

# РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ

*Б.П. Руткевич, В.Н. Мельник*

*Радиоастрономический институт НАНУ, Харьков, Украина*

*E-mail: bprutkevych@gmail.com*

Численно рассматривается распространение электромагнитных (ЭМ) волн в солнечной пространственно-неоднородной плазме. Волны генерируются пучком электронов конечного размера, который разбивается на элементарные ячейки, и вычисляется вклад в интенсивность сигнала от каждой ячейки. Суперпозиция элементарных сигналов дает профиль полного сигнала, который может интерпретироваться как профиль всплеска III типа. Найдены параметры принимаемых сигналов при учете зависимости групповой скорости от координаты.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Солнечное радиоизлучение изучается более 60 лет. Оно имеет общепризнанную классификацию. Наиболее изученной компонентой спорадического радиоизлучения являются всплески III типа. Это яркие изолированные события на частотно-временной диаграмме, которые характеризуются скоростью частотного дрейфа, длительностью и интенсивностью. Впервые они были зарегистрированы в середине прошлого века [1]. Позже был предложен механизм излучения [2], на основании которого были качественно объяснены всплески III типа. Считается, что они генерируются пучками электронов, которые распространяются в плазме солнечной короны со спадающей плотностью. Пучок, взаимодействуя с плазмой, генерирует ЭМ-волны на местной плазменной частоте. Скорость частотного дрейфа всплесков связывается с изменением плотности плазмы в короне и скоростью распространения пучка электронов. При численном определении параметров всплесков III типа широко используется приближение, в котором время прихода ЭМ-волны от точки генерации до наблюдателя считают как отношение расстояния пройденного ЭМ-волной к скорости света, плюс, так называемая, «групповая задержка». При таких оценках считается, что пучок электронов точечный.

Позднее были обнаружены всплески III типа с аномально большой скоростью дрейфа (еще их называют быстрые всплески III типа) в метровом и дециметровом диапазонах длин волн [3, 4, 5], а в 2007 году [6]-в дециметровом диапазоне, которые не укладываются в рамки стандартной теории. Обычно считается, что всплески III типа генерируются быстрыми электронами со скоростью  $0.3c$  (где  $c$  – скорость света). В случае быстрых всплесков III типа скорость быстрых электронов должна быть сверхсветовой.

Тогда скорость частотного дрейфа определяется линейной скоростью пучка электронов. Но в таком предположении для объяснения быстрых всплесков III типа скорости пучка должны быть больше скорости света.

Для преодоления этой трудности в работе [6] было предложено учитывать, что скорость пучка

электронов сравнима с групповой скоростью ЭМ волны в точке генерации. В этом случае для адекватного описания распространения ЭМ-волн уже недостаточно ограничиваться приближением «групповой задержки» и точечным источником, нужно более точно рассматривать процесс распространения ЭМ-волны и учитывать его пространственный размер. При этом аналитические расчеты становятся достаточно громоздкими, и возникает необходимость численного рассмотрения.

В данной работе анализируется распространение ЭМ-волны, сгенерированной пучком электронов конечного размера, распространяющегося в плазме со спадающей плотностью. Пучок разбивается на элементарные ячейки, и для каждой рассчитывается время прихода ЭМ-сигнала на заданной частоте на Землю. Мы получаем профиль регистрируемого сигнала, скорости дрейфа и групповую задержку.

## 2. ГРУППОВАЯ СКОРОСТЬ

Для начала рассмотрим точечный пучок электронов, распространяющийся в плазме переменной плотности. Он генерирует плазменные колебания, которые, в свою очередь, трансформируются в поперечные электромагнитные волны. В настоящей работе мы не рассматриваем процесс генерации и трансформации волн, однако детально исследуем распространение ЭМ-волны в плазме переменной плотности.

Понятно, что вдали от точки генерации групповая скорость ЭМ-волны равна скорости света. Найдём групповую скорость в точке генерации. Из условия того, что в процессах трансформации ленгмюровских волн в поперечные частота волны не меняется, а также того, что ленгмюровская волна генерируется вблизи волновых чисел  $k_l = \omega_{pe} / v_0$  (где  $v_0$  – скорость пучка электронов,  $\omega_{pe}$  – частота плазменных колебаний), получаем групповую скорость ЭМ-волны в точке генерации:

$$v_{gr} = c / \sqrt{1 + \frac{v_0^2}{3v_{Te}^2}} \quad (1)$$

где  $v_{Te}$  – тепловая скорость электронов. Однако, если учесть, что плазменная частота – есть функция

координаты  $\omega_{pe}(r) = \sqrt{4\pi e^2 N(r)/m}$ , где  $m$  и  $e$  – масса и заряд электрона,  $N(r)$  – плотность электронов в плазме солнечной короны, то получаем, что групповая скорость зависит как от координаты точки генерации, так и от текущей координаты:

$$v_{gr}(R, r) = c \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2(r)}{\omega_{pe}^2(R)(1 + 3v_{Te}^2/v_0^2)}}, \quad (2)$$

где  $R$  – координата точки генерации,  $r$  – текущая координата.

На Рис.1 показана зависимость групповой скорости ЭМ-волны (2) от координаты для волны, сгенерированной на частоте 30 МГц. Пунктиром показана асимптотика групповой скорости при больших координатах, равная скорости света. Ось абсцисс – в радиусах Солнца.

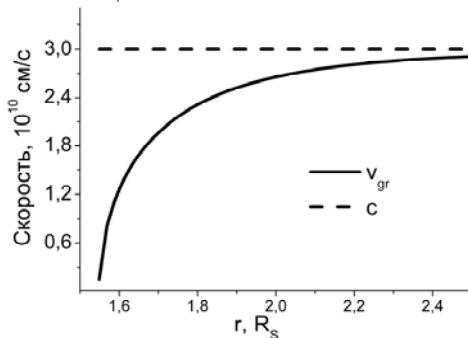


Рис.1. Групповая скорость ЭМ-волны на частоте 30 МГц в модели короны Баумбаха-Аллена как функция координаты

Плотность плазмы в солнечной короне сильно меняется в зависимости от солнечной активности. В приведенных ниже численных расчетах, в качестве примера мы брали модель короны Баумбаха-Аллена [7]:

$$N_{BA}(r) = 10^8 (1.55 \cdot r^{-6} + 2.99 \cdot r^{-16}) \text{ [см}^{-3}\text{]}. \quad (3)$$

Такая модель занимает промежуточное положение между распределением электронной плотности в максимуме и минимуме солнечной активности. Этот пример дает представление о качественном поведении групповой скорости. Аналогичные вычисления могут быть проделаны для других моделей солнечной короны.

В дальнейшем мы будем сравнивать результаты наших вычислений с результатами, полученными из наблюдений на радиотелескопе УТР-2, рабочий частотный диапазон которого 10...30 МГц. По гелиографическим данным известно, что на этих частотах размер пучка, генерирующий всплески III типа, порядка  $0.5 R_S$  ( $R_S$  – радиус Солнца). Из Рис.1 следует, что на таком масштабе групповая скорость сильно меняется. Поэтому при рассмотрении электронного пучка такого размера необходимо учитывать эффект переменной групповой скорости.

### 3. ПРОФИЛЬ ЭМ-ВОЛНЫ

Рассмотрим объемный пучок конечного размера и получим профиль регистрируемого ЭМ-сигнала от такого пучка. Учитывая большие размеры активной области, задача получается существенно трехмерной. При численном счете мы делим пучок на элементарные ячейки ( $10^6$  штук), определяем момент

начала излучения ЭМ-волны на выбранной частоте, вычисляем время прихода от каждой из элементарных ячеек. Условие начала генерации и время прихода сигнала к наблюдателю для каждого элементарного объема существенно отличается в силу больших размеров активной области. Время прихода ЭМ-волны от точки генерации до наблюдателя будет равно:

$$t = \int_{R_1}^{\rightarrow R_E} \frac{1}{v_{gr}(R_1, r)} dr, \quad (4)$$

где  $R_1$  – координата точки генерации ЭМ-волны;  $R_E$  – координата точки наблюдения; интегрирование ведется по прямой, соединяющей точку генерации ЭМ-волны и точку наблюдения.

Необходимо учитывать, что пучок пересекает плазменный уровень (высоту в короне, соответствующую заданной частоте) в течение некоторого продолжительного промежутка времени. Суммируем излучение на заданной частоте от каждой ячейки. В результате мы получаем зависимость количества регистрируемых элементарных объемов от времени. Другими словами – это профиль всплеска III типа на фиксированной частоте, где количество зарегистрированных элементарных объемов пропорционально интенсивности (Рис.2). Реально регистрируемые на радиотелескопе всплески III типа имеют длительность 4...8 секунд. Видно, что расчетный всплеск, полученный нами, имеет приблизительно такую же длительность.

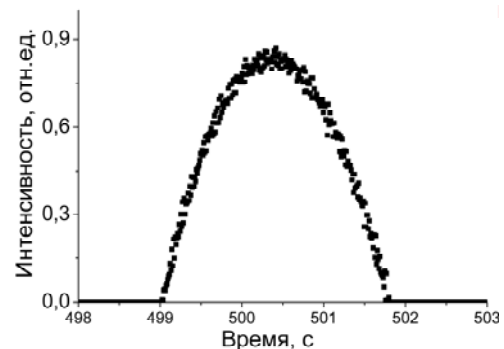


Рис.2. Временной профиль излучения пучка электронов. По оси абсцисс отложено полное время, начиная от момента пересечения пучком плазменного уровня до момента регистрации этого ЭМ-сигнала наблюдателем. По оси ординат отложена относительная интенсивность расчетного ЭМ-сигнала

Построенная модель позволяет моделировать профиль регистрируемого сигнала от пучка с переменной плотностью. В случае сферического пучка, плотность в котором меняется по синусоидальному закону с 5 периодами вдоль вектора скорости пучка, расчетный профиль всплеска похож на всплески III типа с тонкой структурой, которые были недавно зарегистрированы на УТР-2 в полосе частот 10...30 МГц. [8]. Результаты расчетов показали, что такая тонкая структура чувствительна к углу  $\alpha$  между направлением распространения пучка и направлением на наблюдателя. На Рис.3 показан расчетный профиль всплеска III типа для двух углов:  $\alpha=0^\circ$ ,  $\alpha=60^\circ$ .

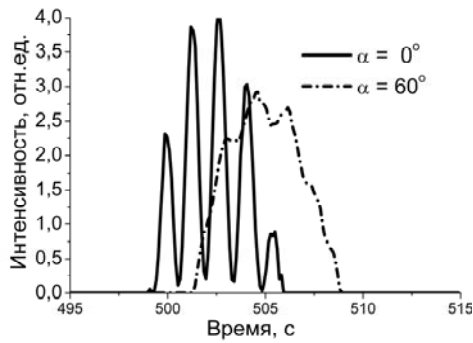


Рис.3. Расчетный профиль всплеска с тонкой структурой для двух углов  $\alpha$

Регистрируемые на УТР-2 всплески с тонкой структурой состоят из субвсплесков длительностью порядка 1 секунды. Полученные нами длительности субвсплесков соответствуют наблюдениям. Также получено, что тонкая структура наблюдается только при малых углах  $\alpha$ . Это, в свою очередь, тоже соответствует наблюдательным данным. Сравнивая нашу модель и результаты наблюдений, приходим к выводу, что характерный размер неоднородности в пучке, ответственной за субвсплески, порядка  $0.1 R_S$ .

#### 4. СКОРОСТЬ ЧАСТОТНОГО ДРЕЙФА

Скорость частотного дрейфа всплесков III типа является одной из основных характеристик этого радиоизлучения. Если в рамках изложенной модели рассмотреть профили всплеска III типа на двух частотах, то можно получить скорость частотного дрейфа:

$$\frac{df}{dt} \approx \frac{f_2 - f_1}{t_2 - t_1}, \quad (5)$$

где  $f_1$  и  $f_2$  – частоты, между которыми определяется скорость частотного дрейфа радиоизлучения, генерирующегося в короне на высотах  $R_1$  и  $R_2$  соответственно;  $(t_2 - t_1)$  интервал времени между приходом сигналов на этих частотах. В этой модели мы численно определили скорость частотного дрейфа для разных комбинаций параметров задачи. В частности, на Рис.4 показана скорость частотного дрейфа ЭМ-сигнала для излучающей области как постоянного, так и увеличивающегося размера. Поскольку мы сравнивали результаты расчетов с наблюдениями, значения параметров выбирали, соответствующие декаметровым длинам волн, а именно: скорость дрейфа определялась между частотами 30 и 20 МГц, скорость пучка электронов  $v_0 = 10^{10}$  см/с, начальный размер излучающей области равен  $0.5 R_S$ , плотность в короне выбрана в виде (3).

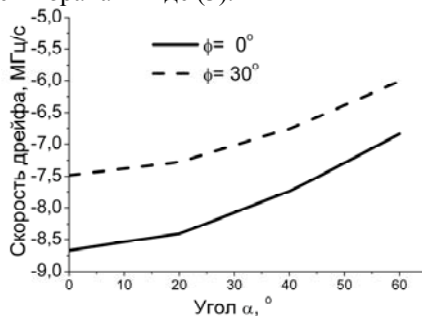


Рис.4. Расчетная скорость частотного дрейфа всплесков III типа как функция угла  $\alpha$ . Угол  $\phi$  – характеризует изменение размера пучка электронов

В случае расширяющегося пучка область, занятая им, имеет конусообразную форму с углом при вершине  $2\phi$ , так что в случае  $\phi = 0$  пучок имеет постоянный размер.

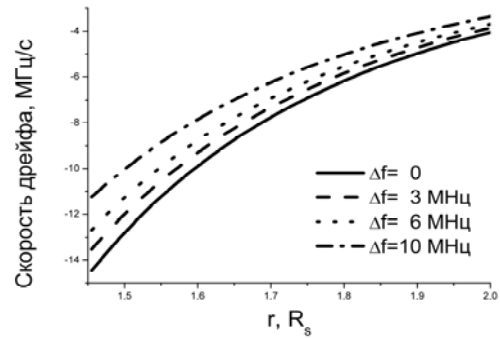


Рис.5. Результаты вычисления скорости частотного дрейфа для разных частотных полос. Сплошная линия соответствует аналитическому решению (7)

Как видно из Рис.4, скорость частотного дрейфа лежит в диапазоне от (-9.5) до (-6) МГц/с, что соответствует скоростям дрейфа быстрых всплесков III типа. Максимальная скорость частотного дрейфа получается при распространении пучка строго на наблюдателя ( $\alpha = 0$ ), что соответствует наблюдениям [6]. В случае пучка электронов, генерирующих всплески III типа постоянного размера ( $\phi = 0$ ), скорость частотного дрейфа будет максимальна, по мере расширения пучка (увеличение угла  $\phi$ ) – скорость частотного дрейфа уменьшается. Как и следовало ожидать, при уменьшении разности частот наблюдения ( $\Delta f = f_2 - f_1$ ) скорость дрейфа стремится к истинному значению (Рис.5). Это значение можно получить аналитически, учитывая разность времени прихода ЭМ-волны на частоте  $f_1$  и  $f_2$ , и конечную скорость электронов  $v_0$ . Тогда разность времени регистрации излучения на частоте  $f_1$  и  $f_2$  для точечного пучка равна:

$$\Delta t = \int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{v_{gr}(R_1, r)} - \frac{R_{12}}{v_0} + \int_{R_{21}}^{R_E} \left( \frac{1}{v_{gr}(R_1, r)} - \frac{1}{v_{gr}(R_2, r)} \right) dr, \quad (6)$$

где  $R_{12} = R_2 - R_1$ . Для скорости частотного дрейфа в выбранной точке получаем выражение:

$$\frac{df(R)}{dt} = \frac{(1/4\pi)(\omega_{pe}) \left( \frac{\partial}{\partial R} \ln[n(R)] \right)}{1/v_{gr}(R, R) - 1/v_0 + Q \cdot R/2c \left( \frac{\partial}{\partial R} \ln[n(R)] \right)}, \quad (7)$$

где  $Q$  – численная безразмерная константа, которая определяется моделью короны. Например, для модели солнечной короны Баумбаха-Аллена она примерно равна 4.6. На Рис.5 эта зависимость показана сплошной линией.

#### 5. ГРУППОВАЯ ЗАДЕРЖКА

В рамках предложенной модели групповая задержка описывается выражением:

$$t_D(R_1) = \int_{R_1}^{R_E} \left( \frac{1}{c} - \frac{1}{v_{gr}(R_1, r)} \right) dr. \quad (8)$$

Фактически разность площадей под кривыми на Рис.1 равна обратному времени групповой задержки на частоте 30 МГц для короны Баумбаха-Аллена.

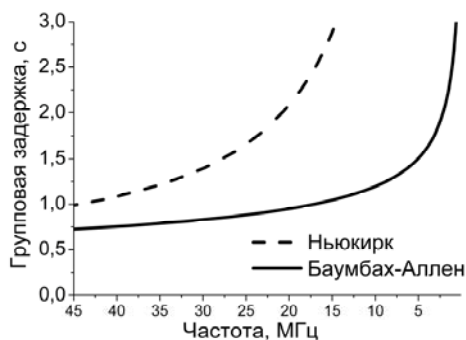


Рис.6. Сравнение величины групповой задержки (группового запаздывания) в моделях солнечной короны Баумбаха-Аллена и Ньюкирка

На Рис.6 показана зависимость групповой задержки как функции частоты регистрируемого сигнала для моделей короны Баумбаха-Аллена (3) и Ньюкирка (9) [9].

$$N_{Newkirk}(r) = 4.2 \cdot 10^4 \cdot 10^{4.32/r} \text{ [см}^{-3}\text{]}. \quad (9)$$

При вычислении групповой задержки использовались значения  $V_{Te} = 4 \cdot 10^8$  см/с и  $v_0 = 0.3c$  – характерная скорость пучков электронов, генерирующих всплески III типа. Видно, что для короны Баумбаха-Аллена и Ньюкирка на частоте 30 МГц групповая задержка равна 0.8 и 1.4 с соответственно, а на 10 МГц – уже 1.2 и 4.7 с соответственно.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе численно получен профиль излучения, сгенерированный пучком электронов конечного размера в плазме солнечной короны. Получено явное выражение для групповой задержки как функции частоты и модели короны. Особое внимание уделено точке генерации ЭМ-волн, где их групповая скорость сравнима со скоростью пучка электронов. В рамках этой модели предложено объяснение всплесков III типа с тонкой структурой, которая обусловлена неоднородной плотностью пучка электронов. Численно найдена скорость частотного дрейфа для источника ЭМ-волн постоянного и переменного размера. Получено аналитическое выра-

жение для скорости частотного дрейфа в случае точечного источника.

### ЛИТЕРАТУРА

1. J.P. Wild. Observations of the spectrum of high-intensity solar radiation at metre wavelengths. III. Isolated bursts // *Australian Journal of Scientific Research A*. 1950, v.3, p.541-557.
2. V.L. Ginzburg, V.V. Zhelezniakov. On the Possible Mechanisms of Sporadic Solar Radio Emission (Radiation in an Isotropic Plasma) // *Astronomicheskii Zhurnal*. 1958, v.35, p.694 (In Russian).
3. C.W. Young, C.L. Spencer, G.E. Moreton, J.A. Roberts. A preliminary study of the dynamic spectra of solar radio burst in the frequency range 500-900 MC/S // *Astrophys. J.* 1961. v.133, p.243-254.
4. M.R. Kundu, J.A. Roberts, C.L. Spencer, J.W. Kuiper. A comparison of the dynamic spectra of solar radio bursts in the decimeter - and meter - wave length ranges // *Astrophys. J.* 1961, v.133, p.255-259.
5. O. Elgaroy. Type III-like Solar Radio Bursts // *Astronomy & Astrophysics*. 1980, v.82, p.308-313.
6. V.N. Mel'nik, A.A. Konovalenko, H.O. Rucker, B.P. Rutkevych, V.V. Dorovskyy, E.P. Abranin, A.I. Brazhenko, A.A. Stanislavsky, A. Lecacheux. Decameter Type III-like bursts // *Solar Physics*. 2008, v.250, p.133-145.
7. V.V. Zheleznyakov. *Radio Emission of the Sun and Planets*. Moscow: «Nauka», 1964, 560p.
8. V.N. Mel'nik, A.A. Konovalenko; E.P. Abranin, V.V. Dorovskyy, A.A. Stanislavsky, H.O. Rucker, A. Lecacheux. Solar sporadic radio emission in the decametre waveband // *Astronomical and Astrophysical Transactions*. 2005, v.24, Issue 5, p.391-401.
9. Gordon Newkirk Ja. The solar corona in active regions and the thermal origin of the slowly varying component of solar radio radiation // *Astrophys. J.* 1961, v.133, p.983-1013.

Статья поступила в редакцию 02.06.2010 г.

### PROPAGATION OF ELECTROMAGNETIC WAVES IN PLASMA CORONA

*B.P. Rutkevych, V.N. Melnik*

In this paper, propagation of electromagnetic (EM) waves in the solar spatially inhomogeneous plasma is described numerically. Waves are generated by an electron beam of finite size, which (for simulation purpose) is divided into elementary cells, and the contribution to the intensity of the signal from each cell is calculated independently. Superposition of the elementary signals results in the complete signal profile, which can be interpreted as a profile of the Type III bursts. We determine various parameters of the received signals, taking into account variation of the group velocity with the coordinate.

### РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ У ПЛАЗМІ СОНЯШНОЇ КОРОНИ

*Б.П. Руткевич, В.М. Мельник*

Чисельно розглядається поширення електромагнітних хвиль в сонячній просторово-неоднорідній плазмі. Хвилі генеруються пучком електронів кінцевого розміру, який розбивається на елементарні осередки, і обчислюється внесок у інтенсивність сигналу від кожного осередку. Суперпозиція елементарних сигналів дає профіль повного сигналу, який може інтерпретуватися як профіль сплеску III типу. Знайдено параметри прийнятих сигналів при урахуванні залежності групової швидкості від координати.