электромагнитных волн.

Важно отметить, что возможности такой диагностики далеко не исчерпаны: новую информацию (по крайней мере — в принципе) можно извлечь из анализа частотных зависимостей периода пульсаций, глубины модуляции волн и т.п. Не менее важно исследовать величину рассмотренных эффектов в

других событиях, демонстрирующих миллисекундные пульсации радиоизлучения.

Авторы благодарны А.Т. Алтынцеву, А.С. Гребинскому, И.Е. Кожеватову и И. Яну за заинтересованное обсуждение затронутых в работе проблем. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проектов 00-02-16356, 99-02-16914) и программы “Астрономия”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. F. Melnikov and A. Magun, *Solar Phys.* **178**, 591 (1998).
2. V. F. Melnikov and A. V. R. Silva, *Proc. of 9th Meet. on Solar Phys. “Magnetic Fields and Solar Processes”* Florence, Italy, SP-448. (ESA SP-448, Dec. 1999), V. 2, p. 1053.
3. V. V. Zaitsev, *Solar Phys.* **20**, 95 (1971).
4. V. V. Zaitsev and A. V. Stepanov, *Solar Phys.* **88**, 297 (1983).
5. В. Б. Корсаков, Г. Д. Флейшман, *Изв. вузов — Радиофизика.* **41**, 46 (1998).
6. G. D. Fleishman and V. B. Korsakov, *Proc. of 9th European Meeting on Solar Physics, “Magnetic Fields and Solar Processes”*, Florence, Italy, 12–18 Sept. (ESA SP-448, Dec. 1999), V. 2, p. 803.
7. Q. J. Fu, Z. H. Qin, H. R. Ji, L. B. Pei, *Solar Phys.* **160**, 97 (1995).
8. SGD, *Solar Geophysical Data.* **640**, Part 1 (1997).
9. S. L. Marple Jr., *Digital Spectral Analysis with Applications.* (Baltimore, Maryland, 1987).
10. A. R. Thompson, J. M. Moran and G. W. Svenson, *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy* (John Willey and Sons, Inc., N.Y 1990).
11. А. И. Ахиезер, И. А. Ахиезер, Р. В. Половин, А. Г. Ситенко, К. Н. Степанов, *Электродинамика плазмы* (Наука, М., 1974).
12. Г. Д. Флейшман, В. Ф. Мельников, *УФН* **168**, 1265 (1998).