

УДК 523.9

Образование зебра-структуры солнечных микроволновых всплесков в результате распространения радиоволн через неоднородную корону

Ю. Ф. Юровский

НИИ “Крымская астрофизическая обсерватория”, 98409, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 20 января 2008 г.

Аннотация. Динамический спектр радиоизлучения используется для диагностики геоэффективности солнечных вспышек. В некоторые интервалы времени спектр содержит почти параллельные узкополосные полосы излучения, называемые зебра-структурой. Опубликовано множество гипотез ее происхождения, но все они не учитывают изменение параметров сигнала при его распространении через солнечную корону. Проведенный нами анализ показал, что эффекты распространения формируют динамический спектр, содержащий зебра-структуру. Показано, что свойства моделированного спектра совпадают с основными свойствами наблюдаемого спектра. Выяснено, что “спайковая” структура полос является естественным следствием интерференции радиоволн и ее существование рассматривается как свидетельство в пользу интерференционной природы образования зебра-структуры. Следовательно, зебра-структура может образоваться не в самом источнике излучения, а может возникнуть в результате распространения волн через неоднородную рефракгирующую среду солнечной короны.

FORMATION OF ZEBRA-PATTERNS OF SOLAR MICROWAVE BURSTS DUE TO THE PROPAGATION OF RADIO WAVES THROUGH INHOMOGENEOUS CORONA, *by Yu.F. Yurovsky.* The dynamic spectrum of radio emission is used for diagnostics of geoeffectivity of the solar flares. Some times the spectrum contains almost parallel narrow band strips of radiation, named as a zebra-structure. The great number of hypotheses of their origin is published, but all of them does not take into account the change of signal parameters due to its propagation through the solar corona. The analysis conducted here showed that effects of propagation formed a dynamic spectrum containing the zebra-structure. It is shown that properties of the modeled spectrum coincide with basic features of the spectrum observed. It is found out that the “spike” structure of strips is a natural property of radio wave interference and its existence indicates the interference nature of formation of the zebra-pattern. Consequently the zebra-structure can be formed not in a source of emission, but can arises up as a result of radio wave propagation through the inhomogeneous refractive coronal medium.

Ключевые слова: всплески радиоизлучения, динамический спектр, зебра-структура

1 Введение

Солнечные вспышки сопровождаются комплексом геофизических явлений. Увеличивается уровень ионизирующей радиации (ультрафиолет, рентген), воздействующей на ионосферу, что приводит к

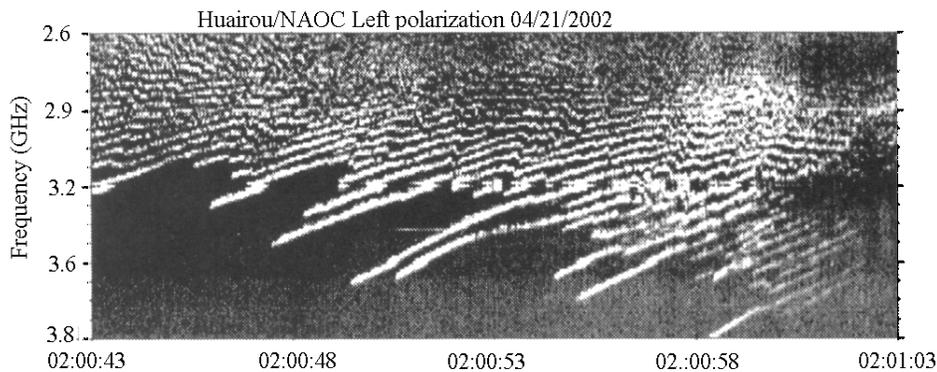


Рис. 1. Зебра-структура динамического спектра радиовсплеска 21 апреля 2002 г. (Фу и др., 2004)

прекращению радиосвязи. Меняется толщина озонового слоя, задерживающего ультрафиолетовое излучение. Наблюдается усиление интенсивности космических лучей (релятивистских протонов), пополняющих радиационные пояса Земли. Корпускулярный поток вызывает магнитные бури и полярные сияния. Эти изменения влияют на условия жизни на Земле и на практическую деятельность человечества. Поэтому прогнозирование “космической погоды” в окрестностях Земли имеет важное значение. Однако для надежного прогнозирования и диагностики вспышек необходимо знать, как наблюдаемые параметры явления связаны с физическими процессами, протекающими во время вспышки.

Вспышечное возмущение распространяется из нижних слоев солнечной атмосферы наружу и последовательно пересекает уровни, с которых выходит радиоизлучение на данной частоте. Наблюдается зависимость интенсивности от частоты со временем – динамический спектр. Спектр содержит информацию о параметрах среды, через которую проходит возмущение. При повышении разрешающей способности аппаратуры по частоте и по времени на динамическом спектре выявляются тонкие детали. Например, в некоторых случаях на спектре появляются почти равноотстоящие полосы, называемые зебра-структурой (рис. 1).

В многочисленных гипотезах происхождения такой структуры утверждается, что она возникает в самом источнике излучения (Алтынцев и др., 2005; Аукас и др., 2003; Железняков, Злотник, 1975а, 1975б; Зайцев и Степанов, 1983; Злобек и Карлицкий, 2007; Злотник и др., 2003; Карлицкий и др., 2001; Койперс, 1975; Кузнецов, 2007; Кузнецов и Цап, 2007; Леденев и др., 2001; ЛаБелье и др., 2003; Мальцева и Чернов, 1989; Мольво и Сейер, 1997; Мольво, 1983, 1988; Розенберг, 1972; Севент и др., 2002; Уингли и Далк, 1986; Чернов, 1976, 1989, 1990, 1997; Чернов и др., 2001а, 2001б, 2003, 2005, 2006; Чен и Ян, 2007; Чюдери и др., 1973; Яснов и Карлицкий, 2004). Предполагается, что затем излучение источника попадает непосредственно на спектрограф, не подвергаясь изменениям в среде распространения. Однако в действительности излучение источника на пути к наблюдателю проходит через неоднородную солнечную атмосферу. Неоднородности искажают фазовый фронт волны, что приводит к многолучевому распространению. В точке наблюдений лучи складываются с учетом их разности фаз. Так как неоднородности меняются со временем, то возникает модуляция интенсивности суммарного сигнала. Поэтому излучение космических источников заведомо неизменного уровня начинает мерцать при пересечении солнечной короны. Эффект мерцания используется в радиоастрономии для изучения свойств короны и межпланетного пространства методом просвечивания (Власов и др., 1979). Индекс мерцания возрастает по мере приближения луча зрения к диску Солнца и доходит до насыщения (до 100 %) на расстоянии 1–2 радиусов Солнца (рис. 2). Вспышечное радиоизлучение пересекает всю корону и поэтому можно полагать, что оно также может мерцать при некоторых условиях. Таким образом, в точке наблюдений сигнал может состоять из собственных вариаций интенсивности источника, промодулированных эффектами распространения.

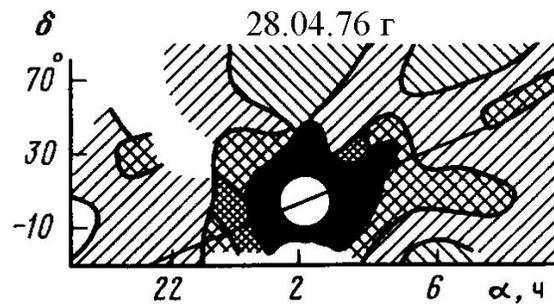


Рис. 2. Мерцание интенсивности космических источников на неоднородностях солнечной короны (Власов и др., 1979)

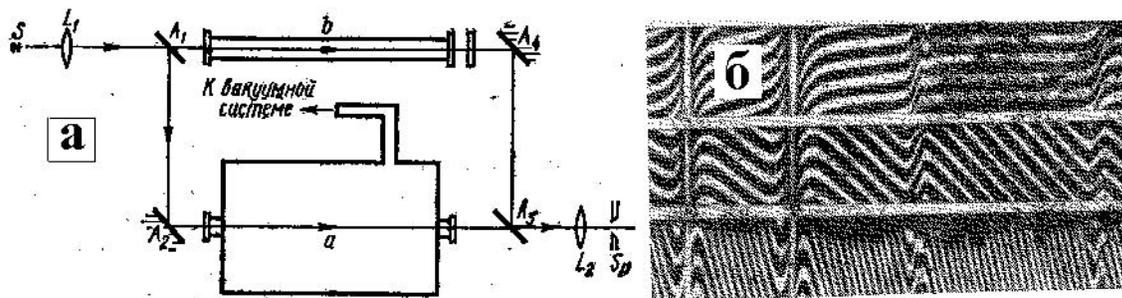


Рис. 3. Схема интерферометра Рождественского (а). Зебра-структура спектра (б) возникает на выходе спектрографа из-за разности хода интерферирующих волн

Суть эффектов распространения заключается в возникновении множества лучей из-за рефракции на неоднородностях среды и последующего сложения колебаний этих лучей в точке приема с учетом разности фаз. Лучи попадают в точку наблюдений по различным траекториям и в связи с этим пересекают области среды, имеющие различный показатель преломления из-за ее неоднородности. Спектр результирующего сигнала получается состоящим из множества полос, “дрейфующих” по частоте (рис. 3,б) и его параметры используются в промышленных рефрактометрах оптического диапазона (рис. 3,а) для исследования свойств среды, через которую проходят волны.

Например, наблюдение зебра-структуры спектра может осуществляться с помощью интерферометра Рождественского, в котором результат интерференции регистрируется спектрографом (Калитеевский, 1978). Лабораторная установка (рис. 3,а) состоит из источника света S с непрерывным спектром, коллиматора L_1 , создающего параллельный пучок лучей, полупрозрачных зеркал A_1 и A_3 , одно из которых (A_1) разделяет сигнал на два когерентных луча, а второе (A_3) – сводит их вместе после того, как они прошли по различным путям (один – через вакуум в кювете b , другой – через кювету a , содержащую исследуемое вещество с показателем преломления n , отличным от единицы. Результат интерференции волн проектируется объективом L_2 на щель спектрографа Sp . В фокальной плоскости спектрографа помещается фотопластинка, на которой регистрируется характер спектра. Фаза суммирующихся колебаний зависит от разности хода лучей. При разности хода кратной четному количеству полуволн образуются максимумы интерференции, а минимумы соответствуют нечетному количеству полуволн. Так как длина волны изменяется по диапазону спектрографа, то количество полуволн, уместяющихся на разности хода, тоже меняется, и спектр оказывается состоящим из чередующихся, “дрейфующих” по частоте светлых и темных полос (рис. 3,б). Именно такой характер спектра в солнечной радиоастрономии принято называть зебра-структурой. Таким

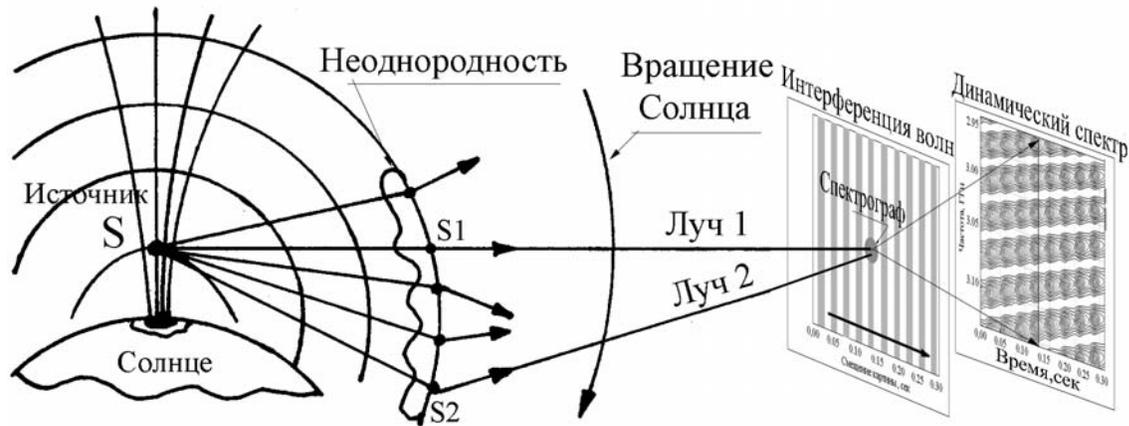


Рис. 4. Результат интерференции радиоволн, прошедших через солнечную корону

образом, лабораторные опыты показывают, что зebra-структура спектра может образоваться в результате интерференции волн, а не в результате генерации каждой полосы отдельным источником излучения в узком диапазоне частот.

Поскольку в литературе рассматривается образование зebra-структуры только за счет собственных свойств источника, то в этой работе рассматривается влияние условий распространения радиоволн на регистрируемый сигнал. Во втором разделе выясняются условия, при которых возможна интерференция радиоволн, излучаемых вспышечным всплеском, и приводится математическое описание возникающего динамического спектра. В третьем разделе оцениваются численные величины, необходимые для вычисления спектра интерферирующих волн. В четвертом разделе показано, что свойства вычисленного спектра объясняют основные особенности наблюдаемой зebra-структуры. В Заключении кратко излагаются выводы о возможном механизме образования зebra-структуры за счет эффектов распространения радиоволн в неоднородной плазме солнечной короны.

2 Методика вычисления динамического спектра интерферирующих радиоволн

Рассмотрим результат распространения радиоволн через солнечную корону (рис. 4). Будем исходить из принципа лучевой трактовки задачи, полагая, что размеры солнечных образований намного превосходят изучаемую длину волны. Пусть вспышечный источник S излучает непрерывный спектр. В течение наблюдений спектральная интенсивность на частоте f из-за эволюции вспышечного процесса может медленно меняться со временем t по некоторому закону

$$A(f, t). \quad (1)$$

Излучение источника по пути к наблюдателю пересекает ионизированную солнечную атмосферу с показателем преломления, зависящим от частоты:

$$n(f) = \sqrt{1 - \frac{f_L^2}{f^2}}, \quad (2)$$

где f_L – собственная (ленгмюровская) частота плазмы, f – частота, принимаемая спектрографом в выбранный момент времени t_i . Следовательно, радиоволны проходят через рефрагирующую среду, обладающую дисперсией.

Известно, что в солнечной атмосфере имеются неоднородности электронной концентрации. При прохождении через неоднородность фронт волны искажается и возникает множество лучей, идущих

в случайных направлениях. Выберем из них два луча S_1 и S_2 , попадающих в точку наблюдений и поступающих на антенну (“цель”) спектрографа, где они суммируются с учетом разности их фаз $\varphi(f, t)$, возникающей из-за разности хода лучей $Rx(f, t)$, прошедших различный путь. Для упрощения будем полагать, что амплитуды электромагнитных колебаний лучей одинаковы и равны a .

Интенсивность суммарного сигнала в точке приема записывается в виде (Калитеевский, 1978):

$$I(f, t) = 4a^2 \cos^2[\varphi(f, t)/2]. \quad (3)$$

Разность фаз $\varphi(f, t)$ можно выразить в радианах через разность хода и длину волны в виде:

$$\varphi(f, t) = \pi \cdot \text{frac}(Rx(f, t)/\lambda),$$

где оператор *frac* обозначает выделение дробной части частного (отбрасываются изменения фазы, кратные целому количеству 2π). Если апертура интерференции отвечает условию $l_S \cdot \tan\theta \leq \lambda/4$ (Калитеевский, 1978), то в плоскости наблюдений возможно возникновение интерференционной картины. Здесь приняты следующие обозначения:

l_S – линейный размер источника излучения,

θ – апертура интерференции (угол, под которым виден источник наблюдателю),

$$\lambda = \frac{\lambda_o}{n(f)} \quad (4)$$

– длина волны в плазме,

$\lambda_o = \frac{c}{f}$ – длина волны в свободном пространстве, соответствующая частоте f ,

$c \approx 3 \cdot 10^8$ км/с – скорость света.

Сначала рассмотрим интерференцию лучей в некоторый фиксированный момент времени $t_i = \text{const}$. Это соответствует неизменности условий наблюдения, т. е. взаимное расположение элементов рассматриваемой схемы постоянно, а плазма “заморожена”. В результате получается аналог интерферометра Рождественского, изображенный на рис. 3,а.

Пусть в момент t_i на разности хода $Rx(f, t_i)$ уместится целое количество волн $m = Rx(f, t_i)/\lambda_1$ длиной λ_1 (четное количество полуволен частоты f_1). Тогда на спектре возникнет максимум интенсивности из-за сложения колебаний лучей в фазе. При изменении (например, при уменьшении) частоты спектрографа длина волны возрастает и на разности хода $Rx(f, t_i)$ будет уместиться меньше волн. Когда их снова станет целое число $(m-1)$ (на одну меньше), то на частоте f_2 наступит следующий ближайший максимум $(m-1) = Rx(f, t_i)/\lambda_2$. При дальнейшем изменении частоты спектрографа на спектре появится множество максимумов интенсивности, разделенных минимумами на тех частотах, где разность хода составляет нечетное количество полуволен. Если при этом смещать “фотопластинку” спектрографа по оси времени (рис. 4), то на ней получатся полосы, параллельные этой оси. Расстояние по частоте между полосами будет равно $\Delta f_p = f_2 - f_1$.

Так как рассматриваются соседние полосы, то разность частот между ними мала и составляет около 1 % (см. численные оценки в следующем разделе). Поэтому для упрощения выкладок примем значение разности хода Rx одинаковым в обеих полосах. На этом основании запишем: $m \cdot \lambda_1 = (m-1) \cdot \lambda_2$. Далее находим $m = \lambda_2/(\lambda_2 - \lambda_1)$ и отсюда определяем $Rx(\lambda) = m \cdot \lambda_1 = \lambda_2 \cdot \lambda_1/(\lambda_2 - \lambda_1)$. В связи с тем, что шкалу динамического спектра принято выражать в единицах частоты, то переведем длины волн в частоту с учетом зависимости длины волны $\lambda(f) = c/(f \cdot n(f))$ от показателя преломления $n(f)$, и получим выражение для расчета разности хода в фиксированный момент времени t_i в окрестностях частоты f_1 :

$$Rx(f_1, t_i) = c/(n(f_1) \cdot \Delta f_p). \quad (5)$$

Для изучения динамики спектра во времени “разморозим” солнечную атмосферу и условия наблюдений. Известно, что во время вспышки происходит перемещение масс газа в районе активной области. Поэтому можно полагать, что взаимное расположение источника излучения и неоднородности изменяется со временем и это приводит к изменению разности хода лучей. Для оценки величины ожидаемого эффекта рассмотрим динамический спектр на фиксированной частоте f_i , на

которой наблюдается один из максимумов излучения в момент t_1 . Из-за изменения разности хода, вызванной взаимным движением источника и неоднородности, количество волн на разности хода окажется не кратное целому числу и условия появления максимума нарушатся. При этом максимум не исчезнет, а переместится на частоту, длина волны которой уместается на разности хода кратное число раз. Это смещение эквивалентно дрейфу максимума по частоте. При дальнейшем движении корональных образований в том же направлении из-за изменения разности хода на той же частоте f_i опять окажется на единицу меньше (или больше), но целое число волн, и в момент t_2 появится соседний по времени максимум. Таким образом, за интервал времени $\Delta t = t_2 - t_1$ разность хода изменится на одну длину волны. Отсюда находим скорость изменения разности хода $V_{Rx}(t) = \lambda_i / \Delta t$. По мере увеличения t разность хода будет нарастать с указанной скоростью и на фиксированной частоте динамического спектра появится последовательный ряд максимумов. Между ними окажутся минимумы в те моменты, когда на разности хода уместалось нечетное количество полуволн. Общий вид спектра будет представлять собой множество почти равноотстоящих дрейфующих полос, именуемых зебра-структурой. В начальной точке спектра при $t = 0$ на частоте f_{min} разность хода будет равна

$$Rxn(f_{min}, 0) = Rx(f_{min}, t_i) - V_{Rx}(t) \cdot t_i. \quad (6)$$

С возрастанием частоты плазма становится прозрачнее, величина рефракции на неоднородности уменьшается, луч становится более прямым и путь вдоль траектории луча становится короче. Строгий расчет этого эффекта распространения радиоволн сопряжен со значительными трудностями из-за необходимости интегрирования вдоль траектории луча при неизвестном градиенте электронной концентрации. Для упрощения процедуры оценки спектра будем полагать, что разность хода из-за увеличения прозрачности плазмы обратно пропорциональна частоте:

$$Rx(f, t) = Rxn(f_{min}, 0) \cdot f_{min} / f, \quad (7)$$

где f_{min} – начальная частота диапазона динамического спектра.

Поскольку здесь рассматривается результат интерференции волн, то необходимо также учесть перемещение интерференционной картины относительно наблюдателя. Динамический спектр будет модулироваться с частотой пересечения диаграммы направленности антенны интерференционными лепестками. Зебра-полосы окажутся состоящими из последовательности максимумов, называемых в литературе “спайками”. Таким образом, образование тонкой структуры полос является естественным следствием интерференции волн, и ее наблюдение может рассматриваться как доказательство происхождения зебра-спектра за счет распространения радиоволн через неоднородную плазму солнечной короны.

Расстояние между интерференционными максимумами зависит от величины проекции базы D между источниками лучей S_1 и S_2 на направление перемещения наблюдателя. Ориентация базы определяется строением активной области и, по-видимому, может меняться в широких пределах от вспышки к вспышке. На рис. 4 интерференция изображена для случая, при котором направление базы D совпадает с направлением перемещения наблюдателя, но в общем случае угол β между ними может составлять от 0 до 90° . Величина угла будет влиять на частоту модуляции спектра даже при неизменной базе. Непосредственно из наблюдений размер базы D и угол β неизвестны. Измеряется лишь период модуляции P .

Интенсивность сигнала в минимумах интерференционной картины обычно не равна нулю, так как в сигнале могут присутствовать некогерентные компоненты, происхождение которых связано с конечными размерами источника (пространственная когерентность) и конечной полосой пропускания спектрографа (временная когерентность). Поэтому количественно качество интерференционной картины оценивают с помощью функции видимости (Калитеевский, 1978)

$$V_{id} = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \quad (8)$$

где I_{max} , I_{min} – известная из наблюдений интенсивность в максимуме и, соответственно, в минимуме интерференционной картины.

Таким образом, коэффициент модуляции интенсивности полос динамического спектра за счет перемещения по интерференционным лепесткам можно записать в виде (Калитеевский, 1978):

$$a_m(t) = (1 + \cos(\frac{2\pi}{P}t))/2 + Vid. \quad (9)$$

Линейная скорость перемещения интерференционной картины по поверхности Земли V_{int} вычисляется по известной угловой скорости вращения Солнца, орбитальному движению Земли и ее суточному вращению. Так как период следования “спайков” P известен из наблюдений, то расстояние между интерференционными лепестками на поверхности Земли составляет

$$\Delta l = V_{int} \cdot P. \quad (10)$$

При наблюдениях из двух пунктов, удаленных по долготе на расстояние не кратное Δl , можно ожидать изменение фазы интерференционных лепестков, проявляющееся как изменение моментов появления максимумов “спайков” в пределах $\pm P/2$. При этом увеличение расстояния между пунктами не приводит к нарастанию разности моментов, так как из разности фаз колебаний исключается целое число периодов.

Величина базы D между источниками S_1 и S_2 при $\beta = 0$ определяется как (Калитеевский, 1978)

$$D = R_{orb} \cdot \lambda / \Delta l, \quad (11)$$

где $R_{orb} \approx 1.5 \cdot 10^8$ км – расстояние между Солнцем и Землей.

Из этого выражения следует, что длина базы уменьшается при уменьшении длины волны спектрографа, но пространственный период интерференционной картины, определяемой отношением λ/D , не зависит от этой длины. Следовательно, “спайки” в соседних полосах зебра-структуры должны быть синхронными.

Выражение для расчета динамического спектра сигнала, прошедшего через неоднородную рефрагирующую среду, получается путем объединения соотношений (1–10) и имеет вид:

$$I(f, t) = 4a \cdot A(f, t) \cdot a_m(t) \cdot \cos^2\{\pi \cdot \text{frac}[Rxn(f_{min}, 0) \cdot f_{min}/f + V_{Rx}(t) \cdot t]/\lambda(f)\} \quad (12)$$

3 Вычисление динамического спектра

Геометрическое строение активной области, ее координаты на диске Солнца и положение относительно наблюдателя могут быть различными при каждой вспышке. Соответственно, будут различными условия интерференции и параметры зебра-структуры. Поэтому для определения численных величин, необходимых для расчета спектра, было выбрано конкретное событие, наблюдавшееся 21 апреля 2002 г. на спектрополяриметре Национальной астрономической обсерватории Китая в интервале частот от $f_{min} = 2.6$ ГГц до $f_{max} = 3.8$ ГГц с частотным разрешением 10 МГц и временным разрешением 8 мс (Фу и др., 2004), во время которого была зарегистрирована зебра-структура, состоявшая из множества полос (рис. 5, а, б). Данные о ее свойствах приведены также в публикациях Чернова и др. (2005); Кузнецова (2007); Кузнецова и Цапа (2007); Чена и Яна (2007).

На рис. 5а, б показана запись наблюдений этого события, опубликованная Кузнецовым (2007). Полная продолжительность записи составляла 8.1 с. Оценим разность хода в районе центральной части спектра, где полосы зебра-структуры были наиболее стабильны и многочисленны. “Остановим” время в момент $t_i = 01:50:20$ UT.

Пусть на частоте $f = 3.0$ ГГц показатель преломления равен $n(f) = 0.8$. Тогда ленгмюровская частота (собственная частота плазмы) принимает значение $f_L = f \sqrt{1 - n^2(f)} = 1.8$ ГГц. При этом на частоте f_t текущий показатель преломления $n(f_t) = \sqrt{1 - (1.8/f_t)^2}$, а текущая длина волны

$$\lambda_t = \frac{c}{f_t \cdot n(f_t)}.$$

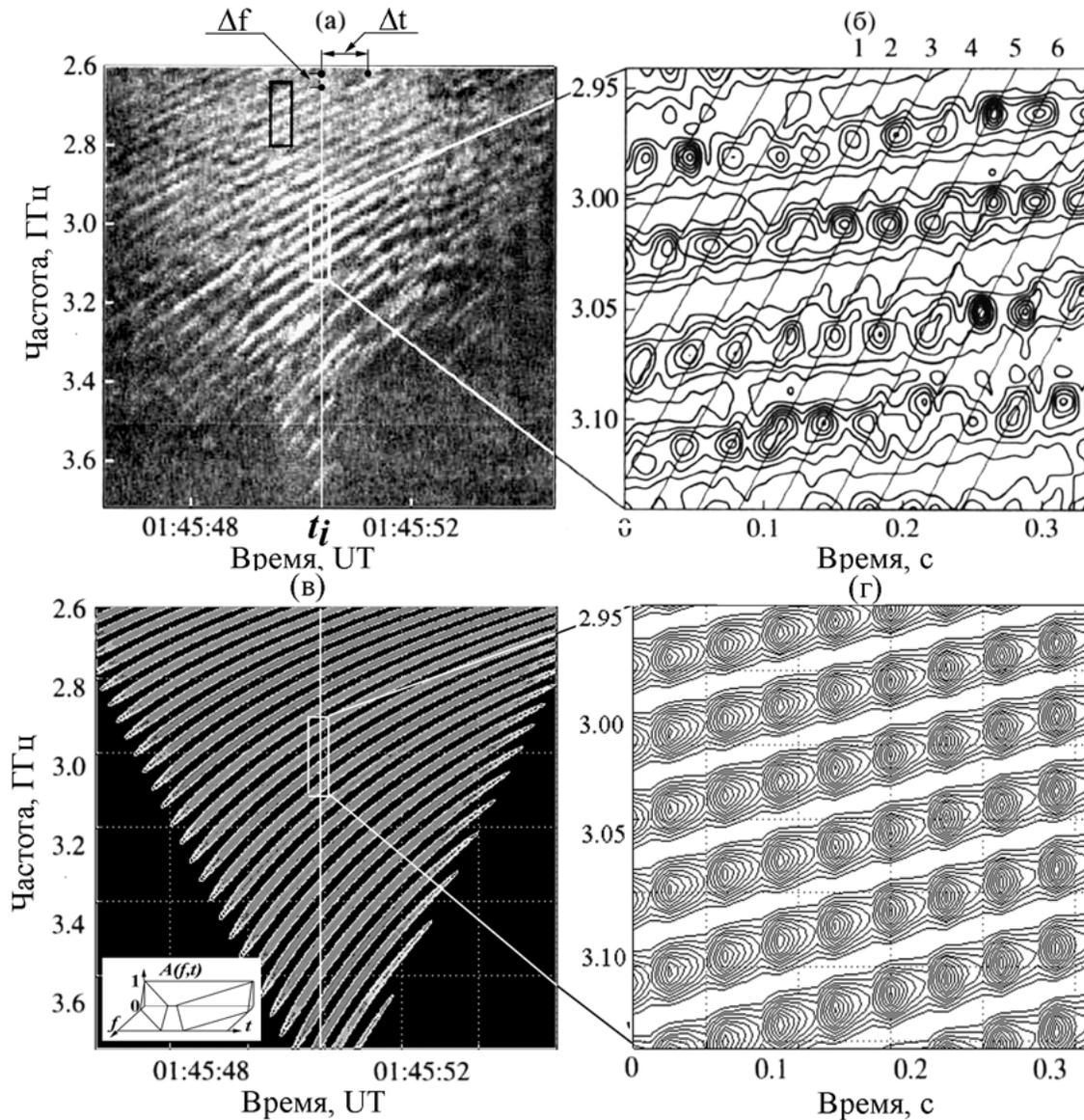


Рис. 5. Динамический спектр события 21 апреля 2001 г. (а, б) и вычисленный спектр сигнала, прошедшего через корону (в, г)

Расстояние Δf_p между максимумами полос на наблюдаемом спектре увеличивается по мере роста частоты систематически, но не равномерно, а с некоторыми флуктуациями. Возможно, это связано с турбулентностью солнечной атмосферы. Поэтому для повышения точности оценки частоты максимумов экспериментальные значения были нанесены на график и затем через полученные точки методом наименьших квадратов была проведена сглаживающая кривая, по которой и определялось усредненное значение частоты. В соответствии с этой методикой первый максимум на рис. 5а в момент t_i наблюдался на частоте $f_{min} \approx 2.624$ ГГц, соседний – на частоте $f_2 \approx 2.654$ ГГц. Отсюда определяем $\Delta f_p = f_2 - f_{min} \approx 0.03$ ГГц и находим разность хода в окрестностях частоты f_{min} в момент времени t_i по формуле (5):

$$Rx(f_{min}, t_i) \approx 1250.$$

Далее выясним параметры спектра на фиксированной частоте в режиме текущего времени. Выберем частоту $f_{min} = 2.624$ ГГц, на которой в момент t_i наступает максимум на первой полосе зебра-спектра (рис. 5а). Будем полагать, что разность хода лучей изменяется со временем либо из-за относительного перемещения источника и неоднородности, либо в связи с изменениями свойств самой неоднородности. В связи с этим через $\Delta t = 0.57$ с на спектре появляется соседний максимум. Поскольку частота фиксирована, то, по-видимому, это изменение вызвано уменьшением разности хода $Rx(f_{min}, t)$ на одну длину волны. Отсюда скорость изменения разности хода

$$V_{Rx}(t) = \lambda_{min}/\Delta t \approx 25/.$$

В начальный момент наблюдений $t_n = 0$ (в левой стороне графика) за 3.83 с от момента t_i согласно данным рис. 5а разность хода была на 6.72 волн меньше и составляла $Rxn(f_{min}, 0) \approx 1154$ см, а затем нарастала с указанной скоростью $V_{Rx}(t) = 25$ см/с по мере увеличения t .

Более подробный фрагмент зебра-структуры, показанный на рис. 5б, свидетельствует о том, что полосы излучения состояли из “спайков”, следующих синхронно на соседних полосах с периодом $P = 0.03$ с (Кузнецов, 2007). Согласно данным Чернова и др. (2005) плотность потока вспышечного всплеска в этом интервале времени составляла около $I_{max} = 1500$ SFU (солнечных единиц потока). Интенсивность (амплитуда) “спайков” была равна приблизительно 100 SFU в центре полосы и уменьшалась почти до нуля в промежутке между соседними полосами (Кузнецов, 2007; Чернов и др., 2005). На основе этих сведений находим видимость интерференционной картины

$$Vid = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \approx 0.032.$$

Поскольку видимость определяет только качество интерференционной картины и не влияет на характер спектра, то для улучшения наглядности вычисляемых графиков примем гораздо большее значение $Vid = 0.5$.

Из-за динамики развития всплеска его интенсивность менялась на протяжении рассматриваемого участка записи. Для приблизительного учета этих изменений вычисляемый зебра-спектр был умножен на функцию $A(t, f)$ треугольного вида, показанную на рис. 5в.

Таким образом, мы определили все численные величины, необходимые для расчета спектра по формуле (12). Результат расчета представляет собой матрицу, в строках которой содержится время t , в колонках записано значение частоты f , а на пересечении каждой строки и колонки указана интенсивность сигнала $I(f, t)$. Эта матрица является записью некой трехмерной поверхности. Визуализация матрицы с помощью стандартной программы построения топографической карты этой поверхности дает график динамического спектра, т. е. зависимость интенсивности от частоты и времени. Результат такого представления показан на рис. 5в,г. На панели в изображен динамический спектр, рассчитанный в пределах диапазонов частоты и времени наблюдавшегося спектра, показанного на панели а, а на панелях б и г – центральные части спектров, отмеченные светлыми прямоугольниками на панелях а и в.

Подобие вычисленного и наблюдаемого спектров достаточно очевидно несмотря на то, что при расчете использовались приближенные и идеализированные параметры, а в данных наблюдений присутствовали шумы, связанные с турбулентностью солнечной атмосферы. Подобие спектров свидетельствует о том, что зебра-структура может образовываться не в самом источнике излучения, а в результате распространения волн через неоднородную рефрагирующую среду.

4 Сравнение свойств вычисленного спектра с результатами опубликованных наблюдений

Продолжительность существования зебра-структуры в разных событиях обычно составляет несколько секунд (Фу и др., 2004, Чернов и др., 2001). В некоторых случаях общая продолжительность тонкой структуры наблюдалась несколько десятков секунд (Чернов и др., 2005), но при этом структура имела пульсирующий характер и фактически распадалась на несколько более коротких

фрагментов (Чернов, Ян и Фу, 2003). Такая короткая продолжительность зебра-структуры по сравнению со временем жизни вспышечного всплеска с точки зрения интерференционного происхождения явления объясняется тем, что интерференция возникает только при определенных специфических условиях, когда в сторону наблюдателя распространяются два пучка когерентных радиоволн. Естественно полагать, что такие условия в турбулентной атмосфере Солнца образуются не часто и существуют непродолжительное время.

Полосы на спектре не являются параллельными, так как частотный интервал между ними увеличивается по мере увеличения частоты наблюдений. Например, во время события 05 января 2003 г. изменение интервала составляло 8 % в диапазоне частот 5.4–5.6 ГГц (Алтынцев и др., 2005). В событии 21 апреля 2002 г. зебра-полосы наблюдались в более широком диапазоне от 2.6 до 3.8 ГГц. При этом частотный интервал на высокой частоте 3.7 ГГц был $\Delta f_p = 43$ МГц, а на частоте 2.6 ГГц – почти вдвое меньше – всего $\Delta f_p = 27$ МГц (Чернов и др., 2005). Это совпадает с результатами наших вычислений (рис. 5в). Изменение интервала свидетельствует о том, что полосы не являются гармониками какой-то исходной частоты, так как в таком случае интервал должен быть неизменным.

Уменьшение частотного интервала Δf_p по мере понижения частоты приводит к отмечаемому наблюдателями уменьшению контраста зебра-полос из-за сглаживающего действия конечной ширины полосы пропускания спектрографа $\Delta f_c = 10$ МГц, когда в нее частично попадают сразу две соседние полосы. При $\Delta f_p = \Delta f_c$ контрастность полос приближается к нулю и полосы перестают быть видимыми из-за недостаточного частотного разрешения спектрографа. Но при этом когерентность лучей не нарушается и они продолжают формировать пространственную интерференционную картину. Если временное разрешение спектрографа достаточно, то в низкочастотной области спектра вместо полос будут наблюдаться “спайки”. Переход зебра-полос в спайковую структуру при понижении частоты спектрографа действительно наблюдается (см., например, Чернов, Ян и Фу, 2003; Чернов и др., 2005).

Согласно наблюдениям скорость частотного дрейфа полос может быть положительной, отрицательной, постоянной или знакопеременной даже в течение одного события (Чернов и др., 2001; Чернов, Ян и Фу, 2003; Алтынцев и др., 2005). Это свойство зебра-структуры вызывает затруднения при общепринятом объяснении ее происхождения, так как нужно предполагать нагрев и охлаждение активной области в течение нескольких секунд, сопровождающиеся изменением магнитного поля и электронной плотности (Алтынцев и др., 2005). В случае интерференционной природы полос частотный дрейф возникает в результате изменения разности хода лучей, которая может возрастать или убывать в зависимости от геометрического строения активной области и ее динамики. В таком случае частотный дрейф оказывается связан с наблюдаемым “мерцанием” излучения, вызванным изменением свойств неоднородности на пути луча.

Наблюдения свидетельствуют, что каждая полоса зебра-структуры распадается на отдельные “спайки” (Чернов, Ян и Фу, 2003; Чернов и др., 2005; Кузнецов, 2007; Кузнецов и Цап, 2007; Чен и Ян, 2007; Злобек и Карлицкий, 2007). Это служит подтверждением обсуждаемой интерференционной природы зебра-структуры, так как следствием интерференции волн является образование пространственной интерференционной картины, которая перемещается относительно наблюдателя из-за вращения Солнца, и ее периодическая структура модулирует принимаемый сигнал. Между полосами повышенного излучения “спайки” отсутствуют (Чернов, Ян и Фу, 2003; Чернов и др., 2005;). С точки зрения интерференционной гипотезы это объясняется тем, что на некоторых частотах когерентное излучение лучей оказывается в противофазе и взаимно уничтожается (вычитается), образуя полосы пониженной интенсивности. В связи с этим между полосами повышенной интенсивности интерференционная картина проходит через нуль и поэтому в этих интервалах “спайки” не наблюдаются.

Оценим условия эксперимента по наблюдению движения пространственной интерференционной картины по поверхности Земли. Будем полагать, что угол $\beta = 0$, т. е. вторичные источники S_1 и S_2 лежат в плоскости солнечного экватора, а смещение наблюдателя относительно интерференционной картины происходит из-за общего вращения Солнца. Движение Земли по орбите и ее вращение пока учитывать не будем в связи с малостью вызываемых ими добавок по сравнению с эффектом, вы-

званным вращением Солнца относительно наблюдателя с угловой скоростью $1/27$ оборота-сутки $^{-1}$. Линейная скорость V_{int} перемещения интерференционной картины по поверхности Земли при таких условиях получается равной

$$V_{int} \approx 403/.$$

Если период следования “спайков” $P = 0.03$ с, то расстояние между интерференционными лепестками на поверхности Земли составляет

$$\Delta l = V_{int} \cdot P \approx 12.$$

При наблюдениях из двух пунктов, удаленных по долготе на расстояние, не кратное 12 км, можно ожидать изменение фазы интерференционных лепестков, проявляющееся как изменение моментов максимума “спайков” в пределах $\Delta t \leq \pm P/2 \approx \pm 0.015$ с. Увеличение расстояния между пунктами наблюдений не приводит к увеличению сдвига между максимумами, так как при этом исключается целое число периодов интерференционной картины. Следовательно, аппаратура для наблюдений в обоих пунктах должна иметь временное разрешение не хуже 0.007 с (это предельное значение, определяемое частотой Найквиста) и точность привязки данных по времени порядка 0.001 с. Сведения о результатах таких измерений зебра-структуры в литературе пока не опубликованы, хотя подобные наблюдения давно проводятся для изучения межпланетной плазмы методом просвечивания (Власов и др., 1979).

По известному периоду пространственной интерференционной картины можно оценить размер базы $D = S_1 S_2$ (Калитеевский, 1978):

$$D = R_{orb} \cdot \lambda / \Delta l = 1250.$$

Этот размер можно рассматривать как видимый размер источника излучения. Измерения на Сибирском радиогелиографе ССРТ показали (Алтынцев и др., 2005), что угловой размер источника зебра-структуры меньше разрешающей способности инструмента, т. е. меньше $7 \cdot 10^3$ км. Следовательно, из-за недостаточного разрешения реальные измерения не подтверждают наши оценки, но и не противоречат им. Заметим, что наблюдения на инструментах с лучшей разрешающей способностью свидетельствуют о существовании на диске Солнца радиоисточников неизвестного происхождения с угловым размером $3'' - 5''$ (линейные размеры около 1000 км) на волнах 6 и 20 см. (Максимов и др., 2001).

5 Заключение

Известно, что заведомо постоянный уровень космических радиоисточников при пересечении солнечной короны начинает мерцать из-за возникновения многолучевого распространения радиоволн. Спектр суммы лучей, прошедших через области с различным показателем преломления, состоит из множества “дрейфующих” по частоте полос, подобных зебра-структуре, и это свойство используется в промышленных рефрактометрах. Радиоизлучение солнечной вспышки на своем пути к наблюдателю также пересекает всю толщу короны и поэтому логично ожидать, что при этом его спектральные свойства претерпевают некоторые изменения.

Анализ интерференции лучей от широкополосного источника квазипостоянного уровня, прошедших через солнечную корону, показал, что в результате образуется зебра-структура спектра.

Путем сравнения с результатами наблюдений выяснено, что параметры аналитически вычисленной зебра-структуры удовлетворительно совпадают с основными наблюдаемыми свойствами подобных структур солнечного происхождения.

Показано, что “спайковая” структура полос является естественным следствием интерференции радиоволн и ее фактическое существование свидетельствует в пользу интерференционной природы зебра-структуры.

В результате проведенного исследования выяснено, что зебра-структура может образовываться не в самом источнике излучения, а может возникать в результате распространения радиоволн через неоднородную рефрагирующую среду солнечной короны.

Литература

- Алтынцев и др. (Altynntsev A.T., Kuznetsov A.A., Meshalkina N.S., Rudenko G.V., Yan Y.) // *Astron. Astrophys.* 2005. V. 431. P. 1037.
- Аурас и др. (Aurass H., Klein K.L., Zlotnik E.Ya., Zaitsev V.V.) // *Astron. Astrophys.* 2003. V. 410. P. 1001.
- Власов В.И., Чашей И.В., Шишов В.И., Шишова Т.Д. // *Геомагнетизм и аэрономия.* 1979. Т. 19. №. 3. С. 401.
- Железняков, Злотник (Zhelesnyakov V.V., Zlotnik E.Ya.) // *Solar. Phys.* 1975a. V. 43. P. 431.
- Железняков, Злотник (Zhelesnyakov V.V., Zlotnik E.Ya.) // *Solar. Phys.* 1975b. V. 44. P. 461.
- Зайцев, Степанов (Zaitsev V.V., Stepanov A.V.) // *Solar. Phys.* 1983. V. 88. P. 297.
- Злобек, Карлицкий (Zlobec P. and Karlicky M.) // *Solar. 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.) // *Solar. Phys.* 2001. V. 202. P. 71.
- ЛаБелье и др. (LaBelle J., Treumann R.A., Yoon P.H., Karlicky M.) // *Astroph. J.* 2003. V. 593. P. 1195.
- Максимов В.П., Просовецкий Д.В., Криссинель Б.Б. // *Письма в Астрон. журн.* 2001. Т. 27. №. 3. С. 220.
- Мальцева, Чернов (Maltseva O.A., Chernov G.P.) // *Kinem. Fiz. Nebesn. Tel.* 1989. V. 5. P. 39.
- Мольво, Сейер (Mollwo L., Sauer K.) // *Solar. Phys.* 1977. V. 51. P. 435.
- Мольво (Mollwo L.) // *Solar. Phys.* 1983. V. 83. P. 305.
- Мольво (Mollwo L.) // *Solar. Phys.* 1988. V. 116. P. 323.
- Розенберг (Rosenberg H.) // *Solar. Phys.* 1972. V. 25. P. 188.
- Севент и др. (Savant H.S., Karlicky M., Fernandes F.C.R., Cecatto J.R.) // *Astron. Astrophys.* 2002. V. 396. P. 1015.
- Уингли, Далк (Winglee R.M., Dulk G.A.) // *Astroph. J.* 1986. V. 307. P. 808.
- Фу и др. (Fu Q., Ji H., Qin Z., Xu Z., et al.) // *Solar Phys.* 2004. V. 222. P. 167.
- 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.) // *Solar. 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 Fu Q.) // *Chin. J. Astron. Astrophys.* 2001a. V. 1. №. 6. P. 525.
- Чернов и др. (Chernov G.P., Fu Q.J., Lao D. B., Hanaoka Y.) // *Solar. 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.
- Чен и Ян (Bin Chen and Yihua Yan) // *Solar Phys.* 2007. V. 246. №. 2. P. 431.
- Чьюдери и др. (Chiuderi C., Giachetti R., Rosenberg H.) // *Solar. Phys.* 1973. V. 33. P. 225.
- Яснов, Карлицкий (Yasnov L.V., Karlicky M.) // *Sol. Phys.* 2004. V. 219. P. 289.