# МИНИСТЕРСТВО ОБЩЕГО И ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Известия высших учебных заведений

# РАДИОФИЗИКА

ежемесячный научно-технический журнал

Издается с апреля 1958 г.

JOW YFI V	11	1
-----------	----	---

Нижний Новгород

1998

Содержание

# Лекции и доклады Ш Международной школы "ФИЗИКА КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ", представленные для публикации

Ерухимов Л. М., Понятов А. А., Урядов В. П., Иванов В. А., Шумаев В. В., Егоров И. Б., Черкашин Ю. Н. Моде- лирование распространения коротких радиоволн в окрестности квазикритических лучей в возмущённой испостоере 3
Деришев Е. В., Кочаровский В. В., Кочаровский Вл. В. Вы- нужденный коллапс нейтронной звезды под действием первичной чёрной дыры как источник космологических γ-всплесков
Попов С.Б., Коненков Д.Ю. Затухание магнитного поля и эво- люция периода в объекте RX J0720.4-3125
Белянин А. А., Кочаровский В. В., Кочаровский Вл. В. Ге- нерация гамма-всплесков при испарении первичных чёрных дыр
Корсаков В. Б., Флейшман Г. Д. Периодический и нерегулярный режимы нелинейного плазменного механизма радиоизлучения
Злотник Е. Я., Классен А., Аурасс Г., Кляйн КЛ., Манн Г. Интерпретация гармонической структуры в солнечных радио- всплесках II типа
Claßen HT. and Mann G. Electron acceleration and type II radio emission at quasi-parallel shock waves
Абранин Э.П., Базелян Л.Л., Цыбко Я.Г. Предваритель- ные данные двумерного радиогелиографа относительно декаме- тровых всплесков излучения IIId типа с эхокомпонентами
Марков Г.А., Умнов А. Л. Влияние плазмы ВЧ разряда на из- лучение телеметрической антенны метеоракеты

УДК 550.388.2

# МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КОРОТКИХ РАДИОВОЛН В ОКРЕСТНОСТИ КВАЗИКРИТИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ВОЗМУЩЁННОЙ ИОНОСФЕРЕ

Л. М. Ерухимов<sup>1</sup>, А. А. Понятов<sup>1</sup>, В. П. Урядов<sup>1</sup>, В. А. Иванов<sup>2</sup>, В. В. Шумаев<sup>2</sup>, И. Б. Егоров<sup>3</sup>, Ю. Н. Черкашин<sup>3</sup>

Представлены результаты экспериментальных исследований тонкой структуры сигнала в окрестности МНЧ на трассе наклонного ЛЧМ зондирования Хабаровск — Н. Новгород. Во время магнитно—ионосферных возмущений наблюдались дополнительные треки в области между верхним и нижним лучами. При сильных возмущениях окрестность МНЧ заполнялась диффузными отражениями. Проведено моделирование наблюдаемого эффекта при наличии в ионосфере перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВов) с различными параметрами. Показано, что эффект дробления верхнего луча на ряд треков максимален для ПИВов с вертикальными масштабами  $\ell_z \sim 20-40$  км, волновые фронты которых составляют с горизонталью углы  $\sim 0-10^\circ$ . Обсуждаются возможности использования моды Педерсена в качестве пробной волны для диагностики тонкой структуры ионосферы в окрестности максимума F-слоя.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследованию верхнего луча (или моды Педерсена) посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ (см., например, [1] и цитируемую там литературу). Этот интерес связан с особенностями распространения квазикритических лучей в окрестности минимума диэлектрической проницаемости. Согласно теоретическим представлениям [2], в регулярной ионосфере мода Педерсена экспоненциально затухает с расстоянием. Вместе с тем, в литературе имеются сведения о дальнем односкачковом распространении верхнего луча на расстояния, превышающие 5000 км [3]. Ряд исследований [4, 5], проведённых на трассах различной протяжённости и ориентации, указывает на возможность усиления верхнего луча и расширения его диапазона частот  $\Delta f_n = MHY_n - HHY_n$  (за счёт снижения  $HHY_p$ ) в период магнитно-ионосферных возмущений, когда происходит усиление неоднородной структуры. Все эти данные свидетельствуют, что при определённых условиях создаются благоприятные возможности для локализации поля радиоволн верхнего луча в окрестности максимума F2 слоя. Это может быть как уплощение профиля электронной концентрации, способствующее меньшей утечке радиоволн, так и образование крупномасштабных стратифицированных структур, способных каналировать скользящий пучок лучей на значительные расстояния. Природа таких неоднородностей может быть связана с прохождением акустико-гравитационных волн (АГВ) [6]. О наличии стратификаций ионосферы вблизи области отражения свидетельствуют также результаты измерений абсолютного времени распространения КВ сигналов на трассах НЗ, когда наблюдалась тонкая структура сигнала с высоким разрешением отдельных компонент [7]. В [8] проводилось моделирование эффекта усиления амплитуды верхнего луча в возмущённой ионосфере для модели ионосферы, состоящей из параболического слоя с наложенными на него среднемасштабными вытянутыми вдоль слоя неоднородностями с размерами сотни метров – единицы километров по вертикали и десятки – сотни километров по горизонтали. Согласно расчётам, выполненным в приближении параболического уравнения теории дифракции, наличие в окрестности максимума F2 слоя анизотропных структур может способствовать локализации поля волны в окрестности квазикритических лучей за счёт интерференции

Л. М. Ерухимов и др.

многократно переотражённых волн на таких неоднородностях. В настоящей работе для моделирования тонкой структуры моды Педерсена на среднеширотной трассе Хабаровск — Н. Новгород в период магнитно—ионосферных возмущений используется модель крупномасштабных волнообразных возмущений.

# 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Исследование характеристик верхнего луча проводилось на среднеширотной трассе Хабаровск — Н. Новгород в период с 21 марта по 2 апреля 1988 г. ЛЧМ зонд мощностью 200 Вт работал в режиме непрерывного излучения сигналов, частотно-модулированных линейно в диапазоне частот 6-28,4 МГц. Скорость перестройки частоты составляла 350 кГц/с. Излучение и приём сигналов осуществлялись на горизонтальные ромбические антенны, ориентированные навстречу друг другу. В приёмном пункте регистрировались ионограммы и амплитудно-частотные характеристики каждой моды сигнала. В период наблюдений проходила магнитная буря, что позволило исследовать зависимость некоторых характеристик верхнего луча от уровня магнитно-ионосферной возмущённости. Эксперимент начался в условиях спокойной ионосферы: 21, 22, 23, 24 и 25 марта суммарный (суточный) индекс магнитной активности  $\sum K_p$  составлял значения 3, 6, 10.3, 9.3 и 17.7 соответственно. 26 марта в конце суток началась магнитная буря, и повышенная магнитная активность продолжалась и в последующие дни наблюдений. 26, 27, 28, 29, 30 марта, 1 и 2 апреля суммарный индекс  $\sum K_p$  составлял значения 36.7, 32.7, 30, 33.7, 32.7, 22.3 и 26.7 соответственно. Анализ экспериментальных данных показал, что во время возмущений происходило расширение диапазона частот прохождения верхнего луча за счёт снижения ННЧ. Частотный диапазон возрастал примерно в 2-3 раза по сравнению со спокойными условиями [5]. Обработка нормированной (относительно нижнего луча) амплитуды сигнала верхнего луча показала различный характер амплитудно-частотной зависимости в спокойной и возмущённой ионосфере [9]. Если в спокойных условиях амплитуда верхнего луча быстро спадала по обе стороны от частоты соединения  $f_c$ , то в возмущённой ионосфере на фоне педерсеновского мода наблюдалось появление небольшого по амплитуде (~ 10% от максимального уровня сигнала верхнего луча) практически постоянного сигнала в низкочастотной части диапазона верхнего луча. Высокая разрешающая способность ЛЧМ ионозонда позволила более детально исследовать тонкую структуру сигнала в окрестности МНЧ. Заметим, что речь идёт об МНЧ моды 3F2, для которой получен наибольший объём данных. Это связано с тем обстоятельством, что во многих случаях, особенно в дневные часы, МНЧ моды 2F2 превышала верхнюю частоту диапазона зондирования. Кроме того, для данной трассы диаграммы направленности приёмно-передающей антенн были оптимальны для моды 3F2.

Характерные примеры ионограмм показаны на рис. 1. Тонкая структура сигнала проявлялась в виде расслоений (рис. 1в), диффузности (рис. 1г) и других искажений ионограмм (рис. 1б). Анализ данных показал, что эти особенности наиболее ярко проявляются во время магнитной возмущённости. В спокойных условиях частота появления таких событий была в 3–4 раза меньше и они регистрировались, главным образом, в дневные часы 12–14 мск. Во время магнитной возмущённости расширялся временной интервал их появления; они регистрировались с 10 до 17 мск, а также в ранние утренние часы 04–06 мск во время восхода Солнца при прохождении терминатора на трассе распространения. Мы не будем останавливаться здесь на описании всех зарегистрированных в эксперименте особенностей тонкой структуры сигнала. Заметим только, что по всей вероятности они связаны с прохождением ПИВов во время ионосферной возмущённости. Обратим внимание на тонкую структуру луча Педерсена в виде квазирегулярных треков (см. рис. 1в,г). Следует отметить, что дополнительные отражения регистрировались и в спокойной ионосфере. Для возмущённых условий характерно расширение диапазона частот прохождения верхнего луча и усиление его интенсивности. С другой стороны, регистрация расщепления верхнего луча при наличии даже слабого возмущения стала возможной благодаря



Рис. 1. Примеры ионограмм наклонного зондирования в спокойной (а) и возмущённой (б,в,г) ионосфере на трассе Хабаровск — Н. Новгород.

Л. М. Ерухимов и др.

более высокой чувствительности и высокому разрешению ионозонда с непрерывным ЛЧМ сигналом. Моделирование этого эффекта представляет интерес с точки зрения исследования тонкой структуры ионосферы в окрестности максимума F2 слоя и определения параметров ионосферных структур, ответственных за наблюдаемое явление.

# 3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Как уже отмечалось, особенности на ионограммах НЗ в окрестности МНЧ наиболее ярко проявлялись в период магнитной бури. Известно (см., например, [10] и цитируемую там литературу), что во время магнитной бури в результате джоулева нагрева и силы Лоренца, связанных с авроральным электроджетом, генерируются АГВ. Ионосферным эффектом АГВ является образование ПИВов. ПИВы оказывают заметное влияние на траекторные характеристики КВ и, на наш взгляд, могут быть ответственны за формирование ряда особенностей верхнего луча, регистрируемых на ионограммах НЗ. Чтобы подтвердить это предположение, нами в рамках геометрооптического подхода решалась модельная задача наклонного зондирования. Были проведены траекторные расчёты и синтез ионограмм наклонного зондирования. С целью более чёткого выделения эффекта воздействия ПИВов на характеристики сигнала моделирование проводилось на участке трассы протяжённостью 1950 км, прилегающем к приёмному пункту (последний скачок моды 3F2 трассы Хабаровск — Н. Новгород). Регулярный профиль задавался в виде параболического слоя

$$N_0(z) = N_m \left[ 1 - \left( \frac{z - z_m}{\Delta z} \right)^2 \right], \tag{1}$$

где  $z_m$  — высота максимума слоя,  $\Delta z$  — полутолщина слоя,  $N_m$  — значение концентрации в максимуме слоя. Модель возмущённой ионосферы задавалась в виде

$$N(z) = N_0(z) \left[ 1 + \delta N \exp\left\{ -\left(\frac{z - z_m}{\Delta h}\right)^2 \right\} \cos\{k_x x + k_z(z - z_m) + \psi\} \right],$$
(2)

где  $\delta N$  — относительная амплитуда ПИВ,  $k_x = 2\pi/\Lambda_x$ ,  $k_z = 2\pi/\ell_z$ ,  $\psi$  — фаза возмущения. Нормаль к фазовому фронту ПИВа составляет с вертикальной осью z угол  $\Phi = \operatorname{arctg} \frac{k_x}{k_z}$ .

Примеры траекторий нижнего (1) и верхнего (2) лучей в невозмущённой ионосфере показаны на рис. 2 пунктирными линиями. В возмущённой ионосфере при наличии ПИВов реализуются траектории, часть из которых попадает в точку приёма за счёт распространения моды Педерсена на расслоениях электронной концентрации вблизи максимума слоя и имеют задержки, отличающиеся от задержек для верхнего луча в регулярной ионосфере.

Примеры синтезированных ионограмм для спокойной и возмущённой ионосферы для различных параметров крупномасштабных волнообразных неоднородностей представлены на рис. З а-е. Видно, что наличие ПИВов приводит к образованию дополнительных треков в окрестности МНЧ, что согласуется с экспериментальными данными. Рис. З а-г иллюстрируют влияние наклона фазового фронта с горизонталью ( $\Phi$ ) на ионограммы НЗ в окрестности квазикритических лучей. Видно, что эффект дробления верхнего луча на ряд дополнительных треков максимален при углах 0°  $\leq \Phi \leq 10^{\circ}$ . Для значений  $\Phi \geq 15-20^{\circ}$  возмущение практически не оказывает влияние на структуру сигнала в окрестности МНЧ. Рис. За, д, е иллюстрируют влияние параметров неоднородностей на ионограммы НЗ. Из рисунков можно видеть, что эффект дробления наиболее ярко проявляется в широкой полосе частот при наличии волнообразных возмущений с параметрами  $\ell_z \sim 20$  км,  $\delta N \sim 0,1$ . С увеличением масштабов  $\ell_z$  реализуются ионограммы типа представленных на рис. Зе, что соответствует переходу к двухслойной модели F области, содержащей слои F<sub>1</sub> и F<sub>2</sub>.



Рис. 2. Примеры траекторий на последнем скачке моды 3F2 на трассе Хабаровск — Н. Новгород: пунктирные линии — невозмущённая ионосфера, сплошные линии — возмущённая ионосфера ( $\Delta h = 50 \text{ км}, \ell_z = 20 \text{ км}, \delta N = 0, 1, \psi = 180^\circ$ ).

Следует отметить, что плавный переход от масштабов  $\ell_z$  в десятки километров к масштабам несколько сотен метров — единицы километров может приводить либо к брегговскому отражению при наличии квазипериодических (по оси z) неоднородностей [11], либо к рассеянию вперёд на случайных неоднородностях.

В реальной ионосфере в зависимости от конкретных геофизических условий реализуются неоднородности с различными волновыми числами  $k_x$  и  $k_z$ , суммарный вклад которых в формирование поля сигнала в точке приёма может приводить к сложной картине в окрестности квазикритических лучей (см., например, рис. 1г). Заметим, что для детального сопоставления модельных расчётов с экспериментальными данными необходимо учитывать энергетические соотношения. Это особенно важно в окрестности каустик и в областях фокусировки сигнала. Такие исследования планируется провести в следующей работе.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как показывает анализ результатов моделирования, эффект расщепления моды Педерсена при распространении в возмущённой ионосфере может быть обусловлен расслоением слоя вблизи максимума электронной концентрации во время прохождения ПИВов. Изучение этого явления на трассах различной ориентации, протяжённости, в различных геофизических условиях может дать важную информацию о параметрах ПИВов, их связи с источниками ионосферных возмущений. Следует заметить,



Рис. 3. Примеры синтезированных ионограмм на участке трассы протяжённостью 1950 км (последний скачок моды 3F2 на трассе Хабаровск — Н. Новгород); пунктир и точки относятся к спокойным и возмущённым условиям, соответственно: (а) —  $\ell_z = 20$  км,  $\delta N = 0,1$ ,  $\psi = 180^\circ$ ,  $\Phi = 0^\circ$ ; (б) —  $\delta N = 0,1$ ,  $\psi = 180^\circ$ ,  $\Phi = 5^\circ$ ; (в) —  $\delta N = 0,1$ ,  $\psi = 180^\circ$ ,  $\Phi = 10^\circ$ ; (г) —  $\delta N = 0,1$ ,  $\psi = 180^\circ$ ,  $\Phi = 15^\circ$ ; (д) —  $\ell_z = 20$  км,  $\delta N = 0,2$ ,  $\psi = 180^\circ$ ; (е) —  $\ell_z = 50$  км,  $\delta N = 0,1$ ,  $\psi = 180^\circ$ ,  $\Phi = 0,1$ ,  $\psi = 180^\circ$ ,  $\psi = 180^\circ$ ,  $\Phi = 0,1$ ,  $\psi = 0,1$ ,  $\psi$ 

Л. М. Ерухимов и др.

что особенности распространения квазикритических лучей могут быть использованы при исследовании F-spread, регистрируемого на ионограммах вертикального и наклонного зондирования. Дело в том, что мода Педерсена чувствительна к различного рода возмущениям, а переносимый её поток энергии сосредоточен в сравнительно узкой области вблизи максимума электронной концентрации. В этой же области, в основном, сосредоточены неоднородности, ответственные за F-spread. Поэтому исследование характеристик верхнего луча с помощью современных средств широкополосного зондирования в различных геофизических условиях в сочетании с другими радиофизическими методами и моделированием может служить источником важной информации о параметрах среды распространения в окрестности максимума F2 слоя и позволит получить новые данные о механизмах образования F-spread.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 95-02-03582-а, 95-02-4255, 96-02-19575) и Госкомвуза РФ, проект 95-0-8.1-4.

# ЛИТЕРАТУРА

- 1. Кравцов Ю. А., Тинин М. В., Черкашин Ю. Н. // Геом. и аэрономия, 1979. Т. 19. С. 769.
- 2. Тинин М. В. //Исследования по геом. аэрономии и физике Солнца, 1973. Вып. 29. С. 157.
- 3. Muldrew D. B., Maliphant R. G. // J. Geoph. Res., 1962. V. 67. P. 1805.
- 4. Воробьева Л. П., Луганин В. А. //Геом. и аэрономия, 1977. Т. 17. С. 949.
- 5. Иванов В. А., Урядов В. П., Фролов В. А., Шумаев В. В. //Геом. и аэрономия, 1990. Т. 30. С. 107.
- 6. Bowman G. G., Clarke R. H. and Meehan D. H. // J. Atm. Terr. Phys., 1988. V. 50. P. 797.
- 7. Rose R. B. // Radio Sci., 1988. V. 23. P. 257.
- 8. Erukhimov L. M., Uryadov V. P., Cherkashin Yu. N., Eremenko V. A., Ivanov V. A., Ryabova N. V., Shumaev V. V. //Waves in Random Media, 1997. V. 7. № 4.
- 9. Ivanov V. A., Ryabova N. V., Uryadov V. P., Shumaev V. V. //Proc. of the Inter. Conf. on Electromagn. Adv. Appl. Sept. 1995. Torino. Italy. P. 471.
- 10. Hajkowicz L. A. //Planet. Space Sci., 1990. V. 38. № 7. P. 913.
- 11. Еременко В. А., Ерухимов Л. М., Иванов В. А., Рябова Н. В., Урядов В. П., Шумаев В. В., Черкашин Ю. Н. //ДАН, 1997 (в печати).

 <sup>1</sup>Научно-исследовательский радиофизический институт, г.Н.Новгород;
 <sup>2</sup>Марийский государственный технический университет, г.Йошкар-Ола;
 <sup>3</sup>Институт земного магнетизма ионосферы и распространения радиоволн РАН, г.Троицк Московской обл.; Россия

Поступила в редакцию 22 июля 1997 г.

Л. М. Ерухимов и др.

# MODELLING OF HF PROPAGATION IN THE VICINITY OF QUASI-CRITICAL RAYS IN DISTURBED IONOSPHERE

L. M. Erukhimov, A. A. Ponyatov, V. P. Uryadov, V. A. Ivanov, V. V. Shumaev, I. B. Egorov, Yu. N. Cherkashin

The results of experimental investigations of the structure of signal in the vicinity of maximum observed frequency (MOF) on oblique chirp sounding Khabarovsk – N. Novgorod path are presented. The additional tracks have been observed in domain between high- and low-angle rays during magnetic—ionospheric disturbances. Under strong disturbances the ionograms had a spreading type in the vicinity of the MOF. Modelling of observed effect in the presence of travelling ionospheric disturbances (TID) with different parameters is performed. It is shown that effect of stratification of high-angle ray to several additional tracks is most for TID with vertical scales  $\ell_z \sim 20-40$  km, wave fronts of which compose with horizontal angles equal to  $0-10^\circ$ . The possibilities to use the Pedersen mode as a probing wave for diagnostics of the thin structure of the ionosphere in the vicinity of the F-layer maximum are discussed.

# ВЫНУЖДЕННЫЙ КОЛЛАПС НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПЕРВИЧНОЙ ЧЁРНОЙ ДЫРЫ КАК ИСТОЧНИК КОСМОЛОГИЧЕСКИХ $\gamma$ -ВСПЛЕСКОВ

Е.В.Деришев, В.В.Кочаровский, Вл.В.Кочаровский

Предложен новый сценарий происхождения космологических гамма-всплесков, связывающий их с вынужденным коллапсом одиночной нейтронной звезды под действием попавшей внутрь первичной чёрной дыры. Указан механизм захвата чёрных дыр на замкнутые орбиты в сжимающемся протозвёздном облаке (дальнейшая эволюция которого приводит к возникновению нейтронной звезды) и показано, что он наиболее эффективно действует в догалактическую эпоху. Представлены качественные результаты расчётов переноса нейтрино, которые возникают в процессе кваркового фазового перехода в нуклонном веществе, происходящего во внутренней части звезды в аккреционном потоке. Выходящие из плотного нуклонного вещества нейтрино и антинейтрино оказываются вырожденными и, аннигилируя, приводят к образованию в истекающем электронпозитронном ветре приповерхностного инверсного температурного слоя — естественной преграды для загрязнения плазмы барионным веществом. В итоге удаётся получить большое (~ 10<sup>3</sup>) значение лоренц-фактора расширяющейся плазмы, согласованное с наблюдаемыми энергией и длительностью процесса, и объяснить основные характеристики гамма-всплесков. Рассмотрены также важнейшие отличительные черты данного сценария, включая преимущественно внегалактическое происхождение всплесков, отсутствие видимого "космологического удлинения"их длительности, дополнительный завал на графике зависимости числа всплесков от светимости при z > 0,7 и малую вероятность обнаружения корреляции гамма-всплеска с импульсом гравитационного излучения.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Космические гамма-всплески были обнаружены более четверти века тому назад [1]. С тех пор появилось большое количество наблюдательных данных, однако явление не только не получило объяснения, но и стало ещё более загадочным [2].

В настоящее время гамма-всплески наблюдаются примерно раз в сутки как короткие импульсы гамма-излучения из точечноподобных источников, случайно разбросанных по небу. Полное число таких событий должно быть заметно больше и заведомо превышает 1000 в год. Несмотря на уже накопленную большую статистику, нет достоверных свидетельств повторных всплесков от классических источников, а верхний предел на долю повторяющихся источников составляет около 2% [3].

Пространственное распределение источников обычно характеризуется степенью изотропии (дипольным и квадрупольным моментами их положений на небесной сфере), а также величиной фактора радиальной неоднородности  $\langle V/V_{max} \rangle$ . Последняя определяется как усреднённое отношение объёма сферы, проведённой через источник и имеющей центр в точке наблюдения, к "максимальному"объёму (соответствующему пределу чувствительности используемой аппаратуры), вычисленное в предположении, что источники всплесков являются стандартными свечами. Экспериментально определённые значения согласуются в пределах статистической погрешности с изотропным распределением [4], но величина  $\langle V/V_{max} \rangle = 0.33 \pm 0.01$  [4] свидетельствует о сильном отклонении от видимой однородности в сторону концентрации источников к наблюдателю.

Индивидуальные гамма-всплески не обладают большим сходством. Их спектры меняются от раза к разу и несут основную энергию в области 0,1 ÷ 1 Мэв, при этом на каждый квадратный сантиметр

Е.В.Деришев, В.В.Кочаровский, Вл.В.Кочаровский

приходится от единиц до нескольких тысяч регистрируемых фотонов. Длительность варьируется от долей секунды до нескольких минут, а разнообразие кривых блеска очень велико.

Обилие наблюдательной информации вместе с практической невозможностью сделать из неё вполне определённые выводы привело к возникновению огромного (больше сотни) количества разнообразных гипотез о природе источников космических гамма-всплесков. Тем не менее, ни одна из этих гипотез до сих пор не даёт объяснения всей совокупности данных о гамма-всплесках, встречая на этом пути множество трудностей как качественного, так и вычислительного плана.

Предлагаемый в настоящей статье сценарий возникновения гамма-всплесков свободен от большинства типичных трудностей и достаточно прост для полного физического описания. Он позволяет, в принципе, делать определённые количественные и качественные предсказания там, где до сих пор рассуждения велись на уровне предположений и возможностей. Новый сценарий связывает происхождение всплесков со взаимодействием нейтронных звёзд и первичных чёрных дыр (ПЧД) [5, 6]. ПЧД являются реликтом очень ранней стадии расширения Вселенной ( $\sim 10^{-24}$  секунды от Большого Взрыва), когда плотность была практически в точности равна критической и достаточно большие флуктуации метрики могли вызвать необратимый коллапс отдельных областей с размером порядка радиуса горизонта событий на тот момент. Первоначальный спектр масс ПЧД определяется уравнением состояния вещества и характером первичных флуктуаций, а в дальнейшем модифицируется из-за квантового "испарения"чёрных дыр малой массы [7]. Таким образом, спектр масс ПЧД на современном "спокойном"этапе эволюции Вселенной есть функция только времени, причём сейчас пик в этом спектре приходится на массу, примерно равную 5 ·  $10^{14}$  г и соответствующую гравитационному радиусу  $R_{\rm g}$ порядка  $10^{-13}$  см.

Хотя полностью избежать образования ПЧД в ранней Вселенной вряд ли возможно, их концентрация сильно зависит от спектра начальных неоднородностей и потому не известна. Наилучший на данный момент верхний предел получается из измерения фона космических лучей с энергией около 100 Мэв и составляет порядка  $10^4$  пк<sup>-3</sup> в среднем по Вселенной [8]. Можно ожидать, что ПЧД сконцентрированы в галактиках в не меньшей степени, чем другие разновидности тёмного вещества. Обсуждаемая здесь модель связывает количество гамма-всплесков с концентрацией ПЧД, так что если в качестве предельного случая окажется, что ни один из наблюдавшихся всплесков не был обусловлен предлагаемым механизмом, то верхний предел на концентрацию может быть улучшен на 3–5 порядков. Иными словами, новый сценарий не только объясняет гамма-всплески, но и делает их наиболее чувствительным индикатором присутствия ПЧД, позволяющим, в принципе, решить вопрос об истинном числе последних.

Исходный пункт нашего исследования состоит в том, что при определённых условиях возможен захват ПЧД на близкую к нейтронной звезде орбиту. Теряя кинетическую энергию и момент импульса сначала за счёт гравитационного излучения, а затем и в результате аккреционного и приливного трения, чёрная дыра в итоге оказывается в центре нейтронной звезды, где её масса постепенно растёт из-за аккреции окружающего нуклонного вещества. Процесс набора массы имеет взрывной характер, т.е. за ограниченное время завершается полным коллапсом нейтронной звезды в центральную чёрную дыру, причём время, оставшееся до полного коллапса, как раз и является характерным временным масштабом. Имея в виду устойчивые нейтронные звёзды, такое явление удобно назвать вынужденным коллапсом в противоположность самопроизвольному коллапсу объекта, превысившего чандрасекаровский предел.

Взаимодействие микроскопической чёрной дыры с обычным веществом настолько слабо, что полная длительность вынужденного коллапса даже для сверхплотного объекта вроде нейтронной звезды составляет около 4 миллионов лет (в случае ПЧД типичной массы 5 · 10<sup>14</sup> г). Для менее плотных звёзд, например, белых карликов, это время уже превышает возраст Вселенной, так что возможное существование ПЧД внутри обычной звезды, скажем, Солнца или белого карлика, не имеет никаких

Е.В.Деришев, В.В.Кочаровский, Вл.В.Кочаровский

наблюдаемых последствий.

В процессе вынужденного коллапса нейтронной звезды под действием ПЧД основная энергия выделяется в результате фазового перехода нуклонного вещества в странное кварковое вещество при достижении первым критической плотности из-за сжатия в аккреционном потоке. С помощью нейтрино и антинейтрино всех трёх типов энергия переносится к поверхности, где нейтрино и антинейтрино аннигилируют с образованием горячей электрон—позитронной плазмы. В этой точке предлагаемый сценарий в основных чертах сходится с хорошо разработанными моделями ультрарелятивистского ветра (fireball) [9] и порождённой им ударной волны в межзвёздном веществе [10], которая и является непосредственным источником гамма-излучения.

Статья построена следующим образом. В разделе 2 мы кратко обсудим основные имеющиеся на настоящее время модели источников гамма-всплесков. Следующий раздел посвящён процессу захвата ПЧД нейтронной звездой при её рождении. В разделе 4 описан процесс вынужденного коллапса и перенос нейтрино. В заключении рассмотрены основные наблюдательные следствия и качественные отличия нового сценария от уже существующих.

# 2. СОВРЕМЕННЫЕ МОДЕЛИ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ

Исторически сложилось разделение моделей гамма-всплесков на четыре большие группы в соответствии с характерным масштабом расстояний: а) околосолнечная, б) модели Галактического диска, в) протяжённое гало Галактики, г) космологическая. Околосолнечная группа гипотез страдает от отсутствия простых физических механизмов генерации гамма-излучения с требуемыми характеристиками и поэтому никогда не претендендовала на ведущую роль в объяснении этого явления. Напротив, модели, в которых источниками гамма-всплесков служили нейтронные звёзды Галактического диска, долгое время считались весьма правдоподобными, что было связано, в первую очередь, с сообщениями об обнаружении узких линий поглощения на кратных частотах в спектрах некоторых всплесков. Эти линии отождествляли с циклотронными линиями в магнитных полях, типичных для нейтронных звёзд. Кризис наступил с запуском более чувствительного прибора ВАТЅЕ, который вместо ожидаемой концентрации источников к Млечному Пути засвидетельствовал практически идеальную изотропию. Кроме того, наблюдения BATSE не подтвердили наличие линий поглощения, переведя вопрос об их существовании в разряд спорных. Наконец, распределение источников оказалось пространственно неоднородным. Всё это вызвало трансформацию модели диска в модель протяжённого гало, в которой по-прежнему всплески порождаются нейтронными звёздами Галактики, но расположенными теперь в сферическом гало на её периферии, куда они были выброшены при асимметричных взрывах сверхновых.

В принципе, модель протяжённого гало в состоянии удовлетворить наблюдательным ограничениям, но за счёт введения дополнительных предположений, не имеющих прямого астрофизического обоснования. В частности, нейтронные звёзды должны включаться как источники гамма-всплесков только спустя определённое время после своего рождения, чтобы избежать значительного дипольного момента в распределении ярких всплесков из-за того, что Солнце смещено относительно центра Галактики. С другой стороны, время активности источников ограничено требованием того, чтобы гамма-всплески от соседней галактики M31 не наблюдались (что нарушило бы изотропию). С учётом разброса нейтронных звёзд по скоростям, эти ограничения удивительно близки. Легко оценить, что скорость толчка при взрыве сверхновой должна превосходить примерно 800 км/с, чтобы замаскировать влияние упорядоченного поля скоростей предсверхновых, и в то же время должна быть достаточно близка к скорости убегания из Галактики ( $\approx 600$  км/с), чтобы заметное торможение нейтронных звёзд могло обеспечить наблюдаемое значение фактора неоднородности  $\langle V/V_{max} \rangle$ . Согласование этих пределов требует специальной, асимметричной, подгонки распределения добавочных скоростей. Подобные произвольные

Е.В.Деришев, В.В.Кочаровский, Вл.В.Кочаровский

предположения делают модель Галактического гало всё менее привлекательной по мере накопления наблюдательного материала.

В течение последнего года наблюдения дважды предоставляли серьёзные свидетельства в пользу космологической природы гамма-всплесков. Во-первых, это обнаружение в спектре оптической компоненты всплеска GRB970508 линии поглощения с красным смещением  $z \approx 0.8$  [11]. Во-вторых, наблюдения радиокомпоненты этого всплеска позволили наложить нижний (параллактический) предел на расстояние до источника, d > 1 кпк [12], и выявили медленное спадание радиосветимости, ожидаемое в случае ультрарелятивистской ударной волны [13]. Очевидно, ещё рано говорить о том, что эти наблюдательные данные поставили точку в споре о местоположении источников гамма-всплесков, однако они определённо вывели космологические модели в разряд фаворитов.

Следует отметить, что несмотря на недостатки конкретных гипотез, против космологической группы моделей как таковой нет серьёзных аргументов общего плана, что выгодно отличает её от других групп. Единственное значительное затруднение может представлять объяснение линий в спектре гамма-излучения в случае их подтверждения: линии вряд ли могут сформироваться в источнике при релятивистском истечении излучающей плазмы. В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением именно космологических моделей.

Определяющим для любой космологической модели является требование обеспечить огромное энерговыделение вплоть до  $10^{51} \div 10^{52}$  эрг. Сравнительно просто удовлетворить ему в моделях, представляющих гамма-всплески как специфический вид активности квазаров, сейфертов и т.п. Однако, при этом не видно способа объяснить кратковременность всплесков и их переменность на временах вплоть до долей миллисекунды. Дополнительную трудность создаёт отсутствие ярких галактик в пределах наблюдаемых положений ярких всплесков.

Наиболее экзотическими являются модели, связывающие происхождение всплесков с гипотетическими объектами, например, с коллапсом космических струн. Оставляя в стороне произвольность допущений об их существовании и свойствах, отметим непосредственное ограничение на модели, в которых гамма-всплески происходят при больших красных смещениях. Требование прозрачности Вселенной по рассеянию жёсткого рентгеновского излучения на свободных электронах накладывает ограничение  $z \leq 100$  на расстояние до источников. В некоторых случаях наблюдались фотоны с энергиями до 18 Гэв [14]. Для таких всплесков ещё более жёсткое ограничение  $z \leq 50$  проистекает из отсутствия поглощения жёстких квантов в процессе рождения электрон—позитронных пар на фотонах микроволнового фонового излучения.

Самыми консервативными являются гипотезы звёздного происхождения гамма-всплесков. Они легко объясняют малые временные масштабы событий и их энергетику, т.к. требуют превращения в жёсткое излучение лишь около одной тысячной части энергии покоя звезды, что вполне возможно в катастрофических однократных событиях. Однако, непосредственное излучение звезды наблюдать невозможно, поскольку высокая плотность фотонов в источнике приводит к образованию оптически толстого облака электрон—позитронной плазмы и, в результате, вся исходная энергия излучения трансформируется в кинетическую энергию сброшенной оболочки, а не в гамма-излучение [9]. В обход этой трудности был предложен двухстадийный сценарий, в котором энергия плазменного выброса вновь переходит в излучение в оптически тонкой бесстолкновительной ударной волне, возникающей при торможении оболочки в межзвёздной среде [10]. При этом лоренц-фактор в ударной волне должен достигать по меньшей мере 100, чтобы наблюдаемая длительность излучения попадала в требуемый интервал. Это, в свою очередь, означает, что исходно плазменный выброс содержал лишь незначительную примесь барионов, не более  $10^{-6} \div 10^{-5}$  от общего числа частиц.

Следовательно, должен существовать какой-либо мощный источник электрон-позитронных пар, подводящий энергию непосредственно из недр звезды. На роль такого переносчика идеально подходят нейтрино. Чтобы оптическая толщина по аннигиляции нейтрино и антинейтрино была не слишком

Е.В.Деришев, В.В.Кочаровский, Вл.В.Кочаровский

мала, объект должен иметь размеры меньше или порядка размеров нейтронной звезды. Существуют гипотезы, в которых компактный объект образуется в результате коллапса звезды-гиганта ("неудав-шаяся" сверхновая) или белого карлика. Однако, в свете известных астрофизических событий типа вспышек сверхновых, кажется совершенно произвольным предположение о том, что в ряде случаев такой коллапс сопровождается полным, без остатка, засасыванием звезды в центральный объект. С другой стороны, есть и принципиально иной класс астрофизических событий, свободный от указанно-го недостатка, — это столкновение нейтронных звёзд в двойной системе, неминуемое из-за потери их энергии на гравитационное излучение [15]. Именно последний сценарий, а также его вариант, в котором один из компонентов двойной — чёрная дыра, считается сейчас наиболее вероятным объяснением космических гамма-всплесков.

Рассмотрим проблемы, до сих пор не нашедшие объяснения в рамках этого сценария. Во-первых, количество столкновений в двойных системах по разным теоретическим и эмпирическим оценкам составляет  $10^4 \div 10^7$  в год, т.е. на несколько порядков превышает наблюдаемое число всплесков. Данное обстоятельство заставляет предположить, что подавляющая часть этих событий по не вполне понятным причинам не проявляется в виде гамма-всплесков. Во-вторых, как и любая другая космологическая модель, содержащая стандартную длительность (время торможения ударной волны), эта предсказывает прямую пропорциональность наблюдаемой длительности красному смещению,  $au \propto 1+z$ . Реально корреляция между длительностью и яркостью является по меньшей мере спорной, а возможно, и вовсе отсутствует. В-третьих, проблематично получение необходимой величины лоренц-фактора, поскольку нейтринная эддингтоновская светимость для чистой электрон-позитронной плазмы достаточно мала, чтобы эта плазма "сдувалась" с поверхности задолго до достижения нужной степени барионной чистоты. Значит, основной энергетический вклад в плазму должен происходить уже над поверхностью (но не слишком далеко от неё), а это не укладывается в рамки моделей с тепловым источником нейтрино, где трудно избежать монотонного спадания температуры. Наконец, уже упоминавшееся отсутствие корреляции положений ярких всплесков с крупными близкими галактиками означает, что источники по неизвестным причинам предпочитают вспыхивать в карликовых галактиках.

Предлагаемый в настоящей статье сценарий, по мнению авторов, свободен от большинства недостатков традиционных космологических моделей.

# 3. ЗАХВАТ ПЧД НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДОЙ

При условии, что современный темп возникновения гамма-всплесков не сильно отличается от своего значения в прошлом, за время жизни Вселенной в среднем на одну галактику, подобную нашей, пришлось около 10000 событий, т.е. примерно по одной вспышке за миллион лет. По оценкам, за то же время в Галактике родилось порядка  $10^8 \div 10^9$  нейтронных звёзд, значит, лишь несколько стотысячных долей из них породили гамма-всплески. С другой стороны, при учёте концентрации тёмного вещества в Галактике, плотность ПЧД в ней может достигать  $10^{10}$  пк<sup>-3</sup>. При этом за прошедшие с момента образования Галактики  $10 \div 15$  миллиардов лет каждая сотая нейтронная звезда испытала лобовое столкновение с ПЧД. Этого более чем достаточно для объяснения наблюдаемой частоты всплесков, если такие столкновения действительно приводят к захвату чёрных дыр внутрь нейтронных звёзд.

На первый взгляд может показаться, что достаточно ПЧД войти в соприкосновение с поверхностью нейтронной звезды, как она будет захвачена. Однако, отношение площади горизонта событий к массе исключительно мало для интересующей нас микроскопической чёрной дыры с гравитационным радиусом  $R_{\rm g} \approx 10^{-13}$  см, так что для ПЧД, имеющей плотность, на 39 порядков превышающую плотность ядерного вещества, нейтронная звезда представляет не большую преграду, чем межзвёздный газ. Следовательно, прямой захват ПЧД "на лету" невозможен.

Е.В.Деришев, В.В.Кочаровский, Вл.В.Кочаровский

Тем не менее, пролетая сквозь или поблизости от нейтронной звезды, ПЧД тормозится совместным действием трёх механизмов. Первый — гравитационное излучение — работает как внутри, так и вне звезды. Другие два — аккреция и приливное торможение — исключительно внутренние. Эффективное сечение приливного торможения за счёт возмущения поля скоростей окружающего ПЧД вещества логарифмически расходится, аналогично кулоновскому. Поэтому приливное торможение оказывается самым сильным из трёх, примерно в 1000 раз более быстрым, чем гравитационное, самое слабое. В любом случае, даже совместное действие всех трёх механизмов не приводит к заметному снижению скорости ПЧД за время одного пролёта. Но если чёрная дыра уже гравитационно связана с нейтрон-ной звездой, то рано или поздно она перейдёт на орбиту, не выходящую за радиус нейтронной звезды  $R_{\rm H3}$ . Время падения ПЧД за счёт одного только излучения гравитационных волн можно оценить как

$$8\cdot 10^8 \, {5\cdot 10^{14}}_{\overline{M}_\Pi$$
чд  ${R_{\rm a}^{1/2} R_\Pi^{7/2}\over R_{\rm H3}^4}$  лет

где  $R_{\rm a}$  и  $R_{\rm n}$  — расстояния в апоастре и периастре соответственно. Время существования достаточно близких орбит с  $R_{\rm n} \lesssim 2R_{\rm H3}$  оказывается меньше возраста Вселенной.

Есть несколько возможностей захвата ПЧД на близкую орбиту. Одна возможность реализуется для тех нейтронных звёзд (если таковые существуют), чей радиус не превышает двух гравитационных радиусов  $R_{\rm g}$ , и связана с модификацией эффективного потенциала в общей теории относительности — у него появляется второй минимум. При некотором значении момента импульса налетающей частицы ( $\approx 2mcR_{\rm g}$ ) высота разделяющего максимума становится почти равной её энергии. При этом чёрная дыра "проскальзывает"над максимумом потенциала в область второго минимума и, частично затормозившись, уже не может выйти назад, оказываясь захваченной на орбиту, почти целиком лежащую внутри нейтронной звезды. Правда, столь эффективный захват возможен только при очень точном прицеливании, так что лишь  $10^{-17}$  от общего числа налетающих ПЧД будут захвачены.

Другая возможность связана с потенциальным существованием двойных (или кратных) ПЧД. Тогда вблизи от нейтронной звезды возможен разрыв такой системы приливными силами, причём энергия перераспределяется не поровну и одна из ПЧД оказывается захваченной. Хотя указанный механизм вполне приемлем в принципе, его реализация в реальности чувствительна к среднему размеру пары ПЧД, и едва ли значительная часть чёрных дыр входит в двойные системы именно с нужным размером. Можно сделать вывод, что захват ПЧД после образования нейтронной звезды слишком маловероятен, чтобы рассматриваться в качестве серьёзного астрофизического фактора.

Имеется, однако, ещё одна, наиболее привлекательная возможность захвата чёрной дыры, состоящая в том, что в момент образования нейтронной звезды ПЧД уже находится в нужном месте. Чтобы проследить за ней, вернёмся назад во времени к моменту коллапса протозвёздного облака. Рассмотрим чёрную дыру внутри облака, считая её орбиту круговой (такое упрощение не меняет качественных выводов). При постепенном сжатии вещества внутри орбиты сама орбита тоже стягивается к центру. Сохранение момента импульса означает сохранение произведения радиуса орбиты на массу внутри неё, т.е.  $R_{\rm op6} \propto \rho^{-1/4}$ . Типичное изменение плотности вещества  $\rho$  на пути от протозвёздного облака к нейтронной звезде составляет величину порядка  $10^{36}$ . Соответственно, радиус орбиты ПЧД уменьшается примерно в  $10^9$  раз. Потребовав, чтобы время падения чёрной дыры не превышало возраст Вселенной, мы получим исходный радиус орбиты  $\sim 10^{-3}$  пк и обнаружим, что внутри области захвата в протозвёздном облаке может находиться сразу несколько десятков ПЧД. Вероятность гравитационного захвата определяется разбросом скоростей ПЧД и по порядку величины равна  $(v_2/D_v)^3 \sim 10^{-18}$ , где  $v_2 \sim 2 \cdot 10^{-4}$  км/с — скорость убегания из зоны захвата в облаке, а  $D_v \sim 2 \cdot 10^2$  км/с — разброс скоростей ПЧД во внутренней зоне Галактики. Отсюда видно, что захват чёрных дыр едва ли возможен в современную эпоху в типичной галактике, но вполне возможен в условиях малого разброса скоростей,

Е.В.Деришев, В.В.Кочаровский, Вл.В.Кочаровский

выполненных во Вселенной в эпоху до образования галактик. В работе [16] авторы относят образование примерно тысячной доли от современного числа звёзд к догалактической эпохе при красном смещении  $z \sim 10 \div 15$ . Принимая во внимание высокую эффективность захвата в то время, можно видеть, что такого количества звёзд первого поколения достаточно для объяснения всех гамма-всплесков. \*

В результате естественным образом преодолеваются сразу две трудности традиционных моделей. Поскольку нейтронные звёзды — прародительницы имеют внегалактическое происхождение, то только малая их доля вторично захвачена галактиками. В свою очередь, преимущественно внегалактическое происхождение гамма-всплесков ведёт к важным выводам относительно их наблюдаемой длительности  $\tau_{\rm H} = \tau_{\rm c}(1+z) \propto \rho^{-1/3}(1++z)$ , где  $\tau_{\rm c}$  — длительность торможения ударной волны в системе отсчёта источника, а  $\rho$  — плотность окружающего вещества. В первом приближении для межгалактического вещества наблюдаемая длительность оказывается не зависящей от красного смещения (в согласии с имеющейся статистикой):  $\rho^{-1/3}(1+z) = \text{const}$ , а отклонения от этого закона могут быть вызваны только перераспределением вещества между галактиками и межгалактическим пространством.

Таким образом, рисуется следующая картина захвата ПЧД нейтронными звёздами. Практически все события такого рода произошли во время жизни малочисленного первого поколения звёзд, одномоментно на космологическом масштабе времени. В дальнейшем эволюция скорости появления гаммавсплесков полностью определялась распределением захваченных ПЧД по орбитам. Те из них, которые в своём движении пролетали сквозь нейтронную звезду, были очень быстро захвачены внутрь неё и дали пик гамма-всплесков, почти совпадающий с пиком догалактического звёздообразования. Остальные чёрные дыры "проглатываются" на гораздо более длинном масштабе времени, определяемом темпом гравитационного излучения. В результате на графике зависимости скорости появления всплесков от времени должен наблюдаться провал, тянущийся вплоть до  $z \approx 0,7$ , когда начинают падать ПЧД с внешних орбит (не заходивших под поверхность нейтронной звезды).

Точное значение указанного момента времени зависит от массы ПЧД, поэтому на самом деле весь провал заполнен гамма-всплесками, вызванными чёрными дырами большой массы из степенного "хвоста" в их распределении  $dN/dM \propto M^{-5/2}$ . Темп появления всплесков на этом этапе зависит от времени как  $t^{1/2}$ . По достижении момента времени z = 0,7 вид зависимости меняется. Теперь темп появления всплесков остаётся постоянным (если все орбиты ПЧД внутри протозвёздного облака имели одинаковую форму) либо уменьшается как  $t^{-3/7}$  (если ПЧД имели однородное распределение по моментам импульса). Недостаток места не позволяет нам подробнее остановиться на проблемах захвата ПЧД и эволюции темпа гамма-всплесков.

# 4. ВЫНУЖДЕННЫЙ КОЛЛАПС НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

Попав внутрь нейтронной звезды, чёрная дыра аккрецирует окружающее вещество и наращивает свою массу со скоростью  $\dot{M} \propto M^2$ . Это — уравнение типа взрывной неустойчивости, при которой время, оставшееся до окончательного коллапса, обратно пропорционально начальной массе ПЧД и составляет примерно

$$4 \cdot 10^6 \, \frac{5 \cdot 10^{14} \mathrm{r}}{M_{\Pi \mathrm{H} \mathrm{J}}}$$
 лет,

то есть заведомо мало по космологическим масштабам.

На расстоянии больше нескольких гравитационных радиусов  $R_{\rm g}$  от чёрной дыры скорость аккреционного потока мала настолько, что вещество в нём можно рассматривать как находящееся в гидро-

Е.В.Деришев, В.В.Кочаровский, Вл.В.Кочаровский

<sup>\*</sup>Отметим одно интересное совпадение. Если полагать, что тёмное вещество во Вселенной в основном (или полностью) состоит из остатков испарившихся ПЧД, которые имеют планковскую массу ( $\approx 2 \cdot 10^{-5}$  г), то экстраполированная плотность ПЧД составит величину, как раз необходимую для объяснения наблюдаемого числа гамма-всплесков.

статическом равновесии. Тогда  $\varepsilon_F^n + U = \text{const}$ , где  $\varepsilon_F^n$  — энергия Ферми нейтронов, а U — их потенциальная энергия в поле тяготения чёрной дыры. Ясно, что по мере приближения к горизонту событий уровень Ферми нейтронов (а с ним и их плотность) сильно возрастает. Вместе с тем, сжатие не может быть сколь угодно сильным: даже будучи невзаимодействующими, нейтроны должны развалиться на составляющие их кварки при достижении условия  $\varepsilon_F^n \approx 156$  Мэв.

Данный результат диктуется квантовомеханическими соображениями. И нейтроны, и кварки являются фермионами, причём масса покоя последних мала по сравнению с их энергией Ферми. Значит, пока нейтроны можно рассматривать как нерелятивистские частицы, плотность энергии покоя в низшем энергетическом состоянии будет при сжатии увеличиваться для них медленнее, чем для ультрарелятивистских кварков. В конце концов окажется, что для кварков невозможно находиться в таком низком энергетическом состоянии, которое задаётся уравнением состояния вырожденного нейтронного газа. В этой точке следует ожидать фазового перехода в состояние кварк—глюонной плазмы [17].

Теперь кварки могут превращаться друг в друга, и одно из таких превращений, переход *d*-кварка в *s*-кварк, оказывается энергетически выгодным. В итоге устанавливается равновесный кварковый состав с примерно равными количествами u-, d- и *s*-кварков, а сама плазма разогревается до температуры  $T \approx 50$  Мэв и излучает нейтрино и антинейтрино всех трёх сортов. Описанный процесс достаточно медленный, так как протекает за счёт слабого взаимодействия; поэтому чёткая граница нейтронного вещества с нагретой кварк—глюонной плазмой появляется не раньше, чем характерный размер аккреционного потока достигает  $\sim 10$  см, т.е. примерно за 10 секунд до окончательного коллапса. Расстояние от границы фазового перехода до горизонта событий сильно зависит от физических условий внутри невозмущённой нейтронной звезды и для типичной плотности нейтронов  $\rho_c = 10^{15}$  г/см<sup>3</sup> его можно оценить из равенства  $\varepsilon_F^n + U = 156$  Мэв примерно как  $15R_{\rm g}$ , причём с дальнейшим развитием коллапса размер излучающей поверхности растёт пропорционально  $R_{\rm g}$ .

В проточно—стационарном решении для фазовой границы (нуклонное вещество непрерывно течёт сквозь неё и падает в чёрную дыру) роль теплопроводности пренебрежимо мала, так что единственным каналом отвода тепла является нейтринное излучение. Внутри нейтронной звезды аннигиляция пар  $\nu$ ,  $\bar{\nu}$  невозможна, поскольку все энергетически допустимые электронные состояния заняты, так что звезда постепенно заполняется вырожденным нейтринным газом.

Принципиальное отличие переноса фермионов от переноса фотонов состоит в температурной зависимости эффективного сечения рассеяния вырожденных фермионов,  $\sigma \propto T^2$ . При наличии ненулевого потока частиц к указанному сечению добавляется нетепловой член, пропорциональный квадрату плотности этого потока. Полученные нами численные решения уравнения переноса для вырожденных нейтрино с учётом частичной перекачки энергии от нейтрино к нуклонному веществу показывают, что нейтринный поток прогревает только относительно тонкий слой (~ 0,5 км) вблизи фазовой границы, а остальная часть нейтронной звезды остаётся холодной и слабо препятствует выходу нейтрино к поверхности. Тем не менее, с холодным наружным слоем связана интересная особенность такого источника: если его укрыть полупрозрачным рассеивающим слоем (роль которого могут играть и сами нейтрино), то светимость не уменьшается, а возрастает. При этом возрастает не только энергия Ферми выходящих нейтрино (что очевидно), но и плотность потока числа частиц. Причина указанного поведения заключается в сильной обратной зависимости сечения нетеплового рассеяния от энергии Ферми:  $\sigma \propto (\varepsilon_F^{\nu})^{-5}$ . В результате, появление полупрозрачного экрана на поверхности приводит через повышение энергии нейтрино к такому просветлению внутренних слоёв, которое с избытком компенсирует оптическую толщину экрана. В целом, указанный эффект повышает светимость источника в несколько раз. Окончательный ответ для полного энерговыделения в процессе вынужденного коллапса сильно зависит от плохо известных свойств сверхплотного вещества:  $E_{\nu} = 2 \cdot 10^{50 \pm 1}$  эрг. Примерно половина из этой энергии уносится плазменным потоком.

Уже у самой поверхности нейтронной звезды, на глубине менее 1 км, где выполнено условие  $arepsilon_F^e < \varepsilon_F^e$ 

Е.В.Деришев, В.В.Кочаровский, Вл.В.Кочаровский

 $2\varepsilon_F^{\nu}$ , становится возможной аннигиляция нейтрино и антинейтрино с образованием электрон—позитронных пар. Выделяющаяся при этом энергия частично расходуется на разогрев вещества, а частично уносится холодным нейтринным потоком. Не останавливаясь на деталях проведённого нами анализа формирования расширяющейся плазменной оболочки, укажем лишь одну принципиальную особенность, которая представляется совершенно необходимой, но отсутствует в прежних сценариях. А именно, в стационарном состоянии истекающей плазмы появляется инверсный температурный слой, начинающийся от глубины в несколько сот метров и выходящий далеко за поверхность нейтронной звезды. Теперь, в отличие от традиционных моделей, барионная плазма должна пройти сквозь этот слой против силы теплового давления и только после этого она может попасть в электрон—позитронный ветер. При движении по градиенту температуры плотность барионов может только падать, а плотность энергии  $e^-e^+$  плазмы, наоборот, возрастает. Именно благодаря изолирующим свойствам инверсного слоя, относительная плотность барионов на выходе из него может быть достаточно низка, чтобы обеспечить требуемую величину лоренц-фактора порядка 1000.

Отметим ещё одно немаловажное обстоятельство. Необходимым условием эффективной генерации электрон—позитронного ветра является не слишком малая оптическая толщина для нейтринно— антинейтринной аннигиляции. Поскольку она пропорциональна пятой степени энергии нейтрино, то можно указать своеобразный порог, начиная с которого возможна конверсия значительной доли энергии нейтринного излучения в горячую  $e^-e^+$  плазму:  $\varepsilon^{\nu} \ge 15$  Мэв. С другой стороны, уже при  $\varepsilon^{\nu} \approx 40$  Мэв нейтринная светимость превышает эддингтоновский предел, после чего начинается беспрепятственный вынос барионного вещества с поверхности звезды. Таким образом, возникновение плазменного выброса с "правильными" характеристиками возможно только в довольно узком окне значений энергии нейтрино  $\varepsilon^{\nu}$ . В традиционных моделях значение энергии нейтрино у поверхности источника определяется не слишком уверенно и фактически предлагается лишь уповать на то, что она не выходит за обозначенные рамки (вероятно, ещё более узкие на практике). Предложенный новый сценарий свободен от этого недостатка: по мере удаления границы фазового перехода от центра нейтронной звезды энергия выходящих нейтрино монотонно растёт и на каком-то отрезке времени обязательно попадает в нужный интервал.

# 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подчеркнём те две наиболее существенные особенности представленного выше сценария, которые делают его предпочтительным по сравнению с уже известными. Во-первых, он располагает источники всплесков за пределами галактик, одновременно решая проблемы отсутствия "космологического удлинения"слабых (далеких) всплесков и отсутствия явной связи ярких событий с близкими галактиками. Во-вторых, образование в процессе вынужденного коллапса нейтронной звезды приповерхностного инверсного температурного слоя служит естественным механизмом, отвечающим за высокоэффективную сепарацию электрон—позитронной плазмы от барионного вещества. С учётом других отмеченных выше преимуществ нам представляется возможным принять данный сценарий в качестве рабочей модели гамма-всплесков.

Остановимся на наиболее доступных наблюдению отличиях предлагаемого сценария вынужденного коллапса от других, в первую очередь, от модели сталкивающихся нейтронных звёзд. Прежде всего, новый сценарий предсказывает вполне определённый, с характерным изломом в области  $z \approx 0.7$ , вид зависимости числа наблюдаемых всплесков от их светимости (полагая их стандартными свечами). Отличие этой зависимости от предсказаний модели сталкивающихся нейтронных звёзд должно быть особенно сильным в области очень малых светимостей; новый сценарий предсказывает завал там, где ожидался пик, отражающий всплеск звёздообразования в молодых галактиках. Вопрос может быть разрешён уже в ближайшие годы с появлением нового поколения инструментов.

Е.В.Деришев, В.В.Кочаровский, Вл.В.Кочаровский

Во-вторых, по своей природе модель столкновения в двойной системе неразрывно связана с излучением гравитационных волн. Такие события являются самыми мощными источниками импульсного гравитационного излучения; они имеют длительность ~ 10 секунд с характерным высокочастотным заполнением импульса. Строящийся сейчас новый детектор гравитационных волн LIGO по замыслу кострукторов будет способен регистрировать столкновения в двойных системах на расстоянии до 100 Мпк. Вынужденный коллапс вращающейся нейтронной звезды тоже сопровождается гравитационным излучением, но в этом случае импульс значительно слабее и имеет длительность ~ 0,2 мс без заполнения. Таким образом, гравитационный импульс от вынужденного коллапса оказывается ниже порога чувствительности LIGO и никакой связи между всплесками гравитационного и гамма-излучения не должно наблюдаться.

Дополнительную косвенную информацию может предоставить обнаружение и систематическое изучение предвспышек — излучения, возникающего непосредственно в момент просветления плазменного выброса. Их спектральные свойства позволяют судить о величине лоренц-фактора, достигаемого в истекающем веществе. В частности, его значение, приближающееся к 1000, должно приводить к хорошо заметному нетепловому "следу" от аннигиляционной линии, простирающемуся в область выше 10 Мэв. Высокое значение лоренц-фактора должно рассматриваться как свидетельство в пользу предлагаемого сценария.

Работа поддержана контрактом *PSS*\*0992 Европейского Сообщества и грантом РФФИ № 96-02-16045.

# ЛИТЕРАТУРА

- 1. Klebesadel R. W., Strong I. B., Olson R. A. //ApJ, 1973. V. 182. P. L85.
- 2. Лучков Б. И., Митрофанов И. Г., Розенталь И. Л. //УФН, 1996. Т. 166. № 7. С. 743.
- 3. Tegmark M. et al. //ApJ, 1996. V. 466. P. 757.
- 4. Meegan et al. //ApJS, 1996. V. 106. P. 65.
- 5. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. //АЖ, 1966. Т. 43. С. 758.
- 6. Hawking S. W. //MNRAS, 1971. V. 152. P. 75.
- 7. Hawking S. W. //Nature, 1974. V. 43. P. 199.
- 8. Page D. N., Hawking S. W. //ApJ, 1976. V. 206. P. 1.
- 9. Paczynski B. //ApJ, 1990. V. 363. P. 218.
- 10. Meszaros P., Laguna P., Rees M. J. //ApJ, 1993. V. 415. P. 181.
- 11. Metzger M. R. et al. //Nature, 1997. V. 387. P. 878.
- 12. Taylor G. B. et al. //Nature, 1997. V. 389. P. 263.
- 13. Frail D. A. et al. //Nature, 1997. V. 389. P. 261.
- 14. Hurley K. et al. //Nature, 1994. V. 372. P. 652.
- 15. Paczynski B. //ApJ, 1986. V. 308. P. L43.
- 16. Ostriker J. P., Gnedin N. Y. //ApJ, 1996. V. 472. P. L63.
- 17. Kettner Ch. et al. //Phys. Rev. D, 1995. V. 51. № 4. P. 1440.

Институт прикладной физики РАН,

г. Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию 20 октября 1997 г.

# A NEUTRON STAR COLLAPSE INDUCED BY PRIMORDIAL BLACK HOLE AS A SOURCE FOR COSMOLOGICAL $\gamma\text{-}\mathsf{RAY}$ BURSTS

Е.В. Деришев, В.В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский

# E. V. Derishev, V. V. Kocharovsky, Vl. V. Kocharovsky

A novel scenario is proposed for the origin of cosmological gamma-ray bursts, which links them to induced collapse of a lone neutron star under the influence of a primordial black hole inside it. A mechanism is pointed out for black hole capturing into closed orbits in a contracting protostellar cloud (which further evolves into a neutron star), and it is shown to be the most efficient during the pregalactic epoch. The qualitative results of neutrinos' transfer calculations are presented; those neutrinos originate from the quark phase transition in nucleon matter, which takes place in the inner part of the star in accretion flow. Neutrinos and antineutrinos escaping from a dense nucleon matter appear to be degenerate, and annihilate just near the star's surface where an inverse temperature layer in outstreaming electron-positron wind is produced. This layer acts as a natural barrier for barion pollution, and gives rise to very high ( $\sim 10^3$ ) value of Lorentz factor in expanding plasma, which is in agreement with observable energy and duration of the process. Thus, it makes possible to explain the main propeties of gamma-ray bursts. Also the most important features of the presented scenario are disscussed, including predominantly extragalactic origin of bursts, apparent absence of the cosmological dilation, an excess drop in the number of bursts – luminocity dependence at z > 0.7, and an unlikely correlation between the burst and the gravitational wave pulse.

### УДК 524.7

# ГЕНЕРАЦИЯ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ ПРИ ИСПАРЕНИИ ПЕРВИЧНЫХ ЧЁРНЫХ ДЫР

# А. А. Белянин, В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский

Считается, что в обозримом будущем регистрация всплесков гамма-излучения от испаряющихся первичных чёрных дыр крайне маловероятна, так как ожидаемый поток излучения (состоящий, в основном, из фотонов с энергиями > 1 ГэВ) слишком мал. Вопреки этой точке зрения, нами показано, что на финальной стадии (последние  $10^3$  с) испарения первичных чёрных дыр значительная часть энергии покоя чёрной дыры может высвобождаться в виде всплеска мягкого гамма-излучения с длительностью  $10^{-1}-10^3$  с и светимостью  $10^{28}-10^{31}$  эрг/с в диапазоне энергий 0,1-1 МэВ. Согласно проведённым расчётам скорости испарения чёрной дыры (в рамках Стандартной модели элементарных частиц), как только температура чёрной дыры превышает примерно 10 ГэВ, поток заряженных частиц от дыры является плазмой и может быть описан в гидродинамическом приближении. В этих условиях наличие магнитного поля с плотностью энергии, сравнимой с плотностью энергии заряженных частиц в потоке неравновесной и анизотропной плазмы, может привести к трансформации более половины энергии покоя чёрной дыры в энергию мягкого гамма-излучены их эффективности. Показано, что, по крайней мере, часть гамма-всплесков, регистрируемых детектором ВАТЅЕ, может быть обусловлена испаряющимися чёрными дырами.

# 1. ВВЕДЕНИЕ

Идея о возможной связи между гамма-всплесками (ГВ) и финальной (взрывной) стадией испарения первичных чёрных дыр (ПЧД) была рассмотрена в целом ряде работ [1−6]. Основной вывод этих работ был неутешителен для перспектив наблюдения ПЧД: 1) в рамках Стандартной модели элементарных частиц "взрывы" индивидуальных ПЧД не могут быть обнаружены с помощью современных гамма-телескопов, т.к. частота этих взрывов слишком мала, а поток фотонов крайне низок; 2) испаряющиеся чёрные дыры не имеют отношения к наблюдаемым ГВ, т.к. характерные энергии фотонов в конце жизни ПЧД лежат в диапазоне ≥ 100 МэВ [2], в то время как в ГВ основное энерговыделение происходит в диапазоне 0,1−1 МэВ.

Настоящая работа, однако, показывает, что указанный вывод является преждевременным и имеются все основания для следующих утверждений:

1). На финальной стадии испарения ПЧД ( $10^{-1}-10^3$  с) существует возможность конверсии значительной доли выделяемой энергии в мягкое (0,1-1 МэВ) гамма-излучение. Как установлено ниже (см. также более подробное обсуждение в [7]), начиная с температуры ПЧД  $T \sim 10$  ГэВ, поток заряженных частиц от чёрной дыры является достаточно плотной плазмой. При этом кинетическая энергия частиц в магнитогидродинамическом (МГД) потоке может трансформироваться в мягкое гамма-излучение в результате развития электромагнитного каскада и синхротронного излучения в турбулентном магнитном поле.

2). Если энергия ПЧД в конце испарения (когда температура чёрной дыры превышает примерно 1 ТэВ) выделяется, в основном, в диапазоне мегаэлектрон-вольт, то, по крайней мере, часть гаммавсплесков, зарегистрированных детектором BATSE на борту обсерватории CGRO, связана с испаряющимися чёрными дырами.

# 2. МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ СТАДИЯ ИСПАРЕНИЯ ПЧД

А. А. Белянин, В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский

### 2.1. Интенсивность и спектры излучения ПЧД в конце испарения

Существует несколько возможных механизмов образования чёрных дыр малой массы в ранней Вселенной. В первую очередь, это коллапс первичных флуктуаций плотности и метрики, а также более экзотические возможности типа коллапса космических струн; см., напр., обзоры [3, 4, 8].

Как впервые показал Хокинг [9], чёрная дыра излучает частицы приблизительно как чёрное тело с температурой

$$\tilde{T} \simeq 10^{10} / M \,, \tag{1}$$

где M — масса дыры в граммах,  $\tilde{T}$  — температура в тераэлектрон-вольтах. Скорость потери массы (в г/с) есть [4]

$$dM/dt \simeq -8 \times 10^6 \tilde{T}^2 \,. \tag{2}$$

Отсюда нетрудно найти время жизни дыры (в секундах) с начальной температурой T до полного испарения:

$$\Delta \tau \simeq 5 \times 10^2 / \tilde{T}^3 \,. \tag{3}$$

Когда температура ПЧД превышает характерную энергию сильного взаимодействия,  $\sim 100 \text{ МэВ}$ , чёрная дыра начинает испускать кварки и глюоны, которые затем трансформируются в адронные джеты [2]. Начиная с температур  $T \sim 1-10$  ГэВ, поток частиц от испаряющейся чёрной дыры состоит, в основном, из продуктов фрагментации джетов, среди которых преобладают пионы. В конечном итоге, пионы и все нестабильные продукты фрагментации распадаются на стабильные частицы.

# 2.2. Справедливость МГД приближения

Используя, например, результаты работы [2], нетрудно показать, что практически на всех стадиях испарения межчастичные столкновения не могут обеспечить гидродинамического приближения. Тем не менее, гидродинамический режим истечения может реализоваться, если поток частиц является плазмой, т.е. локальное значение дебаевского радиуса  $r_D$  на данном расстоянии r от чёрной дыры удовлетворяет неравенству  $r_D < r$ . В этом случае в плазменном потоке может развиваться плазменно—волновая турбулентность, и МГД режим истечения может обеспечиваться в бесстолкновительной плазме в результате рассеяния частиц на волнах и/или в турбулентном магнитном поле. Это предположение обычно хорошо "работает" в самых различных астрофизических ситуациях, от бесстолкновительных ударных волн в солнечной системе до аккреции на компактные объекты.

Легко показать, что поток заряженных частиц от чёрной дыры в конце испарения становится плазмой как на стадии пионного ( $\pi^-\pi^+$ ) ветра, так и на бо́льших расстояниях от дыры, когда пионы и мюоны распадаются на электрон—позитронные ( $e^-e^+$ ) пары [7]. Рассмотрим, например,  $\pi^-\pi^+$  ветер. Свертывая хокинговский спектр первичных частиц с функцией фрагментации джетов, можно найти спектр пионов. Оказывается, что основной поток пионов состоит из слаборелятивистских частиц с энергиями  $E_{\pi}/m_{\pi}c^2 - 1 \sim 2$ , где  $m_{\pi}c^2 \sim 140$  МэВ — энергия покоя пиона. В то же время, для достаточно горячих чёрных дыр основная энергия потока переносится ультрарелятивистскими пионами со средней энергией  $\bar{E}_{\pi} \sim 20\sqrt{\tilde{T}}$  ГэВ [2]. Вычисляя дебаевский радиус  $r_{D\pi}$  в  $\pi^-\pi^+$  ветре на данном расстоянии rот ПЧД, получим, что неравенство  $r_{D\pi} < r$  выполнено, когда температура дыры превосходит  $\sim 5$  ГэВ. Эта оценка весьма слабо зависит от величины энергии пионов  $E_{\pi}$ . Аналогичный расчёт, выполненный для  $e^-e^+$  стадии ветра, приводит приблизительно к такому же значению критической температуры.

Плазма в образующемся потоке является сильнонеравновесной, анизотропной и пронизанной пучками релятивистских частиц. Это может привести к развитию неустойчивости различных типов волн и высокому уровню плазменной турбулентности, обеспечивая гидродинамическое истечение и поддерживая турбулентное магнитное поле. Временной масштаб генерации магнитного поля определяется

А. А. Белянин, В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский

турбулентной диффузией. Оценки коэффициента диффузии для  $\pi^-\pi^+$  и  $e^-e^+$  стадий ветра [7] показывают, что время диффузии превышает время расширения r/c, но значительно меньше, чем время жизни чёрной дыры с температурой  $T \sim 10$  ГэВ, соответствующей началу МГД истечения. Поэтому следует ожидать задержки во времени между началом гидродинамического режима истечения (когда, скажем,  $T \sim 10$  ГэВ) и генерацией турбулентного магнитного поля с напряжённостью, достаточной для инициирования электромагнитного каскада.

# 2.3. Мягкое гамма-излучение плазменного ветра

Эффективность конверсии кинетической энергии частиц в излучение в диапазоне 0,1–1 МэВ зависит от того, на каком уровне поддерживается магнитное поле в потоке плазмы. Предположим, что отношение плотности энергии магнитного поля к плотности энергии заряженных пионов (которые уносят примерно 2/3 от полной мощности излучения чёрной дыры) равно  $\lambda$ , т.е.  $B = \lambda^{1/2} B_{eq}$ , где

$$B_{\rm eq} \simeq \left[ 8\pi (2/3) |dM/dt| c^2/(4\pi r^2 c) \right]^{1/2} \simeq 7 \cdot 10^8 \tilde{T}/r \quad [\Gamma c].$$
<sup>(4)</sup>

Для  $\lambda = \mathrm{const}$  или для достаточно плавной зависимости  $\lambda(r)$  синхротронные потери энергии

$$d\gamma_{\pi}/dr = -\gamma_{\pi}/l_{\pi}(r) \tag{5}$$

заряженным пионом, движущимся в радиальном направлении в хаотически ориентированном магнитном поле  $B = \lambda^{1/2} B_{\rm eq} \ll m_\pi^2 c^3 / e\hbar = 3 \cdot 10^{18}$  Гс, можно характеризовать длиной свободного пробега (в см)

$$l_{\pi} \simeq 5 \times 10^{26} / \gamma_{\pi} B^2 \propto r^2 / \lambda \,. \tag{6}$$

Интегрируя (5), получаем радиальную зависимость лоренц-фактора пиона

$$\gamma_{\pi}(r) \simeq \frac{\gamma_i}{1 + (r_{\rm syn}/r_i)(1 - r_i/r)}, \qquad r_{\rm syn} \simeq 10^{-9} \lambda \tilde{T}^2 \gamma_i \quad [\rm cm].$$
(7)

Здесь  $\gamma_i \equiv \gamma_{\pi}(r_i)$  — лоренц-фактор пиона на данном начальном расстоянии  $r_i$  от чёрной дыры,  $r_0 < r_i < r_d$ ,  $r_0$  и  $r_d$  — это радиусы, на которых пионы соответственно рождаются и распадаются в мюоны:  $r_0 \sim 5 \cdot 10^{-10} \tilde{T}$  см и  $r_d \simeq 10^3 \gamma_{\pi}$  см (при оценке  $r_0$  учтён большой лоренц-фактор исходных кварков  $\gamma_q \sim 5 \cdot 10^3 \tilde{T}$ ). Как видно из (7), если  $r_i \ll r_{\rm syn}$ , то заряженные пионы излучают свою энергию за время, много меньшее времени пролёта  $r_i/c$ . Для пионов со средней энергией  $\bar{\gamma}_{\pi} = \bar{E}_{\pi}/m_{\pi}c^2 \sim 10^2 \tilde{T}^{1/2}$  получим  $\bar{r}_{\rm syn} \simeq 10^{-7} \lambda \tilde{T}^{5/2}$  см.

Основная часть синхротронных фотонов имеет энергии, значительно превышающие порог однофотонного рождения  $e^-e^+$  пар  $E_{\rm syn} \simeq 0.4 \hbar \omega_{B\pi} \bar{\gamma}_{\pi}^2 \simeq 1 \, (\lambda(r_i))^{-1/2} \tilde{T}^{-1/2}$  ГэВ, и инициирует электромагнитный каскад: фотоны рождают  $e^-e^+$  пары, а электроны (позитроны) излучают фотоны в сильном магнитном поле. Условием начала каскада является неравенство  $\xi = (B/B_{\rm cr})(E_0/m_ec^2) \gg 1$ , которому должна удовлетворять начальная энергия  $E_0$  частицы. Это требование вместе с неравенством  $r_0 \ll r_i$  определяет следующий диапазон параметров:

$$5 \cdot 10^{-2} \tilde{T}^{1/2} \ll \lambda(r_i) \tilde{T}^2 \ll 3 \cdot 10^5.$$
(8)

Длина свободного пробега l фотона с энергией  $\xi \gg 1$  по отношению к однофотонному рождению пар в хаотическом магнитном поле равна [10]  $l \simeq 7 \cdot 10^{-8} (B_{\rm cr}/B) \xi^{1/3}$  см. Каскад развивается, пока энергии частиц не деградируют до порогового значения  $E_c = \max\{m_e c^2(B_{\rm cr}/B), 2m_e c^2\}$ . Для случая

А. А. Белянин, В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский

 $E_c \sim 1 \text{ МэВ}$  это произойдёт в точке  $r_c \simeq 4 \cdot 10^{-5} (\lambda(r_c))^{1/2} \tilde{T}$  см. Интегрируя обратную длину свободного пробега вдоль радиуса от точки  $r_i$ , где  $B(r_i) \gg B_{\rm cr}$ , до радиуса  $r_c$ , где  $B(r_c) \simeq B_{\rm cr}/2$ , получим условие, при котором энергии каскадных частиц доходят до  $E_c \sim 1 \text{ МэВ}$ :

$$10^{-3}q^{3/2}\tilde{T}^{1/4} \lesssim \lambda(r_c)\tilde{T}^2,$$
(9)

и которое должно выполняться совместно с (8). При  $\lambda \sim 1/30$  каскад начинается в точке  $r_i \sim 3 \cdot 10^{-9}$  см и заканчивается на радиусе  $r_c \sim 6 \cdot 10^{-6}$  см. Заметим, что благодаря росту температуры дыры со временем окончательные энергии каскадных фотонов уменьшаются со временем от гигаэлектронвольтных значений при  $\tilde{T} \ll 1$  до  $\sim 1$  МэВ при выполнении условия (9). Поэтому наблюдаемый спектр должен со временем становиться более мягким, с характерным временным масштабом изменения, определяемым формулой (3).

Ещё одна возможность преобразовать примерно 30% энергии чёрной дыры в мягкое гамма-излучение связана с электромагнитным каскадом, инициированным распадами нейтральных пионов. На радиусе  $r_{\rm ph} = = c\tau_0\gamma_\pi \simeq 3 \cdot 10^{-6}\gamma_\pi$  см нейтральные пионы с лоренц-фактором  $\gamma_\pi$  распадаются на два фотона с энергиями порядка  $E_{\rm ph} \sim E_\pi/2$ . Каскадный параметр  $\xi = (B/B_{\rm cr})(E_{\rm ph}/m_ec^2)$  для этих фотонов равен  $\xi(r_{\rm ph}) \simeq 7 \cdot 10^2 \lambda^{1/2} \tilde{T}$  и не зависит от лоренц-фактора пионов. Поэтому при выполнении условия  $\xi(r_{\rm ph}) \gg 1$ , которое означает  $\lambda^{1/2} \tilde{T} \gg 2 \cdot 10^{-3}$ , ситуация аналогична рассмотренной выше: распадные фотоны инициируют электромагнитный каскад. Окончательные энергии частиц каскада равны  $E_c \sim B_{\rm cr}/2B(r_{\rm ph}) \simeq 15\lambda^{-1/2}\tilde{T}^{-1/2}$  МэВ. Электрон—позитронные пары с лоренц-факторами  $\gamma_c \sim E_c/m_ec^2 \gg 1$  теряют почти всю энергию на синхротронное излучение, причём максимум в их синхротронном спектре соответствует энергии  $E_b \simeq 0.4\hbar\omega_{Be}\gamma_c^2 \sim 5\lambda^{-1/2}\tilde{T}^{-1/2}$  МэВ. В этом случае также должно наблюдаться смягчение спектра со временем.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

### 3.1. Энергетика гамма-всплесков, порождённых чёрными дырами

Прежде всего покажем, что полная энергия, выделяемая при взрывах ПЧД, и частота этих взрывов согласуется с энергетикой и статистикой наблюдаемых гамма-всплесков. Действительно, испарение чёрной дыры с температурой  $\tilde{T}$  ТэВ на расстоянии d от Земли создаст всплеск с мегаэлектронвольтным потоком энергии

$$f = \frac{\beta M c^2}{4\pi d^2} \simeq 8 \cdot 10^{-8} \beta \tilde{T}^{-1} \left(\frac{d}{1\pi\kappa}\right)^{-2} \quad [\operatorname{spr/cm}^2], \tag{10}$$

где  $\beta$  — доля энергии покоя ПЧД, переходящая в мегаэлектрон-вольтное излучение,  $\beta \sim 1/3$ . Для пороговой чувствительности BATSE  $f_{\rm min} \sim 10^{-8}$  эрг/см<sup>2</sup> максимальное расстояние до источника будет  $d_{\rm max} = (\beta M c^2 / 4\pi f_{\rm min})^{1/2} \sim 3\beta^{1/2} \tilde{T}^{-1/2}$  пк, что даёт порядка тысячи регистрируемых всплесков в год. Это согласуется с наблюдаемой частотой всплесков по всей небесной сфере [11].

Однако детекторы BATSE срабатывают не на полный поток энергии, а на превышение пиковой интенсивности над порогом. Предположим, что детектор срабатывает в момент t = 0, когда температура дыры  $T = T_0$ . Полная длительность всплеска определяется временем жизни ПЧД с температурой  $T_0$ ,  $\Delta \tau(T_0)$ , см. формулу (3). Средняя светимость всплеска не может превышать значение  $\bar{L} \sim \beta M(T_0)c^2/\Delta \tau(T_0) \sim \bar{\beta}10^{28}\tilde{T}_0^2$  эрг/с. Источник со светимостью  $\bar{L}$  будет зарегистрирован BATSE с максимального расстояния

$$d_{\rm max} \sim \left(\frac{\bar{L}}{4\pi F_{\rm th}}\right)^{1/2} \simeq 10^{17} \bar{\beta}^{1/2} \tilde{T}_0 \,\,{\rm cm.}$$
 (11)

А. А. Белянин, В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский

Здесь  $F_{\rm th} \simeq 10^{-7}$  эрг/(см<sup>2</sup>с) — порог срабатывания BATSE [11]. Величина  $\bar{L}$  быстро увеличивается с ростом температуры дыры, в то время как длительность всплеска уменьшается. Оптимальные условия для срабатывания BATSE при самых слабых (самых далёких) всплесках реализуются, когда  $\Delta \tau(T_0)$  порядка 64 мс (наименьший из временных интервалов), в течение которых детектор аккумулирует сигнал. При этом условии находим  $T_{\rm max} \simeq 20$  ТэВ и  $d_{\rm max} \sim 0.7\beta^{1/2}$  пк. Частота взрывов ПЧД в эффективном объёме в пределах порога срабатывания BATSE равна:  $\dot{N} \simeq (dn/dt)(4/3)\pi d_{\rm max}^3$ . Здесь dn/dt — объёмная плотность частоты взрывов ПЧД, которая ограничена сверху наблюдаемым гамма-фоном в районе 100 МэВ [1, 3, 4]:  $dn/dt \leq 10$  пк<sup>-3</sup>год<sup>-1</sup> (при условии, что ПЧД скапливаются в галактики так же, как и остальное тёмное вещество). Используя эту оценку, получим примерно 10 всплесков ПЧД в год, которые должен наблюдать BATSE.

Предсказываемое число наблюдаемых всплесков от ПЧД может быть значительно больше последней оценки, если реализуется одна из следующих возможностей:

1). Максимальный поток значительно превышает среднее значение.

2). Локальная плотность ПЧД гораздо выше, чем в среднем по гало. Последнее возможно, если, например, чёрные дыры были захвачены притяжением протозвёздного облака при образовании солнечной системы. Гелиоцентрическое распределение чёрных дыр в окрестности Солнца одновременно могло бы решить проблему наблюдаемой неоднородности пространственного распределения гаммавсплесков [11]. Разумеется, в случае, когда чёрные дыры производят лишь малую часть наблюдаемых гамма-всплесков, последней проблемы не возникает.

3). Указанное выше ограничение [1, 3, 4] на плотность чёрных дыр неверно, т.к. интегральная светимость ПЧД в диапазоне 100 МэВ гораздо меньше предсказываемой. Последнее возможно, например, если достаточно большая часть энергии ПЧД переходит в фотоны с энергиями порядка 10 кэВ, которые приводят к поглощению жёстких гамма-квантов за счёт двухфотонного рождения пар.

# 3.2. Спектральные и временные особенности гамма-всплесков от ПЧД

 Испаряющиеся чёрные дыры, скорее всего, являются стандартными свечами (по крайней мере, по полному потоку и средней светимости). Поэтому наблюдаемый поток излучения определяется расстоянием до источников. Тогда более близкие к нам ПЧД (яркие всплески) должны вызывать срабатывание детектора при более низких температурах ПЧД. В соответствии с приведёнными выше выражениями для конечных энергий фотонов в каскаде, это означает, что более яркие всплески должны иметь более жёсткий спектр, который становится более мягким со временем. Такое поведение качественно согласуется с наблюдениями [12, 13].

2). Электромагнитный каскад в сильном магнитном поле может приводить к спектральной особенности вблизи 1 МэВ [14], если двухфотонные процессы недостаточно эффективны. Подобные спектральные изломы действительно наблюдались в спектрах нескольких ГВ [15].

3). Выше мы отметили, что парные межчастичные столкновения в потоке частиц от ПЧД несущественны, т.к. приводят лишь к малым изменениям в спектре излучённых частиц. Тем не менее, чёрная дыра с тераэлектрон-вольтной температурой может излучить несколько процентов своей энергии в мегаэлектрон-вольтном диапазоне благодаря электромагнитному каскаду, инициированному столкновениями *первичных* фотонов и  $e^-e^+$  пар с пионами, рождёнными в кварк—глюонных джетах. Оптическая толщина для энергетических потерь первичных частиц с лоренц-факторами  $\gamma \sim 10^6 \tilde{T}$  на тормозное излучение и рождение пар, вычисленная как интеграл от данного начального радиуса  $r_{\rm in}$  до бесконечности, превышает единицу для  $r_{\rm in} < 10^{-8} \tilde{T}^{3/2}$  см. Для  $T \sim 1$  ТэВ это в 20 раз больше, чем радиус, на котором рождаются пионы,  $r_0 \sim 5 \cdot 10^{-10} \tilde{T}$  см. Каскад приведёт к появлению очень плотного облака релятивистских  $e^-e^+$  пар и фотонов, в динамике и излучении которого важную роль могут играть двухфотонные процессы. Однако для ПЧД с тераэлектрон-вольтной температурой первичные фотоны

А. А. Белянин, В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский

и электрон—позитронные пары составляют лишь несколько процентов от полной мощности излучения чёрной дыры. Поэтому излучение от этого облака составит лишь малую добавку к излучению пионного потока, если реализуется описанный в предыдущем разделе МГД режим истечения.

4). Испарение ПЧД должно сопровождаться излучением первичных частиц с энергией  $\sim 5T$ , а также нейтрино от распадов пионов. К сожалению, вероятность регистрации этих частиц современными установками очень низка [4].

# 3.3. Квазистационарное гамма-излучение ПЧД

В современную эпоху наиболее многочисленными должны быть чёрные дыры с массой  $M\simeq M^*=$ 5 · 10<sup>14</sup> г, временем жизни порядка возраста Вселенной и температурой около 20 МэВ, излучающие гамма-кванты со средней энергией 100 МэВ [2-4]. Гамма-светимость одиночной чёрной дыры с M =  $M^*$  составляет  $L_1 \simeq 3 \cdot 10^{16}$  эрг/с. Такой источник может быть зарегистрирован, например, прибором EGRET на борту обсерватории CGRO с расстояния не более 10<sup>14</sup> см. К сожалению, существует сильное наблюдательное ограничение на число таких чёрных дыр, полученное из условия, чтобы суммарный поток гамма-излучения от них не превышал гамма-фона в этом диапазоне энергий [3, 4]. Исходя из этого ограничения, ближайшая чёрная дыра с массой  $M = M^*$  находится от нас на среднем расстоянии не менее  $3 \cdot 10^{15}$  см и не может быть обнаружена. Тем не менее, существует возможность регистрации гало из ПЧД вокруг звёзд, которое могло образоваться при рождении этих звёзд (при коллапсе протозвёздного облака). В современную эпоху ПЧД движутся в гравитационном потенциале Галактики и имеют слишком большие скорости, чтобы быть захваченными при звёздообразовании в сколько-нибудь значительном количестве. Однако имеются весьма серьёзные, хотя и косвенные, свидетельства в пользу того, что в догалактическую эпоху, при  $z \gtrsim 10$ , происходило интенсивное звёздообразование [16, 17]. Поскольку до образования галактик чёрные дыры имели практически нулевые скорости вследствие космологического расширения, они должны были эффективно захватываться этими "первичными" звёздами.

Оценим количество ПЧД, захваченное при образовании звезды с массой порядка солнечной. При  $z\simeq 10$  и температуре  $T_i=10~{
m K}$  минимальный размер гравитационно неустойчивой области составлял  $l_J\simeq 10^4$  пк, а её масса была около  $10^5 M_{\odot}$ . Число ПЧД в этой области составляло  $N_0\sim 10^{19}$ , где мы приняли для оценки, что средняя по Вселенной плотность ПЧД при  $z \leq 1$  равна  $10^4$  пк<sup>-3</sup> [3, 4]. В процессе развития гравитационной неустойчивости Джинса происходила фрагментация облака на всё более плотные и мелкомасштабные сгустки. При этом критическая длина Джинса уменьшалась с увеличением плотности как  $(T/\rho)^{1/2}$ , а масштаб распределения ПЧД — лишь как  $\rho^{-1/4}$ . Поэтому доля захваченных при фрагментации чёрных дыр уменьшалась  $\propto (T^2/\rho)^{3/4}$ , и внутрь типичного протозвёздного облака с  $l_J \sim 0,1$  пк,  $M_J \sim M_{\odot}, T \sim 10$  К и  $\rho_f \sim 10^{-18}$  г/см<sup>3</sup> попало примерно  $10^{12} (M_J/M_{\odot})^{3/2} (z_{10}/\Omega_{-2})^{3/4}$  чёрных дыр. В последнем выражении мы восстановили зависимость от основных параметров: красного смещения  $z_{10} = z/10$  и плотности барионов  $\Omega_{-2} = \Omega/0,01$  в единицах критической плотности, необходимой для замыкания Вселенной. В дальнейшем первичные звёзды и их остатки вели себя как бездиссипативное тёмное вещество и захватывались в гало современных галактик, включая нашу. При этом, поскольку основная часть чёрных дыр, захваченных при коллапсе протозвёздного облака, должна находиться в пределах  $r \leq 0.01$  пк от звезды, время разрушения гало из ПЧД при близких пролётах около других звёзд превышает возраст Галактики.

Оценим перспективы наблюдения такой звезды. Гамма-светимость захваченных ею ПЧД есть примерно  $4 \times 10^{28}$  эрг/с. Прибор EGRET с пороговой чувствительностью  $F_{\min} \sim 10^{-7}$  фот/(см<sup>2</sup>с) зарегистрирует такой источник с максимального расстояния  $r_{\max} \sim 10$  пк. Это расстояние превышает среднее расстояние от Солнца до ближайшей "первичной" звезды, если число "первичных" звёзд и их остатков, захваченное в гало Млечного пути с радиусом 100 кпк, превышает  $10^9$ . Последняя оценка

А. А. Белянин, В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский

1998

вполне разумна [17] и даже может оказаться сильно заниженной, если связать случаи микролинзирования объектами гало именно с такими звёздами [18]. В свете сказанного, заманчивой выглядит возможность интерпретировать 39 неидентифицированных объектов из каталога EGRET [19] как звёзды с гало из ПЧД.

Авторы выражают благодарность Е.В. Деришеву за плодотворные обсуждения. Работа поддержана контрактом *PSS*\*0992 Европейского Сообщества и грантом РФФИ № 96-02-16045.

# ЛИТЕРАТУРА

- 1. Page D. N., Hawking S. W. //ApJ, 1976. V. 206. P. 1.
- 2. MacGibbon J. H., Webber B. R. //Phys. Rev. D, 1990. V. 44. P. 3052.
- 3. MacGibbon J. H., Carr B. J. //ApJ, 1991. V. 371. P. 447.
- 4. Halzen F. et. al. //Nat, 1991. V. 353. P. 807.
- 5. Cline D. V., Hong W. //ApJ, 1992. V. 401. P. L57.
- 6. Semikoz D. V. //ApJ, 1994. V. 436. P. 254.
- 7. Belyanin A. A., Kocharovsky V. V., Kocharovsky VI. V. //MN RAS, 1996. V. 283. P. 626.
- 8. Полнарев А. Г., Хлопов М. Ю. //УФН, 1985. Т. 145. С. 369.
- 9. Hawking S. W. /Nat, 1974. V. 248. P. 30.
- 10. Ахиезер А. И., Меренков Н. П., Рекало А. П. //Яд. Физ., 1995. Т. 58. С. 491.
- 11. Fishman G. J. et. al. //ApJS, 1994. V.92. P. 229.
- 12. Nemiroff R. J., Norris J. R., Bonnel J. T. et. al. //ApJ, 1994. V. 435. P. L133.
- 13. Bhat P. N., Fishman G. J., Meegan C. A. et. al. //ApJ, 1994. V. 426. P. 604.
- 14. Baring M. G. //MNRAS, 1990. V. 244. P. 49.
- 15. Schaefer B. E., Teegarden B. E., Cline T. L. et al. //ApJ, 1992. V. 393. P. L51.
- 16. Gnedin N. Y., Ostriker J. P. //ApJ, 1997. V. 486. P. 581.
- 17. Miralda-Escudé J., Rees M. J. //ApJ, 1997. V. 478. P. L57.
- 18. Гуревич А. В., Зыбин К. П., Сирота В. А. //УФН, 1997. Т. 167. С. 913.
- 19. Özel M. E., Thompson D. J. //ApJ, 1996. V. 463. P. 105.

Институт прикладной физики РАН,

Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию 25 ноября 1997 г.

# GAMMA-RAY BURSTS FROM PRIMORDIAL BLACK HOLE EVAPORATIONS

A. A. Belyanin, V. V. Kocharovsky, and Vl. V. Kocharovsky

It is now accepted that within the Standard Model of particles the evaporating primordial black holes cannot produce the detectable gamma-ray bursts because the expected photon flux from black-hole explosions is too weak, and consists mainly of GeV photons. Contrary to this verdict, we put forward a scenario, in which a large fraction of the black-hole power at the final stage of evaporation (the last  $10^3$  s) is converted into the soft  $\gamma$ -ray photons, producing a burst of duration  $10^{-1} - 10^3$  s and luminosity  $10^{28} - 10^{31}$  erg/s. Namely, we show that when the black-hole temperature exceeds  $\sim 10$  GeV, the charged particle outflow

А. А. Белянин, В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский

from a black hole forms a well-defined plasma and the magnetohydrodynamical regime of expansion may be realized. In this case the kinetic energy of particles may be converted into the soft  $\gamma$ -rays due to the synchrotron radiation and electromagnetic cascade in the close-to-equipartition turbulent magnetic field. We show that some of the gamma-ray bursts detected by BATSE can be associated with evaporating black holes.

УДК 52-77

# ПЕРИОДИЧЕСКИЙ И НЕРЕГУЛЯРНЫЙ РЕЖИМЫ НЕЛИНЕЙНОГО ПЛАЗМЕННОГО МЕХАНИЗМА РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

# В.Б.Корсаков, Г.Д. Флейшман

# 1. ВВЕДЕНИЕ

Всплески радиоизлучения, возникающие во время вспышек на Солнце, часто имеют сверхтонкую временную и (или) частотную структуру, свойства которой могут быть весьма разнообразными. К основным типам временной сверхтонкой структуры можно отнести мощные пики радиоизлучения (спайки) и их последовательности, квазипериодические и непериодические пульсации, внезапные уменьшения интенсивности излучения. Общепринято, что сверхтонкая структура радиоизлучения обладает большим диагностическим потенциалом. Однако, реализация этого потенциала требует надёжной интерпретации данных радионаблюдений, и, в частности, надёжного определения механизмов радиоизлучения, ответственных за формирование того или иного типа тонкой структуры. При этом особенно важно иметь в виду, что самые общие свойства наиболее популярных механизмов радиоизлучения электронного мазерного и нелинейного плазменного — во многом схожи между собой. По этой причине требуется весьма детальная теоретическая разработка этих механизмов. Это развитие теории должно включать в себя как анализ адекватных исходных уравнений, так и максимально реалистические исходные параметры модели (например, основанные на наблюдениях функции распределения неравновесных быстрых частиц).

В данной работе предпринята попытка численного исследования плазменного механизма радиоизлучения с учётом нелинейного взаимодействия волн (связанного с индуцированным рассеянием волн на тепловых ионах плазмы). В предшествующих работах на эту тему исходное интегро—дифференциальное уравнение для плотности энергии плазменных волн сводилось к системе двух дифференциальных уравнений типа Лоттки—Вольтерра путём применения некоторых аппроксимаций, точность которых является плохо контролируемой. Решения этой упрощённой системы являются периодическими функциями и могут описывать квазипериодические всплески радиоизлучения.

Мы рассматриваем численные решения точного интегро—дифференциального уравнения (см. ниже) при различных исходных функциях распределения быстрых электронов. Оказалось, что в зависимости от вида функции распределения, а также от параметров плазмы нелинейное взаимодействие плазменных волн может приводить как к осцилляциям, так и к нерегулярным пульсациям плотности энергии плазменных волн.

# 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Мы рассматриваем генерацию высокочастотных квазипродольных волн в магнитоактивной плазме с относительно слабым магнитным полем

$$\omega_{Be} \ll \omega_{pe} \,, \tag{1}$$

где  $\omega_{Be}$ ,  $\omega_{pe}$  — электронные гиро- и плазменная частоты. Спектры соответствующих плазменных волн в приближении холодной плазмы имеют вид [1]

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

В.Б.Корсаков, Г.Д. Флейшман

где  $\theta$  — угол между направлениями волнового вектора  $\vec{k}$  и магнитного поля. Генерация волн обеспечивается неустойчивой примесью быстрых электронов, угловая часть функции распределения которых

$$F(\mu) = \frac{1}{N} \exp\left(-\frac{\mu^2}{\mu_0^2}\right) \tag{3}$$

моделирует конус потерь, формирующийся в магнитной ловушке. Здесь  $\mu = \cos \vartheta$  — косинус питч-угла электронов, N — нормировочная постоянная, такая, что

$$\int_{-1}^{1} F(\mu) d\mu = 1.$$
(4)

Импульсная часть  $\Psi(p)$  функции распределения

$$f(\vec{p}) = \Psi(p)F(\mu), \qquad (5)$$

где  $\vec{p} = \vec{P}/m_e$  — удельный импульс электрона, выбиралась двух типов — монотонно убывающая

$$\Psi(p) \sim p^{-\xi} \tag{6}$$

и имеющая участок с положительной производной по импульсу

$$\Psi(p) \sim \frac{p^{\alpha}}{(p^2 + p_0^2)^{\frac{\xi + \alpha}{2}}}.$$
(7)

В обоих случаях функция  $\Psi(p)$  нормирована на единицу.

Расчёты показывают (см. также [2]), что при условии (1) неустойчивыми оказываются верхнегибридные волны  $\omega_+(\vec{k})$ . Как известно, эти волны могут трансформироваться в поперечные (т.е. приводить к радиоизлучению) на частотах вблизи  $\omega_+$  и  $2\omega_+$ .

Уравнение для плотности энергии плазменных волн, включающее квазилинейную генерацию волн и их нелинейное взаимодействие, имеет вид [3]

$$\frac{d}{dt}W_{\pm}(\vec{k}) = 2\left(\gamma^{QL} - \gamma_t\right)W_{\pm}(\vec{k}) + J(l' + i \to l), \qquad (8)$$

где

$$\gamma^{QL} = \frac{2\pi^2 \omega_{pe}^2 \omega_+^2(\vec{k})}{k^2} \frac{n_b}{n_0} R_+(\vec{k}) \times \\ \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int J_n^2(\lambda) \left[ p \frac{\partial f}{\partial p} + \left( \frac{k\eta p}{\gamma \omega_+} - \mu \right) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right] \delta(kp\eta\mu + n\omega_{Be} - \gamma \omega_+) dp d\mu,$$
(9)

 $n_0, n_b$  — концентрации плазмы и быстрых электронов,  $\eta = \cos \theta, \ \lambda = = k_{\perp} p_{\perp} / \omega_{Be}, \ J_n(\lambda)$  — функция Бесселя,  $R_+ = \left\{ \frac{\partial \omega \varepsilon^l}{\partial \omega} \right\}_{\omega = \omega_+}^{-1}, \varepsilon^l$  — продольная диэлектрическая проницаемость,  $\gamma_t$  — декремент затухания волн, включающий, вообще говоря, столкновительное и бесстолкновительное затухание,

$$J(l' + i \to l) = -\frac{e^2 \omega_+(k)}{\pi^2 m_e^2 \omega_{pe}^4} W_+(\vec{k}) R_+(\vec{k}) \int k''^2 d\vec{k}' W_+(\vec{k}') R_+(\vec{k}') (\vec{\kappa}\vec{\kappa}')^2 \times \frac{\delta \varepsilon'_e^2(\omega'', \vec{k}'') \delta \varepsilon''_i(\omega'', \vec{k}'')}{\left|\varepsilon^l(\omega'', \vec{k}'')\right|^2},$$
(10)

В.Б.Корсаков, Г.Д. Флейшман 47

 $\delta \varepsilon'_{i,e} = \text{Re}(\varepsilon_{i,e}) - 1, \, \delta \varepsilon''_{i,e} = \text{Im}(\varepsilon_{i,e}), \,$ индексы *i*, *e* обозначают соответственно ионную и электронную части продольной диэлектрической проницаемости,  $\omega'' = \omega - \omega', \, \vec{k}'' = \vec{k} - \vec{k}'.$  В магнитоактивной плазме

$$\delta \varepsilon_j'(\omega, \vec{k}) = \frac{\omega_{pj}^2}{k^2 v_{Tj}^2} \left\{ 1 - \sqrt{2} \frac{\omega}{|k_{\parallel} v_{Tj}|} \sum_n A_n \left( \frac{k_{\perp}^2 v_{Tj}^2}{\omega_{Bj}^2} \right) D \left( \frac{\omega - n\omega_{Bj}}{\sqrt{2} |k_{\parallel} v_{Tj}|} \right) \right\},\tag{11}$$

$$\delta \varepsilon_j''(\omega, \vec{k}) = \frac{\omega_{pj}^2}{k^2 v_{Tj}^2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega}{|k_{\parallel} v_{Tj}|} \sum_n A_n \left(\frac{k_{\perp}^2 v_{Tj}^2}{\omega_{Bj}^2}\right) \exp\left\{-\left(\frac{\omega - n\omega_{Bj}}{\sqrt{2}|k_{\parallel} v_{Tj}|}\right)^2\right\},\tag{12}$$

где  $j = e, i, k_{\parallel}, k_{\perp}$  — соответственно параллельная и перпендикулярная магнитному полю составляющие волнового вектора,  $v_{Tj} = \sqrt{\frac{T_j}{m_j}}$  — тепловая скорость частиц,  $A_n(x) = e^{-x}I_n(x), I_n(x)$  — модифицированные функции Бесселя,

$$D(x) = \int_{0}^{x} e^{(t^2 - x^2)} dt \quad - \tag{13}$$

интеграл Досона. В случае  $k_{\parallel} v_{Tj} / \omega_{Be} \gg 1$  формулы (11) и (12) переходят в соответствующие выражения для изотропной плазмы:

$$\varepsilon_j'(\omega, \vec{k}) = 1 + \frac{\omega_{pj}^2}{k^2 v_{Tj}^2} \left\{ 1 - \sqrt{2} \frac{\omega}{k v_{Tj}} D\left(\frac{\omega}{\sqrt{2}k v_{Tj}}\right) \right\},\tag{14}$$

$$\varepsilon_j''(\omega, \vec{k}) = \frac{\omega_{pj}^2}{k^2 v_{Tj}^2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega}{k v_{Tj}} \exp\left(-\frac{\omega^2}{2k^2 v_{Tj}^2}\right).$$
(15)

# 3. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЁТЫ

При условии (1) дисперсионное соотношение (2) упрощается, однако, может оказаться важной роль пространственной дисперсии, так что спектр верхнегибридной волны принимает вид

$$\omega_+^2 \approx \omega_p^2 \left( 1 + \frac{\sin^2 \theta}{Y^2} + 3k^2 d_e^2 \right),\tag{16}$$

где  $Y = \frac{\omega_{pe}}{\omega_{Be}}, d_e$  — электронный дебаевский радиус.

Волну можно считать продольной, если её коэффициент преломления  $kc/\omega \gg 1$ . В расчётах использовалось минимальное значение коэффициента преломления, равное трём. При этом для величины  $kv_{Ti}/\omega_{pi}$ , входящей в выражения для ионной диэлектрической проницаемости (11), (12), имеем

$$\frac{kv_{Ti}}{\omega_{Bi}} = kd_e Y \sqrt{\frac{M}{m}} \sim 40Y kd_e \,, \tag{17}$$

 $M,\,m$ — массы и<br/>она (протона) и электрона, соответственно. Здесь и далее предполагается, чт<br/>о $T_e=T_i=T.$ Для $T=10^6{\rm K}$ 

$$k_{\min}d_e = \left(\frac{k_{\min}c}{\omega_{pe}}\right)\beta_{Te} \approx 0.03\,,\tag{18}$$

В.Б.Корсаков, Г.Д. Флейшман

49

поэтому

$$\frac{k_{\min}v_{Ti}}{\omega_{Bi}} > Y \tag{19}$$

и в расчётах можно пользоваться изотропной ионной диэлектрической проницаемостью.

В безразмерных переменных уравнение (8) для верхнегибридных волн имеет вид

$$\frac{d\mathcal{W}}{d\tau} = 2G\mathcal{W} + \mathcal{W}j, \qquad (20)$$

$$j = \int Q(\vec{N}, \vec{N}') \mathcal{W}' d\eta' dN', \qquad (21)$$

$$Q(\vec{N}, \vec{N}') = = \frac{\omega_{+}(\vec{k})}{\omega_{pe}} R_{+}(\vec{N}) N'^{2} R'_{+} s'' \sqrt{\frac{M}{m}} \times \int d\varphi \sum_{\uparrow\downarrow} (\vec{\kappa} \vec{\kappa}'_{\uparrow\downarrow})^{2} \frac{\exp\left\{-\frac{M}{m} \frac{s''^{2}}{2N''_{\uparrow\downarrow}}\right\}}{|N''_{\uparrow\downarrow}| \left[2 - \sqrt{2} \frac{s''}{N''_{\uparrow\downarrow}} D\left(\sqrt{\frac{M}{m}} \frac{s''}{\sqrt{2}N''_{\uparrow\downarrow}}\right)\right]^{2}}.$$
(22)

В формулах (20)-(22) использованы следующие обозначения:

$$\tau = \gamma_0 t \,, \quad \gamma_0 = \pi \omega_p \frac{n_b}{n_0} \,, \tag{23}$$

$$\mathcal{W} = \frac{W}{W_0}, \quad W_0 = \sqrt{2\pi^{5/2}} \frac{m_e^2 v_{Te}^2}{e^2 \omega_{pe}} \frac{n_b}{n_0}$$
(24)

нормировочная константа,

$$N = kd_e = kd_i, \quad \vec{\kappa} = \frac{k}{k}, \quad s = \frac{\omega}{\omega_{pe}}, \tag{25}$$

 $\varphi$  — азимутальный угол между векторами  $\vec{k}$  и  $\vec{k'}$ . При  $W \ll W_0$  нелинейное взаимодействие несущественно.

Вследствие симметрии задачи функция  $W(k, \eta, t)$  должна быть чётной функцией  $\eta$ :

$$W(k, \eta, t) = W(k, -\eta, t)$$
. (26)

Поэтому в уравнении (20) считается, что  $\eta \in [0, 1]$ . Для учёта взаимодействия с волнами, волновые векторы которых лежат в противоположной половине *k*-пространства ( $\eta' < 0$ ), в формуле (21) введено суммирование по противоположным направлениям  $\vec{k}_{\parallel}$ , индекс  $\uparrow$  соответствует  $\eta' > 0$ , индекс  $\downarrow$  соответствует  $\eta' < 0$ . Ширина ядра взаимодействия определяется экспонентой

$$Q \sim \exp\left(-\frac{M}{m}\frac{s''^2}{2N''^2}\right).$$
(27)

Максимальное значение N'', как функции  $\varphi$  при фиксированных значениях  $\eta, \eta', N, N'$  и, следовательно, s'', соответствует  $N''_{\perp}$  при  $\varphi = \pi$  и равно

$$N_{\max}'' = \left[ (N_{\perp} + N_{\perp}')^2 + (|N_{\parallel}| + |N_{\parallel}'|)^2 \right]^{1/2} \sim N + N'.$$
(28)

В.Б.Корсаков, Г.Д.Флейшман

В случае  $1/2Y \gg 3k^2d^2 = 3N^2$  градиент частоты в *k*-пространстве направлен почти перпендикулярно  $\vec{k}$  и перекачка энергии идёт преимущественно по углу от поперечных направлений волновых векторов к продольным. В противоположном случае градиент частоты ориентирован параллельно  $\vec{k}$  и происходит перекачка по модулю *k* в сторону уменьшения волновых чисел.

С учётом (28) характерная ширина ядра по углу определяется из условия

$$\sqrt{\frac{M}{m}} \sim \sqrt{2} N_{\max}'', \qquad (29)$$

т.е.

$$|\sin^2 \theta - \sin^2 \theta'| \sim \sqrt{2} \frac{N + N'}{\sqrt{\frac{M}{m}}} 2Y^2 \sim \frac{N + N'}{10} Y^2.$$
 (30)

Аналогично, для ширины ядра по модулю волнового вектора получим

$$\sqrt{\frac{M}{m}} \frac{3}{2} |N^2 - N'^2| \sim \sqrt{2}(N + N') \tag{31}$$

ИЛИ

$$|N - N'| \sim \frac{2\sqrt{2}}{3} \sqrt{\frac{m}{M}} \sim \frac{1}{40}$$
 (32)

Уравнение (20) исследовалось численно. В работе представлены некоторые результаты расчёта для двух вариантов импульсной части функции распределения быстрых электронов:

(f1) 
$$\Psi \sim x^{-4}$$
,  $0, 2 < x < 1$ ,  
(33)  
(f2)  $\Psi \sim \frac{x^4}{(x^2 + x_0^2)^4}$ ,  $0, 02 < x < 3$ ,

т.е для функций (6) и (7) при  $\alpha = \xi = 4$ . Эти два случая отличаются друг от друга формой области неустойчивости. У первой функции распределения (в дальнейшем f1) производная по модулю импульса всегда отрицательна и существование положительных инкрементов обеспечивается исключительно анизотропией распределения (конусом потерь). При этом область неустойчивости оказывается расположенной в узкой полоске поперечных по отношению к магнитному полю волновых векторов. Эта ситуация показана на рис. 1, где на плоскости ( $N, \cos \theta$ ) очерчена область неустойчивости верхнегибридной волны, на рисунке также изображены линии постоянной частоты.

У второй функции распределения (*f*2) при малых импульсах производная по модулю импульса положительна. В результате, к полоске положительных инкрементов, обусловленных конусом потерь, добавляется



обширная область неустойчивости, связанная с растущим участком импульсной части функции распределения (рис. 2). Однако значение инкремента в этой области оказывается в несколько раз меньше, чем в полоске квазипоперечных волновых векторов.

При расчётах были выбраны следующие параметры плазмы:

$$T = 10^6 \,\mathrm{K}, \quad Y = 5, \quad \omega_{pe} = 10^9 \,\mathrm{c}^{-1}.$$
 (34)

В случае функции распределения f2 для представления спектральной плотности энергии W на плоскости  $(N, \eta)$  использовалась сетка с разбиением в 60 точек по  $\eta$  и 70 по N, при этом время одного шага составляло около 20 с на компьютере с процессором 80486DX, 133 МГц.

Значения инкремента, а также ядро интегрального уравнения вычислялись численно один раз и затем записывались на диск в виде таблиц. При решении уравнения таблица инкремента целиком находилась в оперативной памяти, таблица ядра из-за большого объёма считывалась туда кусками по мере необходимости.

Для функции распределения f1, вследствие узости полосы положительных инкрементов по углу, для представления функции  $W(N, \eta)$  и инкремента использовалось более мелкое разбиение по  $\eta$ : 300 точек. При этом для таблицы ядра  $Q(N, N', \eta, \eta')$  использовалась прежняя (крупная) сетка. Нелинейная часть производной по времени, т.е. величина j в уравнении (20), также вычислялась в точках крупной сетки, но интегрирование при этом проводилось по мелкой, для этого значение ядра в точках мелкой сетки находилось путём интерполяции по ближайшим точкам крупной. После этого значение нелинейной части производной интерполировалось на мелкую сетку. Такой алгоритм позволил, сохраняя достаточную точность представления инкремента, и, следовательно, линейной части производной по времени, лишь незначительно увеличить время вычисления: один шаг по времени этого варианта программы составлял около полутора минут.

Величина плотности энергии в начальный момент времени считалась равновесной  $W = T_e$ .

Хотя область положительных значений инкремента в обоих случаях занимает довольно широкий по сравнению с шириной ядра интервал частот и приближение, основанное на системе уравнений Лоттки— Вольтерра, неприменимо, оценим период колебаний как период решения этой системы с соответству-



ющими коэффициентами [4]:

$$\frac{dw}{d\tau} = \bar{\gamma}w^* - \xi ww^*,$$

$$\frac{dw^*}{d\tau} = -\tilde{\gamma}w^* + \xi ww^*,$$
(35)

где

$$w = \int_{\text{pes.}} \mathcal{W} dN d\eta, \quad w^* = \int_{\text{Hepes.}} \mathcal{W} dN d\eta$$
 (36)

интегралы от безразмерной плотности энергии по резонансной и нерезонансной областям на плоскости  $(N, \eta), \bar{\gamma}$  — характерный положительный инкремент,  $\tilde{\gamma}$  — характерный декремент нерезонансной области,  $\xi$  — среднее значение модуля ядра Q из уравнения (20). Период колебаний с глубокой модуляцией определяется формулой [5]

$$T = \frac{1}{\tilde{\gamma}} \ln \frac{\gamma}{\xi w^*(t=0)}.$$
(37)

Для функции распределения f1 имеем следующие значения безразмерных величин: максимальный инкремент  $4,3 \cdot 10^{-2}$ , максимальный декремент в нерезонансной области 1,3. Для f2 эти величины равны соответственно  $7,5 \cdot 10^{-2}$  и 0,5. Характерное значения ядра имеет порядок  $10^{-1}$ , площадь нерезонансной области — также  $10^{-1}$ . Начальная плотность энергии равна равновесной, в безразмерных единицах

$$\mathcal{W}(t=0) = \frac{T_e}{W_0} = 1.7 \cdot 10^{-6}$$

Для среднего положительного инкремента 10<sup>-2</sup> получим

$$T \sim \tilde{\gamma}^{-1} \ln 10^7 \sim \tilde{\gamma}_{\max}^{-1} \ln 10^7$$
, (38)

В.Б.Корсаков, Г.Д.Флейшман
откуда для периодов  $T_1$  и  $T_2$ , соответствующих распределениям  $f_1$  и  $f_2$ ,

$$T_1 \sim 20, \qquad T_2 \sim 40$$
 (39)

в единицах  $\gamma_0^{-1}$ .

Зависимость полной энергии верхнегибридных волн

$$\mathcal{W}_f = 4\pi \int \mathcal{W}(N,\eta) N^2 dN d\eta \tag{40}$$

от времени  $\tau$  представлена на рис. За для f1 и рис. 4а для f2. В первом случае наблюдается выход на режим квазипериодических осцилляций, что качественно согласуется с предсказаниями, основанными на использовании упрощённой системы уравнений Лоттки—Вольтерра. Однако, численное значение периода колебаний  $T = 365\gamma_0^{-1}$  превышает приближённое (39), которое фактически является его нижним пределом. Во втором случае выхода на квазипериодический режим вообще не происходит, т.е. здесь приближение Лоттки—Вольтерра не работает даже качественно.

На рис. Зб и рис. 4б представлены зависимости логарифмической производной  $\frac{1}{W} \frac{dW}{d\tau}$  от времени  $\tau$ . В режиме квазипериодических осцилляций фазы роста и спада отдельных импульсов характеризуются экспоненциальными законами (экспоненциальному закону соответствуют плоские участки в зависимости логарифмической производной от времени). В нерегулярном режиме формы импульсов значительно более сложные: возможны изменения по законам как более быстрым, так и более медленным, чем экспоненциальный.

Отметим, что импульсы солнечных радиоспайков характеризуются гауссовским законом на фазе роста и экспоненциальным законом на фазе спада [6, 7]. Это означает, что нелинейный плазменный механизм не объясняет явления радиоспайков, хотя может проявляться в других типах сверхтонкой временной структуры солнечного радиоизлучения [8].

Большая часть энергии в обоих случаях оказывается сосредоточенной в области частот с относительной шириной  $\Delta \omega / \omega_{pe} \approx 2.4 \cdot 10^{-2}$  и нижней границей  $\omega_{\min_1} \approx 1.015 \omega_{pe}$ . На рис. 1 и рис. 2 выделены границы соответствующих областей на плоскости  $(N, \eta)$ . Эта область, в свою очередь, разбита на 4 равных интервала для f1 и на 5 для f2. Распределения энергии по этим интервалам для некоторых временных участков представлены на рис. 5а, 6 для f1 и на рис. 6а, 6 для f2. Кривые на этих графиках соответствуют величинам

$$\mathcal{W}_{i} = 4\pi \int_{(N,\eta)_{i}} \mathcal{W}(N,\eta) N^{2} dN d\eta, \qquad (41)$$

где область  $(N, \eta)_i$  определяется неравенством  $\omega_{\min_i} < \omega(N, \eta) < \omega_{\max_i}$ ,  $\omega_{\min_i}, \omega_{\max_i}$  — граничные частоты *i*-го интервала, частота растёт с увеличением индекса *i*:

$$\omega_{\max_{i}} = \omega_{\min_{1}} + i \Delta \omega,$$

$$\omega_{\max_{i-1}} = \omega_{\min_{i}}.$$
(42)

Полученные спектральные зависимости имеют, вообще говоря, нерегулярный характер, особенно на начальном временном интервале. В частности, здесь образуются характерные структуры типа двойного третьего пика в случае f2. Качественно понять такую структуру можно, взглянув на спектральное распределение энергии для этого пика (рис. 6а). Первый и второй пики в этом случае имеют спектр, подобный спектру первой части третьего пика: энергия сосредоточена в первом и втором частотных интервалах. Это объясняется тем, что область наибольших инкрементов расположена во втором и



Рис. 4.

## В.Б.Корсаков, Г.Д.Флейшман



Рис. 5.

В.Б.Корсаков, Г.Д. Флейшман





Рис.6.

# В.Б.Корсаков, Г.Д.Флейшман

третьем интервалах, и плотность энергии в этой области успевает несколько раз (в данном случае 3) вырасти, перекачаться в нерезонансную область и затухнуть прежде, чем она вырастет в области более высоких частот (меньших инкрементов) и волна энергии пройдёт по всем частотным интервалам. Такой волне соответствует вторая часть рассматриваемого пика. Из рис. 5а, на котором изображён спектр пиков 2, 3, 4, 5 случая f1, видно, что и здесь имеет место подобная частотная структура (пики 2, 3). После перехода к квазипериодическому участку в случае f1 энергия пульсаций оказывается сосредоточенной в первых двух частотных интервалах, т.е. в относительной полосе  $\Delta \omega / \omega_{pe} \approx 10^{-2}$ .

В случае f2 ярко выраженных периодических участков не наблюдается из-за более сложной области неустойчивости. Характерный интервал между пиками при этом составляет ( $150 \div 200$ ) $\gamma_0^{-1}$  (рис. 66).

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

В работе показано, что нелинейное взаимодействие верхнегибридных волн порождает как квазипериодические, так и нерегулярные пульсации плотности энергии этих волн (а следовательно, создаваемого ими радиоизлучения). Это означает, что описание этого нелинейного взаимодействия системой уравнений типа Лоттки—Вольтерра может приводить к качественно неверным результатам, хотя этот подход и даёт правильные по порядку величины значения периода колебаний в том случае, когда реализуется периодический режим работы нелинейного плазменного механизма.

Обнаруженный в работе режим непериодических пульсаций мог бы быть привлекательным для объяснения солнечных радиоспайков, которые характеризуются стохастическим распределением на динамическом спектре. Однако, наблюдаемая форма импульса спайков отличается от полученной в данной работе. Следовательно, нелинейный плазменный механизм можно исключить из рассмотрения при анализе радиоспайков, хотя он безусловно проявляется в других типах сверхтонкой структуры солнечного радиоизлучения.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, грант № 97-02-16972.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Электродинамика плазмы /Под ред. А.И. Ахиезера. М.: Наука, 1974.
- 2. Флейшман Г. Д., Ястребов С. Г. //Астрон. журн., 1994. Т. 71. С. 531.
- 3. Пустовалов В. В., Силин В. П. //Труды ФИАН, 1972. Т. 61. С. 42.
- 4. Zaitsev V. V., Stepanov A. V. //Solar Phys., 1983. V. 88. P. 297.
- 5. Зайцев В.В., Степанов А.В. //Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. М.: Наука, 1975. Вып. 37. С. 3.
- 6. Güdel M., Benz A. O. //Astron. Astrophys., 1990. V. 231. P. 202.
- 7. Мельников В. Ф. и др. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1998 (в печати).
- 8. Fleishman G. D., Stepanov A. V. Yurovsky Yu. F. //Solar. Phys., 1994. V. 153. P. 402.

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия Поступила в редакцию 30 сентября 1997 г.

#### PERIODIC AND IRREGULAR MODES OF NONLINEAR PLASMA MECHANISM OF RADIO EMISSION

V. B. Korsakov, G. D. Fleishman

В.Б.Корсаков, Г.Д. Флейшман

## УДК 523.985.77

# ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ГАРМОНИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ В СОЛНЕЧНЫХ РАДИОВСПЛЕСКАХ II ТИПА

# Е. Я. Злотник, А. Классен, Г. Аурасс, К.-Л. Кляйн, Г. Манн

Обсуждаются результаты спектрографических и гелиографических наблюдений трёх солнечных радиовсплесков II типа, содержащих три дрейфующие полосы с отношением частот 1 : 2 : 3. Радиоданные о двух из этих событиях были одновременно получены радиоспектрографом в Обсерватории солнечной радиоастрономии в Тремсдорфе и радиогелиографом в Медонской обсерватории в Нансэ, что даёт возможность найти яркостные температуры в трёх частотных полосах.

Вторая гармоника традиционно рассматривается как результат слияния двух плазменных волн в электромагнитную на удвоенной плазменной частоте. Для объяснения появления третьей гармоники на динамическом спектре всплесков II типа рассматриваются два нелинейных процесса — слияние трёх плазменных волн и слияние плазменной волны с электромагнитной волной на удвоенной плазменной частоте. Как показывает анализ, оба процесса могут обеспечить наблюдаемые яркостные температуры второй и третьей гармоник, причём первый из них играет главную роль в случае низких фазовых скоростей плазменных волн и резких градиентов электронной концентрации в источнике, а второй является определяющим в противоположном случае. Показано, что появление третьей гармоники в результате нелинейных процессов в корональной плазме свидетельствует не только о мощном событии, но также и некоторых специфических условиях в окрестности фронта ударной волны. В заключении предложен способ выбора между двумя рассмотренными нелинейными процессами на основании статистического исследования данных о всплесках II типа.

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Электромагнитное излучение на плазменной частоте и её гармонике представляет собой фундаментальный процесс в солнечной радиофизике. Одним из ярких примеров являются всплески II типа, т.е. сравнительно узкополосное излучение ( $\Delta f/f \leq 0,3$ ), которое медленно дрейфует ( $-\Delta f/\Delta t \leq 1 \text{ M} \Gamma q/c$ ) от высоких частот к низким в диапазоне от дециметровых до декаметровых волн. Они обычно объясняются ударными волнами, возникающими во время вспышек, или корональными транзиентами (CME); см. обзоры [1–3].

Как правило, всплески II типа имеют две дрейфующие полосы с отношением частот 2:1, а третья гармоника регистрируется довольно редко [4–7]. На присутствие третьей гармоники во всплесках III типа было указано в работах [8–10]. Выяснение причин и условий генерации излучения на высших гармониках плазменной частоты в солнечной короне может дать информацию о нетепловых электронах и волновых процессах в источнике [6, 11, 12]. Одна возможность состоит в слиянии трёх плазменных волн в электромагнитную. Другая представляет собой слияние электромагнитной волны на удвоенной плазменной (ленгмюровской) частоте  $2f_L$  с плазменной волной. Качественно обсуждалась также теория сильной турбулентности [6]. Однако до настоящего времени сложность наблюдаемых спектров и отсутствие измерений яркостной температуры не давали возможности сделать выбор между альтернативными механизмами.

В настоящей статье приведены результаты спектрографических и гелиографических наблюдений всплесков II типа с тремя гармоническими полосами и предложена их интерпретация. В разделе 2 дано краткое описание наблюдательных данных. Возможные механизмы происхождения второй и третьей гармоники во всплесках II типа исследуются в разделе 3. Результаты обсуждаются в разделе 4 и используются для оценок ожидаемого отношения яркостных температур второй и третьей гармоник и

Е.Злотник, А.Классен, Г.Аурасс, Л.Кляйн, Г.Манн



Рис. 1. Динамический спектр всплеска II типа с тремя гармоническими полосами 27 сентября 1993 г. (спектрограф OSRA).

сравнения его с наблюдаемыми (приведёнными в разделе 2) значениями. В заключении (раздел 5) сделан вывод о том, что нелинейное взаимодействие плазменных и электромагнитных волн в корональной плазме может обеспечить появление во всплесках II типа полос с отношением частот 2 : 3.

#### 2. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Наблюдения проводились на спектрографе Обсерватории солнечной радиоастрономии в Тремсдорфе (OSRA) и радиогелиографе в Нансэ (NRH). Спектрограф OSRA проводит цифровую запись динамических спектров в диапазонах 40–90, 100–170, 200–400 и 400–800 МГц со скоростью свипирования 10 с<sup>-1</sup> [13]. Радиогелиограф NRH даёт одномерные сканы короны на пяти частотах одновременно в восточно-западном и северно-южном направлениях с временным разрешением 0,1 с [14]. Наблюдения проводились на частотах 164, 236,6, 327, 410 и 435 МГц с шириной полосы 700 кГц.

На рис. 1 приведён динамический спектр всплеска II типа с тремя дрейфующими полосами 27 сентября 1993 г. Аналогичные спектры получены в OSRA для событий 28 декабря 1993 г. и 6 мая 1996 г. Вплески II типа 27 сентября 1993 г. и 28 декабря 1993 г. были зарегистрированы также радиогелио-графом NHR (во время всплеска 6 мая 1996 г. на радиогелиографе NRH наблюдения не проводились).

Отношения мгновенных частот измерялись по высокочастотным краям каждой из полос всплесков II типа. По первым двум минутам каждого всплеска отношение частот составляет 1 : 2,1 : 2,8 (27 сентября 1993 г.) и 1 : 2,1 : 3,3 (28 декабря 1993 г.). Отношение скоростей дрейфа составляет 1 : 2,1 : 3,3 для обоих событий. Измерения размеров источников излучения в разных гармонических полосах и их положения относительно друг друга показали, что источники  $f_L$  и  $2f_L$  на частотах 164 и 327 МГц не совпадают в пространстве; этот вопрос рассмотрен в [7, 14]. В то же время излучение в полосах  $2f_L$  и  $3f_L$ , которое только и обсуждается в настоящей работе, исходит из одного и того же источника. Это обстоятельство (вместе с величинами измеренных отношений частот и скоростей дрейфа в отдельных полосах) допускает интерпретацию частотных полос как гармонических составляющих.

Е.Злотник, А.Классен, Г.Аурасс, Л.Кляйн, Г.Манн

т		~					1
1	а	0	Л	И	Ц	а	1

Время	Частота	Деталь	$T_b^{\max}$	Размер источника		Плотность	
			-			потока	
UT	[МГц]	спектра	$[10^9 \mathrm{K}]$	[угл.мин.]	[HPBW]	[с.е.п.]	
27 сент. 1993 г.							
12:10:57-	164	$f_p$	3,5	3,7	3,1	280	
-12:11:14	327	$2f_p$	85	1,9	1,6	7100	
	435	$3f_p$	0,7	1,6	1,8	73	
		-					
12:11:20-	236	$2f_p$	380	2,3	2,7	22000	
-12:11:40	327	$3f_p$	0,3	1,8	1,5	20	
		-					
12:12:00-	236	$2f_p$	300	2,4	2,9	21000	
-12:12:35	327	$3f_p$	0,9	2,0	1,7	82	
28 дек. 1993 г.							
12:12:07	236	$2f_p$	0,9	2,2	2,7	47	
12:12:37	327	$3f_p$	0,3	1,5	1,3	14	
12:13:22	164	$2f_p$	1,6	2,3	1,9	46	

Яркостные температуры  $\mathbf{T}_{\mathbf{b}}$ 

1 с.е.п.= $10^{-22}$  Вт·м<sup>-2</sup>Гц<sup>-1</sup>; НРВW – по уровню половинной мощности.

Как уже указывалось, всплеск 6 мая 1996 г. не наблюдался на радиогелиографе. Отношение плотностей потоков в полосах  $2f_L$  и  $3f_L$  по записи на спектрографе OSRA на частоте 327 МГц оценивается как 150—250, что предполагает примерно такое же соотношение яркостных температур, как для всплеска 27 сентября 1993 г.

Найденные величины спектральной плотности потоков, яркостных температур и размера источников приведены в табл. 1. При этом под яркостными температурами подразумеваются максимальные значения за рассматриваемые промежутки времени. В обоих событиях 1993 г. источник излучения  $2f_L$  ярче источника  $3f_L$  примерно в 140–1400 и 4–6 раз, соответственно. Данные измерений 28 декабря 1993 г. менее надёжны, чем 27 сентября 1993 г. из-за земных помех, а также шумовой бури и связанных с ней трудностей калибровки. Относительно высокая плотность потока в полосе  $3f_L$  28 декабря по сравнению с всплеском 27 сентября подтверждается сравнением полос на динамических спектрах, записанных в Тремсдорфе (OSRA).

#### 3. МЕХАНИЗМЫ ПЛАЗМЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВТОРОЙ И ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКАХ

Как известно, часто наблюдаемое излучение на основном тоне и второй гармонике во всплесках II и III типов излучения обязано своим происхождением так называемому плазменному механизму, который включает в себя возбуждение плазменных (продольных или электростатических) волн некоторым агентом, движущимся во внешние слои короны (электронные потоки для всплесков III типа и электроны, убегающие из фронта ударной волны для всплесков II типа), и последующей трансформацией их в электромагнитные (поперечные) волны, свободно выходящие из короны, которая связана с нелинейными процессами в корональной плазме [8, 15–17].

Вторая гармоника во всплесках обоих типов объясняется как результат слияния (комбинационного рассеяния) плазменных волн в поперечную волну на удвоенной плазменной частоте:

$$l_1 + l_2 \rightarrow t_{\rm II} \tag{1}$$

(здесь и везде ниже арабские цифры и буква l относятся к плазменным или продольным волнам, а римские цифры и буква t — к поперечным или электромагнитным волнам).

Что касается третьей гармоники, с точки зрения нелинейного взаимодействия волн в корональной плазме существует два способа объяснения её происхождения, которые разрешены законами сохранения. Первый представляет собой двухступенчатый процесс:

$$l_1 + l_2 \to t_{\rm II}; \quad t_{\rm II} + l_3 \to t_{\rm III},$$
 (2)

который включает слияние двух плазменных волн  $l_1$  и  $l_2$  в электромагнитную волну  $t_{II}$  на удвоенной плазменной частоте и затем слияние последней  $t_{II}$  и плазменной волны  $l_3$  в электромагнитную волну  $t_{III}$  на утроенной плазменной частоте. Второй способ

$$l_1 + l_2 + l_3 \to t_{\rm III} \tag{3}$$

представляет собой прямое слияние трёх плазменных волн  $l_1$ ,  $l_2$ ,  $l_3$  в электромагнитную волну  $t_{\text{III}}$ . Как было показано в работе [11], третья гармоника во всплесках III типа образуется, вероятнее всего, в результате процесса (2), поскольку эффект (3) является менее существенным в условиях источников этих всплесков. Однако второе соотношение в (2) может выполняться только для плазменных волн, фазовые скорости  $v_{\phi}$  которых удовлетворяют неравенствам [11, 18–19]:

$$0,22c = c/(2\sqrt{2} + \sqrt{3}) < v_{\phi} < c/(2\sqrt{2} - \sqrt{3}) = 0,9c$$
(4)

(с — скорость света), в противном случае нарушаются законы сохранения.

Условие (4) не является строгим ограничением для плазменных волн, возбуждаемых быстрыми электронами и генерирующих всплески III типа ( $v_{\phi} \sim c/3$ ). Однако для всплесков II типа, состоящих из основного (back-bone) компонента и структуры "в ёлочку"(herringbone), ситуация представляется более сложной. Механизм происхождения основного компонента всплесков II типа в настоящее время не выяснен, а структура в ёлочку предполагается связанной с электронами, убегающими из фронта ударной волны и возбуждающими плазменные волны (см., например, [3]). Согласно измерениям частотного дрейфа и модельным представлениям о распределении электронной концентрации в короне, убегающие электроны имеют относительно небольшие скорости  $v \sim (0,03 \div 0,05)c$ ; примерно такими же являются фазовые скорости возбуждённых плазменных волн [3]. Предполагая, что всплески II типа генерируются именно такими электронами, мы приходим к заключению, что третья гармоника не может возникать в результате действия процесса (2). Аналогичная трудность встречается при интерпретации наблюдений излучения на гармониках плазменной частоты в головной ударной волне в магнитосфере Земли. Во избежание этого противоречия, Каирнс [18, 19] предложил следующий трёхступенчатый процесс возникновения наблюдаемой гармонической структуры:

$$l + s \to l'; \ l'_1 + l'_2 \to t_{\rm II}; \ t_{\rm II} + l' \to t_{\rm III},$$
 (5)

где первичная плазменная волна l взаимодействует с низкочастотной ионно—звуковой волной s, образуя в результате плазменную волну l' с большей фазовой скоростью; затем эти вторичные или "быстрые" плазменные волны  $l'_1$  и  $l'_2$  генерируют вторую  $t_{II}$  и третью  $t_{III}$  гармоники, аналогично процессу (2), если плазменные волны l' имеют подходящие фазовые скорости. Эта идея была использована

в работе [6] в применении к солнечным всплескам II типа. В то же время слияние трёх плазменных волн (3) разрешено законами сохранения без каких бы то ни было ограничений на величины фазовых скоростей. Целью настоящей работы является выяснить относительную роль двух предложенных механизмов (3) и (5) в происхождении третьей гармоники во всплесках II типа и объяснить наблюдаемые интенсивности второй и третьей гармоник в событиях, описанных в разд. 2. Генерация второй гармоники описана в 3.1, слияние трёх плазменных волн исследовано в 3.2, и трёхступенчатый процесс (5) рассмотрен в 3.3.

#### 3.1. Слияние двух плазменных волн

Мы будем полагать, что плазменные волны в источниках всплесков II типа возбуждаются электронами, движущимися относительно ионов в окрестности фронта ударной волны, а затем, в результате процесса слияния (1), генерируется электромагнитная волна на удвоенной плазменной частоте. Соответствующие законы сохранения имеют вид:

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_{\mathrm{II}}; \quad \omega_1 + \omega_2 = \omega_{\mathrm{II}} \simeq 2\omega_{\mathrm{L}}, \tag{6}$$

где **k** и  $\omega$  с соответствующими индексами — волновые векторы и частоты плазменных волн 1, 2 и электромагнитной волны II,  $\omega_{\rm L} = (4\pi e^2 N/m_e)^{1/2}$  — ленгмюровская (плазменная) частота, N — электронная концентрация, e и  $m_e$  — заряд и масса электрона. Процесс, описываемый соотношениями (6), дотаточно подробно изучен в литературе. В частности, из [15–16] следует, что оптически тонкое комбинационное рассеяние (1) плазменных волн с изотропным спектром приводит к излучению на удвоенной плазменной частоте с яркостной температурой:

$$T_{\rm II} \simeq \frac{8\pi^2}{15\sqrt{3}} \frac{\kappa e^2 f_{\rm L}^2 T_1^2 L_{\rm II}}{m_e^2 c^3 v_T^2 v_{\rm \varphi}},\tag{7}$$

где  $f_{\rm L} = \omega_{\rm L}/2\pi$ ,  $\kappa$  — постоянная Больцмана,  $v_T = (\kappa T/m_e)^{1/2}$  — тепловая скорость электронов,  $T_1$  — яркостная температура плазменных волн,  $L_{\rm II}$  — размер области вдоль луча зрения, в которой могут существовать плазменные волны на фиксированной частоте  $\omega_1$  (см. подробнее [11, 20]). Из дисперсионного уравнения для плазменных волн

$$\omega_1^2 = \omega_{\rm L}^2 + 3k_1^2 v_T^2 \tag{8}$$

легко оценить размер  $L_{II}$  в неоднородной короне с характерным масштабом неоднородности электронной концентрации  $L_N = N(dN/dl)^{-1}$ :

$$L_{\rm II} \simeq \frac{6k_1^2 v_T^2}{\omega_{\rm L}^2} L_N \,. \tag{9}$$

Подставляя  $k_1 \simeq \omega_{\rm L} / v_{\phi}$  и  $L_{\rm II}$  в (7), мы получим:

$$T_{\rm II} \simeq \frac{4(2\pi)^2}{5\sqrt{3}} \, \frac{e^2 \kappa}{m_e^2 c^3} \, \frac{f_{\rm L}^2}{v_{\rm d}^4} T_1^2 L_N \,. \tag{10}$$

Это соотношение получено для плазменных волн с изотропным спектром. Если они возбуждены преимущественно в одном направлении, то выражение для  $T_{\rm II}$ , в отличие от (10), содержит множитель  $\Psi(\theta) = -\sin^2 \theta \cos^2 \theta$ , где  $\theta$  — угол между волновым вектором плазменной волны  $\mathbf{k}_1$  и лучом зрения  $\mathbf{k}_{\rm II}$ . В этом случае значение  $T_1$ , необходимое, чтобы обеспечить наблюдаемую яркостную температуру на второй гармонике, зависит от угла  $\theta$  и может превышать в некоторых направлениях значения, предписываемые соотношением (10).

Заметим, что значения  $T_{\rm II}$  и  $f_{\rm L}$  известны из наблюдений. Величина  $v_{\phi}$  обычно оценивается с помощью измерений скорости частотного дрейфа и моделирования распределения электронной концентрации в короне. Масштаб  $L_N$  также может быть оценен из модельных соображений. Это означает, что с помощью (10) мы можем (при некоторых разумных предположениях) найти яркостную температуру первичных плазменных волн.

Необходимо отметить, что фазовые скорости плазменных волн, способных участвовать в процессе  $l_1 + l_2 \rightarrow t_{II}$ , не должны быть слишком большими:

$$v_{\phi} < \frac{2c}{\sqrt{3}} \,. \tag{11}$$

В противном случае они не могут трансформироваться в электромагнитную волну из-за нарушения закона сохранения импульса:  $k_{\rm II} > 2k_1$ .

## 3.2 Слияние трёх плазменных волн

Законы сохранения для процесса (3) имеют вид:

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_{\text{III}}; \ \omega_1 + \omega_2 + \omega_3 = \omega_{\text{III}} \simeq 3\omega_{\text{L}}.$$
(12)

В отличие от процесса (2), в котором плазменная волна  $l_3$  (сливающаяся с электромагнитной волной  $t_{\rm II}$  с образованием третьей гармоники  $t_{\rm III}$ ) должна удовлетворять некоторым требованиям, процесс (3) и законы сохранения (12) не накладывают никаких кинематических ограничений на величину волновых векторов взаимодействующих плазменных волн. Единственное условие — это квазиизотропность спектра плазменных волн: результат сложения трёх векторов большой величины  $\mathbf{k}_1$ ,  $\mathbf{k}_2$ ,  $\mathbf{k}_3$  не может быть вектором маленькой величины  $\mathbf{k}_{\rm III}$ , если они расположены параллельно или антипараллельно друг другу (как это было бы в случае квазиодномерного спектра); следовательно, они должны быть направлены в разные стороны.

Следуя методике, разработанной для такого сорта проблем [15, 16, 21, 22], найдём излучательную способность в волну  $t_{\rm III}$ :

$$a_{\omega}^{\mathrm{III}} = \frac{k_{\mathrm{III}}^2}{v_{\mathrm{III}}^{\mathrm{rp}}} \frac{dW_{\mathbf{k}_{\mathrm{III}}}}{dt} \,, \tag{13}$$

где волновое число  $k_{\rm III}$  и групповая скорость  $v_{\rm III}^{\rm rp}$  на частоте  $\omega_{\rm III} \simeq 3\omega_{\rm L}$  равны:

$$k_{\rm III} = 2\sqrt{2} \frac{\omega_{\rm L}}{c}; \ v_{\rm III}^{\rm rp} = \frac{2\sqrt{2}}{3}c,$$
 (14)

и значение  $dW_{{f k}_{\rm III}}/dt$  определяется уравнением

$$dW_{\mathbf{k}_{\mathrm{III}}}/dt = \int \Pi(\mathbf{k}_{\mathrm{III}}, \mathbf{k}_{1}, \mathbf{k}_{2}, \mathbf{k}_{3}) W_{\mathbf{k}_{1}} W_{\mathbf{k}_{2}} W_{\mathbf{k}_{3}} d\Lambda;$$
  

$$d\Lambda = \delta(\omega_{\mathrm{III}} - \omega_{1} - \omega_{2} - \omega_{3}) \delta(\mathbf{k}_{\mathrm{III}} - \mathbf{k}_{1} - \mathbf{k}_{2} - \mathbf{k}_{3}) d\mathbf{k}_{1} d\mathbf{k}_{2} d\mathbf{k}_{3}.$$
(15)

Здесь плотности энергии плазменных волн в пространстве волновых векторов  $W_{\mathbf{k}_i}$  связяны с соответствующими яркостными температурами плазменных волн  $T_i$  следующим образом:

$$W_{\mathbf{k}_i} = \frac{\kappa T_i}{(2\pi)^3},\tag{16}$$

Е.Злотник, А.Классен, Г.Аурасс, Л.Кляйн, Г.Манн

а вероятность  $\Pi(\mathbf{k}_{III}, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3)$  равна

$$\Pi(\mathbf{k}_{\mathrm{III}}, \mathbf{k}_{1}, \mathbf{k}_{2}, \mathbf{k}_{3}) = \frac{8\pi^{2}\omega_{\mathrm{III}}}{\partial(\omega_{\mathrm{III}}^{2}\epsilon_{\perp})/\partial\omega_{\mathrm{III}}} \frac{(4\pi)^{3}\omega_{1}\omega_{2}\omega_{3}|\mathbf{S}|^{2}}{|\partial\epsilon_{\parallel}/\partial\omega_{1}||\partial\epsilon_{\parallel}/\partial\omega_{2}||\partial\epsilon_{\parallel}/\partial\omega_{3}|}.$$
(17)

Вектор нелинейной проводимости **S** должен быть найден из решения системы электродинамических уравнений с помощью подстановки электрического тока в виде разложения по степеням электрического поля и отыскания компонента, кубичного по полям  $\mathbf{E}_{\mathbf{k}_1}, \mathbf{E}_{\mathbf{k}_2}, \mathbf{E}_{\mathbf{k}_3}$ , который определяет поле  $\mathbf{E}_{\mathbf{k}_{III}}$ . Опуская рабочие выкладки, приведём окончательное выражение для **S**:

$$\begin{aligned} \mathbf{S}(\mathbf{k}_{\text{III}}, \mathbf{k}_{1}, \mathbf{k}_{2}, \mathbf{k}_{3}) &= -2\pi i e^{2} \left(\frac{e}{im_{e}}\right)^{4} N^{2} \frac{1}{\omega_{\text{III}}\omega_{1}\omega_{2}\omega_{3}k_{1}k_{2}k_{3}} \times \\ &\times \left\{ \frac{\mathbf{k}_{1\perp}}{(\omega_{2} + \omega_{3})^{2}(\mathbf{k}_{2} + \mathbf{k}_{3})^{2}\epsilon_{\parallel}(\omega_{2} + \omega_{3})} [(\mathbf{k}_{2}, \mathbf{k}_{2} + \mathbf{k}_{3})k_{3}^{2}(\omega_{2}/\omega_{3}) + \right. \\ &+ \left. (\mathbf{k}_{3}, \mathbf{k}_{2} + \mathbf{k}_{3})k_{2}^{2}(\omega_{3}/\omega_{2}) + 2(\mathbf{k}_{2}, \mathbf{k}_{2} + \mathbf{k}_{3})(\mathbf{k}_{3}, \mathbf{k}_{2} + \mathbf{k}_{3})] \times \\ &\times \left. \left. \left. \left. \left( k_{1\text{III}}^{2}/\omega_{1\text{III}} - k_{1}^{2}/\omega_{1} - 2k_{1\text{III}}k_{1\parallel}/\omega_{1\text{III}} \right) + K_{1\leftrightarrow2} + K_{2\leftrightarrow3} \right\} \right\}, \end{aligned}$$

$$(18)$$

где слагаемые  $K_{1\leftrightarrow 2}$  и  $K_{2\leftrightarrow 3}$ , возникающие в процессе симметризации выражения для вектора **S**, совпадают с первым слагаемым в фигурных скобках со взаимной заменой в нём индексов "1"и "2"или "1"и "3". В (18)  $k_{1\perp}$  и  $k_{1\parallel}$  определяют компонент волнового вектора плазменной волны, перпендикулярный и параллельный к  $\mathbf{k}_{III}$ . Интегрирование в (15) проводится по всему объёму волновых векторов, занятых плазменными волнами, с учётом законов сохранения, описываемых  $\delta$ -функциями.

Имея в виду, что в изотропной плазме  $\epsilon_{\parallel} = 1 - \omega_{\rm L}^2/\omega^2$ ,  $\epsilon_{\perp} = k^2 c^2/\omega^2$ , мы можем легко вычислить производные в знаменателе (17). Далее, предполагая, что плазменные волны имеют изотропный спектр и их плотность энергии  $W_{\mathbf{k}_1}$  не зависит от  $k_1$  внутри некоторого интервала  $\Delta k_1$ , мы можем выполнить интегрирование в (15), используя  $\delta$ -функции и вынося константы из-под знака интеграла. В результате (15) сводится к следующему приближённому выражению:

$$\frac{dW_{\mathbf{k}_{\rm III}}}{dt} \simeq \frac{2^9 \pi^7}{3} \frac{\omega_{\rm L} k_1^3 \Delta k_1}{v_T^2} (W_{\mathbf{k}_1})^3 |\mathbf{S}|^2.$$
(19)

При оценке вклада  $|\mathbf{S}|^2$  в (15) с использованием (18), мы должны учесть, что, поскольку  $|\mathbf{k}_{\text{III}}| \ll |\mathbf{k}_1|, |\mathbf{k}_2|, |\mathbf{k}_3|$ , в четырёхугольнике, определяемом первым из законов сохранения (12), три стороны, соответствующие плазменным волнам, примерно равны, а четвёртая сторона, соответствующая  $\mathbf{k}_{\text{III}}$ , мала по сравнению с ними. Для простоты оценок мы будем полагать, что волновые векторы  $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3$  взаимодействующих плазменных волн расположены в виде почти равностороннего треугольника. В этом случае  $|\mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3| = k_1$ ,  $(\mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3, \mathbf{k}_2) = k_1^2/2$ ,  $(\mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3, \mathbf{k}_2) = k_1^2/2$ . Подставляя эти значения (и аналогичные для  $1 \leftrightarrow 2$ ,  $1 \leftrightarrow 3$ ) в (18), мы получим упрощённую формулу, удобную для оценок:

$$|\mathbf{S}| \simeq \frac{1}{16\pi} \frac{e^2}{m_e^2} \frac{k_1^2}{\omega_{\rm L}^3} \,. \tag{20}$$

Соответственно, (19) преобразуется к виду

$$\frac{dW_{\mathbf{k}_{\mathrm{III}}}}{dt} \simeq \frac{2\pi^5}{3} \left(\frac{e}{m}\right)^4 \frac{k_1^7 \Delta k_1}{v_T^2 c^3 \omega_{\mathrm{L}}^3} W_{\mathbf{k}_1}^3 \,. \tag{21}$$

Е.Злотник, А.Классен, Г.Аурасс, Л.Кляйн, Г.Манн

С использованием (13)–(14) и (21) излучательная способность  $a_{\omega}^{\text{III}}$  может быть выражена через яркостные температуры плазменных волн:

$$a_{\omega}^{\text{III}} \simeq \frac{\sqrt{2}}{8(2\pi)^4} \left(\frac{e}{m_e}\right)^4 \frac{k_1^7 \Delta k_1 \kappa^3}{v_T^2 c^3 \omega_{\text{L}}^3} T_1^3.$$
(22)

Эта формула совпадает с соответствующей формулой в [11] с точностью до численного множителя порядка единицы.

Сотношение (15) написано для "оптически тонкого" процесса слияния, когда обратный процесс распада электромагнитной волны на плазменные волны не играет существенной роли (последующие оценки подтверждают правильность такого предположения для источников всплесков II типа). В этом случае яркостная температура излучения на третьей гармонике равна

$$T_{\rm III} = \frac{\pi c^2}{f_{\rm III}^2 \kappa} a_{\omega}^{\rm III} L_{\rm III} \,, \tag{23}$$

где  $L_{\rm III}$  — размер области в которой могут существовать и взаимодействовать плазменные волны. Разумно предположить, что  $L_{\rm III} \simeq L_{\rm II}$  (9). Тогда, полагая  $\Delta k_1 \sim k_1$  и  $k_1 \sim \omega_{\rm L}/v_{\phi}$ , мы получим для  $T_{\rm III}$ :

$$T_{\rm III} \simeq \frac{\sqrt{2}\pi^2}{6} \frac{\kappa^2}{c} \left(\frac{e}{m_e}\right)^4 \frac{f_{\rm L}^3}{v_{\phi}^{10}} T_1^3 L_N \,. \tag{24}$$

Очевидно, что, как и следовало ожидать,  $T_{\rm III}$  пропорциональна третьей степени яркостной температуры плазменных волн  $T_1$ . Из (24) следует, что  $T_{\rm III}$  сильно зависит от фазовой скорости плазменных волн ( $\propto v_{\phi}^{-10}$ ), причём, чем меньше  $v_{\phi}$ , тем более эффективно происходит процесс слияния. Необходимо отметить также, что соотношение (24) получено для изотропного спектра плазменных волн. Если первичные плазменные волны возбуждаются преимущественно в одном направлении, то рассмотренный выше процесс может происходить следующим образом: эти первичные плазменные волны в результате спонтанного рассеяния создают изотропный фон вторичных плазменных волн с яркостной температурой  $\tilde{T}_1 < T_1$ ; затем первичная плазменная волна  $\mathbf{k}_1$  выбирает из этого фона волны под такими углами к  $\mathbf{k}_1$ , которые могут участвовать в процессе  $l_1 + l_2 + l_3 \rightarrow t_{\rm III}$ ; в этом случае  $T_{\rm III} \propto T_1(\tilde{T}_1)^2$ .

## 3.3. Слияние плазменной волны с электромагнитной волной на второй гармонике

Обратимся теперь к процессу (5), предложенному в [18—19] для объяснения многократных плазменных резонансов в головной ударной волне в земной магнитосфере и использованному в [6] в применении к источникам всплесков II типа.

Прежде всего, необходимо отметить, что этот процесс имеет смысл рассматривать только в том случае, если нелинейная перекачка плазменных волн в плазменные волны с бо́льшими фазовыми скоростями представляет собой оптически толстый процесс, когда плотность энергии или яркостная температура вторичных или "быстрых"плазменных волн по порядку величины не менее температуры первичных или "медленных"плазменных волн. В противном случае процесс генерации третьей гармоники содержит нелинейность четвёртого порядка малости (в отличие от кубичной нелинейности для всплесков III типа) и не может быть достаточно интенсивным.

Отметим также, что ионно—звуковые волны могут существовать только в неизотермической плазме, где температуры электронов и ионов не равны друг другу:  $T_e \neq T_i$ . В условиях солнечной короны, в том числе в источниках интенсивного радиоизлучения, такое условие вряд ли имеет место. В изотермической плазме эквивалентный процесс индуцированного рассеяния на ионах

$$l_1 \to l' + i \tag{25}$$

Е.Злотник, А.Классен, Г.Аурасс, Л.Кляйн, Г.Манн

может играть роль первого этапа в процессе (5) для перекачки плазменных волн с относительно низкими фазовыми скоростями в плазменные волны с небольшими волновыми числами, которые могут удовлетворить неравенству (4) и участвовать в генерации третьей гармоники.

Оценим, следуя методике, изложенной в [20, 23], эффективность процесса (25) при условии, что первоначальная ширина спектра волновых чисел  $k_1$  плазменных волн достаточно велика (по сравнению с изменением  $k_1$  в одном акте рассеяния) и нелинейная перекачка по спектру в сторону меньших k' имеет дифференциальный характер. В этом случае мы можем описывать изменение усреднённой плотности энергии  $W_{k_1} = k_1^2 W_{k_1}$  уравнением [24]

$$\frac{\partial W_{k_1}}{\partial t} = \alpha^l W_{k_1} \frac{\partial W_{k_1}}{\partial k_1},\tag{26}$$

где вероятность  $\alpha^l$ :

$$\alpha^{l} = \frac{4\pi^{2}}{27} \frac{e^{2}\omega_{\rm L}}{m_{e}m_{i}v_{T}^{4}(1+T_{e}/T_{i})^{2}}.$$
(27)

Из (26) следует, что характерное время изменения  $W_{k_1}$  составляет

$$\gamma_1 = \frac{1}{W_{k_1}} \frac{\partial W_{k_1}}{\partial t} \sim \alpha^l \frac{\partial W_{k_1}}{\partial k_1} \,. \tag{28}$$

Соотношение (26) описывает хорошо известный эффект усиления плазменных волн в той части спектра, где  $\partial W_{k_1}/\partial k_1 > 0$  и их затухание в области спектра  $\partial W_{k_1}/\partial k_1 < 0$ . Это означает, что если первичные плазменные волны возбуждены в некотором интервале  $\Delta k_1$  с максимумом при некотором значении  $\tilde{k_1}$  в середине этого интервала, то спектр эволюционирует таким образом, что его максимум смещается в сторону меньших волновых чисел или бо́льших фазовых скоростей. Наша задача состоит в том, чтобы оценить оптическую толщину плазменного слоя, в котором могут существовать плазменные волны на фиксированной частоте  $\omega_1$ , относительно процесса смещения  $\tilde{k_1} \simeq \omega_L/v_{\phi}$  ( $v_{\phi} \sim 10^9$  см/с) к меньшим  $\tilde{k'}$ , удовлетворяющим условию (4).

Соответствующий коэффициент пространственного поглощения или усиления связан с  $\gamma_1$  соотношением

$$\mu_1 = \gamma_1 / v_1^{rp} = \alpha^l (\partial W_{k_1} / \partial k_1) / v_1^{rp}, \qquad (29)$$

где групповая скорость плазменных волн равна  $v_1^{rp} = 3v_T^2/v_{\Phi}$ , а оптическая толщина

$$\tau_1 = \int \mu_1 dl = \int \frac{\alpha^l}{v_1^{rp}} \frac{\partial W_{k_1}}{\partial k_1} dl \,. \tag{30}$$

Интегрирование по лучу зрения в (30) может быть заменено интегрированием по волновым числам  $k_1$  с учётом соотношения  $dl = 6L_N k_1 v_T^2 dk_1 / \omega_L^2$ , вытекающего из условия  $\omega_1^2 = \omega_L^2(l) + 3k_1^2(l)v_T^2 =$  const. Эта процедура эквивалентна получению размера  $L_{II}$  (9) области неоднородной плазмы, где могут распространяться волны на частоте  $\omega_1$ . Подставляя  $\alpha^l$  (27) и  $v_1^{rp} = 3k_1 v_T^2 / \omega_L$  в (30), мы можем привести его к виду

$$\tau_1 = \frac{8\pi^2}{27} \frac{e^2 L_N}{m_e m_i v_T^4 (1 + T_e/T_i)^2} \int \frac{\partial W_{k_1}}{\partial k_1} dk_1 \,. \tag{31}$$

Оценивая интеграл в (31) в некоторой средней точке  $W_{k_1}$  и подставляя  $W_{k_1} = k_1^2 \kappa T_1/(2\pi)^3$ , мы получим

$$\tau_1 = \frac{4\pi}{27} \frac{e^2 \kappa}{m_e m_i v_T^4 (1 + T_e/T_i)^2} \frac{f_L^2 T_1^2 L_N}{\alpha^2}, \qquad (32)$$

Е.Злотник, А.Классен, Г.Аурасс, Л.Кляйн, Г.Манн

где

70

1998

$$\alpha = v_{\phi}/v_T \,. \tag{33}$$

Необходимым условием достаточной эффективности процесса индуцированного рассеяния является  $\tau_1 > 1$ . Оценим  $\tau_1$  на частоте  $f_L \simeq \simeq 160$  МГц при тепловой скорости  $v_T = 3 \cdot 10^8$  см/с и масштабе неоднородности  $L_N \sim (10^9 - 10^{10})$  см:

$$\tau_1 \sim 9 \cdot (10^{-11} \div 10^{-10}) T_1 / \alpha^2,$$
(34)

Следовательно, при  $\alpha \sim 3 (v_{\phi} \sim 10^9 \text{ см/c})$  неравенство  $\tau_1 > 1$  выполняется, если яркостная температура

$$T_1 > (10^{10} \div 10^{11}) \,\mathrm{K}\,.$$
 (35)

Примерно такая же оценка (по порядку величины) получается для процесса  $l_1 \rightarrow l' + s$  распада плазменной волны  $l_1$  на плазменную волну l' и ионно—звуковую волну s, если использовать формулы, приведённые в [21] для характерного времени перераспределения по спектру в сторону бо́льших фазовых скоростей.

Условие (35) с большой вероятностью выполняется в источниках всплесков II типа (см. оценки в разд. 4). Таким образом, действительно, медленные плазменные волны, возбуждённые некоторым агентом, могут быстро трансформироваться в плазменные волны с большими фазовыми скоростями, которые способны участвовать в процессе  $t_{\rm II} + l' \rightarrow t_{\rm III}$ .

Важно отметить, что проведённое рассмотрение нелинейной перекачки плазменных волн в сторону больших фазовых скоростей даёт для интенсивности этого процесса только оценку сверху. На самом деле мы не учитывали ряд процессов, которые могут затруднить описанную эволюцию спектра, например, затухание плазменных волн из-за электрон—ионных столкновений или так называемый эффект компенсации, состоящий в том, что части спектра с положительной  $\partial W_{k_1}/\partial k_1 > 0$  и отрицательной производными  $\partial W_{k_1}/\partial k_1 < 0$  дают в величину  $\tau_1$  вклады разного знака (это легко видеть из интеграла (31), который равен нулю, если интегрирование выполняется по всему интервалу волновых чисел, занятому плазменными волнами). Тем не менее, мы считаем допустимым предполагать для оценок, что плотность энергии плазменных волн с малыми k' не отличается значительно от плотности энергии первичных плазменных волн.

Отметим, что аналогичное рассмотрение слияния двух первичных плазменных волн в электромагнитную на второй гармонике показывает, что процесс  $l_1 + l_2 \rightarrow t_{II}$  является оптически тонким, и поэтому  $T_{II} \ll T_1$ .

Таким образом, нам представляется реальной следующая схема генерации третьей гармоники в источниках всплесков II типа: плазменные волны с относительно низкими фазовыми скоростями возбуждаются некоторым медленно движущимся агентом; эти волны быстро перекачиваются в сторону больших фазовых скоростей, но постоянно возобновляются в резонансной части спектра благодаря неустойчивости; при этом вторая гармоника образуется в результате слияния первичных плазменных волн, а третья возникает в результате слияния электромагнитной волны на второй гармонике и "быстрой"плазменной волны:

$$l_1 \to l'; \ l_1 + l_2 \to t_{\rm II}; \ t_{\rm II} + l' \to t_{\rm III}.$$
 (36)

Заметим, что изложенное выше представляет собой только грубую качественную схему генерации третьей гармоники, достаточную, однако, чтобы оценить ожидаемый уровень интенсивности различных гармоник во всплесках II типа. В действительности задача о стационарном спектре плазменных волн в источнике, связанном с ударными волнами, должна решаться с учётом специфического механизма неустойчивости и всех возможных механизмов линейного и нелинейного затухания плазменных волн, а также их нелинейной перекачки по спектру. Кроме того, мы не обсуждаем происхождение

основного тона во всплесках II типа, возникающего, по всей вероятности, в результате индуцированного рассеяния первичных плазменных волн на ионах. Обе проблемы будут рассмотрены в другой работе.

Излучательную способность электромагнитной волны, возникающей на последнем этапе процесса (36), можно найти, используя известные формулы для вероятности слияния плазменной и электромагнитной волн в электромагнитную [21]:

$$w_{t,l}^{t}(\mathbf{k}_{\mathrm{III}},\mathbf{k}_{\mathrm{II}},\mathbf{k}') = \frac{\hbar e^{2}(2\pi)^{6}\omega_{\mathrm{L}}(k')^{2}}{16\pi m_{e}^{2}\omega_{\mathrm{III}}(\mathbf{k}_{\mathrm{III}})\omega_{\mathrm{II}}(\mathbf{k}_{\mathrm{II}})} \left(1 + \frac{(\mathbf{k}_{\mathrm{II}}\mathbf{k}_{\mathrm{III}})^{2}}{k_{\mathrm{II}}^{2}k_{\mathrm{III}}^{2}}\right) \times \delta(\mathbf{k}_{\mathrm{III}} - \mathbf{k}_{\mathrm{II}} - \mathbf{k}')\delta(\omega_{\mathrm{III}} - \omega_{\mathrm{II}} - \omega').$$
(37)

Согласно (16), хорошо известное уравнение для плотности энергии [15, 16]

$$\frac{dW_{\mathbf{k}_{\mathrm{III}}}}{dt} = \int w_{t,l'}^t \frac{\omega_{\mathrm{III}}}{\omega_{\mathrm{II}}\omega'} W_{\mathbf{k}_{\mathrm{II}}} W_{\mathbf{k}'} \frac{d\mathbf{k}_{\mathrm{II}} d\mathbf{k}'}{\hbar(2\pi)^3}$$
(38)

может быть переписано в терминах яркостных температур:

$$\frac{dT_{\rm III}}{dt} \simeq \frac{3\kappa}{2\hbar\omega_{\rm L}} \int w_{t,l}^t(\mathbf{k}_{\rm III}, \mathbf{k}_{\rm I}, k') T' T_{\rm II} \frac{d\mathbf{k}' d\mathbf{k}_{\rm II}}{(2\pi)^6}.$$
(39)

Интегрируя в (39) по  $d\mathbf{k}_{\text{II}}$  с помощью  $\delta(\mathbf{k}_{\text{III}} - \mathbf{k}_{\text{II}} - \mathbf{k}')$  и полагая  $(\mathbf{k}_{\text{II}}, \mathbf{k}_{\text{III}})^2 / k_{\text{II}}^2 k_{\text{III}}^2 \sim 1$  (для оценок сверху), уравнение (39) можно привести к виду

$$\frac{dT_{\rm III}}{dt} \simeq \frac{\kappa e^2}{32\pi m_e^2 \omega_{\rm L}^2} \int T' T_{\rm II} \delta(\omega_{\rm III} - \omega_{\rm II} - \omega') (k')^2 d\mathbf{k}' \,, \tag{40}$$

где каждая функция в подынтегральном выражении берётся при  $\mathbf{k}_{II} = = \mathbf{k}_{III} - \mathbf{k}'$ . Интегрирование по  $d\mathbf{k}'$  выполняется с учётом  $d\mathbf{k}' = (k')^2 \sin\theta d\varphi d\theta dk'$ , где  $\varphi$  и  $\theta$  — углы в цилиндрической системе координат с осью цилиндра вдоль  $\mathbf{k}_{III}$ . В случае изотропного спектра плазменных волн интегрирование по  $\varphi$  даёт множитель  $2\pi$ . Но  $k_{II}^2 = (\mathbf{k}_{III} + \mathbf{k}')^2 = k_{III}^2 - (k')^2 - 2k_{III}k'\cos\theta$  зависит от k' и  $\theta$ . Интегрирование по  $d\theta$  проводится с помощью функции  $\delta(\omega_{III} - \omega_{II} - \omega')$ , что приводит к множителю  $\partial\omega_{II}/\partial\theta = (\partial\omega_{II}/\partial k_{II}^2)(2k_{III}k'\sin\theta) = \sqrt{2}k'c\sin\theta$  в знаменателе подынтегрального выражения в (40) и следующей излучательной способности:

$$\frac{dT_{\rm III}}{dt} = \frac{1}{16\sqrt{2}} \frac{\kappa e^2}{m_e^2 c \omega_{\rm L}^2} \int (k')^3 T' T_{\rm II} dk' \,. \tag{41}$$

Пределы интегрирования в (39)–(41) определяются границами интервалов волновых чисел, где сосредоточены плазменные волны, удовлетворяющие законам сохранения. Согласно (4), интервал k' ограничен значениями  $k'_{\min} \simeq 1,1(\omega_{\rm L}/c)$  и  $k'_{\max} \simeq 4,5(\omega_{\rm L}/c)$ .

Поскольку в рамках нашего качественного рассмотрения зависимость от k' неизвестна, оценка интеграла в (41) будет проведена следующим образом:  $\int (k')^3 T' T_{II} dk' \sim (k')^3 T' T_{II} \Delta k'$ , где подынтегральная функция берётся в некоторой средней точке интервала  $\Delta k' = k'_{max} - k'_{min}$ . Мы будем полагать  $k' = a(\omega_L/c)$ , где число a может изменяться от 1,1 до 4,5 и  $\Delta k' \sim k'$ . Тогда (41) преобразуется к виду

$$\frac{dT_{\rm III}}{dt} \sim \frac{\pi a^2}{4\sqrt{2}} \frac{\kappa e^2}{m_e^2 c^5} f_{\rm L}^2 T' T_{\rm II} \,. \tag{42}$$

Используя (13)–(14) и (23), мы получим соотношения для излучательной способности и затем для яркостной температуры излучения на третьей гармонике

$$T_{\rm III} \simeq \frac{\sqrt{2}}{3c} \frac{dT_{\rm III}}{dt} L_{\rm III}, \qquad (43)$$

Е.Злотник, А.Классен, Г.Аурасс, Л.Кляйн, Г.Манн 71

но, в отличие от процесса  $l_1 + l_2 + l_3 \rightarrow t_{\text{III}}$ , здесь можно положить  $L_{\text{III}} \sim L_N$ , т.к. спектр излучения на второй гармонике складывается из волн, приходящих от всех элементов неоднородного источника (см. подробнее [11]). Следовательно, мы получаем

$$T_{\rm III} \sim \frac{\pi^2 a^4}{12} \, \frac{\kappa e^2}{m_e^2 c^6} f_{\rm L}^2 T' T_{\rm II} L_N \,. \tag{44}$$

Численный множитель здесь найден только по порядку величины ввиду весьма приближённого характера интегрирования по спектру плазменных волн. Этот множитель зависит от формы спектра "быстрых" плазменных волн и его ширины. Кроме того, значение T' не может быть найдено без последовательного самосогласованного анализа перекачки плазменных волн по спектру. Для приближённых оценок мы положим T' порядка яркостной температуры  $T_1$  первичных плазменных волн и, исключая  $T_{II}$  с помощью (10), получим выражение для  $T_{III}$ , аналогичное (24):

$$T_{\rm III} \sim \frac{4\pi^4 a^4}{15\sqrt{3}} \, \frac{\kappa^2 e^4}{m_e^4 c^9} \, \frac{f_{\rm L}^4 T_1^3 L_N^2}{v_{\rm d}^3} \,. \tag{45}$$

Фазовая скорость  $v_{\phi}$  здесь не имеет отношения к плазменным волнам, сливающимся с электромагнитными волнами на второй гармонике; эта величина в (45) появляется из соотношения (10) для  $T_{II}$  и относится к плазменным волнам, создающим вторую гармонику.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрение, проведённое выше, даёт возможность провести численные оценки ожидаемых яркостных температур второй и третьей гармоник во всплесках II типа и сравнить их с наблюдаемыми значениями.

Прежде всего, найдём яркостную температуру первичных плазменных волн, используя наблюдаемые значения *T*<sub>II</sub>. Из (10) мы имеем

$$T_1 \sim 10^{18} \sqrt{\alpha^3 T_{\rm II} / f_{\rm L}^2 L_N} \,.$$
(46)

Для оценок возьмём в качестве характерного значения масштаба изменения электронной концентрации в короне обычно принимаемое значение  $L_N \sim 10^{10}$  см или меньшее  $L_N \sim 10^9$  см, имея в виду, что в окрестности фронта ударной волны, где возбуждаются плазменные волны, градиент электронной концентрации может быть увеличен. Принимая частоту основного тона и яркостную температуру второй гармоники равными  $f_{\rm L} = 160~{\rm MFu}$  и  $T_{\rm II} = 3 \cdot 10^{11}~{\rm K}$  (для периода времени 12:12:00–12:12:35 UT; см. табл. 1) и полагая  $\alpha \sim 3~(v_{\rm q} \sim 10^9~{\rm cm/c})$ , мы получим  $T_1 \sim (0.3 \div 1) \cdot 10^{12}~{\rm K}$  для  $L_N \sim (10^{10} \div 10^9)~{\rm cm}$ , соответственно. Если вторая гармоника образуется в результате слияния плазменных волн с бо́льшими фазовыми скоростями ( $\alpha > 3$ ), то температура  $T_1$ , необходимая для того, чтобы обеспечить наблюдаемое значение  $T_{\rm II}$ , должна быть выше. Яркостная температура первичных плазменных волн  $T_1$  должна быть также выше, если их  ${\bf k}_1$ -спектр имеет квазиодномерный характер и луч зрения не совпадает с направлением, в котором излучательная способность в волну  $t_{\rm II}$  имеет максимум. Следовательно, значение, полученное из (46), представляет, вероятнее всего, верхнюю границу яркостной температуры  $T_1$  первичных плазменных волн, способных обеспечить наблюдаемые значения  $T_{\rm II}$ . Таким образом, действительно, можно считать  $T_{\rm II} \ll T_1$  и пренебречь обратным рассеянием волны  $t_{\rm II}$  в плазменные волны  $l_1$  и  $l_2$ .

Оценим отношение  $\delta = T_{III}/T_{II}$  для обоих рассматриваемых процессов. Из (10), (24) и (25) следует

$$\tilde{\delta} = \delta(t_{\rm II} + l' \to t_{\rm III}) \simeq 10^{-25} a^4 f_{\rm L} \sqrt{\alpha^3 T_{\rm II} L_N} \,, \tag{47}$$

Е.Злотник, А.Классен, Г.Аурасс, Л.Кляйн, Г.Манн

$$\tilde{\tilde{\delta}} = \delta(l_1 + l_2 + l_3 \to t_{\rm III}) \simeq 0.03 \sqrt{T_{\rm II}/\alpha^{11} L_N} \,.$$
(48)

Легко видеть, что ожидаемые отношения совершенно по-разному зависят от параметров источника, за исключением очевидного члена  $\sqrt{T_{\rm II}}$ , который показывает, что третья гармоника обнаруживается более вероятно в источниках с высоким уровнем второй гармоники. Для всплеска 27 сентября 1993 г. для частоты основного тона  $f_{\rm L} = 160~{\rm MFu}$  яркостные температуры второй и третьей гармоник составляют  $T_{\rm II} \simeq 3 \cdot 10^{11}$  K,  $T_{\rm III} \simeq 0.9 \cdot 10^9$  K, и, следовательно, наблюдаемое значение отношения равно:  $\delta \simeq 3 \cdot 10^{-3}$ . Для события 28 декабря 1993 г. это отношение достигает значений  $\delta \sim 0.2$ .

Если мы возьмём упомянутые выше параметры (которые представляются вполне реальными для плазменных источников всплесков II типа:  $\alpha \sim 3 (v_{\phi} \sim 10^9 \text{ см/с})$  и  $L_N \sim (10^9 \div 10^{10})$  см) и выберем среднюю точку a = 2,5 из разрешенного интервала 1,1 < a < 4,5, то получим следующие численные значения:

$$\tilde{\delta} \sim (0,5 \div 1) \cdot 10^{-4}, \quad \tilde{\tilde{\delta}} \sim (2 \div 10) \cdot 10^{-4}.$$
 (49)

Сравнивая эти значения с наблюдаемым  $\delta \simeq 3 \cdot 10^{-3}$ , мы приходим к заключению, что при принятых  $v_{\phi}$  и  $L_N$  слияние трёх плазменных волн является более вероятной причиной возникновения третьей гармоники. Однако рассчитанные значения  $\tilde{\delta}$  сильно зависят от величины фазовой скорости плазменных волн. Если последняя достаточно мала (напомним, что она должна превышать тепловую скорость электронов, иначе плазменные волны испытывают сильное затухание в основной плазме), то отношение  $\tilde{\delta}$  уменьшается, но  $\tilde{\delta}$  резко возрастает. Например, при  $\alpha = 2$  значение  $\tilde{\delta}$  увеличивается в 10 раз. Предполагая меньшие значения  $\alpha$  и бо́льшие значения градиента электронной концентрации (т.е. меньшие  $L_N$ , например,  $L_N \sim (10^7 \div 10^8)$  см, что вполне допустимо вблизи фронта ударной волны), мы можем получить  $\tilde{\delta}$  на один-два порядка больше и удовлетворить значения  $\delta \sim 10^{-1}$ , полученные для всплеска 28 декабря 1993 г.

В противоположном случае больших фазовых скоростей эффективность процесса  $l_1 + l_2 + l_3 \rightarrow t_{\rm III}$  падает и третья гармоника может появиться только в результате процесса  $t_{\rm II} + l' \rightarrow t_{\rm III}$ . Именно такая ситуация имеет место в источниках всплесков III типа [11]. Заметим, что значение  $\alpha$  и фазовая скорость в  $\delta$  определяются плазменными волнами, ответственными за вторую гармонику. Не исключено, что волна  $t_{\rm II}$  генерируется более "быстрыми"плазменными волнами, чем те, которые возбуждаются медленно движущимся агентом. В этом случае параметры  $\alpha$  в  $\delta$  и  $\tilde{\delta}$  не совпадают и значение  $\delta$  может быть существенно больше. Например, если  $\alpha \sim 30$  (как во всплесках III типа) и  $L_N \sim 10^{10}$  см, то  $\delta \sim 10^{-3}$ , что ближе к наблюдаемым значениям. Кроме того, значение  $\delta$  может увеличиться, если при оценке интеграла в (41) мы возьмём подынтегральную функцию не в средней точке a = 2,5 интервала  $\Delta k'$ , разрешённого неравенством (4), а ближе к его верхней границе. Например, в наиболее благоприятных условиях, когда a = 4,  $\alpha = 30$  ( $v_{\phi} \simeq c/3$ ) и  $L_N \sim 10^{10}$  см, отношение составляет  $\delta \sim 10^{-2}$ , что вполне совпадает с наблюдаемыми данными. В случае квазиодномерного спектра плазменных волн отношение  $\delta$  может оказаться ещё большим благодаря более высокому уровню первичных плазменных волн  $T_{\rm II}$  (см. замечание к (10)).

Таким образом, относительный вклад двух механизмов в создание третьей гармоники зависит от обстоятельств. Отношение

$$\tilde{\delta}/\tilde{\delta} \sim 3 \cdot 10^{23}/(\alpha^7 f_{\rm L} L_N a^4) \tag{50}$$

равно  $25 \div 2,5$  при  $\alpha = 3$ , a = 2,5,  $L_N = (10^9 \div 10^{10})$  см, соответственно. При  $v_{\phi} > 10^9$  см/с это отношение заметно уменьшается.

Итак, анализ показал, что оба рассматриваемые механизма могут приводить к образованию третьей гармоники во всплесках II типа, причём слияние трёх плазменных волн играет основную роль при

Е.Злотник, А.Классен, Г.Аурасс, Л.Кляйн, Г.Манн 73

низких фазовых скоростях и резких градиентах электронной концентрации в источнике, а слияние плзменной волны с электромагнитной волной на второй гармонике предпочтительнее в противоположном случае. Вообще говоря, мы не знаем фазовые скорости взаимодействующих плазменных волн и можем только предполагать, что фазовые скорости первоначальных плазменных волн определяются по скорости частотного дрейфа на динамических спектрах. Однако, используя результаты (47) и (48), мы можем придти к некоторым качественным заключениям.

Первое из них касается ширины полосы второй и третьей гармоник. Для источника, размер которого по высоте в короне составляет  $L \sim L_N$ , спектральная ширина достигает значений  $\Delta \omega_{\rm III} \sim \omega_{\rm L}$ . Поскольку  $L_{\rm III} \sim L_N \gg L_{\rm II}$  и  $\Delta \omega_{\rm III} \gg \Delta \omega_{\rm II}$ , третья гармоника, возникающая в результате процесса  $t_{\rm II} + l' \rightarrow t_{\rm III}$  должна быть более диффузной на динамическом спектре, чем вторая. Однако во всех зарегистрированных всплесках II типа, содержащих три частотные полосы, третья гармоника содержит не меньше узкополосных деталей, чем вторая. Это можно было бы рассматривать как аргумент против процесса  $t_{\rm II} + l' \rightarrow t_{\rm III}$  как источника третьей гармоники, однако, принимая во внимание как разнообразие причин появления тонкой структуры, так и весьма приближённый характер проведённого теоретического рассмотрения, полученное заключение можно принять с большой осторожностью.

Ещё одно важное свойство наблюдаемых всплесков ІІ типа с тремя гармоническими полосами связано с их преимущественным появлением на солнечном лимбе (четыре из пяти надёжно зарегистрированных всплесков). Эта особенность свидетельствует, по-видимому, о какой-то направленности излучения третьей гармоники. Как было показано в [12], квазиодномерные плазменные волны, возбуждённые, в основном, вдоль направления движения электронного потока, приводят к специфической направленности третьей гармоники (в результате процесса  $l_3 + t_{II} \rightarrow t_{III}$ ): она может наблюдаться внутри конуса с углом раствора  $heta_0\sim 37^\circ$  по отношению к направлению волнового вектора плазменных волн, и при некоторых  $0 < \theta_0 < 37^\circ$  интенсивность волны  $t_{\rm III}$  может быть сравнима (или даже превышать) интенсивность волны  $t_{\rm II}$  (хотя интегральная по углу плотность энергии третьей гармоники, естественно, ниже, чем второй). Этим эффектом объясняются всплески III типа с отношением потоков одного порядка на второй и третьей гармониках [10]. Задача о направленности излучения третьей гармоники, возникающей в результате процесса  $l_1 + l_2 + l_3 \rightarrow t_{\rm III}$  для одномерного спектра плазменных волн, до сих пор не рассматривалась. Однако, если мы примем такой же механизм генерации третьей гармоники во всплесках II типа, как во всплесках III типа, то можем получить весьма важную информацию о характере ударной волны: так как третья гармоника может наблюдаться преимущественно вдоль движения электронного потока, в источниках всплесков на лимбе электроны должны были двигаться вдоль солнечной поверхности (по направлению к Земле), что свидетельствует о направлении магнитного поля (вдоль которого ускоренные электроны убегают из фронта ударной волны) параллельно солнечной поверхности. Если бы мы располагали дополнительной информацией о направлении движения ударного фронта, мы могли бы узнать: является ли ударная волна параллельной или перпендикулярной магнитному полю. Однако, поскольку задача о пространственном спектре плазменных волн, ответственных за генерацию всплесков II типа, не решена, связь появления третьей гармоники во всплесках II типа преимущественно на лимбе с одномерным спектром плазменных волн и результирующей направленностью второй и третьей гармоник можно рассматривать только как предварительную качественную гипотезу.

Необходимо отметить также, что отношение  $\tilde{\delta}$  (47) пропорционально частоте основного тона  $f_{\rm L}$ , что подразумевает более вероятное появление третьей гармоники на высоких частотах, в то время как отношение  $\tilde{\delta}$  (48) не зависит от  $f_{\rm L}$ . Кроме того, сильная зависимость  $\tilde{\delta}$  от величины  $\alpha$ , определяемой скоростью частотного дрейфа, показывает, что процесс  $l_1 + l_2 + l_3 \rightarrow t_{\rm III}$  тем более вероятен в качестве источника третьей гармоники, чем меньше скорость дрейфа на динамическом спектре. Эти факты могут быть использованы для выбора между двумя рассмотренными нелинейными процессами при статистическом исследовании данных о всплесках II типа.

Е.Злотник, А.Классен, Г.Аурасс, Л.Кляйн, Г.Манн

Обсудим теперь другие механизмы, предложенные в литературе для объяснения трёх гармонических полос во всплесках II типа. В работе [6] была высказана идея о том, что гармоническая структура является результатом коллапса ленгмюровских солитонов. Однако, условия сильной турбулентности обычно не реализуются в корональной плазме, в том числе, в источниках мощного радиоизлучения (см., напр., оценки в [25]). Кроме того, анализ изменения (увеличения) частоты волны  $f^2 = f_L^2(1 + 3k_l^2\lambda_D^2)$ до значений  $f \sim 3f_L (\lambda_D - длина волны Дебая)$  благодаря перемещению вдоль дисперсионной кривой в сторону блыших  $k_l$  проведён не вполне корректно:  $k_l$  действительно увеличивается, однако коллапсирующий солитон расталкивает плазму и образует каверну [26], так что  $f_L$  в приведённом выше соотношении уменьшается, и частота плазменной волны f в результате коллапса также уменьшается. Наконец, если бы даже процесс коллапса имел место и f увеличивалась до значений  $3f_L$ , на динамическом спектре было бы невозможно различить отдельные полосы — он выглядел бы как широкополосный континуум.

Ещё одна идея о происхождении третьей гармоники, с которой мы не можем согласиться, была высказана в работе [4]. Авторы качественно описали появление трёх полос на динамических спектрах всплесков II типа как генерацию на первых гармониках электронной гирочастоты  $\omega_B = eB/m_ec$  в областях, удовлетворяющих условию двойного плазменного резонанса  $s\omega_B = \omega_L$ . Но, во-первых, необыкновенная волна не может выйти с уровня  $\omega = \omega_B$ , поскольку её точка отражения  $\omega_L^2/\omega^2 = 1 - \omega_B/\omega$  расположена выше в короне (ближе к наблюдателю), чем уровень  $\omega = \omega_B$ . Это означает, что излучение основного тона, если оно наблюдается, может состоять только из обыкновенной составляющей, т.е. должно быть полностью поляризованным. Кроме того, волны, выходящие с гирорезонансных уровней s = 1, 2, сильно поглощаются по мере распространения в короне слоями s = 2, 3, 4, соответственно. Трудно ожидать, что неоднородное магнитное поле направлено вдоль луча зрения (так, чтобы наблюдатель попал в так называемое "окно прозрачности"вдоль магнитного поля, где гирорезонансное поглощение подавлено) в каждой точке источника. Во всяком случае, излучение основного тона не может схеме, а вторая гармоника должна быть сильно поляризована, что противоречит данным наблюдений.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, наблюдения показывают, что во всплесках II типа спектральные полосы с отношением частот 2:3 реально существуют и исходят из одного и того же источника. Наиболее правдоподобная интерпретация состоит в том, что наблюдаемые полосы представляют собой вторую и третью гармонику локальной плазменной частоты. Превышение яркостной температуры второй гармоники над соответствующими значениями для третьей гармоники может достигать трёх порядков величины, но в одном случае эта разница составила только один порядок.

Для объяснения появления третьей гармоники на динамических спектрах, описанных в разд. 2, были рассмотрены два нелинейных процесса — слияние трёх плазменных волн и слияние модифицированной плазменной волны с электромагнитной волной на удвоенной плазменной частоте. Как показал анализ, оба предложенные механизма могут объяснить наблюдаемые яркостные температуры второй и третьей гармоник. В случае низких фазовых скоростей плазменных волн и резких градиентов электронной концентрации в источнике процесс  $l_1 + l_2 + l_3 \rightarrow t_{III}$  более предпочтителен для интерпретации наблюдаемых значений. Плазменные волны с бо́льшими фазовыми скоростями (появляющиеся, например, при нелинейной перекачке первичных плазменных волн по спектру в сторону меньших волновых чисел) могут привести к появлению третьей гармоники в результате процесса  $t_{II} + l' \rightarrow t_{III}$ . Используя соотношения, приведённые в разделах 3, 4, можно оценить ожидаемые яркостные температуры в каждом конкретном случае.

В заключение необходимо отметить, что, согласно проведённому анализу, появление третьей гармоники в результате нелинейных процессов в корональной плазме свидетельствует не только о мощном событии, но также и о некоторых специфических условиях в окрестности фронта ударной волны (малые скорости агента, возбуждающего плазменные волны, или резкие градиенты электронной концентрации). Возможно, именно это является причиной не столь частого появления третьей гармоники во всплесках II типа. Другой причиной редкой регистрации всплесков с тремя частотными полосами может быть довольно узкая диаграмма направленности излучения волны  $t_{\rm III}$ , возбуждаемой плазменными волнами с квазиодномерным спектром. Так или иначе, для того, чтобы сделать более определённые заключения о причинах появления гармонической структуры на динамических спектрах всплесков II типа и иметь возможность восстановить физические условия во фронте ударной волны, необходимо, во-первых, получить данные о большем количестве событий с многими гармониками, а также провести статистический анализ наблюдаемых параметров, и во-вторых, решить самосогласованную задачу о стационарном частотном и пространственном спектре плазменных волн, ответственных за всплески II типа.

Авторы выражают благодарность В. В. Зайцеву за полезные дискуссии и ценные замечания. Часть данной работы была выполнена во время визита Е. Я. Злотник в Астрономический Институт Потсдама; Е. Я. Злотник благодарит немецких коллег за приглашение и гостеприимство. Работа также поддержана грантами РФФИ NN 95-02-04272a, 96-02-0056G.

## ЛИТЕРАТУРА

- 1. Nelson G. J. and Melrose D. B. In: Solar Radophysics /Eds. by D. J. McLean and N. R. Labrum. Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press, P. 333.
- 2. Aurass H. //Ann. Geophys., 1992. V. 10. P. 359.
- Mann G. Theory and observations of coronal shock waves. In: Coronal Magnetic Energy Releases /Eds. by A. O. Benz, A. Krüger. — Berlin: Springer, 1995. P. 183.
- 4. Bakunin L. M., Ledenev V. G., Kosugi T., and McLean D. J. //Solar Phys., 1990. V. 129. P. 379.

Е.Злотник, А.Классен, Г.Аурасс, Л.Кляйн, Г.Манн

- Chertok I. M., Fomichev V. V., Gorgutsa R. V., Markeev A. K., Podstrigach T. S., Aurass H., Hildebrandt J., Kliem B., Krüger A., Kurths J., Karlicky M., Tlamicha A., Urbarz H. W., and Zlobec P. //Astron. Nachr., 1990. V. 311. P. 55.
- 6. Kliem B., Krüger A., and Treumann R. A. //Solar Phys., 1992. V. 140. P. 149.
- 7. Aurass H., Klein K.-L., and Mann G. //ESA SP-373, 1994. P. 95.
- 8. Kundu M. R. Solar Radio Astronomy. N.Y.: Interscience, 1965. P. 311.
- 9. Benz A. O. //Nature Phys. Sci., 1973. V. 242. P. 39.
- 10. Takakura T. and Yousef S. //Solar Phys., 1974. V. 36. P. 451.
- 11. Zheleznyakov V. V. and Zlotnik E. Ya. //Solar Phys., 1974. V. 36. P. 443.
- 12. Злотник Е. Я. //Астрон. ж., 1978. Т. 22. С. 228.
- Mann G., Aurass H., Voigt W., and Paschke J. //Coronal Streamers Coronal Loops and Coronal and Solar Wind composition, ESA SP-348. 1992. P. 129.
- 14. The Radioheliograph Group //Adv. Space Res., 1993. V. 13(9). P. 411.
- 15. Железняков В. В. Электромагнитные волны в космической плазме. М.: Наука, 1977.
- 16. Zheleznyakov V. V. Radiation in Astrophysical Plasmas. Kluwer Academic Publishers, 1996.
- 17. Benz A. O. Plasma Astrophysics. Kluwer Academic Publishers, 1993.
- 18. Cairns I. //J. Plasma Phys., 1987. V. 38. P. 169.
- 19. Cairns I. //JGR, 1988. V. 93. № A2. P. 858.
- 20. Зайцев В. В. //Письма в АЖ, 1975. Т. 1. С. 28.
- 21. Цытович В. Н. Нелинейные эффекты в плазме. М.: Наука, 1967.
- 22. Melrose D. B. Plasma Astrophysics. Gordon and Breach Sci. Publ., 1980.
- 23. Зайцев В. В. //Изв. вузов. Радиофизика, 1977. Т. 20. С. 1379.
- 24. Каплан С. А., Цытович В. Н. Плазменная астрофизика. М.: Наука, 1972.
- 25. Holman G. D., Pesses M. E. //Asrophys. J., 1983. V. 267. P. 837.
- 26. Zakharov V. E. In: Basic Plasma Processes / Eds. by Galeev and Sudan. 1983. V. II. P. 79.

Институт прикладной физики РАН,

Поступила в редакцию 25 июля 1997 г.

г. Нижний Новгород, Россия; Астрономический Институт Потсдама, Германия; Медонская Обсерватория,

Франция

#### THIRD HARMONIC PLASMA EMISSION IN SOLAR TYPE II RADIO BURSTS

E. Ya. Zlotnik, A. Klassen, H. Aurass, K.-L. Klein, G. Mann

Spectrographic and imaging observations of three Type II solar radio bursts displaying three drifting bands with frequencies related as 1:2:3 are discussed. The radio data of two of these events were simultaneousely recorded by the Radiospectrograph of the Observatory of Solar Radioastronomy in Tremsdorf and the radioheliograph of the Paris-Meudon Observatory in Nanćay. These measurements allow to determine the brightness temperatures of radio emission in the three frequency bands.

Two non-linear merging processes — coalescence of three plasma waves and of a plasma wave and an electromagnetic one the double plasma frequency — are considered to explain the occurrence of the third harmonic on Type II dynamic spectra. The analysis shows that both of them can fit the observed brightness temperatures of the second and third harmonics, the first dominating at low phase velocities of plasma waves

Е.Злотник, А.Классен, Г.Аурасс, Л.Кляйн, Г.Манн

and sharp electron density gradients in the source, the second leading in the opposite case. It is concluded that the occurence of the third harmonic due to non-linear processes in the coronal plasma testifies not only to a powerful event but also to some specific conditions in the shock or foreshock region. Finally, we propose a method to distinguish between the two invoked non-linear processes by a statistical investigation of Type II burst data.

## УДК 523.985.77

# ELECTRON ACCELERATION AND TYPE II RADIO EMISSION AT QUASI-PARALLEL SHOCK WAVES

# H.-T. Claßen and G. Mann

Solar type II radio bursts are interpreted as the radio signature of shock waves travelling through the solar corona. Some of these shock waves are able to enter into the interplanetary medium and are observed as interplanetary type II bursts. The nonthermal radio emission of these bursts indicates that electrons are accelerated up to superthermal and/or relativistic velocities at the corresponding shocks. Plasma waves measurements at interplanetary shock waves provide the assumption that the fundamental type II radio emission is generated by wave-wave interactions of electron plasma waves and ion acoustic waves and that the source region is located near the transition region of the shock. Therefore, the instantaneous bandwidth of type II bursts should reflect the density jump across the shock. Comparing the theoretically predicted density jump of coronal shock waves (Rankine-Hugoniot relations) and the measured instantaneous bandwidth of solar type II radio bursts it is appropriate to assume that these bursts are generated by weak supercritical quasi-parallel shock waves. Two different mechanisms for the accelaration of electrons at this kind of shock waves are investigated in form of test particle calculations in given magnetic and electric fields. These fields have been extracted from in-situ measurements at the quasi-parallel region at Earth's bow shock, which showed large amplitude magnetic field fluctuations (so-called SLAMS: Short Large Amplitude Magnetic Field Structures) as constituent parts. The first mechanism treats these structures as strong magnetic mirrors, at which charged particles are reflected and accelerated. Thus, thermal electrons gain energy due to multiple reflections between two approaching SLAMS. The second mechanism shows that it is possible to accelerate electrons inside a single SLAMS due to a non-coplanar component of the magnetic field in these structures. Both mechanism are described in form of test particle calculations, which are supplemented by calculations according to adiabatic theory. The results are discussed for circumstances in the solar corona and in interplanetary space.

#### 1. INTRODUCTION

Shock waves play an important role in astrophysics since they are able to accelerate charged particles, e.g., the galactic cosmic rays which are regarded to be produced by shocks at supernova remnants, up to high energies. In the heliosphere shock waves can be analysed either by remote sensing techniques using their ability to produce radio waves or by in-situ measurements obtained by spacecraft experiments.

In the solar corona shock waves can be generated either as blast waves due to solar flares or as piston driven shocks due to the propagation of coronal mass ejections, which are able to penetrate into interplanetary space [1]. These shocks manifest themselves as solar and interplanetary type II radio burts [2, 3]. In dynamic radio spectra a type II radio burst appears as bands of enhanced radio emission drifting slowly from high to low frequencies. Fig. 1 shows an example of a solar type II radio burst observed by the radio spectrometer of the Astrophysikalisches Institut Potsdam in Tremsdorf on April 7, 1997. As special fine structures this burst shows

- a fundamental-harmonic structure, i.e., the radio emission consists of two slowly drifting "backbones" with a frequency ratio of roughly 2:1,
- a multiple lane structure of the fundamental band, i.e., the F-band consists of a patchwork of enhanced radio emission, and
- so-called "herringbone" patterns, which are fast drifting, thorn-like fine structures shooting up to both sides of the backbone.

H.-T. Claßen and G. Mann



Fig. 1. Dynamic radio spectrum of a solar type II radio bursts observed by the radio spectrometer of the Astrophysikalisches Institut Potsdam in Tremsdorf on April 07, 1997. This burst shows a fundamental-harmonic structure, multiple lane structures of the fundamental band, and herringbone structures at the harmonic band.

It is generally accepted that the radio waves are generated by so-called plasma emission [4] consisting of three different steps. First, the shock wave accelerates electrons up to superthermal or even higher energies. Secondly, these electrons produce an enhanced level of high frequency plasma waves with a frequency  $\omega_{pe} = (N_e e^2/(\epsilon_0 m_e))^{1/2}$  ( $N_e$ , particle number density of electrons, e, elemantary charge,  $m_e$ , electron mass, and  $\epsilon_0$ , dielectric constant). Finally, these longitudinal plasma oscillations convert into transversal radio waves either by scattering off ion density fluctuations or by non linear wave coupling with low frequency plasma waves in order to generate the fundamental band, or by coalescence of two oppositely directed Langmuir waves in order to produce the harmonic band (e.g., [5, 6]).

The problems addressed in the present paper are mechanisms for the acceleration of electrons at radio wave emitting shocks, which are able to explain the observed fine structures of solar and interplanetary type II bursts. From this point of view it is important that dynamic radio spectra can be interpreted as way-time-diagrams of the source motion in the direction of the density gradient of the ambient plasma. Taking into account that the F-band is emitted at the plasma frequency we obtain the frequency drift  $D_f$  by computing the first time derivative of  $f_{pe}$ 

$$D_f = \frac{df_{pe}}{dt} = \frac{f_{pe}}{2N_e} \mathbf{V}_Q \cdot \nabla N_e \,. \tag{1}$$

From this equation it can be seen that we need a density model of the ambient plasma to compute the source velocity basing on drift rate measurements. For coronal plasmas above active regions a fourfold Newkirk is widely accepted [7]. For the type II burst depicted in Fig. 1 we obtain a drift rate of  $D_f = -0.15 \text{ MHz/s}$  corresponding to a source velocity of 650 km/s according to the fourfold Newkirk model. Especially for this event on April 7, 1997 it is worth mentioning that the solar type II radio burst producing

disturbance manifested itself in many different ways. Thus, the WAVES experiment onboard the WIND spacecraft recorded an interplanetary type II radio burst as a continuation of the observed solar type II burst, the LASCO C2 coronograph onboard SOHO observed an outward moving disturbance with a velocity of roughly 670 km/s, which produced a faint geomagnetic disturbance recorded in Niemegk, Germany, on April 9, 1997. Due to the time difference between the start of the disturbance and the onset of the geomagnetic storm we compute a velocity of 550 km/s in very good agreement with the previous values.

An indirect evidence for high energy electrons accelerated at coronal shock waves are the previously mentioned herringbone structures. The drift rates of these fine structures corresponds to electron velocities between 0.02 and 0.17 c (c velocity of light) (e.g., [8]), but it seems likely that coronal shock waves are able to produce electrons with even higher velocities. Thus, Cane et al. [9] suggested that the so-called shock-associated events observed as fast drifting radio emission in interplanetary space are due to plasma emission of high energy electrons accelerated at coronal shock waves. A further hint in this direction is provided by SOHO/COSTEP measurements for the April 7, 1997. This experiment detected relativistic electrons with energies between 0.25 and 0.70 MeV at 14.17 and 14.27 just in the time range of the observed solar and interplanetary type II bursts [10].

One basic assumption used throughout this paper is the idea that the fundamental physical processes of collisionless shock waves are essentially the same and independent of the special realisation of the shock. Thus, we adopt in-situ measurements of Earth's bow shock to show the differences between super/subcritical and quasi-parallel/quasi-perpendicular shocks, respectively. These concepts will be introduced in the next section. Furthermore, we briefly summarize the results of an earlier paper which suggested that the radio emission of solar type II bursts is generated by supercritical, quasi-parallel shock waves [11]. In Sect. 3 two different processes for the acceleration of electrons at this kind of shock waves are presented in form of test particle calculations in given magnetic and electric fields. These fields are extracted from in-situ measurement of supercritical, quasi-parallel shocks. In Sect. 4 we discuss the mechanisms for the plasma conditions of the solar corona and the interplanetary medium. Especially, we try to explain the measured fine structures of solar type II radio bursts, i.e., the appearance of multiple lane structures including their bandwidth and the observed drift rate of herringbone structures.

## 2. TYPE II BURST GENERATING SHOCK WAVES

In the one fluid description (magnetohydrodynamics) shock waves appear as discontinuities without any internal structure. The jumps in the magnetic field, in the particle number density, and in temperature are determined by the conservation of mass, momentum, and energy flow across the shock surface (e.g., [12]). On the other hand it can be shown (e.g., [13]) that pure resistive processes added to the ideal MHD equations fail to steepen to shock above a certain velocity threshold, i.e., the jump or so-called Rankine-Hugoniot conditions cannot be satisfied anymore. This threshold is reached when the downstream plasma flow along the shock normal reaches the speed of sound in this region [14]. Shocks with a velocity higher than this critical value are called supercritical and can be produced be adding additional viscous dissipation to the MHD terms. Supercritical shocks show structures on different length scales according to the different dissipation mechanisms. These theoretical considerations were investigated by in-situ measurements at Earth's bow shock (e.g., [15]).

The difference between quasi-parallel and quasi-perpendicular shocks refers to the shock geometry and traces back on the behaviour of ions reflected at the shock transition region. Formally, a shock is called quasi-parallel and quasi-perpendicular when the angle  $\theta_{Bn}$  between the shock normal and the upstream magnetic field is smaller and greater than 45°, respectively. The physical reason for this differentiation can be found in the dynamics of specularly reflected at the shock transition. Here, it can be shown [16, 17] that

H.-T. Claßen and G. Mann

the guiding center motion of specularly reflected ions is directed upstream if  $\theta_{Bn} < 45^{\circ}$ , i.e., in a quasiparallel shock geometry, and downstream if  $\theta_{Bn} > 45^{\circ}$ , i.e., for quasi-perpendicular shocks. Due to the free energy of reflected ions in the upstream region of quasi-parallel shocks the magnetic field behaviour is modified because of different kind of plasma waves generated by these ions. These waves structures are briefly summarized in the next section where we discuss the motion of electrons in these magnetic configurations. A review about the morphology of collisionless shocks can be found in [18].

As already mentioned in the introduction high frequency plasma oscillations are constituent parts for the generation of radio waves at collisionless shock waves. Thus, it seems to be natural to look for this kind of plasma waves in the in-situ measurements of shock encounters with spacecrafts. Here, the measurements of plasma waves with high time resolution experienced by the Helios-2 spacecraft showed that high frequency plasma waves are predominantly observed immediately upstream of the shock transition zone while the low frequency plasma waves (e.g. ion acoustic waves) are mainly localized in the downstream region [19]. A more detailed investigation concerning the localisation of the different kind of plasma waves which are necessary for the generation of radio waves at interplanetary shock waves was recently carried out by Lengyel-Frey et al. [20]. The authors of this paper concluded that it is very likely that type II are produced by a wave-wave-coupling of electron plasma wave and ion acoustic waves which were predominantly observed in the vicinity of the transition region of the shocks.

A similar idea was investigated by Mann et al. [11] assuming that the instantaneous bandwidth of type II radio bursts, i.e., the frequency width at a given time measured in dynamic radio spectra, corresponds to the density jump across the shock. This becomes clear if we assume that the high frequency plasma waves populate the upstream region and the low frequency plasma waves predominate in the downstream region. Thus, we obtain for the relative instantaneous bandwidth of type II bursts

$$\frac{\Delta f}{f}\Big|_{t=\text{const.}} = \sqrt{\frac{N_{e2}}{N_{e1}}} - 1 \tag{2}$$

since the emission frequency of the F-band is proportional to the squareroot of the particle number density  $N_e$  of electrons (the indices 1 and 2 refer to the upstream and downstream region, respectively). Furthermore, the comparision of a statistical investigation of a sample of 25 solar type II radio bursts concerning their instantaneous bandwidth and the theoretical computation of the density jump of critical shock waves under circumstances of the solar corona showed that solar type II bursts are generated either by subcritical, quasiperpendicular shocks or by supercritical, quasi-parallel shocks [11].

The first possibility was investigated by Holman and Pesses [21] and developed further by Benz and The approximate the second shock drift acceleration of electrons at quasi-perpendicular shocks (e.g., [23, 24]) and showed that the accelerated electrons form a shifted loss cone or a shifted ring distribution which is unstable for the generation of upper hybrid waves as high frequency and lower hybrid waves as low frequency coupling partners. The difficulties concerning this theory are the relatively long duration of the observed solar type II bursts (in the order of serveral minutes) and the explanation of the bandwidth and fine structures of the backbone emission. The first argument takes into account that shock drift acceleration under coronal conditions produces high energy electrons only for a very narrow angular width of  $\theta_{Bn} > 85^{\circ}$  which is difficult to keep over a long time. The second argument is based on the e-folding distance of enhanced Langmuir turbulence observed at interplanetary shocks [19]. As the radio emission at quasi-perpendicular shocks is purely generated in the upstream region the observed mean instantaneous bandwith ( $\langle \Delta_f / f \rangle = 0.32$  for coronal type II bursts [11] and  $\langle \Delta_f / f \rangle = 0.5$  for interplanetary type II bursts [25]) is difficult to explain. Therefore, we tried to develop a type II theory basing on electron acceleration mechanisms acting at supercritical, quasi-parallel shock waves. Two possible acceleration processes are introduced in the next section, and we try to show in the following discussion that our theoretical predictions fit the observed properties of type II bursts quite well.

## 3. ELECTRON ACCELERATION AT STEEPENED WAVE STRUCTURES

Most direct informations on collisionless shock waves in space plasma are based on the observations of the various satellite missions exploring the bow shock of the Earth. Because of its curvature the bow shock shows regions with quasi-perpendicular and quasi-parallel shock geometries. In the upstream region of the quasi-parallel bow shock a variety of new types of magnetic field and particle phenomena has been observed. Different populations of ions backstreaming from the shock are associated with low-frequency magnetohydrodynamic waves (ULF-waves)[26, 27]. Further observations showed hot diamagnetic cavities, hot flow anomalies and magnetic pulsations [28, 29]. All these upstream phenomena are often observed and seem to be closely related [30].

Fig. 2 shows magnetic field and plasma data of a supercritical, quasi-parallel bow shock measured by the AMPTE/IRM satellite. Fig. 2a shows the behaviour of the magnetic field, the particle number density, and the plasma streaming velocity. The shock transition is located at 10:23 UT as can be seen in the jump of the particle number density. Furthermore, this figure shows the large density and magnetic field fluctuations in the upstream region. The magnetic field structures discussed in this paper, the aforementioned SLAMS, has been characterized by Schwartz et al. [31] as well-defined single magnetic structures with large amplitudes of about 2 or more times the background field and short durations of typically 10s (see Fig. 2b). They seem to grow from the well-known ULF-waves and Schwartz & Burgess [33] argued that a quasi-parallel shock transition could be regarded as a patchwork of ULF-waves and SLAMS, which are gradually decelerating the solar wind and subsequently forming the downstream state. The magnetic field components in Fig. 2b (a high time resolution of Fig. 2a) are displayed in a minimum variance system, which will be referred to later as  $b_x$ -,  $b_y$ - and  $b_z$ -components.

A statistical analysis of 18 such structures was carried out by Mann et al. in [34]. They showed that SLAMS have a typical magnetic field compression of 3.6 times the ambient magnetic field, which is stronger than the magnetic field jump according to the Rankine-Hugoniot conditions. As a further result of their statistical studies Mann et al. [34] found that SLAMS are associated with a density enhancement of 2.3 times the unperturbed value. Thus, SLAMS are strong magnetic mirrors at which charged particles can be reflected and accelerated. The basis for this acceleration is the fact that the propagation velocity of SLAMS in the plasma rest frame is a monotonically increasing function of the magnetic field compression. The second acceleration process discussed in this section is due to the observational fact that SLAMS possess a non vanishing non-coplanar magnetic field component denoted by  $b_y$ . This non-coplanar magnetic field component field, and streaming velocity lying in one plane (e.g., [35]).

The observations at Earth's bow shock were accompanied and confirmed by two-dimensional particle simulations of supercritical quasi-parallel shock waves (e.g., [36]). These hybrid simulations showed that superthermal diffuse ions in the far upstream region generate ULF-waves propagating along the ambient magnetic field lines. Because of the supersonic plasma flow the ULF-waves are convected back towards the shock transition and during their approach they steepen into so-called "shocklets" and SLAMS. Furthermore, the simulations confirmed that ULF-waves and SLAMS can be considered as quasi-planar structures, i.e., the spatial width is roughly 4 to 10 times greater than their typical length of 10 ion inertial lengths [34, 36]. The ion inertial length defined as  $d_i = c/\omega_{pp}$  (c, speed of light,  $\omega_{pp}$ , proton plasma frequency) is a natural scale for collisionless shock waves (e.g., [37]).

An analytical approach concerning the proporties and behaviour of ULF-waves and SLAMS using non-linear MHD wave theory was tackled by Malara & Elaoufir [38] and Mann [39]. These investigations showed that SLAMS can be regarded as simple magnetohydrodynamic waves, i.e., the magnetic field components can be described using functions of the form  $b_i = f_i(x - V_{SL}t)$  (i = x, y, z), where  $V_{SL}$ 



Fig. 2. In-situ measurements of a supercritical, quasi-parallel bow shock measured by the AMPTE/IRM satellite: a) Magnetic field strength, particle number density, and solar wind velocity as a function of time [32]. The shock transition is located at 10:23 UT; b) Short Large Amplitude Magnetic Field Structures (SLAMS) in the upstream region in high time resolution. The three upper panels show the components of the magnetic field in a minimum variance frame, the lowest panel shows the magnitude of the magnetic field.

H.-T. Claßen and G. Mann

is the propagation velocity of the SLAMS. Furthermore, the calculations confirmed the observations that the SLAMS velocity is an increasing function of the magnetic field compression  $B_{\text{max}}/B_0$ .

The possibility for the acceleration of charged particles in a collapsing magnetic trap was first proposed by Fermi [40] and has been developed further by many others (e.g., [41–44]). In most cases it is applied for approaching shock fronts or for quasi-perpendicular shocks with irregularities in the upstream region or with ripples in the shock surface. The mirror process discussed here was elaborated by Mann and Claßen [45] for a quasi-parallel shock geometry with approaching SLAMS acting as magnetic mirrors. Because of the small changes in the magnetic field of SLAMS compared to the gyroradius of thermal and superthermal electrons under consideration here (see Sect. 4) this process can be studied without any explicite realisation of SLAMS using so-called adiabatic theory (e.g., [46]).

Some basic properties of the acceleration mechanism are shown in Fig. 3.



Fig. 3. Electron acceleration on the basis of multiple reflection at SLAMS [45]: a) SLAMS as converging magnetic mirrors; b) Velocity gain for electrons with different starting velocities. Time and velocity are normalized to the inverse proton cyclotron frequency and the Alfven velocity, respectively.

Fig. 3a shows two SLAMS with different magnetic field compression in the rest frame of SLAMS S1 where SLAMS S2 moves towards S1. Thus, an electron starting at S1 in the direction of S2 can be reflected at S2 and return to S1. The velocity gain parallel to the magnetic field after this circle can be computed via (e.g., [17, 21])

$$\Delta v = 2\Delta V_S \sec \psi \,, \tag{3}$$

where  $\Delta V_S$  and  $\psi$  are the approach velocity of the neighbouring SLAMS and the angle between the

90 H.-T. Claßen and G. Mann

propagation direction of the mirroring SLAMS and the unperturbed magnetic field, respectively. The velocity perpendicular to the magnetic can be computed according to the constance of the first adiabatic invariant sometimes called "magnetic moment" defined by  $M = m_e v_{\perp}^2/(2B)$  (e.g., [47]). Thus, Mann and Claßen [45] defined recursively the following acceleration process which is depicted in Fig. 3b. The SLAMS start with an initial distance  $L_0$  and and with a distance  $L_E$  in the order of the mean width of a typical SLAMS. In each revolution the electron gain a velocity  $\Delta v$ , i.e., after circle number N we obtain

$$v_{N+1} = v_N + \Delta v \tag{4}$$

for the electron velocity,

$$L_{N+1} = L_N \left[ 1 - \frac{\Delta V_S}{\Delta V_S + v_N} \frac{v_N + v_{N+1}}{v_{N+1}} \right]$$
(5)

for the distance between the SLAMS, and

$$t_{N+1} = \frac{L_0 - L_{N+1}}{\Delta V_S}$$
(6)

for the elapsed time. The acceleration process is finished when either the electron does not longer fulfil the reflection condition at one of the SLAMS or when the SLAMS approach closer than  $L_E$ , i.e.,  $L_{N+1} \leq L_E$ . The first case determines the distribution function and number of accelerated electrons (see next section) and the second case the maximal energy gain. Here, it is important to mention that the ratio  $v_E/v_0$  of the maximal end velocity of the accelerated electron and the starting velocity is constant (cf. Fig. 3b). This is fulfilled as long as the velocity gain in each circle is much smaller than the starting velocity of the particle, i.e.  $v_0 \gg \Delta v$ . In this case the acceleration can be described as a continuous process ( $L_N \rightarrow L(t)$  and  $v_N \rightarrow v(t)$ ) governed by the following differential equation [45]

$$\frac{dv(t)}{dt} = \Delta v \frac{\Delta V_S + v(t)}{2(L_0 - \Delta V_S t)}.$$
(7)

The solution of Eq. 7 can be obtained via seperation of variables yielding

$$\kappa := \frac{v_E}{v_0} = \left(\frac{L_0}{L_E}\right)^{\Delta v/2\Delta V_S} \tag{8}$$

in very good agreement with our numerical model. A typical value for the maximal velocity gain in this process is  $\kappa \approx 4$  (see next section).

The second acceleration process deals with electrons inside single SLAMS and was described in detail in Claßen and Mann [48]. The basic idea of this mechanism can be shown if we analyse the movement of test electrons in the magnetic and electric field configuration of SLAMS described as simple MHD waves. Normalizing the magnetic field to the unperturbed value  $B_0$  and electric field to  $\mathbf{e} = \mathbf{E}/(cB_0)$  we can write the equation of motion as

$$\dot{\mathbf{v}} = -\frac{m_p}{m_e} \left( \frac{c}{V_A} \mathbf{e} + \mathbf{v} \times \mathbf{b} \right) \,, \tag{9}$$

where the time is normalized to the inverse proton cyclotron frequency  $\omega_{cp} = eB_0/m_p$  and the space coordinates to the ion inertial lenght  $d_i$ . This means that the velocities are in units of the Alfven velocity  $V_A = B_0/(\mu_0 m_p N_e)^{1/2}$ . Furthermore, the magnetic field of SLAMS can be written as

$$b_x = \cos \psi$$
  

$$b_y = b_{\max} \cdot p \cdot f_y(x - V_{SL}t)$$
  

$$b_z = b_{\max} \cdot f_z(x - V_{SL}t) + \sin \psi,$$
(10)



Fig. 4. Mathematically modelled SLAMS used for test particle computations in the rest frame of the SLAMS. The space coordinates are normalized to the proton inertial length and the magnetic field components are displayed in units of the unperturbed magnetic field (cf. Fig. 2b).

with  $b_{\text{max}}$  and p as maximal magnetic field compression and measure of the polarisation of the SLAMS, respectively. The electric field needed for the computation of particle trajectories according to Eq. 9 can be obtained using Faraday's law (rot  $\mathbf{E} = -\partial \mathbf{B}/\partial t$ )

$$e_x = e_x(x)$$

$$e_y = \frac{V_{SL}}{c} b_{\max} \cdot f_z(x - V_{SL}t)$$

$$e_z = -\frac{V_{SL}}{c} b_{\max} \cdot p \cdot f_y(x - V_{SL}t).$$
(11)

The x-component of the electric field cannot be computed via Faraday's law but it can be estimated using the deceleration of the plasma flow speed inside a single SLAMS. Thus, Claßen and Mann [48] obtained that the  $e_x$ -component can be neglected in comparison with the other electric field components.

Fig. 4 shows a special realisation for the magnetic field of a single SLAMS using an asymmetric gaussian function  $\exp(-\xi^2/L_{1,2}^2)$  ( $\xi = x - V_{SL}t$ ) to model the steepening of the SLAMS multiplied with  $\sin(k\xi)$  and  $\cos(k\xi)$  to produce the functions  $f_y$  and  $f_z$ , respectively. k corresponds to the magnitude of the wave vector of the ULF-waves from which the SLAMS grow up. For the SLAMS depicted in Fig. 4 we choose k = 0.1 and  $L_{1,2} = 6, 11$ .

The behaviour of a single electron penetrating the mathematically modelled SLAMS from Fig. 4 from the right side is depicted in Fig. 5 showing the velocity parallel to the local magnetic field (Fig. 5a) and the "magnetic moment"  $m = v_{\perp}^2/(2b)$  in Fig. 5b. In the first figure we can see a large velocity gain up to 300 times the Alfven velocity inside the SLAMS and that the electron leaves this structure on the left side with a velocity of roughly  $100V_A$ . The second part shows that the magnetic moment is nearly constant, i.e., an adiabatic invariant. This means on the other hand that we can use the results from adiabatic theory for the estimation of the velocity and energy gain inside single SLAMS.

The energy balance for electrons using adiabatic theory can be obtained multiplying Eq. 9 with the particle velocity (scalar product) using  $\mathbf{v} = \dot{R}_{\parallel} \hat{\mathbf{b}} + \dot{\mathbf{R}}_{\perp} + \dot{\mathbf{r}}$  ( $\dot{=} d/dt$ ) where the particle velocity is decomposed in the movement of the guiding center (**R**) parallel and perpendicular to the local magnetic

field  $(\hat{\mathbf{b}})$  and the pure gyromotion  $(\mathbf{r})$  of the electron. Thus, Eq. 9 yields

$$\frac{1}{2}\frac{d}{dt}\mathbf{v}^2 = -\frac{m_p}{m_e}\frac{c}{V_A}(\mathbf{e}\cdot\hat{\mathbf{b}}\dot{R}_{\parallel} + \mathbf{e}\cdot\dot{\mathbf{R}}_{\perp} + \mathbf{e}\cdot\dot{\mathbf{r}}).$$
(12)

In first order the change in particle energy due to the electron motion perpendicular to the electric field (second term on the right side) and the energy change in the rotational energy (third term) can be neglected [48].



Fig. 5. Electron acceleration on the basis of a non coplanar magnetic field component inside of a single SLAMS as depicted in Fig. 4 [48]. The electron starts on the right hand side of the SLAMS depicted in Fig. 4: a) Behaviour of the electron velocity (in units of  $V_A$ ) parallel to the local magnetic field and b) behaviour of the first adiabatic invariant or "magnetic moment" defined by  $m = v_1^2 / (2b)$ .

Furthermore, this reduced equation can be integrated and the solution can be written as a function of the penetration depth into the SLAMS x after substituing  $\dot{R}_{\parallel} = (b/b_x)(dx/dt)$ . We obtain

$$v^2(x_1) - v^2(x_0) \approx 2M_{SL} \tan \psi \frac{m_p}{m_e} \int_{x_0}^{x_1} b_y dx$$
 (13)

This result is in very good agreement with the numerical computations from Fig. 5 and enables us furthermore to evaluate the velocity gain for any magnetic field configuration with sufficiently smooth gradients. On the other hand it can be seen from Eq. 13 that the acceleration process depicted in Fig. 5 has two basic roots. Firstly, the ability of SLAMS to move obliquely to the unperturbed magnetic field, i.e.,  $\tan \psi \neq 0$ , and a non vanishing non-coplanar magnetic field. The question whether the accelerated electrons leave the SLAMS with a greater velocity than the starting velocity requires a detailed description of this non-coplanar field component and is beyond the scope of the present approach.

#### 4. DISCUSSION

In order to study the acceleration mechanisms described in the previous section for plasma conditions of the solar corona and the interplanetary medium Table 1 briefly summarizes some basic plasma parameters in these regions. Table 2 contains typical parameters of SLAMS obtained from in-situ measurements at Earth's bow shock [34] and from hybrid simulations of supercritical, quasi-parallel shock waves [36, 49]. Especially for the application of adiabatic theory it is important to notice that the gyroradii of electrons are much smaller the typical scale lengths of SLAMS. Thus, we obtain for the ratio  $r_{L,e}|\nabla B|/B$  values in the order of  $r_{L,e}/(10d_i) \approx 10^{-3}$  justifying the assumptions from the previous section. Furthermore, the values of the Alfven velocity in the upper solar corona and in the solar wind are small enough to make sure that the velocity gain can be treated with the non-relativistic equation of motion (Eq. 9).

Table 1

		Solar	Interplenatary
		corona	medium
		[70 MHz]	[1 AU]
Particle number density	$N [{ m cm}^{-3}]$	$6 \cdot 10^{7}$	5
Temperature	T[K]	$2\cdot 10^6$	$2\cdot 10^5$
Magnetic field strength	<i>B</i> [G]	1	$6 \cdot 10^{-5}$
Plasma beta	$\beta$	0.5	1
Alfven velocity	$V_A$ [km/s]	280	60
Thermal speed of electrons	$v_{\rm th,e}[{\rm km/s}]$	5500	1800
Ion inertial length	$d_i$ [cm]	$3 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^7$
Electron gyroradius	$r_{\rm L,e}$ [cm]	35	$1.7\cdot 10^5$
Proton cyclotron frequency	$\omega_{\rm ci}  [{\rm s}^{-1}]$	$9.6 \cdot 10^{3}$	0.57

Typical plasma parameters for the 70 MHz plasma frequency level in the solar corona (left) and the interplanetary medium near 1 AU (right)

A purely analytical derivation of the distribution functions of the accelerated electron populations from Sect. 3 is difficult to obtain as it requires an explicite description of both the input electron distribution and the magnetic and electric field behaviour of the SLAMS. One possible solution of this problem is to compute the trajectories of an ensemble of electrons with different starting conditions. Since this method requires a great computation time, we tried to make some simple estimations for the expected distribution functions just in order to see if they are able to excite the high frequency plasma waves needed for the generation of radio waves. On the other hand we want to check if the velocity of the accelerated electrons is high enough to explain the fast drifting features (herringbones) of the observed type II radio bursts. From this point of view we stay in the picture that dynamic radio spectra can be interpreted as way-time-diagrams of accelerated electrons as denoted in Eq. 1.

A simple estimation of the electron distribution resulting from the multiple reflections of particles between approaching SLAMS was discussed in Mann and Claßen [45]. Starting with an initially Maxwellian electron distribution we assumed that all electrons are shifted in the velocity parallel to the magnetic field by the factor  $\kappa$  while the velocity  $v_{\perp}$  stays unchanged and that the electrons leave at SLAMS S2 with an loss cone angle  $\alpha_{lc,S2}$  defined by  $\alpha_{lc,S2} = \arcsin(1/b_{\max,S2})^{1/2}$  (e.g., [47]). Therefore, the distribution function reads

$$f(\mathbf{v}) \propto \Theta(v_{\parallel}) \delta(v_{\perp} - v_{\parallel} \tan \alpha_{lc,S2}) \cdot \exp\left\{-\left[\left(\frac{v_{\parallel}}{\kappa}\right)^2 + v_{\perp}^2\right]/2v_{\rm th,e}^2\right\},\tag{14}$$

where  $\Theta$  denotes the step-function and the argument of Dirac's  $\delta$ -function describes the reflection condition

|--|

#### Table 2

Гy	pical	parameters of SLAMS from in-situ measurements at Earth's bow shock [3]	34]
----	-------	--	-----

Magnetic field compression	$B_{\rm max}/B_0$	$3.6 \pm 1.1$
Density enhancement	$N_{\rm max}/N_0$	$2.3\pm0.8$
Approach velocity	$V_S$	$0.8 V_A$
Velocity gain per cycle	$\Delta v$	$1.7 V_A$
Spatial width	$\Delta s$	$10 d_i$
Initial distance	$L_0$	$30 d_i$
End distance	$L_{\rm E}$	$8 d_i$

at SLAMS S2.  $v_{\text{th,e}} = (k_B T/m_e)^{1/2}$  is the thermal velocity of electrons. A more detailed investigation of this distribution which is located on a cone mantle was given in Mann and Claßen [45], who argued that this distribution has regions with both  $\partial f/\partial v_{\parallel} > 0$  and  $\partial f/\partial v_{\perp} > 0$ . These conditions are necessary for the growth of upper hybrid and Langmuir waves (e.g., [47]). Another approach for the electron distribution in a collapsing magnetic trap was investigated by Gisler and Lemons [44], who predicted upstream field-aligned beams and downstream "pencake" distributions perpendicular to the magnetic field. Both of these distributions should be instable for the generation of high frequency plasma waves.

On the other hand it is relatively simple to estimate the maximal velocity  $v_E$  gained by electrons with a given starting velocity  $v_0$  and the relative density  $\nu = n_E/n_0$  of accelerated particles. Thus, starting with an initial velocity  $v_0 = av_{\rm th,e}$  we obtain for the SLAMS parameters from Table 2 using Eq. 8 an end velocity of  $v_E = 4.1 a v_{\text{th,e}}$  for abitrary "a". Choosing  $a = 2^{1/2}$  and  $a = 2 \cdot 2^{1/2}$  distributed with a probability of 59 % and 12 % for a Maxwellian plasma we get an end velocity of roughly 0.1c (0.04c) and 0.2c(0.07c) for a plasma under conditions of the solar corona (interplanetary medium) from Table 1. Since the velocity gain is  $1.7V_A$  per circle (see Table 2) the electrons need roughly 60 and 120 circulations to reach the aforementioned end velocity. At each circulation we get about 82 % reflected particle taking into account a loss cone distribution with a loss cone angle for a maximal SLAMS compression of  $b_{\text{max}} = 3$ , i.e., we assume that only particle with a pitch angle  $\alpha$  between  $\pm \alpha_{lc}$  escape and obtain  $1 - 2\alpha_{lc}/360^\circ = 0.82$ for the percentage of reflected particles. Thus, our estimations yield a relative density of  $\nu_1 = 0.59 \cdot 0.82^{60} =$  $= 4 \cdot 10^{-6}$  and  $\nu_2 = 0.12 \cdot 0.82^{120} = 5 \cdot 10^{-12}$  for an end velocity of 0.1c and 0.2c, respectively. This result is in very good agreement with the velocity and relative density range for herringbone exciting electrons of Zaitsev et al. [8]. These authors argued that the velocities of electrons corresponding to the drift rates of herringbones are in the range (0.02 - 0.17)c and that the electron beams have a relative density in the interval  $3 \cdot 10^{-6} < \nu < 6 \cdot 10^{-5}$ .

A qualitative estimation of the electron distribution function resulting from the acceleration within a single SLAMS due to their non-coplanar magnetic field was given in Claßen and Mann [48]. As shown in Fig. 6 this distribution function consists of two peaks superimposed on a Maxwellian background. The peak with negative velocity parallel to magnetic field in the order of  $300v_A$  corresponds to thermal velocities of  $15v_{th,e}$  and  $10v_{th,e}$  for the 70 MHz level of the solar corona and the interplanetary medium, respectively (see Table 1). This peak is due to the accelerated electron starting from the right hand side of the SLAMS from Fig. 4. On the other hand our test particle calculations showed that also electrons starting from the left are accelerated inside the SLAMS with a velocity gain in the same order as the electrons mentioned before. Thus, the electron starting from the left give rise to the second peak with the positive velocity in Fig. 6.

In principle, the localisation and the electron contents of the peaks depends on the position inside the SLAMS as can be seen from Eq. 13 where the variable x denotes the penetration depth. As possible

H.-T. Claßen and G. Mann


Fig. 6. Qualitative behaviour of the electron distribution function parallel to the magnetic field inside a single SLAMS. We assumed that the distribution function outside the SLAMS is Maxwellian and the peaks occuring inside the SLAMS are due to an acceleration by an electric field parallel to the local magnetic field. The velocity is normalized to  $v_{\rm th,e}$ .

boundaries for the relative densities Claßen and Mann [48] discussed a range between  $10^{-9} < \nu < 10^{-2}$ . The upper limit is an indirect conclusion drawn from the hybrid simulations of Kucharek and Scholer [50] who found also superthermal protons inside the SLAMS with a relative density of roughly  $\nu \approx 10^{-2}$ . Thus, we assumed that the fraction of accelerated electrons is of the same order. On the other hand hybrid simulations treat electrons just as neutralizing massless fluid and thus cannot study electron accelerating processes. In order to obtain the lower limit of the relative density we used the quasi-neutrality condition known from the fluid description of plasmas. This means that we can estimate the fraction of accelerated electrons according to the results of two-fluid theory in respect to the possible charge seperation (e.g., [47])

$$\nu = \left(\frac{N_e - N_i}{N_e}\right) \propto \lambda_D^2 / x^2 \,, \tag{15}$$

with  $\lambda_D = (k_B T_e/m_e)^{1/2}/\omega_{pe}$  as Debye length of the plasma. Taking the typical width of a SLAMS as a maximal value for the penetration depth x Eq. 15 yields  $\nu = 10^{-9}$  as a lower limit.

Thus, if we assume that the population of superthermal electrons with a distribution similar to Fig. 6 is able to produce a limited region of enhanced plasma turbulence inside the SLAMS (because of the positive gradient in  $v_{\parallel}$ ), we get the following picture for the production of radio waves. As can be seen from Table 2 SLAMS are not only characterized by a compression of the magnetic field but are also accompanied by an enhancement of the plasma density. This means on the other hand that the local plasma frequency varies inside the SLAMS according to  $\omega_{pe} \propto (N_e)^{1/2}$ . Furthermore, Eq. 2 results in a mean instantaneous of  $\langle \Delta f/f \rangle = 0.52$  for the mean density compression of SLAMS according to Table 2. This value of the relative bandwidth is in good agreement with the measured bandwidth of coronal ( $\langle \Delta f/f \rangle = 0.32$ , [11]) and interplanetary ( $\langle \Delta f/f \rangle = 0.5$ , [25]) type II bursts. Furthermore, our model can explain the appearance of the multiple lane structures at type II bursts if we take the production of radio waves in more than one SLAMS into consideration. This picture is in good agreement with the scenario of supercritical, quasiparallel shock as a patchwork of ULF waves, shocklets and SLAMS developed by Schwartz and Burgess [33].

H.-T. Claßen and G. Mann

#### 5. SUMMARY

We interpreted type II radio bursts as signature of superthermal/high energy electrons accelerated at shock waves propagating through the solar corona and the interplanetary medium. The observed dynamic radio spectra were regarded as way-time-diagrams of a source moving in the direction of the density gradient, i.e., the driftrate of the backbone and herringbones corresponds to the shock velocity and the velocity of accelerated electrons. According to in-situ measurements of plasma waves at travelling interplanetary shock waves it seems likely that the radio emission is generated in the vicinity of the transition region of the shock and therefore we took the instantaneous bandwidth of type II bursts as a measure of the density jump across the shock. A comparision between the results of a statistical analysis of a sample of solar type II radio bursts and the computation of the critical Alfven-Mach number under coronal conditions suggested that radio wave emitting shocks are supercritical, quasi-parallel ones.

Two possibilities for the acceleration of electrons were discussed in form of test particle calculations using a Runge-Kutta method for the solution of the equation of motion. The electric and magnetic fields needed for this calculation are taken from in-situ measurements at the quasi-parallel regions of Earth's bow shock. In particular, we analysed the electron behaviour at so-called SLAMS, i.e., short large amplitude magnetic field structures. The first mechanism is a kind of first-order Fermi process in a collapsing magnetic trap where the electrons gain energy due to multiple reflection between approaching SLAMS. The second process can be described as a locally acting linear accelerator induced by a non-coplanar magnetic field component of SLAMS. Due to this field component there is an electric field component parallel to the local magnetic field and this  $E_{\parallel}$  acts as a very efficient particle accelerator. Furthermore, we showed that the numerical calculations can be estimated by the results obtained from adiabatic theory.

Both mechanisms were discussed for the plasma conditions of the upper solar corona and the interplanetary medium in order to explain the observed features of type II radio bursts. We investigated the distribution functions of the accelerated electrons and analysed the possibilities for the generation of high frequency plasma waves. Our results showed that the velocity range and the fraction of accelerated electrons for the mirror acceleration process is in very good agreement with the conclusions drawn from the observed characteristics of the herringbone structures of solar type II radio bursts. The second acceleration process was made responsible for the observed backbone phenomena. We were able to reduce the relative bandwidth of the backbone and its subdivision into multiple lane structures to a plasma emission process from an ensemble of SLAMS where the density variation inside the SLAMS is responsible for the variation of the emission frequency.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Parker E. N. //Astroph. J., 1961. V. 133. P. 1014.
- 2. Uchida Y. //Publ. Astron. Soc. Japan, 1960. V. 12. P. 376.
- 3. Boischot A., Riddle A. C., Pearce J. B., Warwick J. W. //Sol. Phys., 1980. V.65. P. 397.
- Ginzburg V. L., Zhelesnyakov V. V. //Astron. Zh., 1958. V. 35. P. 694; transl. Sov. Astron. A. J., V. 2. P. 653.
- 5. Krüger A. Introduction to Solar Radioastronomy and Radio Physics. Dordrecht, NL: Reidel, 1979.
- 6. Melrose D. B. //Sp. Sci. Rev., 1980. V. 26. P. 3.
- 7. Newkirk G. A. //Astroph. J., 1961. V. 133. P. 983.
- 8. Zaitsev V. V., Zlotnik E. Y., Mann G., Aurass H., Klassen A. //Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved., Radiofiz., 1998. V. 41. № 2.
- 9. Cane H. V., Stone R. G., Fainberg J., Stewart R. T., Steinberg J. L., Hoang S. //Geophys. Res. Lett., 1981. V. 8. P. 1285.

H.-T. Claßen and G. Mann

- 10. Bothmer V. Private communication, 1997.
- 11. Mann G., Claßen H.-T., Aurass H. //Astr. Astroph., 1995. V. 295. P. 775.
- 12. Priest E. Solar Magnetohydrodynamics. Dordrecht, NL: Reidel, 1982.
- 13. Kantrowitz A. R., Petschek H. E. MHD characteristics and shock waves. In: Plasma Physics in Theory and Application. /Ed. by W. B. Kunkel. New York: McGraw-Hill, 1966.
- 14. Edmiston J. P., Kennel C. F. //J. Plasma Phys., 1984. V. 32. P. 411.
- Mellot M. M. In: Collisionless Shocks in the Heliosphere: Reviews of Current Research. /Eds. by B. T. Tsurutani, R. G. Stone. — Washington DC: AGU GN-35, 1985. P. 131.
- Gosling J. T., Thomsen M. F., Bame S. J., Feldmann W. C., Paschmann G., Sckopke N. //Geophys. Res. Lett., 1982. V.9. P. 1333.
- 17. Schwartz S. J., Thomson M. F., Gosling J. T. //J. Geophys. Res., 1983. V. 88. P. 2039.
- 18. Greenstadt E. W. In: Collisionless Shocks in the Heliosphere: Reviews of Current Research. /Eds. by B. T. Tsurutani, R. G. Stone. Washington DC: AGU GN-35, 1985. P. 169.
- 19. Gurnett D. A., Neubauer F. M., Schwenn R. //J. Geophys. Res., 1979. V. 84. P. 541.
- Lengyel-Frey D., Thejappa G., MacDowall R. J., Stone R. G., Phillips J. L. //J. Geophys. Res., 1997. V. 102. P. 2611.
- 21. Holman G. D., Pesses M. E. //Astroph. J., 1983. V. 267. P. 837.
- 22. Benz A. O., Thejappa G. //Astr. Astroph., 1988. V. 202. P. 267.
- 23. Leroy M. M., Mangeney A. //Ann. Geophys., 1984. V. 2(4), P. 449.
- 24. Wu C. S. 1984, //J. Geophys. Res., 1984. V. 89. P. 8857.
- 25. Lengyel-Frey D., Stone R. G. //J. Geophys. Res., 1989. V. 94. P. 159.
- 26. Paschmann G., Sckopke N., Bame S. J., Asbridge J. R., Gosling J. T., Russell C. T., Greenstadt E. W. //Geophys. Res. Lett., 1979. V. 6. P. 209.
- 27. Hoppe M. M., Russell C. T., Frank L. A., Eastman T. E., Greenstadt E. W. //J. Geophys. Res., 1981. V. 86. P. 4471.
- Greenstadt E. W., Green J. M., Inouye G. T., Colburn D. S., Binseck J. H., Lyon E. P. //Cosmic Electrodyn., 1970. V. 1. P. 160.
- 29. Schwartz S. J., Kessel R. L., Brinca C. C., Wolliscroft L. J. C., Dunlop M. W., Farrugia C. J., Hall D. S. //J. Geophys. Res., 1988. V.93. P. 11295.
- 30. Thomsen M. F., Gosling J. T., Bame S. J., Russel C. T. //J. Geophys. Res., 1990. V. 95. P. 957.
- Schwartz S. J., Burgess D., Wilkinson W. P., Kessel R. L., Dunlop M., Lühr H. //J. Geophys. Res., 1992. V. 97. P. 4209.
- Scholer M. In: Plasmaphysik im Sonnensystem. /Eds. by K.-H. Glassmeier, M. Scholer. Mannheim: BI Wissenschaftsverlag, 1991. P. 77.
- 33. Schwartz S. J., Burgess D. //Geophys. Res. Lett., 1991. V. 18. P. 373.
- 34. Mann G., Lühr H., Baumjohann W. //J. Geophys. Res., 1994. V.99. P. 13315.
- Landau L. D., Lifschitz E. M. Lehrbuch der Theoretischen Physik, Band VIII, Elektrodynamik der Kontinua. — Berlin: Akademie-Verlag, 1985.
- 36. Scholer M., Fujimoto M., Kucharek H. //ESA SP-346, 1992. P. 59.
- Kennel C. F., Edmiston J. P., Hada T., In: Collisionless Shocks in the Heliosphere: A Tutorial Review. /Eds. by R. G. Stone, B. T. Tsurutani. — Washington DC: AGU GN-34, 1985. P. 1.
- 38. Malare F., Elaoufir J. //J. Geophys. Res., 1991. V. 96. P. 7641.
- 39. Mann G. //J. Plasma. Phys., 1995. V. 53. P. 109.
- 40. Fermi E. //Astroph. J., 1954. V. 119. P. 1.
- 41. Parker E. N. //Phys. Rev., 1958. V. 109. P. 1328.
- 42. Jokipii J. R. //Astroph. J., 1966. V. 143. P. 961.
- 43. McLean D. J., Sheridan K. V., Stewart R. T., Wild J. P. //Nature, 1971. № 234. P. 140.

H.-T. Claßen and G. Mann

- 44. Gisler G., Lemons D. //J. Geophys. Res., 1990. V. 95. P. 14925.
- 45. Mann G., Claßen H.-T. //Astr. Astroph., 1995. V. 304. P. 576.
- 46. Northrop T. G. The Adiabatic Motion of Charged Particles. New York: Wiley Interscience, 1963.
- 47. Krall N. A., Trivelpiece A. W. Principles of Plasma Physics. New York: McGraw-Hill, 1986.
- 48. Claßen H.-T., Mann G. //Astr. Astroph., 1997. V. 322. P. 696.
- 49. Scholer M. //J. Geophys. Res., 1993. V. 98. P. 47.
- 50. Kucharek H., Scholer M. //J. Geophys. Res., 1991. V. 96. P. 21195.

Astrophysikalisches Institut, Observatorium für solare Radioastronomie, Potsdam, Germany Поступила в редакцию 17 октября 1997 г.

# УДК 523.985.77

# ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ДВУМЕРНОГО РАДИОГЕЛИОГРАФА ОТНОСИТЕЛЬНО ДЕКАМЕТРОВЫХ ВСПЛЕСКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ IIId ТИПА С ЭХОКОМПОНЕНТАМИ

Э. П. Абранин<sup>1</sup>, Л. Л. Базелян<sup>1</sup>, Я. Г. Цыбко<sup>2</sup>

Впервые представлен комплект амплитудно-временных записей солнечного радиовсплеска IIId типа с эхокомпонентой, полученных за счёт угловой селекции излучения при наблюдениях на антенне УТР-2 в режиме двумерного гелиографа на частоте f = 25 МГц. Как выяснилось, в случае такого рода событий, наблюдаемых только в центральном секторе гелиодолгот  $|l| \leq 50^\circ$ , видимый пульсирующий источник узкополосного  $(\sim 0,1~{
m MFu})$  радиоизлучения 2-й гармоники  $(fpprox 2f_p)$  может иметь сложную непрерывно изменяющуюся угловую структуру. Позиции коронального источника, которые он занимал в момент главного пика двугорбого всплеска и спустя 6,5 с, во время его повторного сравнительно низкого максимума, не совпали; их расхождение —  $\approx 12'$  по часовому углу и  $\approx 0'$  по склонению. Во время первого импульса (с крутым фронтом) источник не оставался неподвижным и в течение 3 с, постепенно ослабевая, удалялся от исходной позиции преимущественно в западном направлении со средней скоростью, близкой к скорости света. Удивительный факт изначальной нестационарности и другие особенности пульсирующего источника IIId типа свидетельствуют о том, что в солнечной короне рядом с областью кратковременной (< 1 с) генерации радиоволн, т.е. значительно выше нормального уровня плазменной частоты  $\bar{f}_p = f$ , возник стремительно движущийся мнимый источник. Фоном для него, видимо, послужила обширная непрозрачная или полупрозрачная область возмущённой плазмы. Это странное корональное образование на плазменных уровнях  $f_p \sim f/2$  могло, как пассивный ретранслятор сигналов, препятствовать свободному распространению радиоволн, в том числе и зеркально отражённых в глубине короны на плазменном уровне  $\bar{f}_p = f$ . Вполне вероятно, что именно этим обусловлено довольно медленное и немонотонное затухание эхокомпоненты всплесков IIId типа, многие из которых ритмично пульсируют 3-4 раза.

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Наблюдения декаметровых ( $\lambda = 10 - 20$  м) радиовсплесков IIId типа в центральном секторе гелиодолгот и в прилимбовой зоне показали, что характер их динамического спектра во многом определяется сильной рефракцией при распространении радиоволн в атмосфере Солнца [1, 2]. Эта спектральная разновидность декаметрового излучения существенно отличается от классических диффузных всплесков III типа и сложных двойных всплесков IIIb—III типа, генерируемых в солнечной короне квазирадиальными потоками надтепловых электронов. Наклонная спектральная трасса излучения IIId типа, как и в случае всплесков IIIb типа, на плоскости частота—время представляет собой более или менее плотную цепочку отдельных, либо перекрывающихся узкополосных ( $\sim 0,1$  МГц) стриа—всплесков. Согласно усреднённым данным [3, 4], скорость обратного частотного дрейфа ( $\dot{f} < 0$ ) всплесков IIId типа по модулю почти вдвое меньше, чем у всплесков IIIb типа и совпадает со скоростью дрейфа диффузной спектральной компоненты излучения IIIb—III типа, генерируемого одновременно на первой (IIIb) и второй (III) гармониках локальной плазменной частоты  $f_p(R)$ , которая в стандартных моделях короны монотонно убывает с ростом гелиоцентрического расстояния R.

В излучении IIId типа с тонкой структурой спектра элементарные стриа—всплески отличаются тем, что вид их сильно зависит от гелиодолготы l области источников. Обычно эти узкополосные всплески имеют растянутый во времени динамический спектр без частотного дрейфа ( $\dot{f} \approx 0$ ). В прилимбовых зонах, когда  $|l| > 50^{\circ}$ , они быстро нарастают и постепенно затухают в течение нескольких секунд.

Во время многодневной шумовой бури IIId типа по мере приближения соответствующей активной области к центральному меридиану фотосферы на смену стриа—всплескам с одногорбым амплитудным профилем появляются более сложные всплески с временным расщеплением узкополосного спектра. Для центральных источников IIId типа при  $l \approx 0$  ширина этого расщепления достигала максимальных значений 7—8 секунд на частотах 15—30 МГц. Подобная трансформация стриа—всплесков при движении активной области с востока на запад вследствие вращения Солнца наблюдалась день за днем с помощью антенны радиотелескопа УТР-2 в течение продолжительных шумовых бурь IIId типа в разные годы [1, 2, 4].

Эта гелиодолготная эволюция качественно объясняется в сферически симметричной модели короны с экваториальным источником предельно коротких радиоимпульсов на частоте  $f \approx 2 f_p$ , локализованным в точке  $R_s(f_p)$ . Регулярные изменения формы амплитудно-временного профиля декаметровых всплесков IIId типа при f = const в общем согласуются с известными результатами модельных расчётов для точечного изотропного источника метрового ( $\lambda = 3,4$  м) радиоимпульса, излучаемого на 2-й гармонике  $f_p = 40 \,\mathrm{MF}$ ц практически мгновенно [5]. В исследованной модели, когда источник локализован в среднем секторе гелиодолгот  $|l| < 50^{\circ}$  и виден на фоне солнечного диска, вслед за исходным сравнительно коротким всплеском радиоизлучения появляется растянутый эхосигнал относительно небольшой амплитуды. Задержка последнего  $T(l, \Delta R)$  определяется радиальным масштабом короны  $\Delta R(f_p) = R(f_p) - R(2f_p)$ , а неодинаковое приращение длительности моделируемых импульсных сигналов обусловлено хаотическими флуктуациями плотности корональной плазмы, в которой радиоволны испытывают рассеяние. По условиям наблюдения центральный (l=0) экваториальный источник, видимый короткое время сначала в прямых, а затем в отражённых лучах, должен симметрично расширяться по всем направлениям в картинной плоскости. В других ситуациях, когда  $l \neq 0$ , позиции эффективных центров прямого и зеркального радиоизображений источника, спроектированных на небесную сферу, не могут совпадаать.

Подобное расхождение видимых угловых координат реального и мнимого источников, судя по всему, действительно наблюдалось во время некоторых всплесков IIId типа летом 1974 г., когда 5лучевая антенна УТР-2 функционировала в составе одномерного (по склонению  $\delta$ ) радиогелиографа [2]. С помощью двумерного гелиографа на базе УТР-2 сначала (в 1979 г.) наблюдались непродолжительные бури по-своему интересных лимбовых всплесков IIId типа [1]. В центральной зоне радиовсплеск IIId типа с эхокомпонентой на том же двумерном гелиографе впервые и довольно удачно зарегистрирован в июле 1981 г. на частоте f = 25 МГц.

Данная статья целиком посвящена описанию и анализу весьма интересной радиогелиограммы этого события. Следующий (2-й) раздел статьи начинается с краткого изложения необходимых технических сведений и методики наблюдений. Затем подробно рассматриваются представленные графические иллюстрации амплитудных записей сигналов, полученных во время центрального события IIId типа благодаря угловой селекции радиоизлучения. В процессе сравнительного анализа этих взаимосвязанных сигналов постепенно выясняется, как видимый корональный источник радиовсплеска с эхокомпонентой на фиксированной частоте (25 МГц) перемещался в картинной плоскости. При обсуждении (в 3-м разделе) совокупности позиционных данных особое внимание уделено неизвестному ранее явлению изначальной нестационарности пульсирующего источника элементарной квазимонохроматической составляющей излучения IIId типа. В заключительном разделе статьи подведены основные итоги работы.

## 2. АНАЛИЗ НАБЛЮДЕНИЙ

Для исследования солнечной активности в декаметровом радиодиапазоне большая горизонтальная (T-образная) антенна—решётка УТР-2 [6] оснащена дополнительной фидерной системой и укомплек-

Э. П. Абранин, Л. Л. Базелян, Я. Г. Цыбко

106

тована специальной приёмной аппаратурой. Она позволяет получать подробную информацию относительно спектральных свойств спорадического повышенного излучения в диапазоне 30 > f > 7 МГц и одновременно на трёх частотах 25, 20 и 15 МГц определять видимые угловые координаты областей генерации этого нетеплового излучения в атмосфере Солнца на высотах средней короны.

Инструмент позиционных наблюдений, созданный на базе декаметровой антенны УТР-2, начиная с 1976 г., действует по принципу двумерного радиогелиографа [7]. При этом используется один из независимых лучей её диаграммы направленности, имеющий карандашную форму. Острый луч декаметрового гелиографа, сканируя с частотой 4 Гц в пределах телесного угла  $2^{\circ} \times 3.3^{\circ}$ , перемещается по небесной сфере с постоянным угловым шагом  $\Delta \delta \approx \Delta h \approx 25'$  и поочерёдно занимает сорок (5 × 8) позиций. На рабочей частоте  $f = 25 \ M \Gamma$ ц сечение карандашного луча по нулевому уровню имеет угловые размеры  $50' \times 50'$ , а на уровне 0,7 угловой диаметр этого луча составляет примерно 25'. Поскольку размеры наблюдаемых корональных источников не превышают угловую ширину луча гелиографа, приходится применять упрощённый вариант гелиографического процессора, который вместо прямоугольной карты радиоизофот периодически (4 раза в секунду) выдаёт матрицу отсчётов относительной интенсивности  $I(t) = P(t)/P_0$  принимаемых сигналов на частоте f в динамическом диапазоне  $1 < I(t) < 10^3$ . Полоса пропускания радиоприёмников гелиографа  $\Delta f \approx 5 \times 10^{-4} f$ . Усиленные шумовые сигналы, подвергшиеся угловой, частотной и временной селекции, после детектирования усредняются за время  $pprox 5 imes 10^{-3}$  с, а затем в определённом порядке регистрируются аналоговым способом на многоканальной гелиограмме. Сорок её параллельных сигнальных дорожек однозначно соответствуют заданным направлениям дискретно сканирующего луча гелиографа. Во время каждого достаточно мощного и продолжительного солнечного радиовсплеска, попавшего в полосу приёмников  $\Delta f$ , на гелиограмме формируется комплект амплитудных профилей I(t). Порог чувствительности декаметрового гелиографа в несколько раз превышает уровень потока теплового радиоизлучения Солнца.

В радиообсерватории УТР-2 в летние месяцы 1976—1989 гг. сложные всплески IIId типа с эхокомпонентой удавалось регистрировать двумерным гелиографом лишь эпизодически, и впервые такое событие произошло 28.VII.1981 г. В тот день с помощью панорамного спектрографа и трёх узкополосных радиометров в диапазоне 26 > f > 19 МГц отмечено немало (свыше 10) пульсирующих всплесков IIId типа различной интенсивности. Один из этих всплесков оказался достаточно мощным на частоте f = 25 МГц, и гелиограф надёжно его зафиксировал при полном отсутствии каких-либо помех. Полученная гелиограмма довольно сложна и состоит из отдельных амплитудных записей неодинаковых импульсных сигналов, которые отличаются друг от друга не только по интенсивности. На обсуждаемой радиогелиограмме особенно выделяется амплитудно—временной профиль наиболее мощного сигнала  $I_x(t)$ , график последовательных отсчётов интенсивности которого показан на рис. 1 (смысл индекса xраскрывается чуть позже). Момент времени t = 0 секундной шкалы радиовсплеска соответствует  $08^h 50^m 37^s$  UT.

108



Рис. 1. Одна из восьми амплитудных записей,  $I(t) = P(t)/P_0$ , радиовсплеска IIId типа с эхокомпонентой, зафиксированного двумерным гелиографом на частоте 25 МГц. Его сканирующий луч при отсчётах сигнала  $I_x(t)$  был нацелен в *х*-квадрат ( $25' \times 25'$ ) прямоугольника ( $2^\circ \times 3,3^\circ$ ) картинной плоскости с диском Солнца посредине.

Сверху над репером графика  $I_x(t)$  схематично изображён фрагмент картинной плоскости ( $2^\circ \times 3,3^\circ$ ), разделённый на сорок ( $5 \times 8$ ) квадратов с угловыми размерами  $25' \times 25'$ . На данной карте—схеме области обзора гелиографа вершина его луча (диаметром 25') находится в левом нижнем квадрате. Средняя точка большой прямоугольной области небесной сферы должна примерно совпадать с центром солнечного диска, изображение которого заключено в малом прямоугольнике. Отсчёты основного сигнала  $I_x(t)$  получались и фиксировались каждый раз, когда ось сканирующего луча гелиографа была направлена в центр квадрата со значком x.

Весь набор амплитудных профилей I(t), по-разному характеризующих изучаемое событие IIId типа, представлен на рис. 2, где репер графика  $I_x(t)$  расположен в окружении самостоятельных графиков I(t) с индексами v, u, p, w, n, q и r. Теми же латинскими буквами сверху на карте-схеме области обзора гелиографа обозначены 7 квадратов по соседству с квадратом x. Периодически зани-

ооласти оозора гелиографа ооозначены 7 квадратов по соседству с квадратом x. Периодически занимая каждую из 8-ми указанных на карте позиций, луч гелиографа мог так или иначе, хотя бы своим краем, захватить источник радиовсплеска. Если сравнить главный профиль  $I_x(t)$  с любым из окружающих его дополнительных профилей I(t), нетрудно убедиться, что в то время, когда данный сигнал

109



Рис. 2. Комплект амплитудных записей сигналов I(t), индексированных и расположенных в соответствии с картой—схемой области обзора гелиографа 25 МГц, где находился корональный источник пульсирующего всплеска IIId типа с эхокомпонентой.

I(t) > 1, величина отношения  $I(t)/I_x(t) \neq \text{const.}$ 

Примем к сведению этот важный экспериментальный факт и перейдём к рассмотрению семейства графических изображений сигналов I(t) на рис. 3. Он содержит три блока совмещённых графиков, построенных в полулогарифмическом масштабе, и позволяет тщательно проанализировать сигналы I(t), сравнивая их друг с другом. График  $I_x(t)$  в качестве опорного построен трижды. Вместе с ним в верхней и средней части рис. 3 представлены по три графика  $I_u$ ,  $I_n$ ,  $I_r$  и  $I_v$ ,  $I_w$ ,  $I_r$ , а в нижней части — два графика  $I_p$ ,  $I_q$ . Относительно самого мощного и продолжительного сигнала  $I_x(t)$  необходимо заметить следующее. Форма его двугорбого профиля с невысокой ступенькой на заднем склоне в общем типична для тех всплесков с эхокомпонентой, которые наблюдаются на промежуточных гелиодолготах, т.е. в стороне от центрального меридиана фотосферы. К тому же амплитудный профиль сигнала  $I_x(t)$  отличается умеренной задержкой второго максимума  $t_2 - t_1 = 6,5$  с, не свойственной центральным ( $l \approx 0$ ) более растянутым во времени всплескам IIId типа на частоте f = 25 МГц. Что касается заключительной ступеньки, то её внешний край у многих всплесков бывает приподнят, вследствие чего



Рис. 3. Сгруппированные для сравнения копии восьми амплитудно-временных профилей I(t), представленных (в полулогарифмическом масштабе) согласно рис. 2.

Э. П. Абранин, Л. Л. Базелян, Я. Г. Цыбко

110

эхокомпонента явно приобретает пульсирующий характер.

Общее представление о том, как за время жизни исследуемого всплеска (см. рис. 3) изменялась интегральная радиояркость излучающей области, дают двугорбые графики сигналов  $I_x(t)$  и  $I_w(t)$ . В начале и в конце события несколько секунд доминировал сигнал  $I_x(t)$ , а на среднем этапе он немного уступал или был равен по интенсивности сигналу  $I_w(t)$ . Сравнительно слабые сигналы  $I_p(t)$  и  $I_q(t)$  изменялись практически синхронно вместе с сигналом  $I_x(t)$ . Другой сигнал  $I_n(t)$ , не менее заметный, чем сигнал  $I_p$  или  $I_q$ , тоже имеет двугорбый амплитудный профиль, похожий на профиль сигнала  $I_x$ . Однако первый импульс сигнала  $I_n$ , как и в случае сигнала  $I_w$ , значительно отстаёт от первоначального импульса сигнала  $I_x$  по фазе. Кроме указанных сложных сигналов, которые по продолжительности ( $\tau$ ) мало отличаются от сигнала  $I_x$  ( $\tau_x \approx 17$  с), гелиограф чётко зафиксировал ещё три весьма слабых и коротких импульса. Речь идёт о простых по форме сигналах  $I_u$ ,  $I_v$  и  $I_r$ . Первые два из них, длившиеся 0,75 с, точно совпадали друг с другом по времени и показались над уровнем I = 1 через 0,25 с после начала сигнала  $I_x$ , опередив на 0,25 с фронт сигналов  $I_p$  и  $I_q$ . Задержка третьего короткого ( $\tau_r = 1,5$  с) импульса  $t_r = 3,25$  с, при его появлении резко замедлился спад сигнала  $I_p$ , и вскоре все продолжительные сигналы (в том числе и прерывистый сигнал  $I_q$ ) снова стали расти.

Одна из ключевых особенностей рассматриваемых записей радиогелиографа состоит в том, что вслед за импульсами  $I_u$  и  $I_v$  (исчезнувшими в момент максимума сигнала  $I_x$ ) через интервалы 0,25 с и 0,5 с появились сигналы  $I_w$  и  $I_n$ . Они фактически приняли своеобразную эстафету от предшествующих коротких импульсов. Довольно быстро сигналы  $I_w$  и  $I_n$  превзошли по интенсивности сигналы  $I_p$  и  $I_q$ , которые к тому времени достигли своего максимального уровня. Впоследствии в амплитудном профиле каждого из 5-ти продолжительных сигналов формируется более или менее выраженный вторичный максимум. Заключительный спад всех этих сигналов начался почти одновременно на 9-й секунде. Монотонно затухая, сигналы  $I_q$ ,  $I_n$  и  $I_p$  к моменту времени t = 14 с скрылись за порогом чувствительности (I = 1). Последними на 17-й секунде исчезли более мощные сигналы  $I_x$  и  $I_w$ . Перед этим, в течение примерно 6-ти секунд, линии их графиков не совпадали, начиная с того момента, когда резко нарушился (в пользу сигнала  $I_x$ ) временный баланс  $I_x(t) \approx I_w(t)$ , сохранявшийся при  $t \approx 8 \pm 2$  с.

Записи сигналов на начальном этапе до появления (на 4-й секунде) субвсплеска  $I_r(t)$  показывают, что эффективный центр излучающей области в указанный период времени сначала локализовался примерно в середине квадрата x. При этом источник не оставался неподвижным. Его исходные угловые координаты не совпадали с координатами центра квадрата x. Довольно быстро угловое расстояние между источником и центром квадрата x сократилось практически до нуля, а затем снова увеличилось. К сожалению, невозможно точно определить траекторию видимого источника и выяснить, как менялись его размеры. Однако, в общем создаётся впечатление, что он пересёк центральный район квадрата x, двигаясь примерно в юго-западном направлении. Начавшийся спад сигнала  $I_x$  при одновременном росте сигналов  $I_n$  и  $I_w$  означает, что источник, удаляясь от центра квадрата x, приближался к его южной и западной границам. Когда сигнал  $I_x$  понизился в два раза, он на мгновение сравнялся по интенсивности с первым из кульминирующих сигналов  $I_w$  и  $I_n$ . Затем установился временный баланс убывающих сигналов  $I_x$  и  $I_n$ . В это время сигнал  $I_w$  тоже убывал, оставаясь (как и раньше) более интенсивным, чем сигнал  $I_n$ . Таким образом, видимый движущийся источник излучения, оказавшись в южной части квадрата x, пересёк его западную границу и проник в восточный приграничный район соседнего квадрата w.

До сих пор предполагалось, что наблюдался одиночный нестационарный источник, и помехи от каких-либо посторонних излучателей отсутствовали. Однако с появлением субвсплеска  $I_r(t)$  в периферийном квадрате r ситуация осложнилась. Не исключено, что этот субвсплеск был предварительным результатом начавшегося процесса формирования эхоподобного всплеска вследствие рефракции и рассеяния радиоволн в глубине короны. Источник первоначального монотонно затухающего импульса, по-видимому, перестал быть серьёзной помехой при наблюдении эхоподобного всплеска на сред-

ней стадии его формирования, когда  $I_x(t) \approx I_w(t)$ . В этот период времени (6 < t < 10 с) местоположение эффективного центра излучающей области определяется согласно указанному равенству доминирующих сигналов, с учётом соотношения интенсивностей  $I_p(t)/I_n(t) \neq \text{const.}$  Очевидно, что в течение примерно 4 секунд, пока  $I_x(t) \approx I_w(t)$ , условный центр источника находился вблизи общей границы квадратов x и w. При этом он постепенно смещался с севера на юг и в момент  $t \approx 8$  с пересёк горизонтальную линию  $\delta = \text{const.}$  соединяющую их средние точки. В период 10 < t < 17 с, т.е. всё оставшееся до конца события время, угловые координаты источника продолжали существенно меняться, о чём свидетельствуют значительные вариации величины отношения  $I_x(t)/I_w(t)$  наиболее мощных в это время сигналов.

Располагая набором амплитудно-временных профилей I(t), представленных на рис. 3, целесообразно построить и проанализировать всевозможные графики переменных величин  $\Gamma(t)$ , характеризующих соотношения 8-и сигналов I(t) попарно. Для иллюстрации в данной работе решено ограничиться построением на рис. 4 графика  $\Gamma(t) = \lg [I_w(t)/I_x(t)]$ , поскольку сигнал  $I_w(t)$  дольше других был близок или даже превышал по интенсивности главный сигнал  $I_x(t)$ . Плоскость рис. 4 разделена надвое вертикальной осью времени t, слева и справа от которой проходят ступенчатые графики  $I_x(t)$  и  $I_w(t)$ , противопоставленные друг другу. Опорные точки средней извилистой линии соответствуют последовательным отсчётам разности  $\lg I_w(t) - \lg I_x(t) = \Gamma(t)$ . Формально промежуточный график  $\Gamma(t)$ означает, что видимый пульсирующий источник (с достаточно небольшими и, вероятно, меняющимися угловыми размерами) за время жизни  $\tau_x \approx 17$  с перемещался вперёд и назад по часовому углу h, практически не выходя за пределы сектора  $\Delta h = |h_w - h_x| \approx 25'$  между центрами квадратов x и w. Эти перемещения, как показал анализ рис. 3, сопровождались заметными вариациями склонения эффективного центра излучающей области с координатами  $h_s(t)$  и  $\delta_s(t)$ .

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ

Напомним, что, согласно существующей гипотезе [1], пульсирующий двугорбый радиовсплеск IIId типа, регистрируемый на частоте f = const, имеет два последовательно возникающих источника — реальный и мнимый. Причём второй из них является зеркальным радиоизображением первого на отражающей поверхности в глубине короны. Видимые центры этих разнесённых по высоте корональных источников, скорее всего, не должны совпадать по своим небесным координатам. Ожидалось, что данное предположение удастся проверить посредством двумерного радиогелиографа и, как оказалось, не напрасно.

В случае изолированного события IIId типа 28.VII.1981 г., согласно рис. 4, видимые координаты  $h_s(t_1)$  и  $h_s(t_2)$  пульсирующего источника узкополосного ( $\sim 0,1$  МГц) радиоизлучения на частоте f = 25 МГц, отмеченные в моменты его максимальной яркости  $t_2 - t_1 \approx 6,5$  с, не совпали:  $h_s(t_2) - h_s(t_1) \approx 0,5(h_w - h_x) \approx 12,5'$ . С другой стороны, при анализе того же события неожиданно выяснилось, что за короткое время, в начале двугорбого всплеска его источник сместился на значительное расстояние в картинной плоскости. Более того, заметные угловые перемещения источника продолжались также на средней и заключительной стадиях этого пульсирующего всплеска.

Ещё одна немаловажная особенность данного события заключается в следующем. На промежуточном этапе, когда интегральная яркость излучающей области понизилась почти до минимального предела, на периферии (см. рис. 2) возник слабый короткий субвсплеск  $I_r(t)$ . Вполне вероятно, что его обособленный источник находился не в квадрате r, а в районе крайней северо—восточной точки квадрата x. В эту точку, как мы предполагаем, ориентирован один из боковых положительных лепестков диаграммы направленности антенны, когда луч гелиографа нацелен в квадрат r. Судя по некоторым признакам, своим появлением субвсплеск сигнализировал о том, что импульс радиоизлучения 2-й гармоники, источник которого был локализован на плазменном уровне  $f_p(R_s) \approx 12,5$  МГц, достиг



Рис. 4. График переменной величины  $\Gamma(t) = \lg I_w - \lg I_x$  для двух особенно мощных и продолжительных сигналов, изображённых (согласно рис. 3) тонкими линиями справа и слева от вертикальной оси времени.

поверхности зеркального отражения в глубине короны, где плазменная частота  $\bar{f}_p(R_z) = 25 \; {
m MFu}$  и показатель преломления радиоволн с частотой  $f = \bar{f}_p$  равен нулю. Измеренная задержка субвсплеска  $t_r pprox 3,2$  с хорошо совпадает с расчётным запаздыванием эхосигнала  $T(\Delta R) pprox 3,1$  с. Эта величина получилась в [4] с учётом эффекта группового запаздывания радиоволн и соответствует радиальному масштабу невозмущённой короны  $\Delta R(f_p) = R_s(12,5) - R_z(25) \approx 0.33 R_{\odot}$ . Его можно так определить: зная среднюю скорость частотного дрейфа  $(\dot{f}_F)$  декаметровых всплесков IIIF типа или IIIFb типа на 1-й гармонике ( $f \approx f_p$ ) в диапазоне  $25 \ge f \ge 12,5$  МГц [8] и полагая, что их источники удаляются от Солнца со скоростью, примерно в 10 раз меньшей скорости света [9, 10]. Кстати заметим, что, согласно результатам измерений высоты источников III типа [7], гелиоцентрическое расстояние до зеркальной поверхности  $R_z(\bar{f}_p)=R_z(25)$  может вдвое превышать радиус фотосферы  $R_\odotpprox 7 imes 10^5$  км, угловой диаметр которой  $\approx 30'$ . Рельеф этой поверхности, во многом определяющий характеристики отражённого сигнала и его мнимого источника, должен зависеть от конкретной структуры солнечной короны, отличающейся богатым разнообразием формы. В случае обсуждаемого события IIId типа позиционные наблюдения показали, что во время сложного эхоподобного всплеска видимое положение эффективного центра источника непрерывно менялось. Исходя из общих соображений, это явление нельзя считать аномальным, поскольку речь идёт о динамике не реального, а мнимого коронального

источника. Однако на пути к чёткому пониманию того, где и как он формировался, пришлось столкнуться с непредвиденной трудностью.

Дело в том, что поведение пульсирующего источника IIId типа, до появления субвсплеска и начала формирования эхокомпоненты, было весьма странным. Почти всё время, пока продолжалась первая вспышка этого источника, он не оставался неподвижным. Движение стало заметным, когда радиояркость быстро вспыхнувшего источника ещё не достигла своего пика, отмеченного через 1 с после начала события. В течение следующих 3-х секунд до начала повторной вспышки источник, постепенно ослабевая, сместился по небесной сфере примерно на 20′, причём его траектория не была прямолинейной. Следовательно наблюдавшийся квазимонохроматический источник в короне преодолел огромное расстояние ( $\geq 1,3R_{\odot}$ ) со средней скоростью, близкой к скорости света. По-видимому, реальный локальный источник узкополосного радиоизлучения 2-й гармоники существовал только в самом начале события (не более 1 с). Но до того, как он погас, рядом с компактной областью кратковременной (<1 с) генерации радиоволн возник бегущий мнимый источник, который, постепенно ослабевая, стремительно удалялся по непрямой траектории преимущественно в западном направлении. Такой динамичный мнимый источник мог появиться вследствие того, что соответствующий действительный источник короткого радиовсплеска находился в окрестности протяжённой области возмущённой плазмы (ОВП), способной отражать и рассеивать радиоволны, направленные в её сторону. По угловым размерам это — непрозрачное или полупрозрачное корональное образование, тип которого определить не удалось, сравнимо с оптическим диском Солнца.

Надо полагать, что немало прямых лучей реального источника радиоимпульса в разное время было отброшено из ОВП в глубь короны. За счёт этого результирующий эхосигнал растянулся, а задержка его максимума увеличилась ( $t_2 \approx 8 \text{ c} > t_r \approx 3 \text{ c}$ ). Кроме того, всё та же ОВП могла препятствовать свободному распространению радиоволн, зеркально отражённых в глубине короны. По этой причине за первым эховсплеском, вероятно, последовал второй, менее интенсивный эховсплеск (с задержкой  $t_3 \leq 2t_2$ ), который трансформировался в заключительную ступеньку двугорбого радиовсплеска (см. рис. 1). Фактически предполагается, что в данном событии IIId типа процесс формирования эхокомпоненты зациклился, и ответственность за это несёт ОВП, выступавшая в роли своеобразного пассивного ретранслятора импульсных сигналов. Высказанное предположение подтверждается наблюдениями таких непростых всплесков IIId типа, которые в процессе затухания пульсируют не два, а 3–4 раза, причём довольно ритмично [11, 12].

Построение достаточно полной и обоснованной физической модели коронального источника IIId типа вряд ли возможно без привлечения дополнительной полезной информации. Значительная её часть, несомненно содержится в подлежащих обработке записях множества всплесков, зафиксированных двумерным гелиографом на частотах 25 и 20 МГц во время многодневных шумовых бурь IIId типа в 1990–1993 гг. Кстати говоря, практически во всех случаях, за исключением слабых и искажённых помехами всплесков, имеющиеся радиогелиограммы так или иначе показывают, что до прихода постепенно нарастающего эхосигнала видимые источники IIId типа нестационарны в пространстве.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе выполнения предшествующих работ по исследованию радиовсплесков спектрального типа IIId, обнаруженных в диапазоне декаметровых волн с помощью антенны УТР-2, остро ощущался дефицит сведений относительно угловой структуры источников такого излучения в солнечной короне. Особенно это касалось центральных всплесков, которые в отличие от лимбовых имеют эхоподобную компоненту прерывистого динамического спектра, в целом дрейфующего от высоких частот к низким ( $\dot{f} < 0$ ). Согласно гармонической F–H классификации пяти спектральных вариантов декаметрового излучения III типа [3], события IIId типа относятся к H–категории ( $f \approx 2f_p$ ) сравнительно медленно

дрейфующих всплесков (для них в среднем  $\dot{f}_H \approx 0.6 \dot{f}_F \approx 1.6$  МГц/с при f = 25 МГц). В данной статье анализировалось первое из наблюдавшихся в центральном секторе гелиодолгот событий IIId типа, зарегистрированное двумерным гелиографом на базе УТР-2.

Представленный комплект амплитудно—временных записей узкополосного ( $\sim 0,1$  МГц) радиовсплеска с эхокомпонентой на частоте f = 25 МГц свидетельствует о том, что пульсирующий источник излучения IIId типа имел сложную непрерывно изменявшуюся угловую структуру:

— эффективный центр излучающей области в моменты двух кульминаций её радиояркости, отмеченные с интервалом  $t_2 - t_1 \approx 6.5$  с, находился в разных точках картинной плоскости, расхождение которых  $h_s(t_2) - h_s(t_1) \approx 12'$  по часовому углу и  $\delta_s(t_2) - \delta_s(t_1) \approx 0'$  по склонению;

— во время первоначального радиоимпульса с коротким (1 с) фронтом видимый источник не оставался неподвижным и в течение примерно 3-х секунд, постепенно ослабевая, стремительно удалялся от своей исходной позиции преимущественно в западном направлении со средней скоростью, близкой к скорости света;

— когда первая радиовспышка заканчивалась, возник самостоятельный источник слабого и короткого (1,5 с) субвсплеска, задержка которого хорошо совпала с расчётным запаздыванием ( $\approx 3$  с) радиоэха всплеска излучения на 2-й гармонике локальной плазменной частоты  $f_p = 12,5$  МГц в модели невозмущённой короны;

— при повторной более продолжительной вспышке, длившейся примерно 12 с, видимый источник тоже не оставался неподвижным; она была значительно слабее первоначальной вспышки и затухала немонотонно.

Вышеизложенные экспериментальные факты, установленные с помощью двумерного гелиографа, позволяют сделать следующие основные выводы.

В случае пульсирующего радиовсплеска IIId типа с эхокомпонентой, наблюдавшегося почти 17 с на частоте f = 25 МГц, действительный локальный источник квазимонохроматического излучения 2-й гармоники ( $f \approx 2f_p$ ) существовал не более 1 с лишь в самом начале данного события. Но до того, как он перестал существовать, рядом с компактной областью кратковременной (< 1 с) генерации радиоволн возник стремительно бегущий мнимый источник, и первая монотонно затухающая импульсная вспышка излучения IIId типа (длившаяся  $\approx 5$  с) не прервалась.

Появление в солнечной короне на ранней стадии события IIId типа динамичного мнимого источника радиоимпульса означает, что соответствующий реальный источник находился в окрестности протяжённой непрозрачной или полупрозрачной области возмущённой плазмы (OBП), способной отражать и рассеивать радиоволны, направленные в её сторону. Это странное корональное образование на плазменных уровнях  $f_p \sim f/2$ , выступая в роли пассивного ретранслятора сигналов, могло препятствовать свободному распространению радиоволн, в том числе и зеркально отражённых в глубине короны на уровне плазменной частоты  $\bar{f}_p = f$ . При таких обстоятельствах есть основания полагать, что процесс формирования сложной растянутой во времени эхокомпоненты всплеска излучения IIId типа носил циклический характер вследствие инверсии направления радиолучей, зеркально отразившихся в глубине короны и не миновавших OBП.

Данная работа велась частично благодаря финансовой поддержке РФФИ (гранты 96-08-18508 и 97-02-17297).

## ЛИТЕРАТУРА

- 1. Abranin E. P., Bazelyan L. L., Zaitsev V. V. et al. //Solar Phys., 1982. V. 78. P. 179.
- 2. Abranin E. P., Bazelyan L. L., Zaitsev V. V. et al. //Solar Phys., 1984. V. 91. P. 383.
- 3. Tsybko Ya. G. //Solar Phys., 1984. V. 92. P. 299.

- 4. Абранин Э. П., Базелян Л. Л., Цыбко Я. Г. //Астрон. журн., 1996. Т. 73. С. 939.
- 5. Riddle A. C. //Solar Phys., 1974. V.35. P. 153.
- 6. Брауде С. Я., Мень А. В., Содин Л. Г. //Антенны, 1978. Т. 26. С. 3.
- 7. Abranin E. P., Bazelyan L. L., Goncharov N. Yu. et al. //Solar Phys., 1980. V. 66. P. 393.
- 8. Абранин Э. П., Базелян Л. Л., Цыбко Я. Г. //Астрон. журн., 1990. Т. 67. С. 141.
- 9. Цыбко Я. Г. //Астрон. журн., 1990. Т. 67. С. 420.
- 10. Цыбко Я. Г. //Астрон. журн., 1992. Т. 69. С. 383.
- 11. Абранин Э. П., Базелян Л. Л., Цыбко Я. Г. В кн.: XXV Радиоастрон. конф. Пущино. 1993. Тезисы докл. — С. 131.
- 12. Абранин Э. П., Базелян Л. Л., Цыбко Я. Г. //Изв. вузов. Радиофизика. 1997. Т. 40. № 9. С. 1073.

<sup>1</sup>Радиоастрономический институт, Харьков, Украина;
<sup>2</sup>Научно-исследовательский радиофизический институт, Нижний Новгород, Россия Поступила в редакцию 28 июля 1997 г.

# PRELIMINARY DATA FROM THE TWO-DIMENSIONAL RADIO HELIOGRAPH ON DECAMETER TYPE IIId BURSTS WITH ECHO COMPONENTS

E. P. Abranin, L. L. Bazelyan, and Ya. G. Tsybko

A set of intensity-time records for one solar type IIId radio burst with an echo component has been first presented as a result of angular selection of the emission observed with the UTR-2 antenna operating in the two-dimensional heliograph regime at frequency f = 25 MHz. It is found that in the case of such events which appear only in the central sector of heliolongitudes  $|l| \leq 50^{\circ}$  an apparent pulsating source of narrow-band (~ 0.1 MHz) radiation at the second harmonic ( $f \approx 2f_p$ ) may have complex and permanently varing angular structure. The coronal source positions determined at the instant of the main peak of the two-humped burst and 6.5s later at the time of its second comparatively low maximum did not coincide, their mutual displacement being of  $\approx 12'$  in hour angle and  $\approx 0'$  in declination. In the course of the first pulse (having a steep front) its source did not remain motionless but for 3 s, gradually decaying, travelled predominantly to the west at a mean speed of about the velocity of light. The astonishing fact of initially motion and other properties of the pulsing type IIId source suggest that in the solar corona near the site of sport-time (< 1 s) generation of radio waves, i.e. significantly higher above the normal plasma level  $\bar{f}_p = f$ , a fast imaginary source appeared. As its background some vast non- or semi-transparent region of disturbed plasma might serve. Operating similarly to a passive retranslator of signals this strange coronal structure at plasma levels  $f_p \sim f/2$  could prevent the radio waves, including those reflected specularly at the plasma level  $\bar{f}_p = f$  deep in the corona, from free propagating. It seems that due to this very structure decay of the echo component is slow and not monotonical in the case of type IIId bursts many of which are rhythmically pulsing 3-4 times.

УДК 550.388.2

# ВЛИЯНИЕ ПЛАЗМЫ ВЧ РАЗРЯДА НА ИЗЛУЧЕНИЕ ТЕЛЕМЕТРИЧЕСКОЙ АНТЕННЫ МЕТЕОРАКЕТЫ

# Г.А. Марков, А.Л. Умнов

В ходе ионосферного эксперимента "Активный шнур" (февраль 1991 г.) обнаружено существенное увеличение интенсивности принимаемого на Земле телеметрического сигнала, излучаемого с борта метеоракеты MP-12, окружённой плазменной оболочкой, искусственно создаваемой с помощью ВЧ разряда. В статье приведены экспериментальные данные и дана их интерпретация.

Интерес к антеннам, работающим в присутствии искусственных плазменных неоднородностей (оболочек), формирующихся в результате ВЧ разрядов в разреженном газе, возник довольно давно [1]. Интерес этот, в первую очередь, объясняется необходимостью получения заданных характеристик у излучающих и приёмных систем ракет и космических аппаратов. До настоящего момента экспериментальные исследования подобных антенн носили, в основном, модельный характер и производились, как правило, в лабораторных условиях.\*

Теоретическое рассмотрение и лабораторные эксперименты указывают на существенное влияние плазмы оболочки на входные и излучательные характеристики антенн. Отмечается, в частности, что оболочка может изменять входной импеданс антенны, её сопротивление излучения и диаграмму направленности.

В то же время, остаётся много неясных моментов, связанных со спецификой реальных ионосферных условий, поскольку далеко не всегда в лаборатории удаётся избежать влияния на результаты эксперимента ограниченности плазменного объёма, смоделировать движение антенны через среду и т.д., теория же антенн в неоднородных плазменных оболочках разработана ещё в недостаточной степени и должна развиваться параллельно с экспериментом.

Настоящая работа посвящена описанию результатов ионосферного эксперимента и их интерпретации.

Эксперимент был реализован в ходе полёта метеоракеты MP-12, запущенной с полигона Капустин Яр 06.02.91 в 20<sup>h</sup>30<sup>m</sup> по московскому времени. Ракета двигалась под углом 85° к горизонтали в восточном направлении. Схема эксперимента представлена на рис. 1. График зависимости высоты полёта ракеты от времени, прошедшего с момента старта, представлен на рис. 2.

Разряд вблизи тела ракеты создавался с помощью электрического дипольного источника, состоящего из двух полуцилиндров, изготовленных из металлической сетки с размерами ячейки 20 × 20 см. Диаметр цилиндра составлял 2 м, его высота — 1,2 м, расстояние между краями полуцилиндров — 30 см.

Для возбуждения электродипольного источника использовался генератор с рабочей частотой 480 кГц. Сигнал генератора модулировался по специальной циклограмме частотами:  $f_1 = 240$  Гц (время генерации 10 с) и  $f_2 = 120$  Гц (время генерации 10 с), далее генератор не работал 5 с, после чего цикл повторялся (рис. 2). Максимальная амплитуда напряжения между полуцилиндрами составляла  $\sim 1,5$  кВ.

В ходе эксперимента на поверхности земли в районе места старта ракеты регистрировался телеметрический сигнал, представляющий собой последовательность радиоимпульсов с частотой заполнения 200 МГц. Сигнал излучался двумя петлевыми антеннами, симметрично расположенными по бокам ракеты, плоскость петель была параллельна образующей цилиндра тела ракеты.

121

<sup>\*</sup>Натурные ионосферные эксперименты ограничиваются, по-видимому, исследованиями, описанными в работах [2–4].





Диагностика параметров плазменного образования производилась с использованием ленгмюровского зонда и анализатора глубины вариаций геомагнитного поля, возникающих из-за диамагнетизма разрядной плазмы при формировании и релаксации плазменных неоднородностей. К сожалению для описываемого этапа эксперимента значения концентрации в возбуждаемом разряде выходили за пределы калиброванной шкалы приборов или находились вблизи верхней границы этой шкалы, поэтому данные по концентрации нельзя считать слишком надёжными. Интересные особенности в принимаемом телеметрическом сигнале наблюдались в первые 25 с работы возбуждающего разряд генератора. Генератор включался на 59-й секунде полёта, что соответствовало высоте  $H \approx 70$  км. До 69-й секунды ( $H \approx 80$  км) сигнал генератора модулировался с частотой 240 Гц, после чего происходила смена частоты модуляции на 120 Гц и генератор работал ещё 10 секунд.

По оценкам, выполненным на основе данных, полученных с анализатора вариаций геомагнитного поля и ленгмюровского зонда, можно заключить, что в первые десять секунд работы генератора концентрация плазмы  $n_e$  в области дипольного источника разряда значительно превышала  $10^9$  см<sup>-3</sup>, о чём свидетельствовал выход показаний приборов за пределы калиброванной шкалы. После смены частоты модуляции концентрация упала до значений  $n_e \ge 10^9$  см<sup>-3</sup> (порядка верхнего предела, доступного измерению) и далее медленно убывала до момента выключения генератора, после чего концентрация становилась близкой к фоновой.

После зажигания разряда (на 59-й секунде полёта) уровень принимаемого на земле телеметрического сигнала несколько уменьшался и далее медленно спадал до момента переключения частоты модуляции, а непосредственно перед переключением регистрировался неуверенно. После переключения частоты модуляции сигнал появлялся вновь с уровнем порядка исходного. Спустя две секунды (на 71й секунде полёта) телеметрический сигнал резко возрос и, колеблясь, оставался большим до момента выключения генератора, создающего разряд. Уровень телеметрического сигнала после выключения генератора падал до исходного.

На рис. 3 представлена зависимость уровня принимаемого на земле телеметрического сигнала от времени полёта ракеты в интервале между 69-й и 79-й секундами полёта. Видно, что принимаемый сигнал усиливался более чем в десять раз.

Аналогичные эффекты возрастания принимаемого телеметрического сигнала наблюдались на 100-

122



Рис. 2. График зависимости высоты подъёма ракеты от времени полёта; под ним циклограмма работы генератора, создающего разряд.

й и 110-й секундах полёта при частоте модулирующего сигнала 240 Гц. При этом уровень сигнала был несколько меньшим, чем для описанного выше интервала времени, а интервал времени наблюдения эффекта существенно короче.

Мы полагаем, что наблюдавшийся эффект связан с улучшением направляющих свойств металлического тела ракеты при формировании оболочки из изотропной закритической слабостолкновительной плазмы. Как отмечалось, например, в [5] подобный слой может поддерживать медленные поверхностные волны, что приводит к существенной модификации поля излучения системы "телеметрическая антенна — ракета".

Сразу после зажигания разряда на высоте 70 км плазма локализована вблизи электродипольного источника, расположенного над головной частью ракеты. Локализация связана с тем, что на этих высотах велика скорость ухода электронов из плазмы, обусловленная их прилипанием к молекулам кислорода; частота прилипаний  $\nu_a \sim 10^3 \text{ c}^{-1}$ . Поперечный размер плазменной неоднородности  $l_{\perp}$ определяется размером электродипольного источника, создающего разряд, и диффузионной длиной прилипания, не превышающей для этой высоты 0,3 м. Характерный продольный размер неоднородности, формируемой за счёт сноса плазмы из области разряда,  $l_{\parallel} \sim v/\nu_a = 1$  м, где скорость ракеты  $v \approx 10^3 \text{ м/с}$ . Плазма оболочки вокруг тела ракеты при этом имеет низкую концентрацию и слой не способен поддерживать поверхностную волну.

При подъёме ракеты до 80-го километра частота прилипаний электронов к молекулам кислорода спадает приблизительно на порядок. Плазма не успевает рекомбинировать за время прохождения ракетой области плазменной неоднородности, сформировавшейся в результате разряда, и при этом  $l_{\parallel} \sim 10$  м. Диффузионный уход частиц плазмы в поперечном направлении за время t прохождения ракетой расстояния, равного собственной длине  $l_{\perp} \sim \sqrt{tD} = 1$  м, где  $t \approx 10^{-2}$  с,  $D \sim 10^2$  м<sup>2</sup>/с — коэффициент амбиполярной диффузии. Таким образом, на высотах порядка 80 км ракета оказывается окружённой слоем закритической плазмы, улучшающим направленность излучения телеметрической антенны за счёт возбуждения и переизлучения поверхностных волн.



Рис. 3. Уровень принимаемого телеметрического сигнала в зависимости от времени полёта ракеты.

Как показывают результаты эксперимента, эффект носит резонансный характер и чувствителен к значениям параметров плазменного образования. В частности, существенные вариации уровня телеметрического сигнала (рис. 3) связаны с колебаниями концентрации плазмы в пределах 20%.

Высокий уровень принимаемого на земле сигнала свидетельствует об отсутствии сильных резонансных потерь в оболочке, возможных при наличии размытых поперечных границ у плазменного цилиндра. С увеличением высоты подъёма ракеты давление газа падает и в результате этого растёт размытость границ оболочки, что ведёт к усилению резонансных потерь и снижению уровня телеметрического сигнала.

Описанный эффект должен приниматься во внимание при планировании и интерпретации ионосферных экспериментов и, вероятно, может быть использован для управления диаграммой направленности излучателей космических аппаратов.

Работа поддержана грантом РФФИ № 95-02-05816а и программой "Университеты России".

## ЛИТЕРАТУРА

- 1. Vandenplas P. E. Electron waves and resonances in bounded plasmas. London, 1968.
- 2. Агафонов Ю. Н., Башилов Г. В. и др. //Геомагнетизм и аэрономия, 1996. Т. 36. № 4. С. 205.
- 3. Марков Г. А., Дейнеко В. Н., Иванов В. Н., Мартинсон А. А., Похуньков А. А., Чугунов Ю. В. //Геомагнетизм и аэрономия, 1993. Т. 33. № 2. С. 160.
- 4. James H. J., Balmain K. G. //Abstracts of XXVth General Assembly of the URSI. Lille, 1996. P. 494.
- 5. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988. С. 246.

Государственный университет им. Н. И. Лобачевского, г. Н. Новгород, Россия Поступила в редакцию 4 декабря 1997 г.

# THE EFFECT OF HF- DISCHARGE PLASMA ON RADIATION OF A TELEMETRIC ANTENNA OF A SOUNDING ROCKET

G.A. Markov and A.L. Umnov

A considerable increase in the intensity of a telemetric signal radiated from the sounding rocket MR– 12 surrounded by a plasma shell was found in the active ionospheric experiment "AKTIVNY SHNUR" carried out in February, 1991. This increase was observed when the rocket altitudes ranged from 70 km to 110 km. The signal frequency was f = 200 MHz and the plasma density near the rocket was about  $N \sim 10^9$  cm<sup>-3</sup>. We believe that this effect takes place probably due to reradiation of the telemetric signal by the system consisting of a metal body of the rocket and its plasma shell. The formation of this nonuniform plasma structure around the rocket leads to the modification of the radiation pattern and to the increase of the radiation power in the direction of a receiver at the earth's surface.

Г. А. Марков, А. Л. Умнов