

## ИЗЛУЧЕНИЕ ПУЧКОВ ЭЛЕКТРОНОВ В НИЖНЕЙ КОРОНЕ

Э.П. Контарь,  
В.Н. Мельник

Харьковский государственный университет,  
пл. Свободы 4, Харьков, 310077, Украина  
Радиоастрономический институт  
Национальной Академии Наук, ул. Краснозна-  
менная 4, Харьков, 310002, Украина

Рассматривается излучение пучков электронов, распространяющихся в нижней короне и дающих радиоизлучение в сантиметровом диапазоне. На основе явно-го вида одномерного спектра ленгмюровских колебаний, возбуждаемых электронами пучка, получены выражения для плотности энергии электромагнитного излучения в

процессах  $l + i \rightarrow t + i$  и  $l + l \rightarrow t$ . Найдены соответствующие яркостные температуры и потоки излучения на основной и удвоенной плазменной частоте. Показано, что полученные результаты могут объяснить наблюдаемые потоки излучения и скорости распространения пучков в нижней короне.

Солнечное микроволновое радиоизлучение в диапазоне 6.3-8.7 ГГц имеет тонкую временную структуру с характерной длительностью всплесков 25-200 мс. Как было показано в [1], каждый всплеск генерируется отдельным пучком электронов. При распространении в короне Солнца пучки электронов возбуждают ленгмюровскую турбулентность с уровнем энергии значительно превышающим тепловой [2]. В газодинамическом приближении [3], при распространении пучка электронов вдоль линий магнитного поля петли генерируется квазиодномерный спектр ленгмюровских волн, а сами электроны пучка распространяются в виде пучково-плазменного образования с постоянной скоростью. За время прохождения пучка электронов через данную точку плазменные волны трансформируются в электромагнитное излучение в процессах  $l + i \rightarrow t + i$  и  $l + l \rightarrow t$ , давая излучение на плазменной и удвоенной плазменной частотах [2].

В данной работе используется газодинамическое описание распространения начально моноэнергетического пучка электронов через плазму солнечной короны. Показано, что микроструктура, избранность скорости движения источников и ее постоянство, длительность всплесков и характерные яркостные температуры могут быть объяснены в рамках такого описания.

В [3], [4] было показано, что при начальной функции распределения пучка электронов малой плотности ( $n'/n \ll 1$ , где  $n'$  и  $n$  - концентрации пучка и плазмы соответственно)

$$f(v, x, t = 0) = n' \delta(v - u) \exp\left(-\frac{x^2}{d^2}\right) \quad (1)$$

электроны распространяются в виде пучково-плазменного образования,двигающегося с постоянной скоростью  $u/2$  и состоящего из электронов и ленгмюровских волн. Функция распределения электронов представляет собой плато

$$p(x, t) = \begin{cases} \frac{n'}{u} \exp\left\{-\frac{|x - ut/2|}{d}\right\}, & 0 < v < u \\ 0, & v > u \end{cases} \quad (2)$$

а спектральная плотность энергии плазменных волн сопровождающая электроны имеет вид

$$W_1(v, x, t) = \frac{m}{\omega_p u} v^4 \left(1 - \frac{v}{u}\right) p(x, t) \quad (3)$$

где  $\omega_p$  — электронная плазменная частота,  $m$  — масса электрона.

Наблюдения [1] указывают на одновременное распространение нескольких пучков. В работе [4] показано, что одновременное распространение нескольких пучков электронов приводит к изменению только формы пучково-плазменных образований. Поэтому для описания излучения пучков без потери общности мы можем рассматривать спектр возбужденный одним образованием, считая, что учет воздействия других пучково-плазменных образований сводится к изменению профиля пространственного распределения электронов.

Для того, чтобы пучково-плазменные образования распространялись на большие расстояния от места инъекции, необходимым условием является малость плотности энергии ленгмюровских волн  $W = \int dk W(v, x, t)$ , находящихся не в резонансе с пучком, по сравнению с плотностью энергии резонансных волн  $W_1 = \int dk W_1(v, x, t)$  [6].

$$W \ll W_1 \quad (4)$$

В противном случае электроны пучка быстро теряют энергию и их число уменьшается. Так как, в нашем случае частота столкновений быстрых частиц с частицами фоновой плазмы очень мала, то основным процессом уменьшающим энергию частиц является рассеяние плазмонов на ионах плазмы с изменением направления их волнового вектора  $\vec{k}$  [2].

Найдем спектральную плотность энергии “изотропных” плазменных колебаний из кинетического уравнения для плазменных волн рассеянных на ионах [2], [5]

$$\begin{aligned} \frac{\partial W(\vec{k}, t)}{\partial t} = & \frac{\sqrt{2}\omega_p^3 \cos^2 \theta}{48\pi^2 n v_{Te}^2 (1 + T_e / T_i)^2 k} [W_1(k, t) + \\ & + \frac{(2\pi)^3}{T_e} \frac{2m}{3M} (1 - \cos \theta) W(\vec{k}, t) k \frac{\partial W(k, t)}{\partial k}] \end{aligned} \quad (4)$$

где первое слагаемое в правой части описывает спонтанные, а второе — индуцированные процессы. При малых значениях фазовых скоростей рассеяние плазменных волн происходит за счет спонтанных процессов. В этом случае для  $W(\vec{k}, t)$  имеем, подставляя (2) вместо  $W_1(k, t)$ ,

$$W(k, t) = \frac{\sqrt{2}\pi}{9} \frac{T_e}{(2\pi)^3} \frac{\cos^2 \theta}{(1 + T_e / T_i)^2} \left(\frac{v}{v_{Te}}\right)^5 \left(\frac{v_{Te}}{u}\right) \left(1 - \frac{v}{u}\right) \frac{\tau}{\tau_q} \exp\left(-\frac{|x - ut / 2|}{d}\right) \quad (5)$$

Здесь  $\tau_q = n / \omega_p n'$  — время квазилинейной релаксации,  $\tau = 2d / u$  — ширина пучково-плазменного образования. Со стороны больших фазовых скоростей, где  $\partial W_1 / \partial k > 0$ , а  $W(\vec{k}, t)$  достигает максимальной величины при  $v = 5u / 6$  за счет спонтанных процессов:

$$W_{\max}(k, t) = \frac{\sqrt{2}\pi}{432} \frac{T_e}{(2\pi)^3} \left(\frac{5}{6}\right)^5 \left(\frac{u}{v_{Te}}\right)^4 \left(\frac{\tau}{\tau_q}\right) \exp\left(-\frac{|x - ut / 2|}{d}\right) \quad (6)$$

Спектральная плотность энергии плазмонов  $W(\vec{k}, t)$ , учитывая второе слагаемое в уравнении (4) принимает вид:

$$\begin{aligned} W(\vec{k}, t) \approx & W_{\max} \exp\left[\frac{2\sqrt{2}\pi \cos^2 \theta (1 - \cos \theta)}{27} \frac{1}{(1 + T_e / T_i)^2} \left(\frac{v}{v_{Te}}\right)^5 \left(\frac{v_{Te}}{u}\right) \times \right. \\ & \left. \times \left(\frac{m}{M}\right) \left(\frac{\tau}{\tau_q}\right) \exp\left(-\frac{|x - ut / 2|}{d}\right)\right], \end{aligned} \quad (7)$$

Использование условия (4) дает ограничение на величину скорости пучково-плазменных образований, которые распространяются на большие расстояния. Для значений  $T_e = 10^6 \text{ K}$ ,  $\nu = 6.78 \text{ ГГц}$ ,  $\tau = 0.025 \text{ мс}$ ,  $n'/n = 10^{-8}$  получаем из (4) и (7) максимальную скорость

$$v_0 = \frac{u}{2} = 2.5 \times 10^9 \text{ см / с} \quad (8)$$

Заметим что максимальная скорость электронов  $u = 2v_0 = 5 \times 10^9 \text{ см / с}$ .

Существование высокого уровня ленгмюровской турбулентности, приводит к значительному нетепловому излучению из плазмы. Процессом дающим радиоизлучение на плазменной частоте является конверсия продольных плазмонов в поперечные волны при рассеянии на ионах плазмы  $l + i \rightarrow t + i$  [2],[5]. Кинетическое уравнение для спектральной плотности энергии поперечных волн имеет вид [2],[5]:

$$\frac{\partial W^t(\vec{k}, t)}{\partial t} = \frac{\sqrt{2}\omega_p^3 \sin^2 \theta}{48\pi^2 n v_{Te}^2 (1 + T_e / T_i)^2 k_1} \left[ W(\vec{k}_1, t) + \frac{(2\pi)^3}{T_e} \frac{m}{3M} W^t(\vec{k}, t) k_1 \frac{\partial W(k_1, t)}{\partial k_1} \right] \quad (9)$$

где  $W(\vec{k}_1, t)$  — спектральная плотность энергии одномерных плазменных колебаний. Волновые вектора продольной  $\vec{k}_1$  и поперечной  $\vec{k}$  волн связаны соотношением  $k_1 = \frac{c}{\sqrt{3}v_{Te}} k$ .

Как и в случае рассеяния плазменных волн на ионах, для трансформации в поперечные волны спонтанные члены дают основной вклад на малых фазовых скоростях. Максимальная спектральная плотность  $W_{\max}(\vec{k}, t)$  со стороны малых фазовых скоростей достигается при скорости  $v = \frac{5}{6}u$ . Решение в области волновых чисел  $k < \left( \frac{6\sqrt{3}v_{Te}}{5c} \right) \cdot \left( \frac{\omega_p}{u} \right)$  определяется индуцированными слагаемыми

$$W^t(\vec{k}, t) \approx W_{\max} \exp \left[ \frac{\sqrt{2}\pi}{27} \frac{\sin^2 \theta}{(1 + T_e / T_i)^2} \left( \frac{v}{v_{Te}} \right)^5 \left( \frac{v_{Te}}{u} \right) \times \right. \\ \left. \times \left( \frac{m}{M} \right) \left( \frac{4v}{u} - 3 \right) \left( \frac{\tau}{\tau_q} \right) \exp \left( - \frac{|x - ut / 2|}{d} \right) \right] \quad (10)$$

Для объяснения радиоизлучения на удвоенной плазменной частоте обычно привлекается механизм, обусловленный слиянием двух продольных волн  $l + l \rightarrow t$  [2], [5]. Кинетическое уравнение в этом случае запишем с учетом переноса поперечных волн в плазме [2],[5]:

$$\frac{\partial W^t(\vec{k}, t)}{\partial t} + v_{gr} \cos \theta \frac{\partial W^t(\vec{k}, t)}{\partial x} = \frac{\pi^2 e^2 \omega_p \psi(\theta)}{m^2 v_{Te}^2 c^2 k_1} \left[ W(\vec{k}_2, t) - \frac{1}{2} W^t(\vec{k}, t) \right] \quad (11)$$

где

$$\psi(\theta) = \frac{\sin^2 \theta \left( \cos \theta - \frac{k}{2k_1} \right)^2}{\left( 1 - \frac{k}{2k_1} \cos \theta \right) \left( 1 + \frac{k^2}{k_1^2} - \frac{2k}{k_1} \cos \theta \right)}, \quad \theta = \vec{k} \hat{k}_1,$$

здесь  $k$  можно положить равным  $k_1 = \omega_p / u$ ,  $\omega$  и  $k$  относятся к поперечной волне, а с индексами  $\omega_1$ ,  $\omega_2$ ,  $k_1$ ,  $k_2$  — к продольным;  $v_{gr} = \left( \sqrt{3} / 2 \right) c$ . Кроме того в уравнении (11) предполагается, что  $W(\vec{k}_2, t) \ll W(k_1, t)$ ,  $W(k_2, t)$  — относится к рассеянным ленгмюровским волнам, а  $W(\vec{k}_1, t)$  — к одномерным. Из уравнения (12) следует, что максимальное значение плотности энергии поперечных волн определяется рассеянными ленгмюровскими волнами:

$$W_{\max}^t(\vec{k}, t) \approx 2W(\vec{k}_2, t) \quad (12)$$

Используя полученные величины для спектральных плотностей электромагнитного излучения на плазменной (10) и на удвоенной плазменной частоте (12), можно получить соответствующие яркостные температуры для параметров плазмы и пучков в магнитных петлях.

Считая  $\nu = 6.78$  ГГц,  $\tau = 0.025$  мс,  $n'/n = 10^{-8}$  [1] для различных температур окружающей плазмы находим значения приведенные в табл. 1.

$T_e, \text{ К}$	$T^{\omega_p}, \text{ К}$	$T^{2\omega_p}, \text{ К}$	$v_0, \text{ см/с}$
$1.3 \times 10^6$	$3.4 \times 10^9$	$2.5 \times 10^8$	$5.5 \times 10^9$
$1 \times 10^6$	$6.7 \times 10^{10}$	$7.8 \times 10^8$	$5.3 \times 10^9$
$7 \times 10^5$	$1 \times 10^{14}$	$1.2 \times 10^{10}$	$5 \times 10^9$

Таблица 1. Яркостные температуры излучения на плазменной и на удвоенной плазменной частотах для различных температур плазмы, а также максимальная скорость распространения пучково-плазменного образования.

Как видно из табл. 1. Соответствующие потоки излучения получаются порядка наблюдаемых ( $\approx 100s. f. u.$ ) [1] при температурах плазмы  $T_e = 10^6$  К, а это дает величины скорости пучково-плазменного образования или скорости дрейфа всплеска. Для излучения на местной плазменной частоте значения потоков значительно больше. Но здесь нужно иметь ввиду, что, по-видимому, оно испытывает сильное поглощение при выходе из плазмы магнитной петли.

Таким образом, используя явный вид для спектра одномерных ленгмюровских колебаний мы находим спектральные плотности энергий поперечных волн на плазменной и удвоенной плазменных частотах. На основе полученного решения найдены соответствующие яркостные температуры и потоки излучения для параметров плазмы в магнитных петлях [1]. Скорость пучка  $5 \times 10^9$  см/с является максимально возможной для выбранных параметров, из-за сильного рассеяния на ионах плазмы волн с большими фазовыми скоростями. Длительность отдельного всплеска определяется длительностью прохождения пучково-плазменного образования через данную точку. Ее минимальное значение задается размером образования и не может превышать время квазилинейной релаксации. Поэтому наиболее сильные всплески вызываются образованиями с большой плотностью и малой длительностью.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Benz, A.O., Magun, A., Stehling, W., and Su, H., *Solar Physics*, **141**, 335 (1992)
- [2] Цытович, В.Н., *Нелинейные эффекты в плазме*, М.:Наука, 287 (1987)
- [3] Mel'nik, V.N., *Plasma Physics Reports*, **21**, 94, (1995)
- [4] Mel'nik, V.N. and Kontar, E.P., *Proc. of the 4<sup>th</sup> International Workshop on Planetary Radio Emissions*, Graz, Austria, September 9-11, 237, (1996)
- [5] Желязняков, В.В., *Электромагнитные волны в космической плазме*. М.: Наука, 1977, 432с
- [6] Мельник, В.Н. *Кинематика и физика небесных тел*, **7**, N3, 59 (1991)