

УДК 523.985.7-77

## Образование частотных интервалов между полосами зебра-структуры на динамических спектрах солнечных радиовсплесков

Ю. Ф. Юровский

НИИ “Крымская астрофизическая обсерватория”, 98409, Украина, Крым, Научный  
[yurovyf@yandex.ru](mailto:yurovyf@yandex.ru)

Поступила в редакцию 20 февраля 2010 г.

**Аннотация.** На основе законов волновой теории электромагнитного излучения получены формулы для вычисления частоты максимумов интенсивности, образующих полосы на динамических спектрах солнечного радиоизлучения. Выяснено, что наблюдаемая частота полос и интервалы между ними совпадают с высокой точностью с аналитически вычисленными величинами. Численное равенство частот является доказательством их интерференционного происхождения, связанного с распространением радиоволн в плазме, а не с механизмом генерации излучения в первичном источнике всплеска.

FORMATION OF FREQUENCY INTERVALS BETWEEN THE STRIPES OF ZEBRA PATTERNS ON THE DYNAMIC SPECTRA OF SOLAR RADIO BURSTS *by Yu.F. Yurovsky.* On the basis of laws of wave theory of electromagnetic radiation the formulas were got for the calculation of frequency intensity maxima forming the stripes on the dynamic spectra of solar radio emission. The observed frequency of stripes and intervals between them were found to coincide very exactly with the analytically calculated values. The numerical equality of stripe frequencies proved their interference origin associated with propagation of radio waves in plasma, but not with the mechanism of radiation in the primary source of burst.

**Ключевые слова:** динамический спектр радиоизлучения солнечных всплесков

---

### 1 Введение

Известно, что хромосферные вспышки происходят в солнечной атмосфере. Вызванное ими возмущение распространяется во внешние слои короны и генерирует при этом радиоизлучение понижающейся частоты (Шкловский, 1962). Регистрация таких событий с помощью радиоспектрографа дает динамический спектр, описывающий изменение интенсивности и частоты излучения со временем. По характеру динамического спектра можно определить скорость распространения возмущения, генерируемую полосу частот, интенсивность энерговыделения и другие свойства события, содержащие сведения о физических условиях в солнечной короне и на пути распространения радиоволн. Таким образом, динамический спектр является весьма информативным инструментом для диагностики вспышечного явления и корональной плазмы.

Однако происхождение некоторых деталей динамического спектра до сих пор не имеет удовлетворительного объяснения. Примерно 60 % динамических спектров состоят из нескольких сравнительно узких параллельных полос. Эти полосы были интерпретированы как гармоники колебаний основной частоты, возникающие из-за нелинейности механизма излучения. Но частоты, на которых наблюдаются полосы, не являются последовательным рядом целых чисел, что не согласуется с гипотезой их гармонического происхождения. Тщательное изучение “гармонических” компонент, проведенное Крукером и Бенцем (1994) показало, что отношение частот полос в среднем равно  $1.39 \pm 0.01$ . В результате всестороннего анализа авторы пришли к заключению, что ни один из механизмов генерации гармоник удовлетворительно не объясняет наблюдаемое отношение частот и, по их мнению, необходимо совершенно новое объяснение природы происхождения полос.

При этом новый механизм должен обеспечивать следующие свойства излучения:

1. Отношение частот излучаемых полос должно перекрывать наблюдаемый диапазон от 1.17 до 1.52.
2. Отношение частот полос, в виде целых чисел, не должно быть преимущественным.
3. Полосы должны иметь сравнимые интенсивности.
4. Поглощение и резонансы не должны участвовать в излучении волн.
5. Излучение полос должно быть одновременным.

Поскольку изменение частотного интервала между полосами наблюдается на динамических спектрах большинства событий (Алтынцев и др., 2005), то предпринимались попытки объяснить это явление на основе свойств механизма генерации радиоизлучения (Чернов и др., 2005; Чернов, 2008; Злотник, 2009). Следует отметить также, что динамический спектр излучения, проходящего через неоднородную корону, может состоять из параллельных полос независимо от генерации гармоник (Леденев, 2005; Юровский, 2009). Однако частоты, на которых возникают полосы, в этих работах не оценивались.

Поэтому целью настоящей работы явилось аналитическое вычисление частот, на которых образуются спектральные полосы, и частотного интервала между ними. Последующее сравнение вычисленных и наблюдаемых частот показало их точное численное совпадение.

## 2 Методика аналитической оценки частот, на которых возникают полосы динамического спектра

Радиоволны от вспышечного источника излучения на пути к земному наблюдателю проходят через плазму солнечной короны с возрастающим от 0 до 1 показателем преломления  $n(f)$ , зависящим от наблюдаемой частоты  $f$ , и содержащую неоднородности электронной концентрации. Рассмотрим два луча, выходящие из первичного источника излучения  $S$  (рис. 1, а). Предположим, что луч 1 распространяется вдоль градиента показателя преломления  $n(f)$  и поэтому не испытывает рефракции. Луч 2 пересекает корону под некоторым углом к градиенту  $n(f)$  и при этом рефрагирует (изгибается) в сторону увеличения показателя преломления, что способствует пересечению лучей в точке наблюдения, где их колебания интерферируют (суммируются) с учетом разности фаз  $\varphi$ , возникающей из-за различной длины траектории лучей (из-за разности хода  $R_x$ ). Интенсивность суммарного сигнала записывается в виде:

$$I = 2a^2(1 + \cos(\varphi)). \quad (1)$$

Так как абсолютная величина интенсивности здесь не представляет интереса, то примем амплитуду колебания лучей  $a = 1$ .

С некоторым приближением рефракцию можно заменить отражением луча, как показано на рис. 1, панель а. В таком случае оптическим аналогом рассматриваемой схемы может служить опыт по наблюдению интерференции с зеркалом Ллойда (рис. 1, панель б) (Калитеевский, 1978).

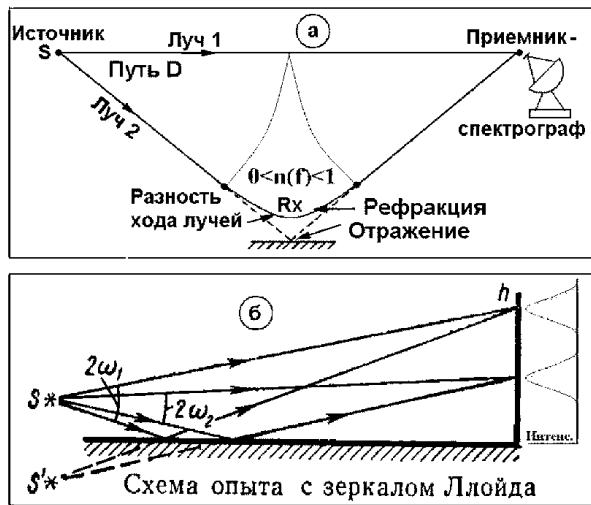


Рис. 1. Эскиз хода лучей при образовании полос на спектре (панель а). Оптический аналог рассматриваемой схемы (панель б)

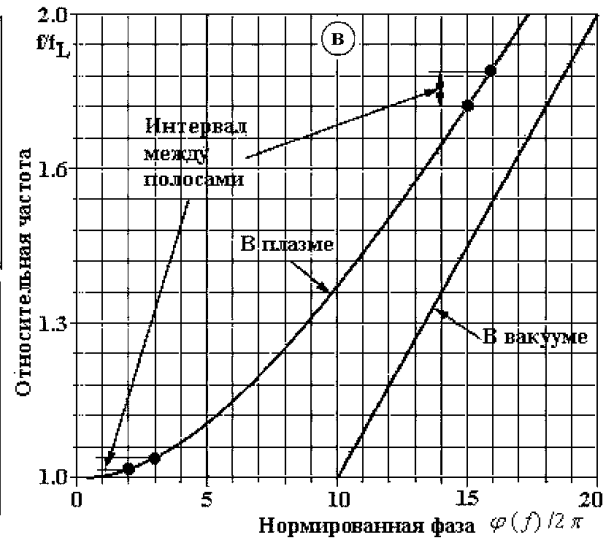


Рис. 2. Зависимость частоты полос на спектре от фазы суммирующихся колебаний

Однако в нашем случае происходит все-таки не отражение, а рефракция лучей, зависящая от параметров среды на пути каждого луча. Естественно полагать, что параметры среды, определяющие рефракцию, могут быть различными в разных вспышках.

Фаза колебаний луча 1, прошедшего путь  $D$  в плазме с показателем преломления

$$n(f) = \sqrt{1 - (f_L/f)^2}$$

в точке наблюдений равна

$$\varphi_1 = \frac{2\pi D \cdot n_1(f)}{\lambda}.$$

Фаза колебаний луча 2 равна

$$\varphi_2 = \frac{2\pi(D + R_x)n_2(f)}{\lambda}.$$

Здесь  $n_1(f)$  и  $n_2(f)$  – показатели преломления на пути распространения каждого луча. Они могут быть различными, так как лучи могут проходить через разные области короны с отличающимися параметрами.

Запишем разность фаз лучей в виде

$$\varphi = \frac{2 \cdot \pi \cdot R_x \cdot n_2(f)}{\lambda} - \varphi_0,$$

где

$$\varphi_0 = \left( \frac{2\pi D \cdot n_2(f)}{\lambda} - \frac{2\pi D \cdot n_1(f)}{\lambda} \right)$$

– разность фаз, возникающая из-за различия показателей преломления вдоль траектории каждого луча, которая измеряется относительно фазы одного из лучей (например, относительно фазы колебаний луча 1). Путем выбора начала отсчета времени фазу колебаний луча 1 можно сделать равной нулю. Тогда разность  $\varphi_0$  получится равной

$$\varphi_0 = \frac{2\pi D \cdot n_2(f)}{\lambda}.$$

Поскольку теперь в формулы входит только один показатель преломления, то опустим индекс в его обозначении и далее разность фаз для краткости будем называть просто фазой, принимая во внимание, что это аргумент косинуса в выражении (1), определяющем интенсивность суммарного сигнала.

Так как длина волны в плазме

$$\frac{\lambda}{n(f)} = \frac{c}{f \cdot n(f)},$$

то выражение, описывающее разность фаз лучей, прошедших через плазму, можно записать в виде

$$\varphi(f) = \frac{2\pi R_x}{c} \sqrt{f^2 - f_L^2} - \varphi_0.$$

Любой  $i$ -тый максимум интенсивности ( $i$ -тая полоса на спектре) образуется, когда  $\varphi_i(f) = 2\pi \cdot i$ ,  $i = 0, 1, 2, \dots, N$ . Поэтому значение фазы, при которой образуется полоса на спектре, можно записать как

$$\varphi_m(f_i) = \frac{R_x}{c} \sqrt{f_i^2 - f_L^2} - \varphi_n, \quad (2)$$

приняв обозначения  $\varphi_m(f_i) = \varphi_i(f)/2\pi$  и  $\varphi_n = \varphi_0/2\pi$ .

Поскольку интерес представляет частота полос на спектре, то ее можно вычислить с помощью функции, обратной выражению (2):

$$f_i = \sqrt{\left[ \frac{(\varphi_m(f_i) + \varphi_n) \cdot c}{R_x} \right]^2 + f_L^2}, \quad (3)$$

где  $\varphi_m(f_i)$  – фаза, соответствующая  $i$ -тому максимуму интенсивности на спектре. График этой зависимости представлен на рис. 2. По оси ординат отложено отношение текущей частоты спектра  $f$  к ленгмюровской частоте плазмы  $f/f_L$ , по оси абсцисс – нормированное значение фазы  $\varphi(f)/2\pi$ . На графике видно, что при распространении сигнала в плазме интервал частот между соседними полосами заметно увеличивается по мере повышения частоты наблюдений  $f$ , постепенно (из-за того, что  $n(f) \rightarrow 1$ ) приближаясь к величине, характерной для распространения волн в электрически нейтральной среде (в вакууме), где полосы становятся эквидистантными. Следовательно, дисперсия корональной плазмы приводит к изменению частотного интервала между полосами.

Для аналитического вычисления частот и интервалов по формуле (3) необходимо определить входящие в нее величины, характеризующие условия распространения:  $R_x$  – разность хода лучей,  $f_L$  – ленгмюровскую частоту и  $\varphi_n$  – фазу колебаний, образующих максимум на спектре. Эти величины могут быть различными в разных событиях из-за происхождения всплеск в отличающихся активных областях. По динамическому спектру конкретного рассматриваемого события можно определить частоты  $f_1, f_2, \dots, f_i$ , на которых наблюдались полосы излучения. По условиям образования интерференционного максимума приращение фазы между соседними  $i$ -той и  $(i+1)$ -й полосами равно  $\Delta\varphi_{i,i+1} = 1$ , что соответствует изменению частоты от  $f_i$  до  $f_{i+1}$  на рассматриваемом динамическом спектре.

Приращение фазы равно

$$\Delta\varphi_{i,i+1} = \varphi_{i+1} - \varphi_i = \frac{R_x \cdot (\sqrt{f_{i+1}^2 - f_L^2} - \sqrt{f_i^2 - f_L^2})}{c}. \quad (4)$$

В приращение не входит  $\varphi_n$ , но выражение по-прежнему содержит две неизвестные величины  $R_x$  и  $f_L$ . Для исключения одной из них вычислим отношение двух соседних приращений фазы, каждое из которых равно единице и, соответственно, их отношение также равно единице:

$$\frac{\varphi_{i+1} - \varphi_i}{\varphi_{i+2} - \varphi_{i+1}} = \frac{(\sqrt{f_{i+1}^2 - f_L^2} - \sqrt{f_i^2 - f_L^2})}{(\sqrt{f_{i+2}^2 - f_L^2} - \sqrt{f_{i+1}^2 - f_L^2})} = 1. \quad (5)$$

Теперь в уравнение (5) входит только одна неизвестная величина  $f_L$ . Выполнив вычисления в диапазоне значений  $f_L$  можно найти, при каком его значении выражение равно единице, т. е. таким образом найти  $f_L$ .

Далее по найденному значению  $f_L$  можно определить второе неизвестное  $R_x$  по формуле (4), определяющей приращение фазы  $\Delta\varphi_{i,i+1}$ , т. е. найти

$$R_x = \frac{c}{\sqrt{f_{i+1}^2 - f_L^2} - \sqrt{f_i^2 - f_L^2}}. \quad (6)$$

Для оценки следующего неизвестного параметра  $\varphi_n$  перепишем выражение (2) в виде

$$\varphi_n = \frac{R_x}{c} \sqrt{f_i^2 - f_L^2} - \varphi_m(f_i).$$

Входящие в это уравнение величины  $R_x$  и  $f_L$  уже определены для рассматриваемого события выше. Величина  $f_i$  – это частота, на которой наблюдалась любая  $i$ -тая полоса на спектре, а  $\varphi_m(f_i)$  – целое значение фазы, соответствующее этой полосе. Следовательно,

$$\varphi_n = \text{frac} \left( \frac{R_x}{c} \sqrt{f_i^2 - f_L^2} \right), \quad (7)$$

где оператор *frac* обозначает выделение дробной части вычисленного значения.

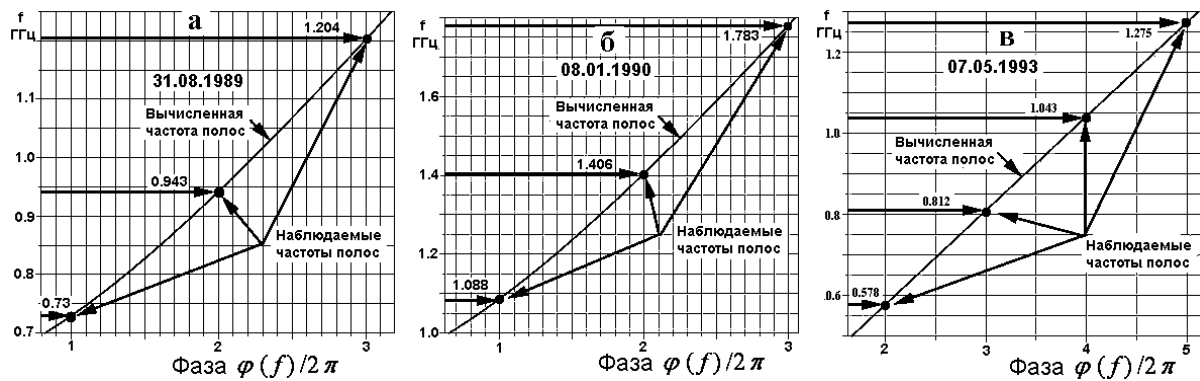
Итак, получены выражения для оценки величин, входящих в основанное на эффектах интерференции волн аналитическое описание на динамическом спектре частоты полос и интервалов между ними. Далее необходимо сравнить, насколько это аналитическое описание соответствует результатам наблюдений.

### 3 Сравнение вычисленной частоты полос с результатами наблюдения динамических спектров

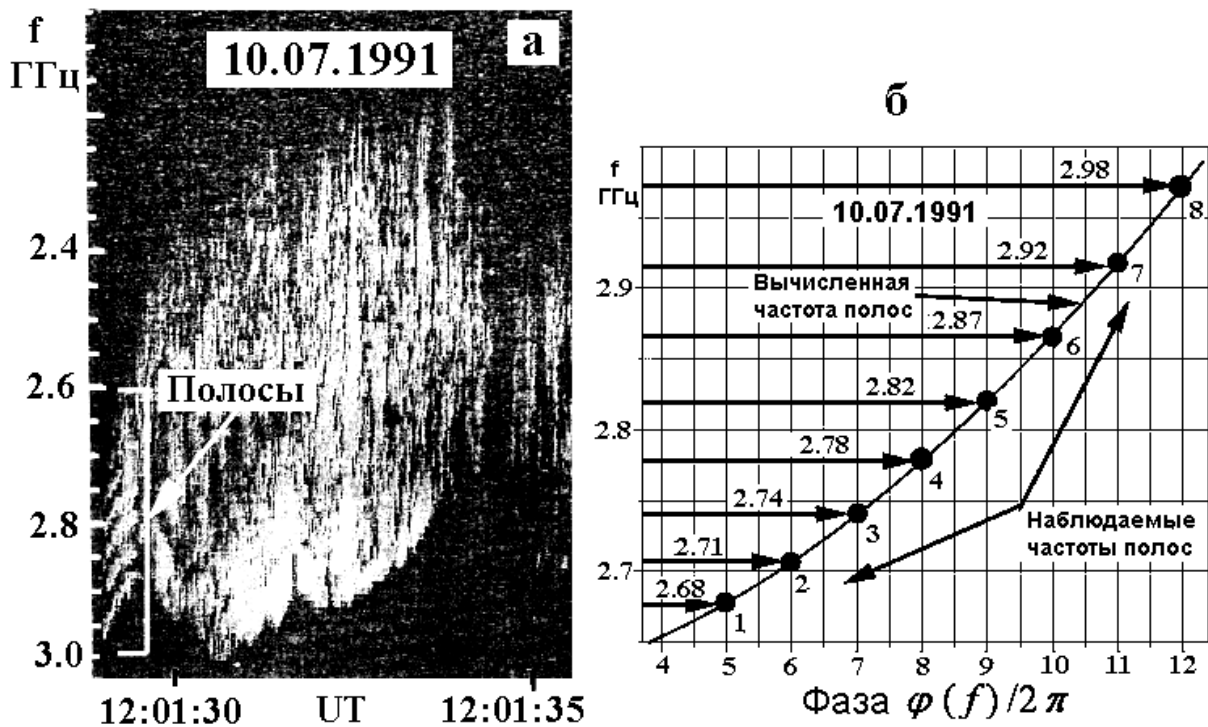
Воспользуемся данными наблюдений из исследования Крукера и Бенца (1994), в котором они приводят результаты тщательного измерения частоты полос на динамических спектрах. Изложенная в предыдущем разделе методика вычисления не позволяет использовать данные, состоящие только из двух полос, так как через две точки можно провести бесчисленное количество линий разной кривизны. Пригодными для анализа оказались только 3 события, два из которых содержали 3 полосы (события 31.08.89 и 08.01.90) и одно событие (07.05.93) содержало 4 полосы.

По данным спектра и по формулам (5), (6), (7) были найдены параметры  $f_L$ ,  $R_x$  и  $\varphi_n$ , определяющие характер интерференции. Результаты представлены в таблице 1 и для наглядности изображены графически на рис. 3 а, б, в. Кривые на рис. 3 а, б, в вычислены по формуле (3) и изображают зависимость частоты полос от нормированной разности фаз  $\varphi/2\pi$ . Линии, параллельные оси абсцисс и проведенные на уровне частоты полос, наблюдавшихся по данным Крукера и Бенца (1994), пересекают вычисленный набег фазы в точках целых значений фазы, что соответствует условию образования полос (2) за счет интерференции волн. Эти точки обозначены на рис. 3 а, б, в залитыми кружками и около каждой из них указана частота в ГГц, на которой эта полоса наблюдалась на спектре.

Изменение интервала между полосами становится более заметным, если полос на спектре много. Поэтому было рассмотрено также событие, происшедшее 10.07.1991 и опубликованное в каталоге Изликера и Бенца (1994). В начальной стадии всплеска наблюдалось 8 дрейфующих полос повышенного излучения, интервал между которыми явно увеличивался по мере повышения частоты наблюдений (рис. 4а). Частоты, с которых начинались полосы в момент времени 12:01:28 УТ, были определены визуально и из-за наличия шумов содержали некоторые погрешности. Для повышения точности оценки частот визуально найденные значения были сглажены путем вычисления методом наименьших квадратов аппроксимирующего многочлена второй степени  $f(i) =$



**Рис. 3.** Вычисленные частоты полос (плавные кривые) и горизонтальные линии, проведенные на уровне наблюдавшихся во время всплесков 31.08.1989, 08.01.1990 и 07.05.1993 гг значений частот, во всех случаях пересекаются в точках целых значений фазы (залитые кружки), соответствующих образованию максимумов интерференции



**Рис. 4.** Фрагмент динамического спектра всплеска 10.07.1991 (панель а). Вычисленные интерференционные частоты полос и наблюдавшиеся на этом спектре в интервале 12.01.28–12.01.29 UT частоты полос полностью совпадают друг с другом (панель б)

Таблица 1.

Результаты вычисления						Наблюдения	
Дата	Но поло- сы	$f_L$ , ГГц	$R_x$ , см	$\varphi_n$ , отн.ед.	Частота полос, ГГц	Частота полос, ГГц	Откло- нение %
Графа 1	2	3	4	5	6	7	8
31.08.89	1	0.61	94,3	0,26	0.72991	0.730	0.0123
	2				0.94288	0.943	0.0127
	3				1.20320	1.203	-0.0166
08.01.90	1	0.87	66.5	0.45	1.08854	1.088	-0.0496
	2				1.40672	1.406	-0.0512
	3				1.78325	1.783	-0.0140
07.05.93	1	0.01	129.1	0.487	0.58055	0.578	-0.4411
	2				0.81042	0.812	0.1946
	3				1.04280	1.043	0.0192
	4				1.27519	1.276	0.0634
10.07.91	1	2.61	254.9	0.125	2.67873814	2.67849996	-0.0089
	2				2.70764610	2.70730944	-0.0124
	3				2.74130232	2.74092844	-0.0136
	4				2.77953432	2.77935696	-0.0064
	5				2.82215616	2.822595	0.0155
	6				2.86897218	2.87064256	0.0582
	7				2.91978064	2.92349964	0.1272
	8				2.97437696	2.98116624	0.2277

$2.6545 + 0.0215952 \cdot i + 0.00240476 \cdot i^2$ . Эти сглаженные значения частот (таблица 1, графа 7) использовались далее как результаты наблюдения этого события. Как и в предыдущих примерах, интерференционные частоты полос были вычислены по формуле (3). Их значения приведены в шестой графе таблицы 1. Для наглядности вычисленные и наблюдавшиеся значения частот полос показаны на графике рис. 4 б, на котором плавная кривая изображает результат вычислений, а залитыми кружками показаны наблюдавшиеся значения частоты полос. Особенностью графика данного события является расхождение между нумерацией видимых полос  $i = 1, 2, \dots, 8$  и значением фазы максимумов интерференции  $\varphi(f)/2\pi = 5, 6, \dots, 12$ . По-видимому, при визуальном анализе первые 4 (низкочастотные) полосы не были обнаружены из-за шумов. Вероятно, интенсивность источника генерации в диапазоне частот этих полос 2.613–2.655 ГГц была слишком мала для обнаружения. К тому же расчетный интервал между 1-й и 2-й полосами составляет около 0.010 ГГц и находится на пределе частотного разрешения данного спектрографа. На более низких частотах появление полос невозможно, так как показатель преломления на частотах меньше ленгмюровской частоты 2.61 ГГц (для рассматриваемого фрагмента всплеска) становится мнимым, и рефрагированный луч не может существовать. Действительно, на фрагменте всплеска на рис. 4 а в интервале времени 12.01.28–12.01.29 УТ на частотах менее 2.61 ГГц не удается обнаружить никаких следов полос. Подобная ситуация существовала и во время всплеска 07.05.1993, на динамическом спектре которого не была обнаружена первая полоса (рис. 3, панель в).

Сравнение вычисленных и наблюдаемых частот полос показывает, что во всех рассмотренных случаях между ними имеется не только качественное, но и точное количественное совпадение. По данным таблицы 1, графа 8, видно, что расхождение между ними не превышает 0.5 % и вызвано, по-видимому, лишь погрешностью исходных данных.

## 4 Заключение

Вычисленные на основе законов волновой теории электромагнитного излучения частоты полос совпадают с наблюдаемыми частотами полос на динамических спектрах солнечных всплесков. Равенство численных величин служит доказательством интерференционного происхождения полос, связанного с распространением радиоволн в плазме, а не с механизмом генерации излучения в источнике всплеска.

Учет эффектов распространения радиоволн в корональной плазме позволяет объяснить также следующие свойства наблюдаемого радиоизлучения:

- отношение частот полос определяется геометрическим строением активной области (разностью длины траектории интерферирующих лучей) и дисперсией корональной плазмы. Поэтому отношение частот может лежать в широких пределах и перекрывать наблюдаемый диапазон от 1.17 до 1.52;
- целочисленное отношение частот не является предпочтительным, потому что полосы на спектре возникают при целом отношении длин волн, а не при целом отношении частот, а длина волны в ионизированной плазме зависит от показателя преломления;
- полосы могут иметь сравнимую интенсивность, так как являются равноправными интерференционными максимумами;
- поглощение и резонансы не участвуют в образовании полос;
- появление полос на всех частотах происходит одновременно, так как они возникают в результате действия одного и того же механизма интерференции.

## 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.
- Злотник (Zlotnik E.Ya.) // *Cent. Eur. Astrophys. Bull.* 2009. V. 33. № 1. P. 281.
- Изликер, Бенц (Isliker H., Benz A.O.) // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 1994. V. 104. P. 145.
- Калитеевский Н.И. // *Волновая оптика*. М.: Высшая школа. 1978.
- Леденев В.Г. // *Экспериментальные и теоретические исследования основ прогнозирования гелиогеофизической активности*. Труды Всерос. конф. Троицк. 2005. С. 229.
- Крукер, Бенц (Krucker S., Benz A.O.) // *Astron. Astrophys.* 1994. V. 285. P. 663.
- Чернов и др. (Chernov G.P., Yan Y., Fu Q., Tan Ch.) // *Astron. Astrophys.* 2005. V. 437. P. 1047.
- Чернов Г.П. // *Астрон. вестник*. 2008. Т. 42. № 5. С. 463.
- Шкловский И.С. // *Физика солнечной короны*. ГИФМЛ. 1962.
- Юровский (Yurovsky Yu.F.) // *Solar Phys.* 2009. V. 258. P. 267.