Индуцированное рассеяние ленгмюровских волн на ионах плазмы и динамика быстрых электронов в солнечной плазме

© И.В. Кудрявцев, П.В. Ватагин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: Igor.Koudriavtsev@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 5 мая 2026 г.
В окончательной редакции 19 августа 2026 г.
Принято к публикации 23 октября 2026 г.

Для солнечных вспышек, сопровождаемых генерацией радиовсплесков, приведены результаты моделирования эволюции функции распределения быстрых электронов и ленгмюровских волн в условиях солнечной короны. Рассмотрен случай, когда время инжекции быстрых электронов превышает время квазилинейной релаксации при взаимодействии с плазменными волнами. Показана возможность дополнительного ускорения электронов в результате индуцированного рассеяния ленгмюровских волн на тепловых ионах.

Ключевые слова: солнечные вспышки, ускоренные электроны, ленгмюровские волны.

DOI: 10.61011/JTF.2026.12.64038.298-26

Введение

Солнечные вспышки представляют собой процесс преобразования энергии солнечных магнитных полей в тепловую энергию, энергию крупномасштабных МГД движений, в энергию ускоренных частиц и в энергию электромагнитного излучения в широком диапазоне длин волн. При этом радиовсплески III типа часто сопровождают процесс солнечной вспышки. Эти всплески генерируются при прохождении ускоренных электронов из более низких слоев солнечной короны к ее внешним слоям и характеризуются уменьшением частоты излучения (частотный дрейф) в результате уменьшения концентрации плазмы вдоль направления распространения пучков быстрых электронов. Объяснение такого частотного дрейфа приводит к заключению, что такие пучки имеют малый разброс по скорости и их средняя скорость составляет $\approx 0.2-0.3\,c$, где c — скорость света [1,2]. По существующим представлениям часть ускоренных электронов распространяется во вспышечных петлях к их подножиям, а часть быстрых электронов уходит в верхние части короны Солнца, где генерируют всплески III типа.

Как было отмечено выше всплески III типа, порождаются пучками быстрых электронов с малым разбросом по скорости. Это позволяет рассмотреть динамику таких пучков и в плазме солнечной петли, чему и посвящена настоящая работа. При инжекции таких электронных пучков в плазму, как известно, происходит квазилинейная релаксация с образованием платообразной функции распределения в результате развития пучковой неустойчивости, сопровождаемой генерацией плазменных волн. Во вспышечной петле происходит формирование области с плазменной турбулентностью протяженностью $\sim 10^7-10^8$ cm [3], которая будет порождать излучение в радиодиапазоне. Анализ солнечных радиовсплесков указывает важную роль индуцированного рассеяния ленгмюровских волн на ионах плазмы на формирование спектров этих волн и соответственно генерируемых ими радиовсплесков [4]. Такое рассеяние плазменных волн ведет к „перекачке“ энергии ленгмюровских волн от волн с большими волновыми числами к волнам с меньшими волновыми числами и изменению их углового распределения [4–6].

1. Импульсная инжекция электронного пучка во вспышечную плазму

Рассмотрим эволюцию функции распределения электронов f и спектральной плотности энергии ленгмюровских волн W_k в плазме при импульсной инжекции быстрых электронов. Пусть в начальный момент времени функция f в плазме имеет вид

$$f(t=0,v)=f_M;\quad f_M=\frac{n_e}{\sqrt{2\pi}v_{Te}}\exp\left(-\frac{v^2}{2v_{Te}^2}\right), \quad (1)$$

т.е. в начальный момент времени функция f представляет собой распределение Максвелла. Концентрация электронов плазмы и ее электронная температура равны n_e и T_e; $v_{Te}=(k_BT_e/m_e)^{1/2}$, k_B — постоянная Больцмана, m_e — масса электрона. Плазму будем считать протонной.

Для расчетов функции распределения, аналогично работам [6–8], будем использовать кинетическое уравнение

$$\frac{\partial f(t,v)}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial v}\left(D(t,v)\,\frac{\partial f(t,v)}{\partial v}\right)$$
$$+\frac{\partial}{\partial v}\left(\nu_e\left(vf(t,v)+v_{T_e}^2\,\frac{\partial f(t,v)}{\partial v}\right)\right)+Q(v,t). \quad (2)$$

Первое слагаемое в правой части описывает резонансное взаимодействие электронов плазмы с ленгмюров-

скими волнами, при этом коэффициент диффузии $D(t, v)$ имеет вид

$$D(t, v) = \frac{\pi\omega_e^2}{m_e n_e v}\Big(W_k\Big)_{k=\omega_e/v}, \tag{3}$$

где t — время, ω_e — плазменная электронная частота; v — скорость электронов; k — волновой вектор ленгмюровской волны; W_k — спектральная плотность энергии ленгмюровских волн.

Второе слагаемое в правой части уравнения (2) описывает кулоновские столкновения быстрых электронов с частицами плазмы. Третье слагаемое $Q(t, v)$ описывает источник быстрых электронов, которые инжектируются в солнечную плазму в результате ускорения электронов. При выборе вида $Q(t, v)$ будем учитывать следующее: в настоящей работе мы рассматриваем динамику электронных пучков с узким распределением по скоростям, при инжекции таких электронных пучков в плазму происходит квазилинейная релаксация с образованием платообразной функции распределения с характерным временем [2]:

$$t_{pl} \approx 40\,\frac{n_e}{n_b \cdot \omega_e}. \tag{4}$$

При концентрациях электронов плазмы и пучка $n_e = 10^{10}\,\mathrm{cm}^{-3}$ и $n_b = 10^5\,\mathrm{cm}^{-3}$ значение $t_{pl} \approx 7 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{s}$. Будем рассматривать длительность инжекции несколько больше t_{pl}. При этом инжекция электронов так растянута по времени, что электроны, инжектируемые на больших временах, будут уже взаимодействовать с ленгмюровскими волнами, которые возбуждены быстрыми электронами, инжектируемыми раньше. Итак, запишем функцию источника быстрых электронов $Q(t, v)$ в виде

$$Q(t, v) = \frac{n_b}{\sqrt{2\pi}\cdot\sigma}\,\exp\left(-\frac{(v - v_0)^2}{2\sigma^2}\right) \times \frac{1}{\sqrt{2\pi}\cdot\tau}\,\exp\left(-\frac{(t - t_0)^2}{2\tau^2}\right), \tag{5}$$

где v_0 — скорость, которая соответствуем максимуму распределения быстрых электронов по скоростям; σ — среднеквадратичное отклонение по скоростям; t_0 — момент времени, соответствующий моменту максимума инжекции электронов, $t_0 \gg \tau$; τ — длительность инжекции электронов.

Рассмотрим уравнение для спектральной плотности энергии ленгмюровских волн W_k. Кроме взаимодействия ленгмюровских волн с электронами и затухания из-за кулоновских столкновений будем учитывать индуцированное рассеяние этих волн на тепловых ионах плазмы [5,9,10], которое описывается следующим уравнением для распределения плазмонов по волновому вектору [9]:

$$\frac{\partial N^l_{\mathbf{k}}}{\partial t} = \gamma^{is}_{\mathbf{k}} \cdot N^l_{\mathbf{k}}, \tag{6}$$

где

$$\gamma^{is}_{\mathbf{k}} = \frac{3\omega_e T_e/T_i}{8 n_e m_e V_{Ti}(1 + T_e/T_i)^2} \times \int \frac{N^l_{\mathbf{k}_1}(\mathbf{k}\cdot\mathbf{k}_1)^2(k_1^2 - k^2)}{(2\pi)^{5/2} k^2 k_1^2 |\mathbf{k} - \mathbf{k}_1|}\,\exp\left(-\frac{\omega_-^2}{2k_-^2 v_{Ti}^2}\right) d\mathbf{k}_1,$$

где $\omega_- = \omega^l_k - \omega^l_{k_1}$; $\mathbf{k}_- = \mathbf{k} - \mathbf{k}_1$; ω^l_k и $\mathbf{k}$ — частота и волновой вектор ленгмюровских волн, v_{Ti} — тепловая скорость ионов плазмы. В дальнейшем будем считать, что $T_e = T_i$.

Спектральная плотность энергии $W_{\mathbf{k}}$ связана с функцией $N^l_{\mathbf{k}}$ условием [2]:

$$W_{\mathbf{k}} = \frac{\omega^l_{\mathbf{k}} N^l_{\mathbf{k}}}{(2\pi)^3}. \tag{7}$$

В рассматриваемом одномерном приближении имеем

$$W_{\mathbf{k}} = W(k_x)\delta(k_y)\delta(k_z), \tag{8}$$

где k_x, k_y, k_z — проекции волнового вектора $\mathbf{k}$ на оси декартовой системы координат. Плотность энергии плазменных волн

$$W = \int W_{\mathbf{k}}\,dk_x\,dk_y\,dk_z = \int\limits_{k_{\min}}^{k_{\max}} W(k_x)\,dk_x. \tag{9}$$

Положив $k_x = k$, для спектральной плотности энергии ленгмюровских волн, согласно [7,8], получаем следующее уравнение:

$$\frac{\partial W_k}{\partial t} = (\gamma_k - \nu_{\text{eff}})\,W_k + S_k + Q_k, \tag{10}$$

где

$$\gamma_k = \left(\frac{\pi\omega_e}{n_e} v^2 \frac{\partial f}{\partial v}\right)_{v=\omega_e/k}, \quad S_k = \gamma^{is}_k \cdot W_k, \tag{11}$$

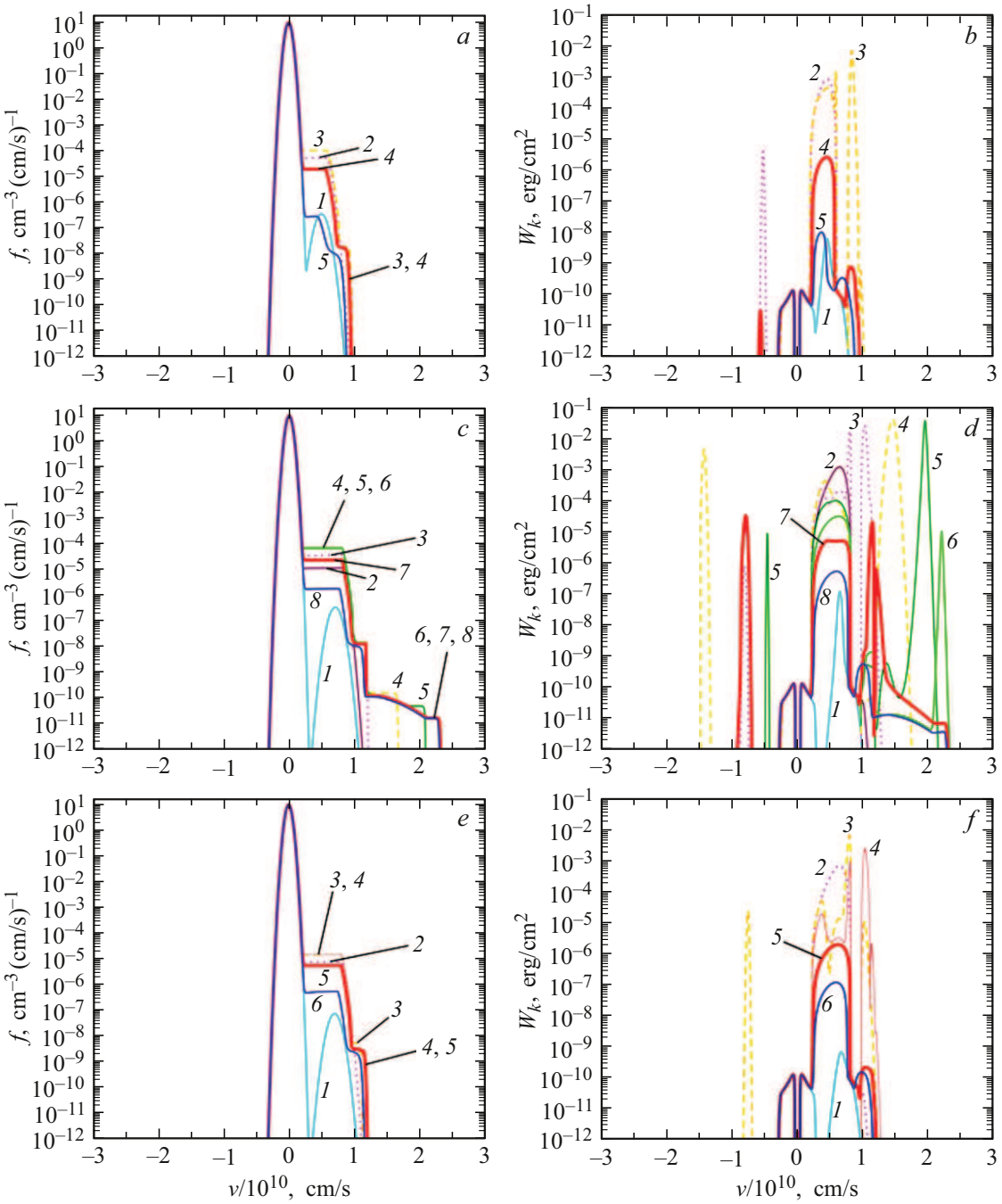
где t — время, γ_k — инкремент пучковой неустойчивости, ν_{eff} — эффективная частота затухания ленгмюровских волн из-за столкновений частиц плазмы, Q_k — мощность спонтанного излучения ленгмюровских волн, которая описывается выражением [7,8]:

$$Q_k(t) = \frac{\omega_e^3 m_e}{4\pi n_e}\left(|v| \cdot \ln\left(\frac{|v|}{v_{Te}}\right)\cdot f\right)_{v=\omega_e/k} \quad \text{при } v > v_{Te}. \tag{12}$$

Для фазовых скоростей меньших v_{Te} функция $Q_k = 0$.

В качестве начального условия для W_k будем использовать стационарный спектр ленгмюровских волн при отсутствии быстрых электронов и пренебрегая индуцированным рассеянием волн на тепловых ионах, т. е. когда левая часть уравнения (10) равна нулю и $f = f_M$:

$$W_k(t = 0) = \frac{Q_k}{(\nu_{\text{eff}} - \gamma_k)}. \tag{13}$$



Эволюция функции распределения тепловых и быстрых электронов в плазме и спектральной плотности энергии ленгмюровских волн. $T_e = T_i = 10^6$ K, $n_e = 10^{10}$ cm^{-3}. a, b — $n_b = 5 \cdot 10^5$ cm^{-3}, $v_0 = 5 \cdot 10^9$ cm/s; *1* — $t = 1.7 \cdot 10^{-2}$ s; *2* — $t = 2 \cdot 10^{-2}$ s; *3* — $t = 2.2 \cdot 10^{-2}$ s; *4* — $t = 3 \cdot 10^{-1}$ s; *5* — $t = 1$ s. c, d — $n_b = 5 \cdot 10^5$ cm^{-3}, $v_0 = 7 \cdot 10^9$ cm/s; *1* — $t = 1.7 \cdot 10^{-2}$ s; *2* — $t = 1.9 \cdot 10^{-2}$ s; *3* — $t = 2 \cdot 10^{-2}$ s; *4* — $t = 2.2 \cdot 10^{-2}$ s; *5* — $t = 2.5 \cdot 10^{-2}$ s; *6* — $t = 4 \cdot 10^{-2}$ s; *7* — $t = 3 \cdot 10^{-1}$ s; *8* — $t = 1$ s. e, f — $n_b = 10^5$ cm^{-3}, $v_0 = 7 \cdot 10^9$ cm/s; *1* — $t = 1.7 \cdot 10^{-2}$ s; *2* — $t = 2 \cdot 10^{-2}$ s; *3* — $t = 2.2 \cdot 10^{-2}$ s; *4* — $t = 2.4 \cdot 10^{-2}$ s; *5* — $t = 3 \cdot 10^{-1}$ s; *6* — $t = 1$ s.

Это выражение описывает тепловой фоновый уровень ленгмюровских колебаний в плазме. Так же как в работах [7,8] будем считать, что $W_k = 0$ при $k > \omega_e / v_{Te}$ в результате затухания Ландау.

На рисунке приведены результаты расчетов функции распределения электронов f и спектральной плотности энергии ленгмюровских волн W_k в различные моменты времени для следующих параметров плазмы и пучка электронов $T_e = T_i = 10^6$ K, $n_e = 10^{10}$ cm^{-3} и $t_0 = 2 \cdot 10^{-2}$ s и $\tau = 10^{-3}$ s. Как видно из рисунка a, b к моменту времени ~ 20 ms происходит небольшое ускорение части электронов, после чего происходит торможение быстрых электронов. Это ускорение вызвано трансформацией распределения ленгмюровских волн: в результате индуцированного рассеяния волн на тепловых ионах происходят изменения направления вол-

нового вектора (рисунок *b*, линия *2*) и распределения по волновому числу (и по фазовой скорости). В результате волны с большими фазовыми скоростями (рисунок *b*, линия *3*) входят в резонанс с частью быстрых электронов и происходит их ускорение (рисунок *a*, линия *3*).

Увеличение скорости электронов приводит к резкому усилению эффективности индуцированного рассеяния ленгмюровских волн на тепловых ионах (рисунок *c*, *d*). На рисунке *c*, *d* приведены результаты для $v_0 = 7 \cdot 10^9$ cm/s. На этом рисунке видно, что через ≈ 20 ms после начала инжекции происходит эффективное ускорение части электронов до $\approx 3v_0$. Максимальная плотность энергии W ленгмюровских волн достигает $\approx 2 \cdot 10^{-3}$ erg/cm^3. После этого плотность энергии волн резко спадает, достигая $\approx 3 \cdot 10^{-5}$ erg/cm^3 при $t \sim 30$ ms. После этого W плавно уменьшается, а ускорение останавливается.

На рисунке *e*,*f* приведены результаты расчетов при уменьшенной концентрации быстрых электронов, т. е. при $T_e = T_i = 10^6$ K, $n_e = 10^{10}$ cm^{-3} и $n_b = 10^5$ cm^{-3}, $v_0 = 7 \cdot 10^9$ cm/s. Как видно из этого рисунка, дополнительное ускорение электронов мало, как и в первом случае.

Выводы

В работе рассмотрено влияние индуцированного рассеяния ленгмюровских волн на ионах плазмы на динамику ускоренных электронов и спектральную плотность ленгмюровских волн в случае импульсной инжекции быстрых электронов во вспышечную плазму. При этом длительность инжекции быстрых электронов превышает время квазилинейной релаксации. В этом случае электроны, инжектируемые на больших временах, попадают в плазму с уже возбужденной турбулентностью. Показано, что при достаточно высоких концентрациях ускоренных электронов и их скорости ($v_0 \sim 15-20v_{Te}$) происходит дополнительное ускорение электронов вплоть до релятивистских энергий, что должно отражаться, в первую очередь, на генерации рентгеновского излучения вплоть до высоких энергий.

Финансирование работы

Данная работа финансировалась за счет средств бюджета института.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] В.Л. Гинзбург, В.В. Железняков. Астроном. журн., **35** (5), 694 (1958).
[2] С.А. Каплан, В.Н. Цытович. *Плазменная астрофизика* (Наука, М., 1972), 440 с.
[3] P.V. Vatagin, I.V. Kudryavtsev. Geomagnetism Aeronomy, **61** (8), 1135 (2021). DOI: 10.1134/S001679322108020X
[4] I.V. Kudryavtsev, T.I. Kaltman, M. Karlicky. AA, **665**, A98 (2022). DOI: 10.1051/0004-6361/202243175
[5] В.А. Липеровский, В.Н. Цытович. ЖЭТФ, **57** (4), 1252 (1969).
[6] В.В. Железняков, В.В. Зайцев. Астроном. журн., **47** (1), 60 (1970).
[7] R.J. Hamilton, V. Petrosian. Astrophys. J., **321**, 721 (1987).
[8] E.P. Kontar, H. Ratcliffe, N.H. Bian. Astron. Astrophys., **539**, A43 (2012). DOI: 10.1051/0004-6361/201118216
[9] В.Н. Цытович. *Теория турбулентной плазмы* (Атомиздат, М., 1971), 424 с.
[10] I.V. Kudryavtsev, P.V. Vatagin. Geomagn. Aeronomy, **62** (8), 1054 (2022). DOI: 10.1134/S0016793222080151