

УДК 523.98

Временной профиль миллисекундных пульсаций солнечных микроволновых радиовсплесков

Ю. Ф. Юровский

НИИ “Крымская астрофизическая обсерватория”, 98409, Украина, Крым, Научный
yurovuf@yandex.ru

Поступила в редакцию 1 сентября 2008 г.

Аннотация. Рассмотрена гипотеза интерференционного происхождения миллисекундных пульсаций микроволнового радиоизлучения солнечных вспышек, основанная на факте возникновения мерцаний сигнала в результате прохождения радиоволн через неоднородную турбулентную корону. Показано, что временной профиль пульсаций зависит от разности фаз интерферирующих волн и может выглядеть как импульсы “излучения” или “поглощения”, либо может иметь пилообразную форму с медленным нарастанием и быстрым спадом. Проведено сравнение наблюдаемых свойств пульсаций с предсказаниями этой модели, которое показало, что образование пульсаций и их наблюдаемые свойства удовлетворительно объясняются многолучевым распространением, возникающим при пересечении радиоволнами корональной плазмы.

TEMPORAL PROFILE OF MILLISECOND PULSATIONS OF SOLAR MICROWAVE RADIO BURSTS, *by Yu. Yurovsky*. The hypothesis of interference origin of millisecond pulsations of microwave radio emission of solar bursts is considered. The fact of origin of signal scintillations when the radio waves pass through heterogeneous turbulent corona was taken into account. It is showed that the temporal type of pulsations depends on the phase difference between interfering waves and can look like impulses of “radiation” or “absorption”, or can have a sawtooth form with slow growth and rapid droop. The observed properties of pulsations were compared with the predictions of this model. It was concluded that formation of pulsations and their observed properties can be satisfactorily explained by multibeam propagation of radio waves through coronal plasma.

Ключевые слова: радиоизлучение Солнца, миллисекундные пульсации

1 Введение

Во время солнечных вспышек происходят извержения корпускулярных потоков и изменяется уровень ионизирующей радиации, исходящей из области вспышки. Эти вариации солнечной активности вызывают комплекс геофизических явлений, в связи с чем диагностика солнечных вспышек имеет важное значение. Распространение вспышечного возмущения в солнечной атмосфере сопровождается интенсивным радиоизлучением. Волны сантиметрового диапазона содержат сведения о физических условиях в области выделения энергии вспышки и поэтому обладают определенным

диагностическим потенциалом (Флейшман, Мельников, 1998). Совершенствование радиоастрономической аппаратуры привело к обнаружению тонкой структуры вспыхивающих всплесков в микроволновом диапазоне (Фу и др., 2004). Однако связь быстрых пульсаций радиопотока с физическими параметрами корональной плазмы пока не совсем ясна. В обсуждаемых в литературе механизмах (Алтынцев и др., 2005; Аурас и др., 2003; Железняков, Злотник, 1975а, 1975б; Зайцев, Степанов, 1983; Злобек, Карлицкий, 2007; Злотник и др., 2003; Карлицкий и др., 2001; Койперс, 1975; Кузнецов, 2007; Кузнецов, Цап, 2007; Леденев и др., 2001; ЛаБелье и др., 2003; Мальцева, Чернов, 1989; Мольво, Сейер, 1997; Мольво, 1983, 1988; Розенберг, 1972; Севент и др., 2002; Уингли, Далк, 1986; Чернов, 1976, 1989, 1990, 1997; Чернов и др., 2001а, 2001б, 2003, 2005, 2006; Чьюдери и др., 1973; Чен и Ян, 2007; Яснот, Карлицкий, 2004) предполагается, что пульсации возникают в самом источнике генерации и затем регистрируются на Земле, минуя процесс распространения радиоволн через корону. Однако по наблюдениям методом просвечивания известно (Власов и др., 1979), что заведомо неизменный уровень радиоизлучения космических радиоисточников после прохождения через корону становится мерцающим. Выполненный нами учет влияния короны на вспыхивающее радиоизлучение показал (Юровский, 2008), что из-за наличия неоднородностей спектр источника непрерывного излучения может состоять из полос (зебра-структуры), распадающихся на последовательность коротких пульсаций. Если эта гипотеза справедлива, то она должна объяснять и другие свойства наблюдаемого сигнала. Например, замечено (Алтынцев и др., 2005), что миллисекундные пульсации имеют несимметричный временной профиль: время нарастания интенсивности почти на порядок больше времени спада. Кроме того, иногда временной профиль пульсаций выглядит как последовательность “всплесков поглощения” (Флейшман, Степанов, Юровский, 1994).

В связи с изложенными замечаниями, в данной работе исследуется влияние распространения радиоволн через неоднородную корону на временной профиль пульсаций. Во втором разделе кратко излагается способ математического описания пульсаций, возникающих при распространении радиоволн через неоднородности короны. В третьем разделе приводятся результаты сравнения наблюдаемых свойств пульсаций с предсказаниями математической модели. В заключении обсуждаются полученные выводы.

2 Формирование временного профиля пульсаций при распространении радиоволн через корону

Амплитуда колебаний в точке приема при распространении электромагнитных волн от точечного источника в однородной среде подробно описана Гюйгенсом и Френелем. Результаты этого исследования изложены во многих руководствах (см., например, Калитеевский, 1978). В методике Гюйгенса-Френеля полагается, что все вторичные колебания, попадающие в точку приема, когерентны. Однако в рассматриваемом нами случае образование классической интерференционной картины маловероятно. Из-за случайной рефракции на неоднородностях короны первоначально сферический фронт электромагнитной волны искажается, и в сторону наблюдателя может распространяться множество лучей. Если колебания части лучей когерентны, то в плоскости наблюдений образуется интерференционная картина. Ее смещение относительно наблюдателя приводит к записи интерференционных лепестков. Но из-за большой длины пути когерентными могут оказаться лишь колебания лучей, имеющих приблизительно одинаковую разность хода и поэтому принадлежащие одному цугу волн. Лучи, прошедшие по другой траектории, могут быть некогерентными из-за разницы в длине пути, превышающей длину цуга. Таким образом, в отличие от принципа Гюйгенса-Френеля, мы приходим к модели суммирования когерентных пар колебаний и сложению по интенсивности результата их интерференции. Эскиз рассматриваемой модели без соблюдения масштаба приведен на рис. 1. Для исключения процедуры интегрирования вдоль пути распространения волны через неоднородности с неизвестным (из наших наблюдений) градиентом показателя преломления заменим рефракцию лучепреломлением на фазовом экране (Ахманов, Дьяков, Чиркин, 1981).

Амплитуда рефрагированных колебаний уменьшается по мере увеличения угла Θ между первичным и рефрагированным лучом. В оптике это уменьшение называют индикатрисой рассеяния и

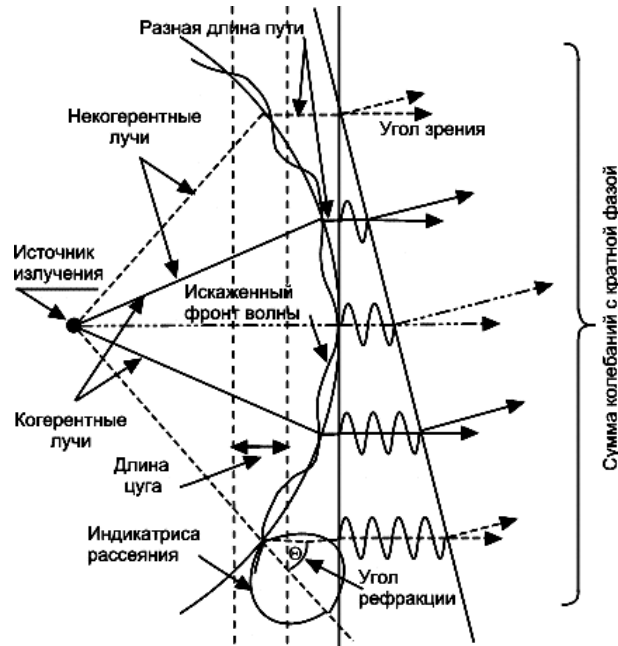


Рис. 1. Эскиз рассматриваемой модели образования интерференционной картины

характеризуют довольно сложным выражением, содержащим неизвестные нам параметры неоднородностей (Ахманов, Дьяков, Чиркин, 1981). Поэтому для упрощения расчетов мы будем полагать, что интенсивность колебаний просто обратно пропорциональна величине угла Θ (Рытов, 1966). Далее примем во внимание, что из-за случайности неоднородностей короны и ее турбулентности фазы колебаний лучей могут иметь случайный сдвиг фаз $\varphi_{Rnd}(t)$.

С учетом сделанных замечаний регистрируемый сигнал будет описываться выражением (Горелик, 1959):

$$I(t) = 2 \sum_{k=1}^{N(t)/2} a^2(t)/k + 2 \sum_{k=1}^{N(t)/2} a^2(t)/k \cos[k\Delta\varphi(t) + \varphi_{Rnd}(t)], \quad 1 \leq k \leq N(t), \quad (1)$$

где $N(t)$ – количество интерферирующих лучей в рассматриваемый момент времени t , $a(t)$ – амплитуда колебаний пары лучей, имеющих наименьшую разность хода, $\Delta\varphi(t) = \varphi_{k-1} - \varphi_k$ – разность фаз колебаний, обусловленная смещением интерференционной картины относительно наблюдателя, $\varphi_{Rnd}(t)$ – относительно медленно меняющаяся со временем случайная фаза колебаний, возникающая из-за случайности неоднородностей и турбулентности короны.

Фактически при выводе этой формулы был использован известный из статистики способ описания случайной функции времени с помощью детерминированной функции с набором случайных параметров (Ахманов, Дьяков, Чиркин, 1981). Разложение случайной функции на синусоидальные компоненты спектра Фурье является примером такого представления. Известно также, что сигнал многолучевого интерферометра можно представить с требуемой точностью в виде суммы сигналов двухлучевых интерферометров с кратными значениями полной фазы (кратными частотами) (Васильев, Гуров, 1998).

Выражение (1) позволяет сравнить результаты математического моделирования с реально наблюдаемыми свойствами пульсаций. Выясним влияние входящих в выражение параметров на временной профиль пульсаций. Увеличение количества интерферирующих лучей $N(t)$ приводит к относительному сужению ширины максимумов (рис. 2). При интерференции всего двух лучей получается симметричная косинусоида, в которой отношение расстояния между максимумами D к

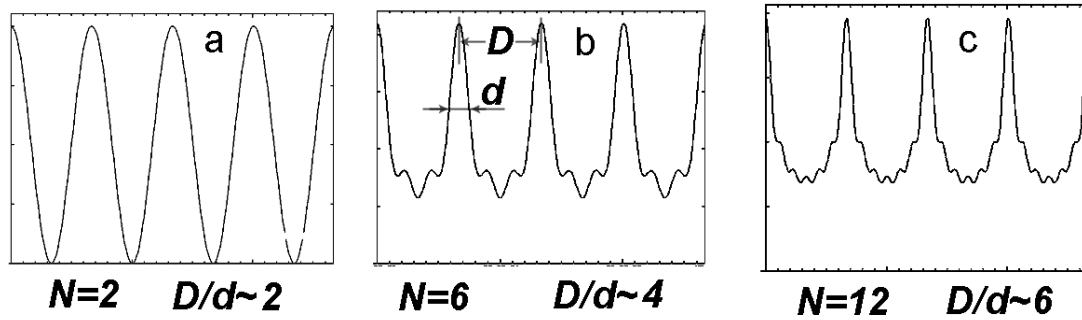


Рис. 2. Изменение временного профиля интерференционных лепестков при увеличении количества когерентных лучей

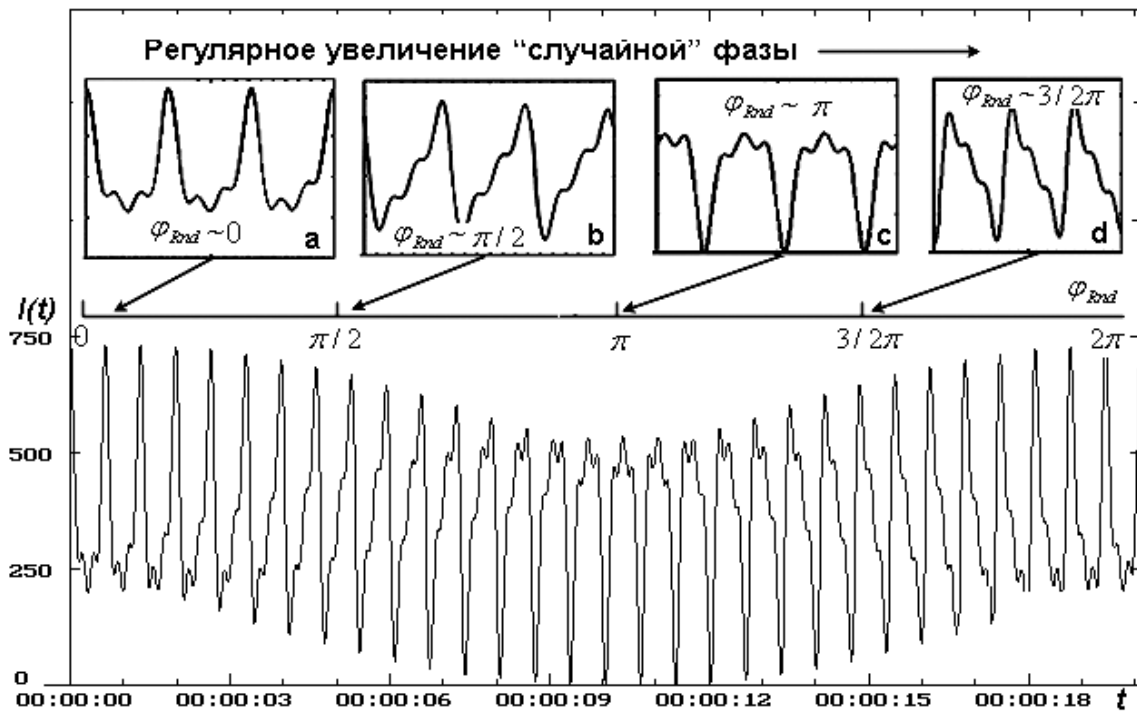


Рис. 3. Влияние величины разности фаз φ_{Rnd} на временной профиль интерференционных лепестков

ширине максимума d на уровне половинной мощности равно $D/d = 2$. Если интерферируют 3 пары лучей, то это отношение увеличивается до 4 (рис. 2, панель b), и максимумы интерференции становятся похожи на импульсы излучения. При последующем увеличении числа лучей максимумы становятся еще *уже* и начинают напоминать последовательность коротких спайков (рис. 2, панель c). Рассматривать вариант дальнейшего увеличения количества лучей, по-видимому, не имеет смысла, так амплитуды колебаний убывают с ростом $N(t)$ и их влияние на временной профиль суммарного сигнала становится незначительным.

Для оценки влияния случайной фазы φ_{Rnd} на временной профиль интерференционных лепестков заменим ее случайное значение величиной, равномерно нарастающей в пределах $0 < \varphi_{Rnd} < 2\pi$. Результат вычисления интерференции 3-х пар когерентных лучей показан на рис.3. При малой величине $\varphi_{Rnd} \sim 0$ максимумы похожи на последовательность всплесков излучения (рис. 3, панель a).

В окрестностях значений $\varphi_{Rnd} \sim \pi/2$ сигнал приобретает пилообразный характер (рис. 3, панель b). При этом отношение времени нарастания Δt_H ко времени спада Δt_C зависит от количества интерферирующих лучей $N(t)$ и приблизительно равно $\Delta t_H / \Delta t_C \approx [N(t) - 1]$. Вблизи значений $\varphi_{Rnd} \sim \pi$ сигнал характеризуется появлением глубоких минимумов интенсивности, которые иногда называются всплесками поглощения (рис. 3, панель c). При дальнейшем увеличении φ_{Rnd} в районе значений $3/2\pi$ опять появляется “пила”, но уже с обратным наклоном “зубьев”, а при нарастании φ_{Rnd} до 2π и далее характер пульсаций повторяется.

Показанное на рис. 3 изменение профиля пульсаций соответствует плоскому распределению вероятности. Но разность фаз является композицией распределений двух случайных фаз. Если полагать, что фаза колебаний каждого луча распределена равномерно в пределах $0 < \varphi_{Rnd} < 2\pi$, то распределение разности фаз будет описываться законом Симпсона (Левин, 1960). При этом вероятность появления (относительная частота появления) фазового сдвига в диапазоне $3/2\pi < \varphi_{Rnd} < 2\pi$ оказывается в 3–4 раза меньше, чем частота появления разности фаз в пределах $0 < \varphi_{Rnd} < \pi$. Следовательно, появление “обратной пилы” будет более редким событием, чем появление импульсов “излучения”, “прямой пилы”, или импульсов “поглощения”.

Периодичность пульсаций. Наличие в выражении (1) слагаемого, содержащего косинус, свидетельствует о том, что выходной сигнал может иметь периодические свойства. Однако наличие случайной фазы в аргументе косинуса расширяет спектральные линии, и периодичность становится менее заметной. Например, свойства суммы синусоидальных сигналов *одинаковой* амплитуды со случайной фазой уже при 10-ти слагаемых приближаются к свойствам “белого” шума, т. е. сумма имеет плоский спектр (см., например, Левин, 1960). Но в рассматриваемом нами случае амплитуда спектральных компонент по условию уменьшается обратно пропорционально частоте. Следовательно, спектр сигнала, вычисленный по формуле (1), должен состоять из дискретных “линий” на кратных частотах и непрерывной части, убывающей по мере увеличения частоты. Действительно, в отсутствие случайного компонента (при $\varphi_{Rnd} = \text{const}$) спектр состоит только из линий кратной частоты с гиперболически убывающей амплитудой в полном соответствии с начальными условиями, заданными при вычислениях интерференции 10 пар когерентных лучей (рис. 4, панель b).

Но при изменении случайной фазы тех же 10-ти лучей в диапазоне $0 < \varphi_{Rnd} < 2\pi$ периодичность визуально не обнаруживается (рис. 4, панель a). Спектр амплитуд этого сигнала приведен на рис. 4, панель c. Из-за случайной фазовой модуляции спектральные линии размылись и перестали выделяться на фоне возникших шумов. Но огибающая спектра сохранила гиперболический характер в соответствии с заданным убыванием амплитуд компонент обратно пропорционально их частоте.

Существует множество способов выявления дискретной части спектра (“линий”) на фоне шумов, обладающих различной эффективностью (см., например, Левин, 1960). Например, применение метода Уэлча (1967), реализованного в стандартном программном пакете MatLab7, сглаживает флуктуации спектра и выявляет “линии” на кратных частотах (рис. 4, панель d).

Таким образом, анализ свойств сигнала, проходящего через среду со случайными меняющимися со временем неоднородностями, показывает, что сигнал может приобрести следующие свойства.

1. При когерентности только двух лучей пульсации приблизительно симметричны относительно среднего уровня и их спектр состоит из одной “линии” (квазипериодические пульсации).
2. При возникновении нескольких когерентных пар лучей спектр сигнала содержит несколько “линий” и его огибающая становится гиперболической, а временной профиль пульсаций в зависимости от параметров неоднородностей может напоминать:
 - импульсы “излучения” (кратковременные отклонения сигнала преимущественно в сторону увеличения потока);
 - импульсы “поглощения” (кратковременные отклонения сигнала преимущественно в сторону уменьшения потока);
 - “пилообразные” импульсы (плавное нарастание потока с последующим быстрым спадом интенсивности).

Следует заметить, что термины “излучение” и “поглощение” в данной интерпретации не очень удачны, так как при интерференции происходит перераспределение сигнала в пространстве, а не

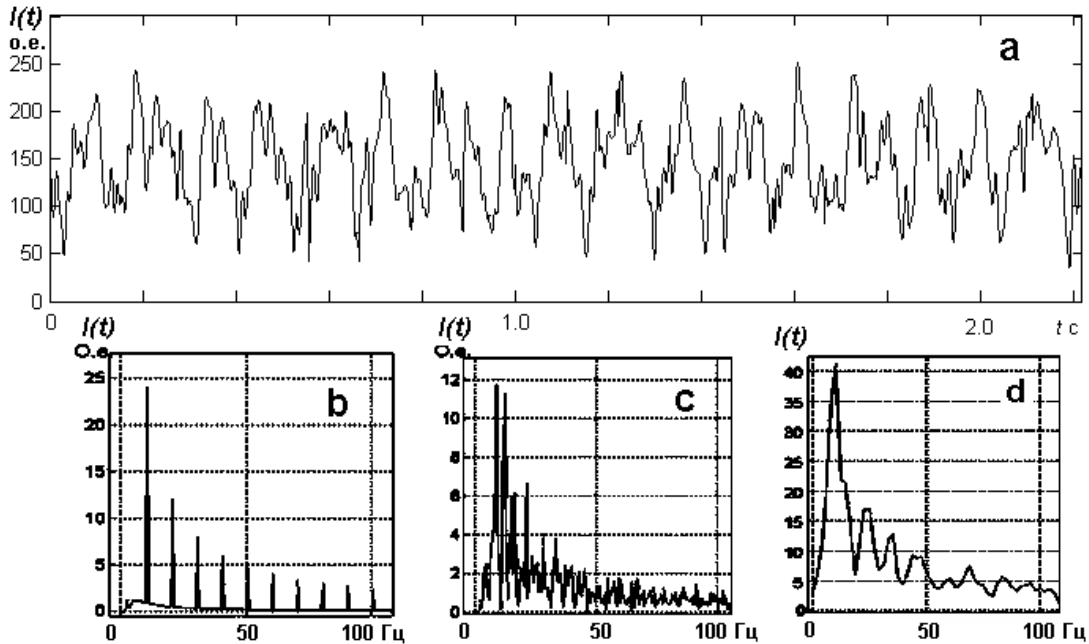


Рис. 4. Фрагмент вычисленной интенсивности $I(t)$ при изменении случайной фазы в пределах $0 < \varphi_{Rnd} < 2\pi$ визуально не содержит заметной периодичности (панель а). Дискретный спектр этого сигнала (панель b) размывается случайной фазовой модуляцией (панель c), а линии на нем не выделяются из шумов, но огибающая спектра сохраняет гиперболический характер, соответствующий заданному, по условию убывания амплитуд при повышении частоты. Сглаживание флуктуаций спектра позволяет выявить спектральные линии на фоне шумов (панель d)

его избыточное излучение или поглощение.

3 Сравнение наблюдаемых свойств пульсаций с предсказаниями интерференционной модели

Изложенная в предыдущем разделе гипотеза интерференционного происхождения пульсаций основана на неоспоримых фактах: 1) излучение первичного источника по пути к наблюдателю обязательно пересекает корону, 2) корона неоднородна и турбулентна, 3) прохождение радиоволн через такую среду сопровождается возникновением мерцаний сигнала (подтверждено методом просвечивания), 4) мерцания (в том числе и в оптическом диапазоне) являются результатом интерференции электромагнитных волн. Однако при выводе выражения (1) был сделан ряд упрощений. Поэтому для оценки применимости полученных выше выводов далее приводятся результаты сравнения наблюдаемых свойств пульсаций с предсказаниями математической модели.

3.1 Аппаратура

Наблюдения с миллисекундным временным разрешением проводятся в Крымской обсерватории с 1986 года на двухканальном радиотелескопе, имеющем параболическую антенну диаметром 3 м с электрическим приводом, расположенную для защиты от метеорологических воздействий в радиопрозрачном куполе диаметром 6 м. В фокусе параболоида установлен совмещенный облучатель линейной поляризации, соединенный с радиометрами модуляционного типа. Частоты настройки каналов составляют 2.5 и 2.85 ГГц (длины волн 12.0 и 10.5 см). Ширина диаграммы направленности

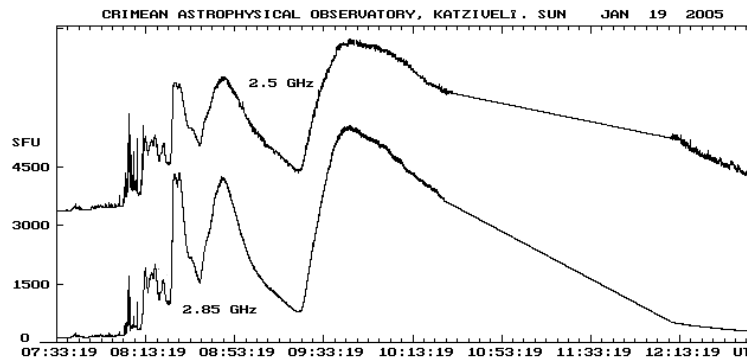


Рис. 5. Общий вид всплеска радиоизлучения 19 января 2005 г. на частотах 2.5 и 2.85 ГГц

радиотелескопа около 3° , антенная температура от невозмущенного Солнца на обеих волнах приблизительно равна $T = 1500$ К. Радиометры имеют полосу пропускания 40 МГц и чувствительность $\Delta T_a = 0.15$ К при $\tau = 1$ с. Цифровая регистрация в режиме ожидания всплеска производится с частотой 1 Гц, а при обнаружении события включается быстрая регистрация с частотой 100 Гц по каждому каналу. Сигнал квантуется на ± 512 уровней. Получаемые на двух частотах данные сохраняются в одном файле на соседних знаках, так что взаимная привязка данных по времени сохраняется независимо от точности хода часов и при любой манипуляции с исходным файлом.

Наблюдения проводятся ежедневно в течение светлого времени суток. Результаты заносятся в базу данных (в архив на компакт-диске). Система управления базой данных позволяет отыскивать, просматривать и извлекать необходимую цифровую запись в стандартном формате по задаваемым признакам для ее дальнейшей математической обработки.

Малая постоянная времени регистрирующей аппаратуры, необходимая для записи миллисекундных пульсаций, ограничивает чувствительность радиотелескопа. Поэтому для анализа был выбран мощный продолжительный всплеск радиоизлучения, произошедший 19 января 2005 г. Общий вид всплеска показан на рис. 5 (для компактности рисунка кривая на частоте 2.5 ГГц смещена вдоль оси ординат относительно шкалы потока). Интенсивность в максимуме всплеска в 9:48:00 UT на частоте 2.85 ГГц достигала 5000 СЕП (солнечных единиц потока, $1 \text{ СЕП} = 10^{-22} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ Гц})$), т. е. превосходила поток невозмущенного Солнца в 50 раз. Благодаря этому собственные шумы аппаратуры мало влияли на качество записей. Продолжительность всего события составляла около 5 часов. Тонкая временная структура и миллисекундные пульсации наблюдались в первой фазе всплеска с 07:33:19 до 08:20:00 UT. В последующие 4 часа колебания потока были значительными по величине, но не содержали быстрых изменений с характерным временем менее 5 минут, и поэтому эта часть всплеска здесь не рассматривается.

3.2 Формирование пульсаций при интерференции двух лучей

Из-за случайных параметров неоднородностей в некоторые интервалы времени могут существовать только два когерентных луча, которые образуют двухэлементный интерферометр. В таком случае запись интерференционной картины должна быть близка к синусоидальным колебаниям, т. е. характеризоваться периодичностью и симметрией относительно среднего значения (рис. 2, панель а). Естественно, синусоидальность нарушается случайной фазой, которая расширяет полосу частот и форму колебаний.

Тем не менее на записях встречаются участки, которые можно рассматривать как результат интерференции двух лучей (рис. 6). В интервале 8:03:43–8:03:45 UT колебания происходили на частоте 10 Гц (рис. 6, панель а) и были довольно интенсивными. В течение следующих 2-х секунд колебания трудно квалифицировать. По-видимому, это была смесь колебаний разного характера. Затем на интервале 8:03:47–8:03:49 UT опять появились колебания, приблизительно симметричные

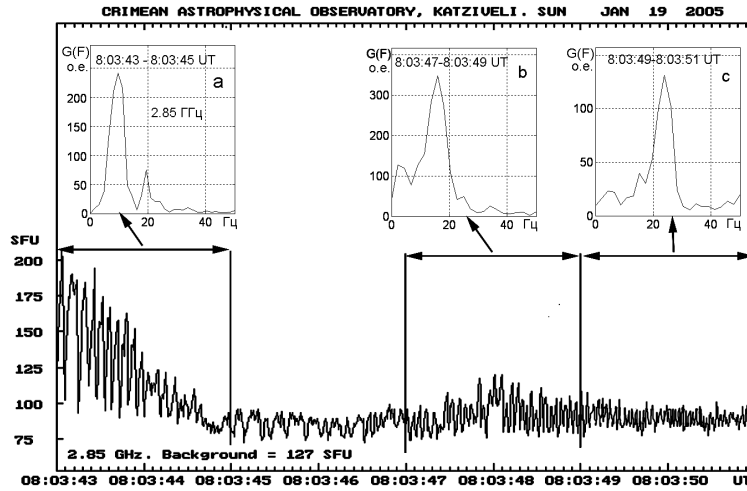


Рис. 6. Периодичность пакетов пульсаций при интерференции двух лучей

относительно среднего уровня, но уже с частотой 15 Гц. В течение последующих 2-х секунд частота колебаний оказалась в среднем около 25 Гц. Таким образом, приведенный участок записи можно рассматривать как три последовательных фрагмента, в течение каждого из которых происходила интерференция только двух лучей. При этом амплитуда интерференционных лепестков уменьшалась по мере повышения порядка (частоты) интерференции приблизительно в соответствии с множителем $a^2(t)/k$, входящим в аналитическое описание сигнала (1). Амплитуда интерференции (ее видимость) зависит от степени когерентности, которая определяется, в свою очередь, разностью хода лучей (принадлежностью к одному цугу волн). Следовательно, по мере увеличения порядка интерференции (разности хода) видимость интерференции должна уменьшаться.

Из-за турбулентности короны можно ожидать, что условия образования только одной пары когерентных лучей не могут существовать продолжительное время и вполне вероятно одновременное существование нескольких пар когерентных лучей.

3.3 Импульсы “излучения”

Некоторые пакеты миллисекундных пульсаций солнечного потока похожи на последовательность импульсов излучения (рис. 7). Характерным признаком таких последовательностей является отклонение потока от среднего значения преимущественно в сторону его увеличения. Спектр амплитуд таких участков записи убывает с частотой (рис. 8, панели a, b). Низшая частота колебаний на рассматриваемом фрагменте составляла около $F_0 \sim 15$ Гц на обеих длинах волн наблюдений. Как было показано выше (рис. 2, панели b и c), подобный характер записи может быть получен в результате перемещения интерференционной картины относительно наблюдателя. Поскольку отношение продолжительности наблюдавшихся импульсов d к величине интервала D между ними было равно приблизительно $D/d \sim 4$, то на этом основании можно полагать, что количество интерферирующих лучей в течение образования этой последовательности пульсаций было около $N(t) = 6$. Отклонение длительности двух соседних импульсов почти вдвое свидетельствует о том, что их случайная фаза варьировала в широких пределах. Поэтому будем полагать, что она изменялась в диапазоне $0 < \varphi_{Rnd}(t) < 2\pi$. Для предварительной оценки характера интерференционной картины изменение со временем разности фаз на интервале наблюдений было принято линейным $\Delta\varphi(t) = 2\pi F_0 t$. При указанных значениях параметров вычисления с помощью выражения (1) дают кривую изменения интенсивности интерференционного сигнала $I(t)$, показанную на верхней кривой рис. 7. Спектр амплитуд синтезированного сигнала приведен на рис. 8, панель c.

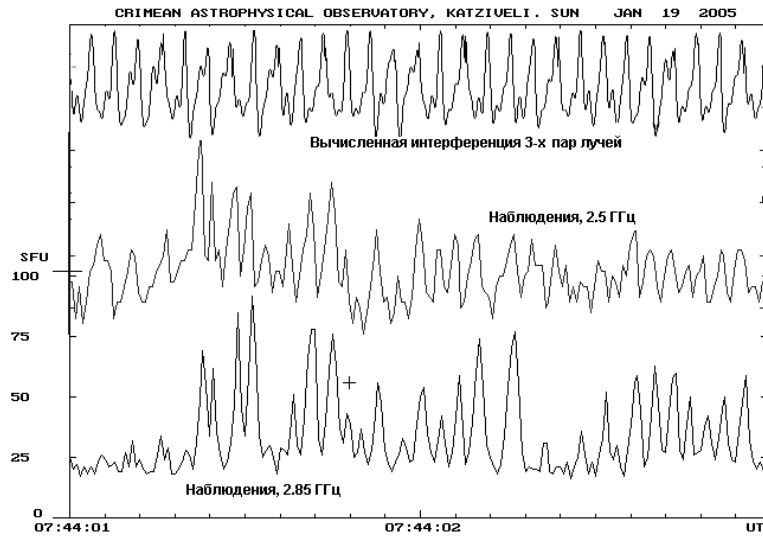


Рис. 7. Наблюдаемые на 2-х частотах миллисекундные пульсации солнечного излучения в виде импульсов “излучения” (нижняя и средняя кривые) и аналитический результат интерференции 3-х пар когерентных лучей (верхняя кривая)

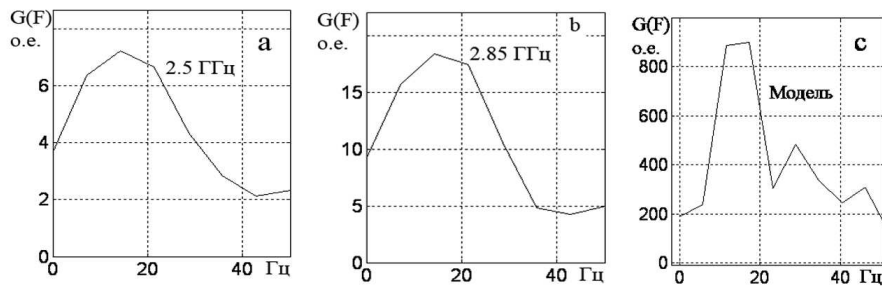


Рис. 8. Плотность спектров амплитуд наблюдаемых пульсаций (панели а, b) и огибающая спектра интерференции 3-х пар когерентных лучей (панель с) убывают с частотой

Сопоставление вычисленной кривой с наблюдаемыми пульсациями позволяет сделать следующие заключения.

1. Интерференция когерентных колебаний кратной частоты со случайной начальной фазой $0 < \varphi_{Rnd}(t) < 2\pi$ создает сигнал, не симметричный относительно среднего значения. Преимущественное отклонение от среднего значения в сторону увеличения интенсивности визуально воспринимается как последовательность импульсов излучения.
2. В отличие от упрощенной модели интерференции длительность наблюдаемых пульсаций сохраняется приблизительно одинаковой лишь в течение интервалов времени менее секунды (например, в интервале 07:44:02.6–07:44:03 UT на рис. 7). Это свидетельствует о том, что перемещение интерференционной картины вызвано не только регулярным вращением Солнца, но, вероятно, и хаотическим движением неоднородностей относительно источника излучения, а также случайными вариациями фазы колебаний.
3. Вариации интенсивности первичного источника излучения при расчете по формуле (1) не учитывались (предполагалось, что $a(t) = const$). Поэтому синтезированная кривая более стационарна, чем наблюдаемые пульсации, что нашло отражение в характере спектра (рис. 8, панель с), на

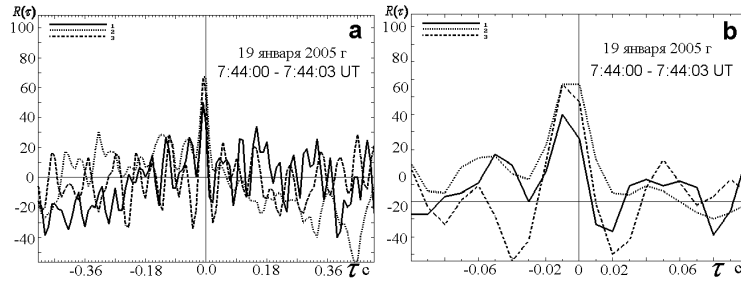


Рис. 9. Взаимная корреляция импульсов “излучения” на частотах 2.5 и 2.85 ГГц

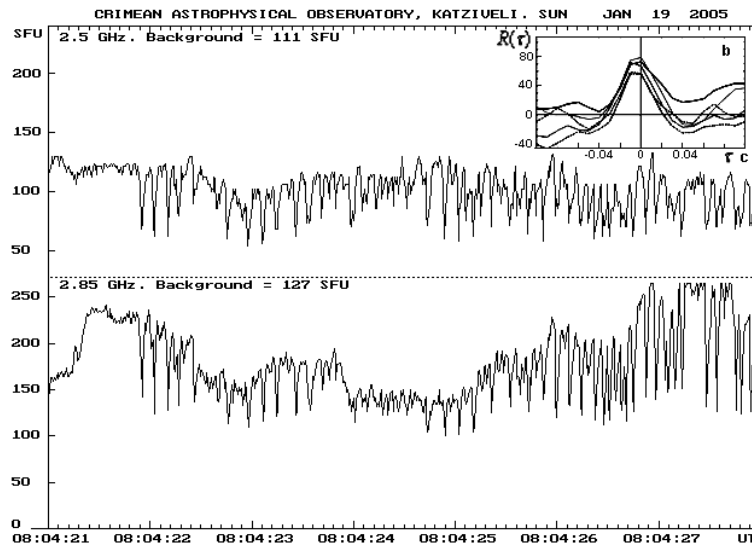


Рис. 10. Импульсы “поглощения” коррелированы на двух частотах наблюдений, но максимум выделения энергии на частоте 2.85 ГГц отстает от максимума энергии на частоте 2.5 ГГц на 5 мс (панель b)

котором при том же усреднении заметны максимумы на кратных частотах.

Еще одной особенностью пакетов импульсов “излучения” является значительная степень взаимной корреляции записей на частотах наблюдений 2.5 и 2.85 ГГц (рис. 9), достигающая 70 % в районе нулевого временного сдвига. Наличие корреляции подтверждается результатами наблюдений других авторов. Например, во время всплеска 21.04.2002 г пульсации были синхронными на частотах наблюдений, отличавшихся приблизительно на 10 % (Чен и Ян, 2007).

Однако по нашим данным колебания оказались не полностью синхронными, имеется сдвиг максимума корреляции на 10 мс (рис. 9, панель b), соответствующий опережению колебаний на частоте 2.5 ГГц относительно колебаний на более высокой частоте 2.85 ГГц. Поскольку это значение сдвига находится на пределе временного разрешения наших записей, то дальнейшее уточнение этого свойства пульсаций не проводилось.

3.4 Импульсы “поглощения”

Из-за отрицательных значений косинуса при некоторых значениях аргумента (полной фазы) в выражении (1) интенсивность сигнала становится меньше интенсивности некогерентной составляющей. В результате, если случайная фаза колебания лучей флуктуирует около величины π , то профиль интерференционных лепестков содержит минимумы вместо максимумов (см. рис. 3, панель

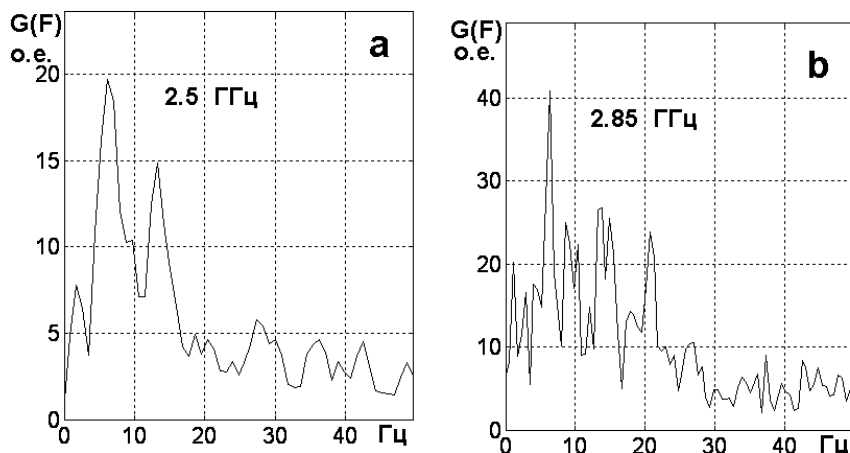


Рис. 11. Спектры импульсов “поглощения” содержат “линии” убывающей амплитуды на приблизительно кратных частотах 6, 12, 20, 28, 36, 42 Гц

с). Такой характер пульсаций интенсивности солнечных всплесков действительно наблюдается в течение некоторых интервалов времени. На рис. 10 показан фрагмент записи из архива данных без какой-либо предварительной обработки. Кривые на частотах наблюдений 2.5 и 2.85 ГГц в интервале 08:04:22–08:04:26 UT содержат кратковременные понижения интенсивности (импульсы), которые в литературе иногда называют “всплесками поглощения” (Алтынцев, 2005; Флейшман, Мельников, 1998). В рамках рассматриваемой интерференционной гипотезы образование импульсов “поглощения” возможно только в результате суммирования трех или более пар лучей убывающей амплитуды (см. рис. 3, панель с). Действительно, спектры наблюдаемых импульсов (рис. 11) содержат “линии” убывающей амплитуды на приблизительно кратных частотах 6, 12, 20, 28, 36, 42 Гц, что удовлетворительно соответствует результатам расчета по формуле (1).

В течение последней секунды на рис. 10 характер пульсаций изменился и они стали больше похожи на “пилу” с относительно медленным нарастанием интенсивности и ее последующим быстрым спадом. Заметно возросла также частота пульсаций. В рамках рассматриваемой гипотезы интерференционного происхождения пульсаций такие изменения могут происходить из-за случайных вариаций фазы колебаний, вызванных турбулентностью среды, через которую распространяются радиоволны.

Для вычисления взаимной корреляции (ВК) запись была разделена на 5 не перекрывающихся фрагментов продолжительностью 1 с, и для каждого из них была вычислена функция ВК. Все полученные ВК показаны на одном графике на рис. 10, панель b, и свидетельствуют о том, что импульсы “поглощения” на соседних частотах 2.5 и 2.85 ГГц имеют степень корреляции 70–80%. Максимумы функций ВК сдвинуты в сторону опережения выделения энергии на частоте 2.5 ГГц. Если оценивать сдвиг линии симметрии ВК, то он оказывается равным приблизительно 5 мс. Это меньше разрешающей способности наших данных, полученных с интервалом дискретизации 10 мс.

Можно ожидать, что на некоторых фрагментах сдвиг ВК окажется еще меньше. В таком случае максимум ВК исчезнет из-за недостаточной разрешающей способности данных, а не в результате отсутствия корреляции на двух частотах. По-видимому, подобная ситуация произошла во время регистрации пакета пульсаций в интервале 8:11:02–8:11:12 UT (рис. 12). Весь интервал был разделен на двухсекундные фрагменты, и было вычислено 5 функций ВК (рис. 12, панель b). Ни на одном фрагменте взаимная корреляция не превышала статистических флуктуаций, вызванных случайным характером сигнала.

Однако этот пример не доказывает однозначно, что отсутствие корреляции связано с недостаточной разрешающей способностью данных, а не с изменением механизма образования пульсаций.

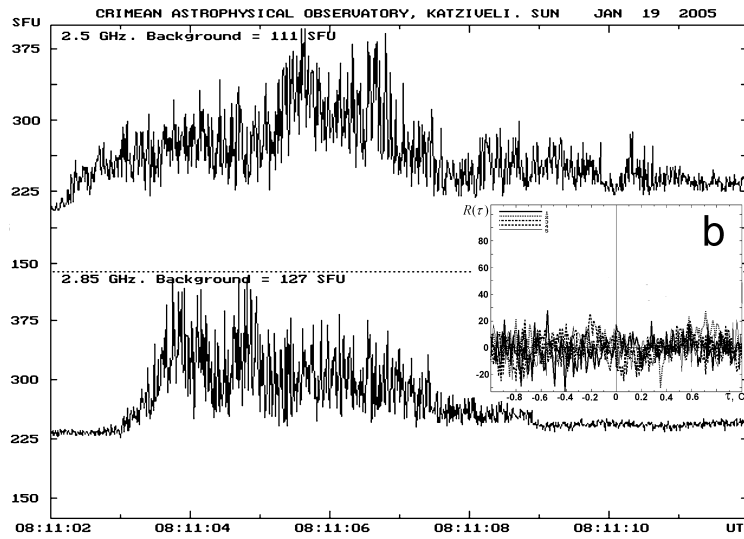


Рис. 12. Участок записи, на котором отсутствует взаимная корреляция пульсаций

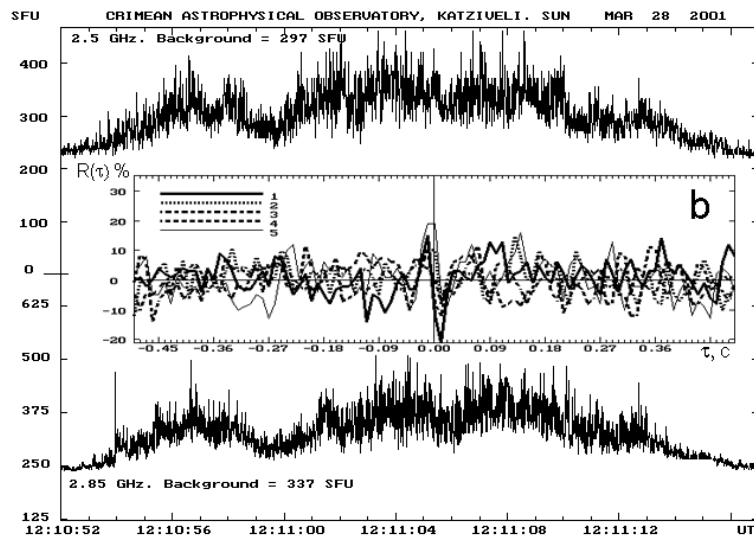


Рис. 13. Пульсации во время всплеска 28 марта 2001 г., функция взаимной корреляции между которыми (панель b) была искажена из-за недостаточной разрешающей способности данных.

Поэтому на рис. 13 приведен пример другого пакета пульсаций, происшедших во время всплеска 28 марта 2001 г., на котором недостаточное временное разрешение данных проявилось более отчетливо в виде знакопеременной величины функции ВК, прилегающей к временному сдвигу $\tau = 0$. По-видимому, обсуждаемое в литературе разногласие по вопросу наличия (Кузнецов, 2007; Чен и Ян, 2007) или отсутствия (Чернов и др., 2003, 2005) корреляции пульсаций на соседних частотах можно объяснить не всегда достаточным временным разрешением использованных данных.

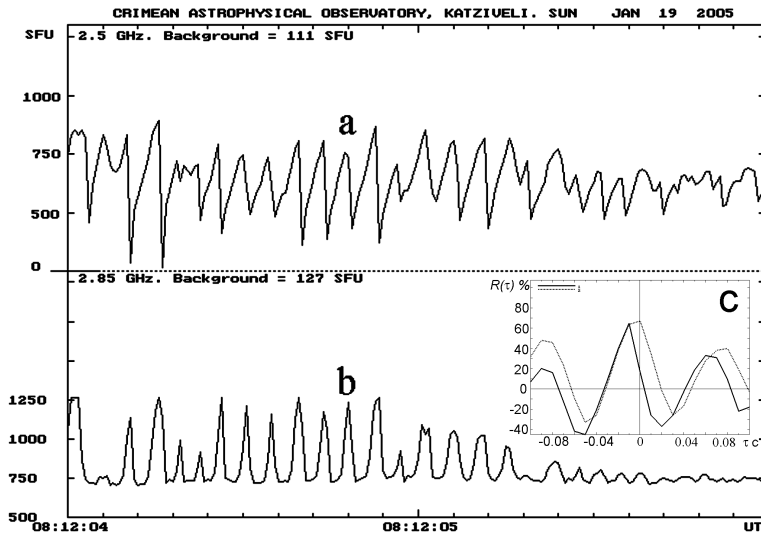


Рис. 14. Пилообразные пульсации на частоте 2.5 ГГц (а), импульсы “излучения” на частоте 2.85 ГГц (б) и взаимная корреляция этих записей (панель с)

3.5 Пилообразные пульсации с плавным нарастанием и быстрым спадом интенсивности

Параметры неоднородностей меняются относительно медленно, так как это связано с перемещением массы вещества короны. Поэтому случайная фаза может в течение нескольких периодов интерференции оставаться почти неизменной. Если, например, в течение времени наблюдений между когерентными парами лучей фазовый сдвиг примерно равен $\varphi_{Rnd} \sim \pi/2$, то выражение (1) можно переписать в виде:

$$I(t) = 2 \sum_{k=1}^{N(t)/2} a^2(t)/k - 2 \sum_{k=1}^{N(t)/2} a^2(t)/k \sin[k\Delta\varphi(t)].$$

При $N(t) \rightarrow \infty$ это выражение описывает спектр пилообразного сигнала (Бронштейн, Семендяев, 1953), состоящий из линий кратной частоты убывающей амплитуды. Особенность сигнала заключается в том, что в окрестностях $\Delta\varphi(t) \sim 2\pi$ происходит резкое уменьшение интенсивности из-за вычитания когерентной добавки из некогерентной части сигнала. Такой характер сигнала должен проявляться уже при интерференции всего трех пар когерентных лучей (рис. 2, панель b), но скорость спада интенсивности тем выше, чем больше интерферирующих лучей.

Пример пилообразных пульсаций показан на рис. 14. Чаще всего пилообразный сигнал регистрируется одновременно на обеих частотах наблюдений. Но показанный на рис. 14 интервал записи отличается тем, что одновременно происходившие пульсации на частоте 2.85 ГГц не были пилообразными, а выглядели импульсами “излучения”. Это различие временных профилей можно рассматривать как результат разного набега фазы на двух соседних частотах из-за зависимости показателя преломления плазмы от частоты (из-за дисперсии). В пользу одинакового (интерференционного) механизма образования пилообразного сигнала и импульсов “излучения” свидетельствует высокая степень взаимной корреляции пульсаций (рис. 14, панель с). Для формирования пилообразного сигнала разность фаз колебаний на двух частотах должна быть около $\pi/2$, а для импульсов излучения – около 0 (см. рис. 2.). Если в данный момент на частоте 2.5 ГГц образуется “пила” и фазовый сдвиг равен $\pi/2$, то на более короткой волне 2.85 ГГц плазма “прозрачнее” и фазовый сдвиг меньше (ближе к 0), в результате чего формируются импульсы “излучения”. Так как фазовая скорость электромагнитных волн в плазме меньше для коротких волн, а образование интерференции чувствительно именно к фазе колебаний, то становится понятным причина отставания на 5-10 мс

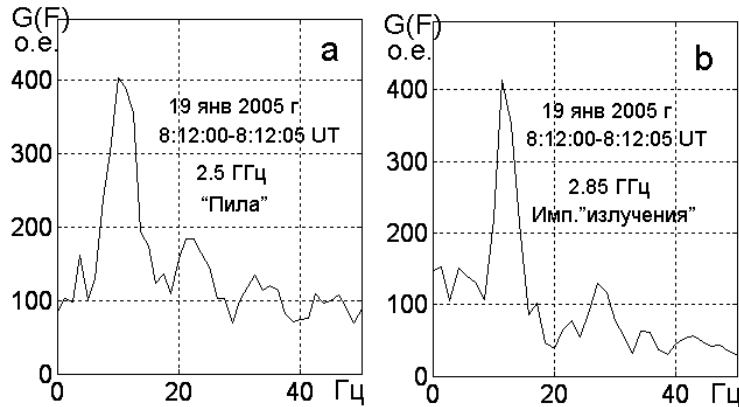


Рис. 15. Спектр пилообразного сигнала на частоте 2.5 ГГц (панель а) и спектр одновременно происходивших на частоте 2.85 ГГц импульсов “излучения” (панель б)

максимума функции взаимной корреляции на частоте 2.85 ГГц относительно максимума на частоте 2.5 ГГц (рис. 14, панель с).

Спектр пилообразного сигнала на частоте 2.5 ГГц состоял из “линий” убывающей амплитуды на кратных частотах 11, 22, 34 и 45 Гц (рис. 15, панель а). Это свойство соответствует результатам анализа временного профиля пульсаций при их интерференционном происхождении. Спектр одновременно происходивших на частоте 2.85 ГГц импульсов “излучения” содержал две заметные “линии” на кратных частотах приблизительно 12 и 24 Гц (рис. 15, панель б). Различие временных профилей пульсаций на двух частотах наблюдений связано, вероятно, с различием фазовых соотношений между спектральными компонентами из-за дисперсии корональной плазмы.

4 Заключение

Известно, что прохождение радиоволн через неоднородную турбулентную корону сопровождается возникновением мерцаний сигнала, которые являются результатом интерференции электромагнитных волн. На основе этих наблюдательных фактов рассмотрена гипотеза интерференционного происхождения миллисекундных пульсаций микроволнового радиоизлучения солнечных вспышек. Показано, что временной профиль пульсаций зависит от разности фаз интерферирующих лучей и может выглядеть как импульсы “излучения” или “поглощения”, либо может иметь пилообразную форму с медленным нарастанием и быстрым спадом. Проведено сравнение наблюдаемых свойств пульсаций с предсказаниями модели, которое показало, что:

- 1) на протяжении коротких интервалов времени длительностью 10–2 с пульсации обладают периодическими свойствами и следуют с частотой 6–20 Гц;
- 2) преимущественное отклонение от среднего значения в сторону увеличения интенсивности удовлетворительно объясняется интерференцией когерентных колебаний кратной частоты со случайной начальной фазой $0 < \varphi_{Rnd}(t) < 2\pi$, хотя такой сигнал визуально воспринимается как последовательность импульсов “излучения”;
- 3) кратковременные понижения интенсивности в литературе называют “всплесками поглощения”, а в рамках рассматриваемой интерференционной гипотезы их образование объясняется суммированием колебаний нескольких когерентных лучей убывающей амплитуды. Спектры наблюдаемых импульсов действительно содержат “линии” на приблизительно кратных частотах 6, 12 и 20 Гц;
- 4) довольно часто наблюдаются пилообразные пульсации с относительно медленным нарастанием и последующим быстрым спадом интенсивности, спектр которых состоит из “линий” убывающей

амплитуды на кратных частотах. При интерференции такой характер колебаний возникает из-за вычитания когерентной добавки из некогерентной части сигнала;

- 5) наблюдаемые пульсации имеют высокую степень корреляции на двух соседних частотах наблюдений 2.5 и 2.85 ГГц, достигающую 80 % даже в том случае, если на одной из частот происходят пилообразные пульсации, а на соседней в это время регистрируются импульсы “излучения”. Это свойство свидетельствует в пользу одинакового интерференционного механизма их происхождения, при котором различие временных профилей объясняется лишь величиной случайного фазового сдвига колебаний.

Таким образом, образование миллисекундных пульсаций микроволнового радиоизлучения солнечных всплесков и их наблюдаемые свойства удовлетворительно объясняются многолучевым рас пространением сигнала, возникающим при пересечении радиоволнами неоднородной турбулентной корональной плазмы.

Литература

- Алтынцев и др. (Altyntsev A.T., Kuznetsov A.A., Meshalkina N.S., Rudenko G.V., Yan Y.) // *Astron. Astrophys.* 2005. V. 431. P. 1037.
- Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука. ГРФМЛ. 1981.
- Аурас и др. (Aurass H., Klein K.-L., Zlotnik E.Ya., Zaitsev V.V.) // *Astron. Astrophys.* 2003. V. 410. P. 1001.
- Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. // *Справочник по математике*. М.: ГИТТЛ. 1953.
- Васильев В.Н., Гуров И.П. // *Компьютерная обработка сигналов в приложении к интерферометрическим системам*. СПб.: БХВ-Санкт-Петербург. 1998.
- Власов В.И., Чашей И.В., Шишов В.И., Шишова Т.Д. // *Геомагнетизм и аэрономия*. 1979. Т. 19. №. 3. С. 401.
- Горелик Г.С. // *Колебания и волны*. М.: ГИФМЛ. 1959.
- Железняков, Злотник (Zhelesnyakov V.V., Zlotnik E.Ya.) // *Sol. Phys.* 1975a. V. 43. P. 431.
- Железняков, Злотник (Zhelesnyakov V.V., Zlotnik E.Ya.) // *Sol. Phys.* 1975b. V. 44. P. 461.
- Зайцев, Степанов (Zaitsev V.V., Stepanov A.V.) // *Sol. Phys.* 1983. V. 88. P. 297.
- Злобек, Карлицкий (Zlobec P. and Karlicky M.) // *Sol. Phys.* 2007. V. 246. P. 419.
- Злотник и др. (Zlotnik E.Ya., Zaitsev V.V., Aurass H., Mann G., Hofmann A.) // *Astron. Astrophys.* 2003. V. 410. P. 1011.
- Калитеевский Н.И. // *Волновая оптика*. М.: “Высшая школа”. 1978.
- Карлицкий и др. (Karlicky M., Barta M., Jiricka K., Meszarosova H., Fernandes F.C.R. & Cecatto J.R.) // *Astron. Astrophys.* 2001. V. 375. P. 638.
- Койперс (Kuijpers J.) // *Astron. Astrophys.* 1975. V. 40. P. 405. Кузнецов А.А. // *Письма в Астрон. журн.* 2007. Т. 33. №. 5. С. 363.
- Кузнецов, Цап (Kuznetsov A.A., Tsap Yu.T.) // *Solar Phys.* 2007. V. 241. P. 127.
- Леденев и др. (Ledenev V.G., Karlicky M., Yan Y., Fu, Q.) // *Sol. Phys.* 2001. V. 202. P. 71.
- ЛаБелье и др. (LaBelle J., Treumann R.A., Yoon P.H., Karlicky M.) // *Astrophys. J.* 2003. V. 593. P. 1195.
- Левин Б.Р. // *Теория случайных процессов и ее применение в радиотехнике*. М.: Сов. Радио. 1960.
- Мальцева, Чернов (Maltseva O.A., Chernov G.P.) // *Kinem. i Fiz. Nebesn. Tel.* 1989. V. 5. P. 39.
- Мольво, Сейер (Mollwo L., Sauer K.) // *Sol. Phys.* 1977. V. 51. P. 435.
- Мольво (Mollwo L.) // *Sol. Phys.* 1983. V. 83. P. 305.
- Мольво (Mollwo L.) // *Sol. Phys.* 1988. V. 116. P. 323.
- Розенберг (Rosenberg H.) // *Sol. Phys.* 1972. V. 25. P. 188.
- Рытов С.М. // *Введение в статистическую радиофизику*. М.: Наука. ГРФМЛ. 1966.

- Севент и др. (Savant H.S., Karlicky M., Fernandes F.C.R., Cecatto J.R.) // *Astron. Astrophys.* 2002. V. 396. P. 1015.
- Уэлч (Welch P.D.) // *IEEE Trans. Audio Electroacoustics.* V. 1. AU-15 (June 1967). P. 70.
- Уингли, Далк (Winglee R.M., Dulk G.A.) // *Astrophys. J.* 1986. V. 307. P. 808. Флейшман Г.Д., Мельников В.Ф. // *УФН.* 1998. Т. 168. №. 12. С.1265.
- Флейшман, Степанов, Юровский (Fleishman G.D., Stepanov A.V., Yurovsky Yu.F.) // *Sol. Phys.* 1994. V. 153. P. 403.
- Фу и др. (Fu Q., Ji H., Qin Z., Xu Z., Xia Z. et al.) // *Solar Phys.* 2004. V. 222. P. 167.
- Чен и Ян (Bin Chen and Yihua Yan) // *Solar Phys.* 2007. V. 246. N. 2. P.431.
- Чернов (Chernov G.P.) // *Soviet Astron.* 1976. V. 20. P. 582.
- Чернов (Chernov, G.P.) // *Soviet Astron.* 1989. V. 20. P. 582.
- Чернов (Chernov G.P.) // *Sol. Phys.* 1990. V. 130. P. 75.
- Чернов (Chernov G.P.) // *Astron. Lett.* 1997. V. 23. P. 827.
- Чернов и др. (Chernov G.P., Yasnov L.V., Yan Y. and Q.Fu.) // *Chin. J. Astron. Astrophys.* 2001a. V. 1. №. 6. P. 525.
- Чернов и др. (Chernov G.P., Fu Q.J., Lao D.B., Hanaoka Y.) // *Sol. Phys.* 2001b. V. 201. P. 153.
- Чернов и др. (Chernov G.P., Yan Y. and Fu Q.) // *Astron. Astrophys.* 2003. V. 406. P. 1071.
- Чернов и др. (Chernov G.P., Yan Y., Fu Q. and Tan Ch.) // *Astron. Astrophys.* 2005. V. 437. P. 1047.
- Чернов и др. (Chernov G.P., Sych R.A., Yan Y., Fu Q., Huang G., Wang D.-Y., Wu H.) // *Solar Phys.* 2006. V. 237. P. 397.
- Чюдери и др. (Chiuderi C., Giachetti R., Rosenberg H.) // *Solar. Phys.* 1973. V. 33. P. 225.
- Яснoв, Карлицкий (Yasnov L.V., Karlicky M.) // *Solar. Phys.* 2004. V. 219. P. 289.
- Юровский Ю.Ф. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 2008. Т. 104. №. 3–4. С. 213.