

РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ИЗЛУЧЕНИЕ ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННЫХ ОБРАЗОВАНИЙ В ПЛАЗМЕ

В.Н.Мельник

*Радиоастрономический институт НАНУ, Харьков, ул. Краснознаменная 4, Украина,
melnik@ira.kharkov.ua;*

Э.П.Контарь

*Факультет физики и астрономии, Университет в Глазго, G12 8QQ, Глазго,
Великобритания*

Недавно было показано, что быстрые электроны могут распространяться в плазме в виде пучково-плазменных образований. В работе исследуется влияние процессов рассеяния ленгмюровских волн на ионах плазмы (процессы $l+i=l+i$) на скорость пучково-плазменных образований. Показано, что эти процессы ограничивают максимальную скорость образований. В случае быстрых электронов, генерирующих солнечные всплески Ш типа, они определяют характерную максимальную их скорость, равную $0.3c$. Также в работе рассматривается плазменное излучение пучково-плазменных образований на первой и второй гармониках ленгмюровской частоты в процессах соответственно $l+i=t+i$ и $l+l=t$. Найдено, что яркостная температура излучения очень быстро растет с увеличением скорости образования. Для пучково-плазменных образований, распространяющихся в плазме солнечной короне, максимальное излучение достигается при скорости $0.3c$ с яркостными температурами $T_F = 10^{13} K$ и $T_H = 10^{16} K$.

1. ВВЕДЕНИЕ

Распространяясь в плазме, быстрые электроны являются мощным источником ленгмюровских волн. Уровень генерируемой ими ленгмюровской турбулентности оказывается достаточным, например, для того, чтобы обеспечить высокую яркостную температуру излучения так называемых солнечных всплесков Ш-типа [1]. Вместе с этим сами электроны также подвергаются воздействию ленгмюровских волн, что проявляется в деформации их функции распределения [2]. Взаимодействие электронов с волнами приводит, в конечном счете, к установлению плато на функции распределения электронов. При этом плотность энергии волн оказывается сравнимой с плотностью энергии быстрых электронов. После этого генерация волн прекращается. Такая ситуация реализуется в задачах, в которых размеры плазменных установок намного больше длины так называемой квазилинейной релаксации и намного меньше длины пучка. В приложениях к космической плазме наибольший интерес представляет другой предельный случай - продольный размер пучка существенно меньше характерных расстояний, на которые распространяются быстрые электроны. При этом по-прежнему длина квазилинейной релаксации оказывается малой по сравнению с размером пучка. В таких условиях установление квазистационарного состояния с плато сменяется выходом из этого состояния вследствие постоянного обгона быстрыми электронами более медленных. В результате, как было показано в работах [3-7], формируется нелинейное плазменное образование, пучково-плазменное образование (ППО), состоящее из электронов и ленгмюровских волн. Так как на переднем фронте этого образования генерируются волны, которые полностью поглощаются на его заднем фронте [8], то оказывается, что это обра-

зование может без потерь энергии распространяться на большие расстояния от места инжекции.

Однако это справедливо только до тех пор, пока не учитываются нелинейные процессы рассеяния ленгмюровских волн на ионах плазмы. Известно [9], что эффективность этих процессов очень быстро растет с увеличением фазовой скорости волн. Так как эта скорость по сути совпадает со скоростью быстрых электронов, то следует ожидать, что при больших скоростях электронов может наступить момент, когда необходимо учитывать влияние этого процесса на распространение быстрых частиц. Другие процессы, в которых могут участвовать ленгмюровские волны ППО, - это процессы $l+i=t+i$ и $l+l=t$ с образованием поперечных волн соответственно на плазменной и удвоенной плазменной частоте. Этот так называемый плазменный механизм излучения был впервые рассмотрен в работе [10]. В астрофизических приложениях он часто используется для объяснения нетеплового радиоизлучения. Так, например, с пучками высокоэнергетичных электронов, которые распространяются в корональной плазме Солнца, связывают всплески Ш-типа с яркостными температурами излучения $10^{10} \dots 10^{12} K$ (максимальное значение $10^{15} K$) [1, 12, 13]. Для сравнения температура корональной плазмы - $T = 2 \cdot 10^6 K$, а энергия быстрых электронов - $10 - 100 \text{ кэВ}$. В связи с этим единственная возможность для объяснения наблюдений это - плазменный механизм излучения. Чтобы найти яркостные температуры излучения в плазменном механизме необходимо знать спектральные плотности энергии ленгмюровских волн. В случае ППО спектральная плотность энергии имеет универсальный вид, что позволяет найти интенсивность излучения образований с различными скоростями и на любом расстоянии от Солнца.

В работе показано, что учет процессов рассеяния ленгмюровских волн ППО на ионах плазмы приводит к ограничению на их скорость распространения. Это дает возможность объяснить максимальные скорости пучков электронов, вызывающих всплески Ш-типа. В работе также исследуется эффективность процессов излучения ППО в зависимости от их скорости. Найдено, что интенсивность излучения очень быстро растет со скоростью и достигает максимального значения при скорости равной $0.3c$.

2. ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОЕ ОБРАЗОВАНИЕ

В ряде работ [3-8] было показано, что, несмотря на различные начальные функции распределения быстрых электронов, последние распространяются в плазме в виде ППО. Это образование состоит из электронов и ленгмюровских волн, которые постоянно перепоглощаются электронами при распространении через плазму. Это обеспечивает, с одной стороны, способность образования распространяться на большие расстояния без потери энергии, а с другой стороны, сохранять свою форму. Для определенности будем рассматривать ППО следующего вида: функция распределения быстрых электронов

$$f(v, x, t) = \begin{cases} p(x, t), & v < v_0 \\ 0, & v > v_0 \end{cases}, \quad (1)$$

$$\text{где } p(x, t) = \frac{n'}{v_0} \exp(-|x - v_0 t|/d), \quad (2)$$

а спектральная плотность энергии ленгмюровских волн

$$W_1(v, x, t) = \frac{m}{\omega_{pe}} p(x, t) v^4 (1 - v/v_0), \quad v < v_0. \quad (3)$$

Такое ППО получается в случае начальной функции распределения электронов

$$f_{in}(v, x, t = 0) = n' \delta(v - v_0) \exp(-|x|/d). \quad (4)$$

В (1) - (4) n' - плотность быстрых электронов; d - пространственный размер пучка электронов; ω_{pe} - плазменная частота. Как видно из (3), спектральная плотность энергии имеет факторизованный вид, что дает возможность достаточно далеко продвинуться в вычислении эффектов, в которых участвуют ленгмюровские волны.

3. РАССЕЯНИЕ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОГО ОБРАЗОВАНИЯ НА ИОНАХ ПЛАЗМЫ

Для того, чтобы оценить влияние процессов рассеяния ленгмюровских волн на ионах тепловой плазмы на скорость распространения ППО найдем спектральную плотность энергии волн $W_p(\vec{k})$, которые выводятся из резонанса с электронами образования из кинетического уравнения [9]:

$$\frac{\partial W_p(\vec{k})}{\partial t} = \int \frac{d\vec{k}'}{(2\pi)^3} w_i''(\vec{k}, \vec{k}') \left[\frac{\omega}{\omega_1} W_1(\vec{k}_1) - W_p(\vec{k}) - \frac{(2\pi)^3}{T_i} \frac{\omega - \omega_1}{\omega_1} W_p(\vec{k}) W_1(\vec{k}_1) \right], \quad (5)$$

где $W_1(\vec{k})$ - спектральная плотность энергии ленгмюровских волн в ППО (3) [5], которое распространяется в направлении оси Ox (вектор \vec{k} параллелен оси Ox) со скоростью $v_0/2$; $v = \omega_{pe}/k$ - фазовая скорость ленгмюровских волн; w_i'' - вероятность процесса $l+i=l+i$. В случае малых изменений волнового числа - $\Delta k/k \ll 1$ ($v \ll 3v_{Te}^2/v_{Ti}$) уравнение (5) может быть переписано к виду:

$$\frac{\partial W_p(k)}{\partial t} = \frac{\sqrt{\pi} \omega_{pe}^3 \cos^2 \theta}{48\pi^2 n v_{Te}^2 (1 + T_e/T_i)^2 k} \left[W_1(k) + \frac{(2\pi)^3}{T_e} \frac{2m}{3M} (1 - \cos \theta) W_p(k) k \frac{\partial W_1(k)}{\partial k} \right], \quad (6)$$

где $\theta = \angle \vec{k} \vec{k}_1$. Со стороны малых волновых чисел там, где $\partial W_1/\partial k > 0$, происходит быстрое нарастание рассеянных волн:

$$W_p = \frac{3M}{2m} \frac{T_e}{(2\pi)^3} \exp\left[\chi \frac{\tau}{\tau_{кв.р.}} \exp\left(\frac{v_0 t - x}{d}\right)\right], \quad (7)$$

$$\text{где } \chi = 2.5 \cdot 10^{-5} \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right)^{-2} \left(\frac{v_0}{v_{Te}}\right)^4, \quad (8)$$

а $\tau = 2d/v_0$, $\tau_{кв.р.} = (\omega_{pe} \frac{n'}{n})^{-1}$. Условие малости плотности энергии рассеянных плазменных волн по сравнению с плотностью энергии в ППО

$$W_p < n' m v_0^2 \quad (9)$$

может быть переписано как условие на граничную скорость v_0

$$v_{0,сп.} = 28 v_{Te} \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right)^{1/2} \left(\frac{\tau_{кв.р.}}{\tau}\right)^{1/4}. \quad (10)$$

Начиная с этой скорости, практически вся энергия ППО переходит в энергию рассеянных ленгмюровских волн, и, следовательно, образование с такими скоростями распространяться на большие расстояния не может. Как видно из (10), ППО с наименьшей длительностью имеют максимальное значение скорости $v_{0,сп.}$. Так как скорость ППО составляет половину скорости v_0 , то максимальная скорость образований, которые могут распространяться в плазме с $T_e = T_i$, равна

$$v_{max} \approx 20 v_{Te}. \quad (11)$$

Для случая электронов, распространяющихся в плазме солнечной короны с температурой $T_e = 2 \cdot 10^6 K$, имеем $v_{max} \approx 0.3c$. На уровне Земли ($T_e = 5 \cdot T_i$, $T_e = 10^5 K$) получаем $v_{max} \approx 0.2c$. Именно такие максимальные скорости имеют потоки электронов, ответственные за всплески Ш-типа, которые наблюдаются в широком диапазоне частот от сотен мегагерц до десятков килогерц.

4. ИЗЛУЧЕНИЕ НА ПЛАЗМЕННОЙ ЧАСТОТЕ

Так как ППО состоят из ленгмюровских волн, то можно ожидать, что эти образования могут являться источниками излучения в результате трансформации продольных ленгмюровских волн в поперечные электромагнитные волны в нелинейных процессах $l+i=t+i$, $l+l=t$. При этом в первом процессе генерируется излучение на плазменной частоте, а во втором – на удвоенной плазменной частоте.

Для нахождения яркостных температур излучения ППО на первой гармонике исходим из кинетического уравнения [9]:

$$\frac{\partial W^t(\vec{k})}{\partial t} = \int \frac{d\vec{k}_1}{(2\pi)^3} w_i^t(\vec{k}, \vec{k}_1) \left[\frac{\omega}{\omega_1} W_1(\vec{k}_1) - W^t(\vec{k}) - \frac{(2\pi)^3}{T_i} \frac{\omega - \omega_1}{\omega} W^t(\vec{k}) W_1(\vec{k}_1) \right]. \quad (12)$$

Здесь по-прежнему W_1 - спектральная плотность энергии ленгмюровских волн в ППО; W^t - спектральная плотность энергии поперечных волн, а w_i^t - вероятность процесса $l+i=t+i$. На начальной стадии генерации излучения $W^t \ll W_1$ и поэтому из (12) имеем

$$\frac{\partial W^t(k)}{\partial t} = \frac{\omega_{pe}^3 \sin^2 \theta}{48\pi^{3/2} n v_{Te}^2 (1 + T_e / T_i)^2 k_1} \times \left[W_1(k_1) + \frac{(2\pi)^3}{T_e} \frac{m}{3M} W^t(k) \frac{\partial}{\partial k_1} k_1 W_1(k) \right], \quad (13)$$

где волновые числа продольных и поперечных волн связаны соотношением $k = \sqrt{3} \frac{v_{Te}}{c} k_1$. Из (13) следует,

что сначала генерация электромагнитных волн происходит в результате спонтанных процессов (первое слагаемое в квадратных скобках). По достижении уровня $W^t = \frac{3M}{m} \frac{T_e}{(2\pi)^3}$ второе слагаемое начинает

преобладать над первым, и генерация становится индуцированной в области волновых чисел k_1 , где

$\frac{\partial}{\partial k_1} k_1 W_1(k_1) > 0$, т.е. в области волновых чисел

$k_1 \approx k_0 = \omega_{pe} / v_0$. Начиная с этого момента, спектральная плотность $W^t(k_1)$ определяется выражением:

$$W^t = \frac{3M}{m} \frac{T_e}{(2\pi)^3} \exp\left(\frac{\chi\tau}{2\tau_{кв.р.}}\right). \quad (14)$$

Из (14) и (8) видно, что спектральная плотность энергии излучения очень сильно зависит от скорости v_0 , а следовательно, и скорости ППО, причем наиболее сильно излучают образования, имеющие наибольшую скорость. Так, яркостная температура излучения ППО, распространяющегося со скоростью $\approx 0.3c$, равна $T_F \approx 10^{13} K$.

5. ИЗЛУЧЕНИЕ НА УДВОЕННОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ЧАСТОТЕ

Плотность энергии электромагнитных волн с частотой $\omega = 2\omega_{pe}$, которые образуются при слиянии двух ленгмюровских волн, одна из которых относится к волне ППО, а вторая к рассеянным ленгмюровским волнам, описывается уравнением [9]:

$$\frac{\partial W^t(\vec{k})}{\partial t} = \omega \int d\vec{k}_1 d\vec{k}_2 \frac{w_i^t(\vec{k}, \vec{k}_1, \vec{k}_2)}{(2\pi)^3 \hbar} \times \left[\frac{W_1(\vec{k}_1) W_p(\vec{k}_2)}{\omega_1 \omega_2} - \frac{W^t(\vec{k}) W_1(\vec{k}_1)}{\omega \omega_1} - \frac{W^t(\vec{k}) W_p(\vec{k}_2)}{\omega \omega_2} \right], \quad (15)$$

где w_i^t - вероятность процесса $l+l=t$. Учитывая, что $W^t \ll W_1, W_p$ и используя законы сохранения энергии и импульса, получаем из (15)

$$\frac{\partial W^t(\vec{k})}{\partial t} = \frac{\pi^2 e^2 \omega_{pe} \Psi(\theta)}{m^2 v_{Te}^2 c^2 k_1} W_1(\vec{k}_1) \left[W_p(\vec{k}_2) - \frac{1}{2} W^t(\vec{k}) \right], \quad (16)$$

$$\Psi(\theta) = \frac{\sin^2 \theta (\cos \theta - \frac{k}{2k_1})^2}{(1 - \frac{k}{2k_1} \cos \theta) (1 + \frac{k^2}{k_1^2} - \frac{2k}{k_1} \cos \theta)}, \quad \theta = \angle \vec{k} \vec{k}_1. \quad (17)$$

Отсюда видно, что скорость трансформации ленгмюровских волн в поперечные волны определяется как плотностью энергии ленгмюровских волн ППО, так и плотностью энергии рассеянных волн. Со временем рост уровня поперечных волн замедляется, а максимальное значение спектральной плотности будет равно уровню рассеянных ленгмюровских волн (режим насыщения)

$$W^t \approx \frac{3M}{2m} \frac{T_e}{(2\pi)^3} \exp\left(\frac{\chi\tau}{\tau_{кв.р.}}\right). \quad (18)$$

Сравнение (18) и (14) показывает, что максимальная плотность энергии поперечных волн на удвоенной плазменной частоте всегда больше плотности энергии волн на плазменной частоте. Однако здесь нужно иметь в виду, что это соотношение может измениться, если учитывать диаграммы направленности как ленгмюровских волн ППО, так и рассеянных ленгмюровских волн, которые зависят в конечном итоге от параметров пучка электронов (плотности и скорости). Детальный анализ этого вопроса выходит за рамки этой статьи, здесь же мы хотим подчеркнуть, что и на второй гармонике наиболее сильное излучение происходит от ППО с максимальной возможной скоростью. Для ППО со скоростью $0.3c$ яркостная температура излучения, соответствующая (18), равна $T_H \approx 10^{16} K$. Так же как и в случае первой гармонике, интенсивность излучения на второй гармонике экспоненциально быстро уменьшается с уменьшением скорости ППО.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, учет нелинейных процессов с участием ленгмюровских волн ППО показывает, что рассеяние этих волн на ионах плазмы приводит к ограничению на максимальную скорость ППО, которая близка к характерным скоростям источников всплесков Ш-типа. Кроме того, ППО, движущиеся с

максимальными скоростями, являются наиболее интенсивными источниками излучения на первой и второй гармониках излучения при плазменном механизме излучения. Вместе с этим ППО с меньшими скоростями излучают существенно менее интенсивно. Все это делает выделенным скорость $0.3c$ для ППО – образования с большими скоростями не могут распространяться на значительные расстояния, а ППО с меньшими скоростями мы просто «не видим» из-за того, что они практически не излучают. Такие свойства ППО могут быть использованы при построении теории солнечных всплесков Ш-типа.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Веденов, Д.Д. Рютов. *Квазилинейные эффекты в плазме* *Вопросы теории плазмы* /Ред. Леонтовича Л.И. М.: “Атомиздат”, 1972, вып.6, с.3-69.
2. S. Suzuki, and G.A. Dulk. Bursts of Type III and Type V // *Solar Radiophysics*. Cambridge: “Cambridge University Press”, 1985, p.289-332.
3. В.Н. Мельник. К вопросу о "газодинамическом" разлете потока быстрых электронов в плазме // *Физика плазмы*. 1995, т.21, #1, с.94-96.
4. В.Н.Мельник, Э.П.Контарь, В.И.Лапшин Распространение моноэнергетичного пучка электронов в плазме: численное и аналитическое рассмотрение // *Физика плазмы*. 1998, т.24, #9,с.832-836.
5. V.N. Mel'nik, V.I. Lapshin, E.P. Kontar. Propagation of a Monoenergetic Electron Beam in the Solar Corona // *Solar Phys.*, 1999, v.184, #2, p.353-362.
6. V.N. Mel'nik, V.I. Lapshin, E.P. Kontar. Quasilinear description of electron cloud dynamics in the solar corona. // *Problems of Atomic Science and Technology*. 2000, #1, 263-269.
7. V.N. Mel'nik, E.P. Kontar, V.I. Lapshin. Dynamics of a fast Maxwellian electron cloud in coronal plasma // *Radio Sci.* 2001, v.36, #.6, p.1757-1765.
8. V.N. Mel'nik, V.I. Lapshin, E.P. Kontar. Beam-plasma structure as localized Perturbation in the Problem of Electron Stream Propagation in Plasma // *Укр. физ. журн.* 1999, т.8, # 48, с.951-957.
9. В.Н. Цытович *Нелинейные эффекты в плазме*, М.: “Наука”, 1967, 287с.
10. В.Л. Гинзбург, В.В. Железняков. О возможных механизмах спорадического радиоизлучения Солнца // *Астрон.журнал*. 1958, т.35, с.694-705.
11. D.B. Melrose. Particle beams in the solar Atmosphere: General Overview // *Solar Phys.* 1990, v.130, p.3-18.
12. A.O. Benz. *Plasma Astrophysics. Kinetic process in solar and stellar coronae* // Netherlands: “Kluwer Acad. Publishers”, 1993, 299p.