

О СКОРОСТИ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ (ИСТОЧНИКОВ ВСПЛЕСКОВ III И НВ ТИПОВ) В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

В.М. Конторович[†], А.Ю. Никитин^{††}

[†] *Радиоастрономический институт НАН Украины, г.Харьков, ул. Краснознаменная 4,
61002, Украина, vkont@ira.kharkov.ua;*

^{††} *Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины,
г.Харьков, ул. Ак. Проскуры 12, 61085, Украина, alexey@ire.kharkov.ua*

Показано, что данные по скоростям частотного дрейфа всплесков III типа и скоростям компонент ёлочной структуры всплесков II типа (НВ-всплесков) не противоречат представлениям о свободном разлете в солнечной короне источника всплесков – пучка субрелятивистских электронов – при учете кулоновского рассеяния электронов с малыми скоростями. Предложен метод определения скорости разлета по максимуму огибающей эволюционирующей функции распределения пучка на заданной высоте в короне, что позволяет использовать аналитический подход и применять его к различным механизмам ускорения электронов. Результаты кинетической теории приводят к характерной средней скорости дрейфа, существенно зависящей от высоты возникновения пучка, чем в значительной мере может быть обусловлено различие скоростей пучков, порождаемых хромосферными вспышками, и пучков, возникающих на фронтах ударных волн.

1. ВВЕДЕНИЕ. ИССЛЕДУЕМЫЕ ПАРАМЕТРЫ БЫСТРОДРЕЙФУЮЩИХ РАДИОВСПЛЕСКОВ

Объяснение одного из самых известных проявлений солнечной активности – быстро дрейфующих радиовсплесков, порождаемых пучками субрелятивистских электронов, ускоренных во вспышке и пронизывающих практически всю корону, целиком покоится на привлечении для их объяснения В.Л. Гинзбургом и В.В. Железняковым плазменно-пучковой неустойчивости, открытой А.И. Ахиезером, Я.Б. Файнбергом [1] и Д. Бомом, Е. Гроссом [2] еще в 1949г. Один из авторов данного сообщения в том самом году окончил среднюю школу, другого еще не было даже в проекте. Удивительно, но до сих пор не получили общепризнанного объяснения многие фундаментальные явления, сопровождающие столь яркое и давно наблюдаемое явление. Возможно, именно сейчас наступает благоприятное время (возможность использования всего требуемого диапазона частот и наблюдения слабых всплесков, возможность мониторинга) для «окончательного решения» накопившихся вопросов.

Радиовсплески III типа [3,4], наблюдаются (вблизи от локальных плазменных или удвоенных плазменных частот) в диапазоне частот от сотен мегагерц (хромосферные высоты, нижняя корона) до десятков килогерц (уровни, соответствующие земной орбите). Они существенно отличаются от родственных им НВ-всплесков [3], входящих в состав всплесков II типа («ёлочная структура»¹) как по перекрываемому диапазону отдельного элемента на динамическом спектре [5], так и по скорости частотного дрейфа [6]. Поскольку скорость дрейфа $D_f = df/dt$ с точностью до доплеровского сдвига, не

столь существенного для субрелятивистских пучков, пропорциональна скорости источника излучения (мы ограничиваемся одномерной моделью), очевидно, что электронные пучки,

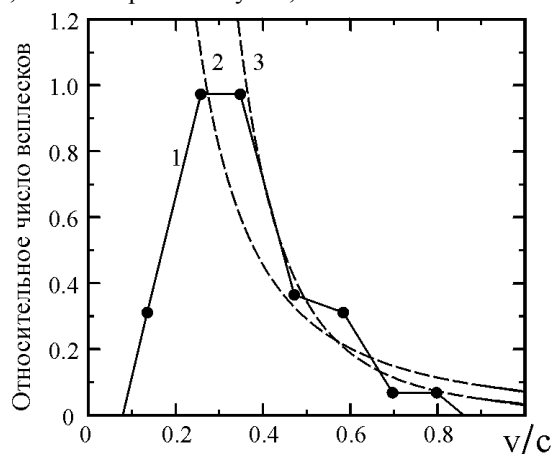


Рис.1. Связь распределения числа всплесков III типа по скоростям (кривая 1 [4] со степенным характером распределения вспышек в жестком рентгене [15] (кривые 2, 3). При аппроксимации использована функция $a(v/c)^{-k}$; 2 соответствует $a = 0.073$, $k = 2.0$; 3 соответствует $a = 0.035$, $k = 3.3$

генерирующие эти радиовсплески, должны иметь разные характерные скорости. Скорости потоков, генерирующих всплески III типа как на декаметрах (ДКМ) [7,8,9,10], так и на частотах порядка 100 МГц [11], равны 0,07...0,3 с, хотя в более ранних работах [4,12,13] обычно приводились большие величины: 0,3...0,5 с на всех наблюдаемых диапазонах. Скорости же электронов, ускоренных на ударных волнах и ответственных за ёлочную структуру, имеют значения 0,02...0,17 с (см. ссылки в [6]). Таким образом скорость частотного дрейфа радиовсплесков III типа примерно в два раза выше соответствующей скорости НВ-всплесков.

¹ В не столь сентиментальной англоязычной литературе используется термин «селёдочный скелетик» – “herring-bones” (НВ).

Вопросу о свойствах пучков (ответственных за быстро дрейфующие всплески) посвящено множество серьезных и интересных работ (см., например, обзоры [13,14]). Одна из трудных проблем, обсуждавшихся в них авторами, состояла в том, как обойти последствия квазилинейной релаксации (КЛР), превращающей пучок в «плато» с точки зрения его распределения по скоростям, т.е. в практически не излучающую систему. Мы с самого начала предполагаем, что КЛР не реализуется, скорее всего, благодаря чрезвычайной неоднородности (как флуктуационной, так и регулярной, см. ниже) корональной плазмы.

В статье рассмотрен свободный разлет пучка из области вспышки и предложен метод определения скорости «источника» по максимуму огибающей функции распределения электронов, генерирующих плазмоны на фиксированной частоте. Обсуждается также проблема характерной скорости пучка. Распределение всплесков по скоростям (начиная от Смерда и Уайльда [4]) представляет собой относительно плавный степенной спад в сторону больших (субрелятивистских) скоростей и резкий обрыв со стороны малых скоростей пучка (рис.1). Степенной ход на больших скоростях коррелирует со степенным распределением вспышек по интенсивности, например, по жесткости сопровождающего их рентгеновского излучения (см. [15]) и отражает такие свойства вспышек, как эффективность ускорения частиц. Но характерная скорость пучков в значительно большей степени определяется резким обрывом со стороны малых скоростей пучка. В ранних работах [4,12,13] такой обрыв отмечался на $v_{\min} = 0,2$ с, что приводило к средней скорости $\approx 0,3$ с. В дальнейшем v_{\min} снизилось, по-видимому, за счет возросших возможностей обнаружения более слабых пучков и измерений на более низких частотах [8]. В частности, те из них, которые наблюдаются на достаточно больших высотах в короне, попадая в более разряженные слои, становятся «более сильными» по параметру N_b/N (N_b и N – концентрация электронов пучка и частиц плазмы короны соответственно), так как плотность пучка убывает как $1/\gamma^2$, а плотность короны вплоть до области ветра падает как $1/\gamma^6$ (на больших глубинах еще быстрее). Ударная волна, генерирующая всплеск II типа, порождает пучки электронов (создающих ёлочную структуру) на своем фронте в более разреженных слоях короны, и выживание более медленных пучков из-за ослабления кулоновского рассеяния вполне может быть в этом случае ответственно² за ограничение скорости пучков со стороны малых скоростей [16,17]. Частота кулоновских столкновений

² Это не единственный механизм. Например, при трансформации продольных волн в поперечные вследствие неоднородности корональной плазмы существенно ограничение по волновым числам ℓ -плазмонов со стороны больших k , т.е. опять-таки со стороны малых скоростей резонансных электронов пучка.

$$v_{ei}(v, x) = \frac{4\pi e^4 N(x)}{m^2 v^3} L, \quad (1.1)$$

сильно зависящая от скорости³, пропорциональна плотности окружающей плазмы $N(x)$, поэтому в более разряженных слоях рассеяние менее существенно. Впрочем, электронные потоки, генерирующие НВ-всплески, по-видимому, имеют существенное ограничение также со стороны больших скоростей, обусловленное менее эффективным механизмом ускорения, что сказывается на форме и частотной полосе элементов динамического спектра (см. обсуждение в разд.5).

Отметим, однако, что для анализа свободного разлета существенна лишь возможная неэффективность КЛР⁴. Вопрос этот неоднократно дискутировался. Существенно новым аргументом, по-видимому, может служить клочковатая, чрезвычайно неоднородная структура короны, подтверждаемая в настоящее время непосредственными наблюдениями (в области ветра – результатами SOHO, а в больших масштабах – существованием корональных дыр) [18], что должно проявляться в невозможности осуществления быстрых когерентных механизмов релаксации пучка и образования плато⁵ [19]. В лабораторной плазме этот эффект детально обсуждался и экспериментально подтвержден [20]. Прямые наблюдения распределения электронов в пучках на ИСЗ и последние экспериментальные и теоретические исследования мелкомасштабных всплесков в полярной шапке магнитосферы Земли [21], сходных по своей природе со всплесками III типа, также говорят в пользу подавления КЛР. Для неэффективности КЛР достаточно, чтобы характерный масштаб неоднородности a удовлетворял условию [20,22], вполне допустимому в окрестностях активных областей короны: $N_b/N \ll v_b/\omega_L a$, где v_b – средняя скорость в пучке; ω_L – ленгмюровская частота. Разумеется, не для всех пучков может быть выполнено подобное условие, например, если в короне установился полнейший «штитель» (ср. сноску 4). Если же КЛР отсутствует, то вопрос о характерной скорости пучка это, вопрос о характере эффективного «обрезания» его функции распределения со стороны малых скоростей при свободном разлете пучка либо при трансформации волн (и лишь частично – о механизме ускорения во вспышке). Простейший вариант такого обрезания может осуществляться обычным кулоновским рассеянием пучка в глубинных плотных слоях вблизи от места его рождения. Именно эта схема и рассмотрена ниже.

³ Обозначения стандартны, L – кулоновский логарифм.

⁴ Отметим, что это допущение никак не связано с давней дискуссией о роли КЛР, в ходе которой были предложены нетривиальные способы того, как можно избежать трудностей, вносимых КЛР в проблему генерации плазмонов пучком (см. [13,14] и цитируемую там литературу).

⁵ См. впрочем, альтернативный подход [19], где задача о возбуждении всплесков рассматривается в рамках гидродинамики прорелаксированных пучков; при этом получается решение солитонного типа.

2. ПУЧКИ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ СВОБОДНОМ РАЗЛЕТЕ

Итак, в силу сказанного мы будем пренебрегать квазилинейной релаксацией, но учтем кулоновское рассеяние электронов пучка в существенно неоднородной плазме солнечной короны.⁶ При этом мы покажем, что определяемая по наблюдениям всплесков III типа и НВ-всплесков характерная скорость потока, скорее всего, не является выделенным значением скорости пучка, а отражает тот факт, что более медленные пучки эффективно рассеиваются плазмой короны и не достигают высот, где наблюдаются всплески.

Уравнение одномерного разлета для функции распределения (ФР) электронов пучка $F(v, t, x)$, где v – скорость; t – время, отсчитываемое от момента вспышки; x – координата, отсчитываемая от места вспышки, запишем в виде [17]:

$$\frac{\partial F}{\partial t} + v \frac{\partial F}{\partial x} = -v_{ei}(v, x)F, \quad (2.1)$$

где v_{ei} – частота столкновений электронов пучка с ионами (см.(1.2)). Имея граничное условие в области вспышки: $F|_{x=0} = F_0(v, t)$, описывающее механизм ускорения, решим (2.1) методом характеристик. Решение в новых переменных $z = \frac{x}{R_s} + z_0$,

$\tau = t - R_s(z - z_0)/v$, где z_0 – нормированная координата места вспышки (отсчет ведется от центра Солнца) имеет вид:

$$F(v, \tau, z) = F_0(v, \tau) \exp\left[-(V(z_0, z)/v)^4\right],$$

$$V^4(z_0, z) = \frac{4\pi e^4 R_s}{m^2} L \int_{z_0}^z N(z) dz \quad (2.2)$$

Видно, что решение представляет собой произведение двух функций. Одна из них $F_0(v, \tau)$ есть решение в случае свободного разлета, см. например [23,24]. Второй множитель $\exp\left[-(V(z_0, z)/v)^4\right]$ описывает ослабление пучка в результате рассеяния [16,17]. Ввиду сильной зависимости кулоновского сечения от скорости этот множитель осуществляет эффективное «обрезание» пучка со стороны малых скоростей $v < V(z_0, z)$ и по существу играет роль эффективного «граничного условия». В случае всплесков III типа для стандартной модели Баумбаха-Аллена (мы будем пользоваться интерполяционной формулой, учитывающей область солнечного

⁶ Разлет при этом можно считать одномерным, так как пучок распространяется по открытым силовым линиям или сильно вытянутым петлям магнитного поля, и уменьшение плотности пучка за счет расширения силовых трубок поля, обратно пропорциональное квадрату радиуса, пренебрежимо по сравнению с законом спада плотности плазмы обратно шестой (или более высокой) степени радиуса вплоть до области солнечного ветра, где отношение плотностей перестает зависеть от расстояния.

ветра⁷ [25,26])

$$N_{\text{Full}}(z) = 4.54 \cdot 10^8 \left[(z^{-6} + 1.93z^{-16}) / 2.93 + \kappa z^{-2} / (1 + \kappa) \right] \text{см}^{-3}, \quad (2.3)$$

скорость $V(1, z)$ быстро выходит на насыщение $V(1, \infty)$ (практически уже на $z \approx 2$) и приводит к оценке $V(1, \infty) \approx 2,3 \cdot 10^9$ см/с. Являясь функционалом плотности плазмы на пути пучка, эта величина может возрастать, если распространение происходит по более плотному корональному лучу (стримеру). Например, для [27]

$$N_{\text{str}}(z) = N_0 \exp[8.6(z^{-1} - 1)] \text{см}^{-3} \quad (z < 5), \quad (2.4)$$

(где максимальное и минимальное значения начальной плотности N_0 равны $3 \cdot 10^8$ и $20 \cdot 10^8$ см⁻³) $V(1, 5) \approx 3,1 \cdot 10^9$ см/с. Медленные пучки при $v < V(z)$ оказываются экспоненциально ослабленными на тех высотах, где наблюдаются всплески. Это и может имитировать наличие некоторой характерной скорости разлета. Наряду с кулоновским может быть существенно рассеяние на ионно-звуковой турбулентности, приводящей к аналогичной зависимости от скорости [28,13], и т.п. Ясно также, что $V(z_0, z)$ существенно зависит от положения вспышки (нижний предел в интеграле (2.7)), что может выражаться в выживании более медленных пучков. Наиболее ярко эта зависимость должна обнаруживаться на НВ-всплесках, поскольку ударные волны могут порождать электронные пучки далеко за пределами плотных слоев короны. Полученное решение обобщает давний результат [16] на случай произвольного нестационарного разлета электронов в (стационарной) короне.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРНОЙ СКОРОСТИ ПУЧКА ПО МАКСИМУМУ РАДИОВСПЛЕСКА

Поскольку функцию $F_0(t)$, описывающую процесс ускорения (разогрева) электронов во всплесочной области, можно представить себе имеющей вид гауссиана, подобный же колоколообразный вид согласно (2.2), как функция скорости v при фиксированных t и z будет иметь и электронная ФР. При этом на фиксированной частоте, что соответствует фиксированной высоте z в короне, в разные моменты времени за излучение ответственны разные группы электронов с различной высотой максимума ФР по скорости.

⁷ С плотностью, определяемой по наблюдению мерцаний (см. ссылки в [25,26]). В (2.8) κ – безразмерный параметр, зависящий от состояния короны и определяющий уровень $z(\kappa)$, на котором слагаемые от модели Баумбаха-Аллена и модели солнечного ветра совпадают. Например, для $z(\kappa) = 2$ $\kappa = 0,02$.

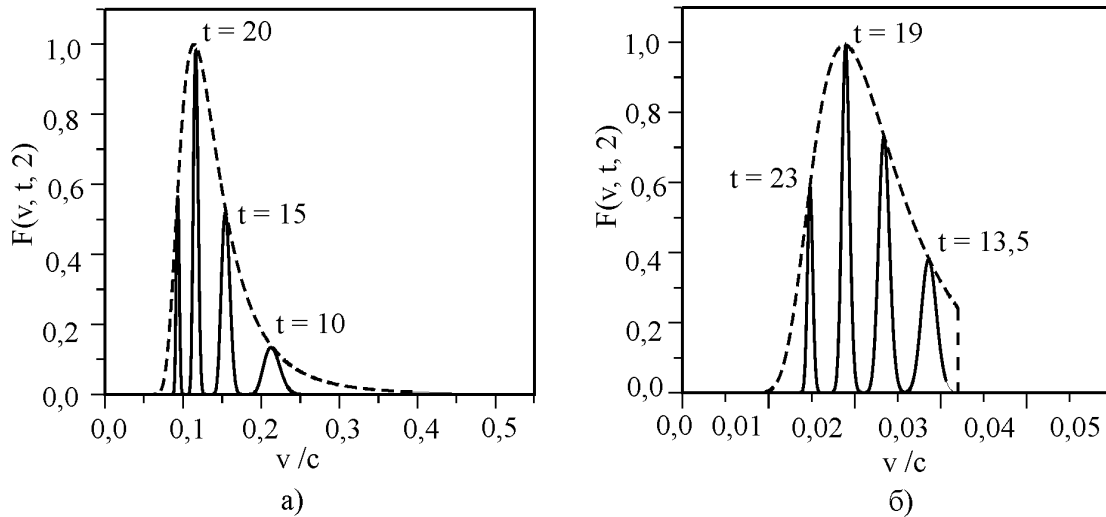


Рис.2 Эволюция функций распределения электронов пучка для разных моделей инжекции: а– турбулентное ускорение (4.5) $t_s = 3$, $v_s/c = 0,058$, $v_l/c = 0,018$; б– ускорение на ударном фронте (4.6) $t_s = 0,5$, $v_{lim}/c = 0,037$. Время выражено в секундах. Огибающая везде обозначена пунктирной линией

Зависимость последнего от времени отражает с учетом запаздывания и обгона временное развитие вспышки и обрезание пучка со стороны малых скоростей вследствие кулоновского рассеяния в плотных слоях короны. На динамическом спектре радиовсплеска будет наблюдаться частотный дрейф максимума временного профиля в сторону низких частот. Мы будем определять скорость источника радиовсплесков как скорость группы электронов, ответственной за возникновение наибольшего числа продольных плазмонов на фиксированной частоте⁸. Вблизи максимума по времени, в пренебрежении собственным движением, уравнение для функции распределения продольных плазмонов N^ℓ , генерируемых пучком, как известно, имеет вид [29]:

$$\frac{\partial N^\ell}{\partial t} = \gamma N^\ell, \quad \gamma = 2\pi^2 \frac{e^2 v^2}{m\omega_L} \frac{\partial F}{\partial v} \Big|_{\omega = kv}. \quad (3.1)$$

В момент максимума

$$\frac{\partial N^\ell}{\partial t} = 0 \Rightarrow \gamma = 0 \Rightarrow \frac{\partial F(v, t, z)}{\partial v} = 0, \quad (3.2)$$

т.е. максимум числа плазмонов достигается в результате находящихся в резонансе с электронами плазмонов вблизи от локального максимума электронной ФР. Уравнение (3.2) даст нам значение скорости электронов, генерирующих в данный момент t на заданной высоте z максимальное число резонансных плазмонов. Однако в каждый момент времени функция распределения имеет свой максимум (рис.2), и поэтому «скорость источника» зависит как от его положения, так и от момента времени t (фазы всплеска). Максимум временного профиля радиовсплеска соответствует «главному» максимуму в момент времени t_m . Для того, чтобы избавиться от неизвестного параметра t_m , удобно перейти от се-

мейства функций $F(v, t, z)$ к их огибающей $F^*(v, z)$ [30], и далее искать уже ее максимум. Уравнение огибающей имеет вид:

$$F^*(v, z) = F(v, t^*, z), \quad (3.3)$$

где параметр t заменен функцией $t = t^*(v, z)$ и находится из условия, обеспечивающего равенство угловых коэффициентов касательной к линии семейства $F(v, t, z)$ и к огибающей $F^*(v, z)$:

$$\frac{\partial F(v, t, z)}{\partial t} = 0. \quad (3.4)$$

Итак, скорость источника будем находить из соотношения

$$\frac{\partial F^*(v, z)}{\partial v} = 0. \quad (3.5)$$

4. СКОРОСТЬ ИСТОЧНИКА ВСПЛЕСКА В РАЗНЫХ МОДЕЛЯХ ИНЖЕКЦИИ

В зависимости от механизма инжекции, кулоновское (или аналогичное ему) обрезание пучка на малых скоростях проявляет себя различным образом. Если спектр электронов в месте ускорения определяется степенной функцией вида $F_0(v, t) = A \{q(t)\} v^{-\alpha}$ (функцию, описывающую профиль вспышки, выберем в простейшем гауссовом виде: $q(t) = \exp(-t^2/t_s^2)$, где t_s – характерное время вспышки, чей максимум приходится на момент $t = 0$), то в произвольной точке z получим решение согласно (2.2):

$$F(v, \tau, z) = A \{q(\tau)\} v^{-\alpha} \exp\left[-(V(z_0, z)/v)^4\right], \quad (4.1)$$

$$\tau = t - R_s(z - z_0)/v.$$

Уравнение (3.4) дает $\tau^* = 0$ и огибающая имеет вид:

$$F^*(v, z) = A v^{-\alpha} \exp\left[-(V(z_0, z)/v)^4\right], \quad (4.2)$$

где $A = A \{q(0)\}$ уже не зависит от τ . Теперь из

⁸ Строго говоря, этот момент не соответствует моменту максимума радиоизлучения на данной частоте. Пересчет модельно зависим и не является тривиальным.

соотношения (3.5) легко находим скорость, соответствующую максимуму:

$$v_m = V(z_0, z) \left(\frac{4}{\alpha} \right)^{1/4}. \quad (4.3)$$

Подобные степенные распределения могут описывать как пучки, генерирующие всплески III типа, так и источники НВ-всплесков. Так, одним из возможных механизмов ускорения частиц в области солнечной вспышки может являться турбулентный нагрев плазмы [23] (см. также о степенных механизмах [18]). Нестационарность инжекции потока в этой модели можно описать переменным параметром $v_0(t)$ степенного распределения, примыкающего к максвелловскому спектру корональной плазмы (см. рис.2,а):

$$F_0(v, t) = \frac{2n_0}{\sqrt{\pi}v_T} \exp \left[-\left(v_0^2(t)/v_T^2 \right) \right] \left[v/v_0(t) \right]^\alpha. \quad (4.4)$$

Здесь $v_0 = v_s/q(t)$ – нижняя граница «инерционного интервала», в котором может существовать степенной спектр (с показателем $\alpha > 1$). Сравнение данной модели со спутниковыми экспериментальными данными [31] определяет значение $\alpha = 1,1, 3$.

В случае ударной волны, образовавшейся при солнечной вспышке, анализ формы спектра непосредственно за ударным фронтом дает [32,33]: $\alpha = 3\sigma/(\sigma-1)$, где σ – степень сжатия вещества в ударной волне. Среднее значение степени сжатия вещества для условий солнечной короны [34] равно двум (крайние значения 1 – 3,5). Заметим, что для процессов ускорения частиц на ударных фронтах обычно весьма существенна верхняя граница по энергии (скорости). Таким образом, распределение частиц по скоростям на ударном фронте можно представить как (см. рис.2,б)

$$F_0(v, t) = A \{q(t)\} v^{-3\sigma/(\sigma-1)} \theta(v_{lim} - v), \quad (4.5)$$

где v_{lim} – предельная скорость в пучке. Если $V(z_0, z) < v_{lim}$, то скорость, соответствующая максимуму, определяется выражением (4.3), если $V(z_0, z) \geq v_{lim}$, то $v_{lim} = v_m$, и пучок практически полностью рассеивается. Заметим, что обрезание электронного пучка со стороны малых скоростей наиболее эффективно в случае степенных спектров и слабо зависит от их крутизны. В случае нестационарного нагрева [23], напротив, температурный параметр вносит заметный вклад в эффективную скорость источника наряду со скоростью $V(z_0, z)$.

5. ОЦЕНКИ СКОРОСТЕЙ ДРЕЙФА ВСПЛЕСКОВ

Для определения скорости $V(z_0, z)$, кроме положения источника z (задаваемого частотой и моделью короны), необходимо задать стартовую координату z_0 (рис.3).

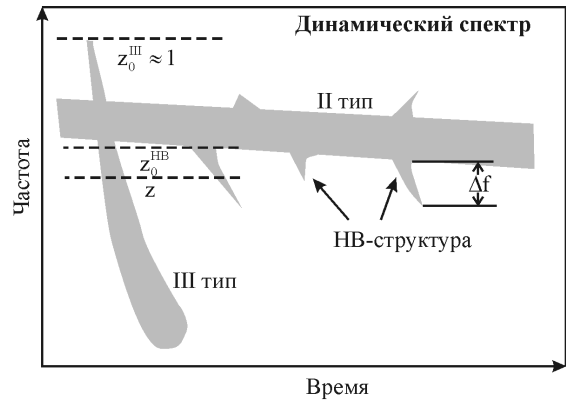


Рис.3. К нахождению стартовых координат пучков, генерирующих НВ-всплески. Схематическое изображение динамических спектрограмм всплесков III типа и НВ-всплесков (ср., напр.[5])

Для всплесков III типа выберем $z_0^III = 1$, считая что пучки рождаются в хромосфере. Предполагая, что пучок полностью рассеивается, когда самые быстрые электроны со скоростью v_{lim} из (4.6) проходят расстояние порядка λ , определим z_0^HB как $z_0^HB = z - \lambda/2$, где $\lambda = v/v_{ei}$ – кулоновская длина пробега электрона, движущегося со скоростью v . При этом скорость $V(z_0, z)$ определяется в центре отдельного элемента НВ-структуры. Подставляя $v = v_{lim}$ в выражение для λ и выражая концентрацию через частоту, получим:

$$z_0^HB(f) = z(f) - \frac{m}{8\pi^2 e^2 R_s L} \cdot \frac{v_{lim}^4}{f^2}. \quad (5.1)$$

Для ширины частотного интервала

$$\Delta f(v; f) \approx \frac{df}{dz} \Delta z = \frac{m}{4\pi^2 e^2 R_s L} \cdot \frac{df}{dz} \cdot \frac{v^4}{f^2}, \quad (5.2)$$

$$\Delta z = 2(z - z_0^HB).$$

Зависимость $\Delta f \propto v^4$ и объясняет «шипы» НВ-всплесков – каждый отдельный элемент НВ-структуры сильно обрезается справа (см. рис.3) по временной шкале (со стороны малых скоростей). Отметим, что более сильное влияние кулоновского рассеяния обусловлено тем, что предельная скорость в пучках, генерирующих всплески НВ-типа, гораздо ниже предельной скорости пучков, генерирующих всплески III типа ($v_{lim}^HB \ll v_{lim}^III$), ввиду чего последние (в отличие от НВ-всплесков) могут распространяться без существенной потери основной части электронов. Пучки же, ускоренные на высотах $z_0 \approx 1$ и имеющие предельную скорость электронов в потоке $v_{lim}^III \approx v_{lim}^HB$, не выживают в плотных слоях короны. Скорость v_{lim} зависит от параметров ударной волны [33]. Но для оценок, полагая $v_{lim} = const$, определим ее по известному частотному интервалу хорошо разрешенных НВ-всплесков [6]. Значение $\Delta f \approx 0,216f$ на $f = 50$ МГц соответствует $v_{lim} = 0,037c$ в модели (2.8). В этом случае на частотах 55...135 МГц скорость, соответствующая мак-

симуму НВ всплеска в короне (2.8) равна 0,028с. Для турбулентного ускорения пучка в той же модели плотности она равна 0,05с, а для модели стримера 0,07с. В пересчете на скорости частотных дрейфов получим $D_f^{III}/D_f^{HB} \approx 2$, что согласуется с экспериментальными данными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, кулоновское рассеяние может существенно сказываться на свойствах всплесков III типа и на тонкой НВ-структуре всплесков II типа. Медленные пучки, генерируемые ударными волнами, выживают в верхних слоях короны из-за ослабления влияния рассеяния. Что касается времени релаксации, то так как последняя происходит «на лету», оно вполне может превышать время вспышки. Для свободного разлета характерная скорость пучков, ускоренных в нижней короне, существенно зависит от высоты их ускорения. Пилообразная форма и длительность элементов частотных дрейфов НВ-всплесков свидетельствуют о наличии ограничения сверху в спектре ускоренных электронов. Рассчитанные характерные скорости пучков в простейших моделях инжекции для всплесков обоих типов не противоречат наблюдениям [7,8,9,10,11]. Таким образом, механизм ускорения во вспышке определяет (через начальное условие) вид распределения по скоростям со стороны больших скоростей, а кулоновская релаксация играет роль, аналогичную эффективному «начальному» условию, и определяет вид распределения по скоростям со стороны меньших скоростей (хотя учитывается иначе при решении кинетического уравнения). Что касается НВ-всплесков, механизм ускорения которых, естественно, менее эффективен, чем для III типа, их характерная скорость более чувствительна и к ускорению, а не только к отсечке медленных электронов.

Авторы благодарят своих коллег: Р. Е. Гершберга, Е. Я. Злотник, А. С. Кингсепу, В. В. Кочаровского, В. Н. Мельника, А. А. Станиславского за полезную информацию и критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.И.Ахизер, Я.Б.Файнберг // ДАН СССР. 1949, т.69, с.555; УФН. 1951, т.44, с.321; "Электродинамика плазмы" // под ред. А.И. Ахизера, М., 1974, 720 с.
2. D.Bohm, E.Gross // Phys Rev. 1949. v.75, p.1851, 1864.
3. В.В. Железняков Радиоизлучение Солнца и планет. М.: Наука, 1964. 560 с.
4. Дж. Уайлд., С. Смерд. // УФН. 1974. т. 113, с. 503.
5. А.О. Bentz. Plasma astrophysics kinetic processes in solar and stellar coroneae. L., Kluwer AP, 1993. p.299.
6. В.В. Зайцев, Е.Я. Злотник, Г. Манн и др. // Изв. Вузов, Радиофизика. 1998. т.41, № 2, с.164.
7. Э.П. Абранин, Л.Л. Базелян, Я.Г. Цыбко. // АЖ.

1990. т.67, № 1, с.141.
8. G.A. Dulk. In: Radioastronomy at Long Wavelengths, 2000, p.115-122.
9. R.E. Ergun et. al., Ap J., v.503, p. 435, 1998.
10. R.P. Lin et al // Ap. J. 1981. v.251, № 1. p. 364; Space Sci Rev. 1995. v.71, p.125; J. Geophys. Res. Lett. 1996. v.23, p.1211.
11. Я.Г. Цыбко // АЖ. 1990. т.67, № 2. с. 420.
12. Л.Л. Базелян, В.А. Зиничев, В.О. Рапопорт // Изв. Вузов Радиофизика. 1977. Т. 20, № 9, с. 1399.
13. С.А. Каплан, В.Н. Цытович. Плазменная астрофизика. М.: Наука, 1972. 440 с.
14. В.В. Зайцев, Е.Я. Злотник. Динамика плазменных неустойчивостей в солнечной короне (обзор), Нижний Новгород, 1981. 142 с. (рукопись).
15. T.Lu. Edward, J.H. Russel // Ap. J. 1991. v.380. p.89; В.Р. Dennis // Solar Physics. 1985. v.100. pp. 465.
16. P.A. Sturrok. In: Physics of Solar Flares, W. Hess Edition, 1964, pp.357-364.
17. В.М. Конторович // Астрон. Циркуляр. 1992. № 1554. с. 11.
18. P.A. Sturrok et al // Physics of the Sun. 1986. v. 2. D. Reidel, 385 p.; S. Suzuki, G.A. Dulk // Solar Radio Physics. Eds. D. J. Mc. Lean, N. R. Labrum. CUP, Cambridge, 1985, p.289-332.
19. V.N. Mel'nik, V. Lapshin, E. Kontar // Solar Physics. 1999. v. 184. p. 353; 2000. v. 196, p.199; V.N. Mel'nik // Plasma Turbulence and Energetic Particles in Astrophysics, Krakov, 1999.
20. Ю.П. Голованов и др. // Физика плазмы. 1977. т. 7, № 3, с. 619.
21. Т.М. Буринская, и др. // Тезисы 2-й Укр. Конф. по Перспект. Космич. Иссл. 2002. с. 29; Т.М. Burinskaya et al // Advances In Space Research. (In press).
22. Б.Н. Брейзман, Д.Д. Рютов // ЖЭТФ. 1969. т. 57, вып. 4, № 10, с. 1401.
23. В.И. Вигдорчик // АЖ. 1979. Т. 56, с. 391.
24. С.С. Harvey // Astron. & Ap. 1976. v.47, p.31-41.
25. К. Ленг. Астрофизические формулы. М.: Мир, 1978. т. 1. 448 с.
26. V.M. Kontorovich, S.F. Pimenov // Solar Phys. 1997. v. 172, p. 93.
27. A. Dollfus, M. Martres // Solar Phys. 1977. v. 53, p. 449.
28. A. Raoult, L. Vlahos, A. Mangeney // A & Ap. 1990. v. 233, No 1, p. 229.
29. В.В. Железняков. Излучение в астрофизической плазме. М.: Янус-К., 1997. 528 с.
30. В.И. Смирнов. Курс высшей математики. М., 1957. т. 2. 628 с.
31. R.P. Lin et al // Ap.Lett. 1973. v.14, № 4, p. 191.
32. Е.Г. Бережко и др. Генерация космических лучей ударными волнами. Новосибирск, 1988. 182 с.
33. В.Н. Федоренко // Астрофизика. 1988. т.28, №. 1, с.123.
34. P.Van Nes, R. Reinhard, T.R. Sanderson, K.P. Wenzel // J. Geophys. Res. 1985. v. 90. p. 19.