ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXIII, № 1 *РАДИОФИЗИКА* *1980*

УДК 523.75

О СТАБИЛИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ

В. И. Вигдорчик

Рассмотрена пространственная эволюция функции распределения стационарного потока электронов и спектра ленгмюровских волн в плазме, концентрация которой уменьшается в направлении движения потока. На основе анализа одномерных квазилинейных уравнений показано, что регулярная неоднородность корональной плазмы существенна для стационарных потоков малой плотности и увеличивает их «длину релаксации» до расстояния порядка характерного размера неоднородности.

Как известно [1, 2], потоки быстрых электронов, инжектируемые из области солнечных вспышек в корональную плазму, возбуждают в ней ленгмюровские волны — плазмоны, которые частично трансформируются в электромагнитные колебания и наблюдаются в спорадическом солнечном радиоизлучении в виде всплесков типа III. Как показали измерения на спутниках [3], такой поток, несмотря на некоторую релаксацию [4], достаточно стабилизирован, т. е. сохраняет способность генерировать плазменные волны на расстояниях не менее 1 *а. е.* $\sim 10^{13}$ *см* от Солнца.

Однако «классическая» теория квазилинейного взаимодействия электронного потока с плазмой [5] не позволяет получить «длину релаксации» потока более $10^3 - 10^7$ *см*. В связи с этим для объяснения эффекта стабилизации потока обычно учитывается его нестационарность, а также процессы рассеяния и трансформации плазменных волн [6].

В последнее время обсуждается возможность стабилизации потока электронов за счет неоднородности корональной плазмы, концентрация которой уменьшается в направлении движения потока [7–9]. В такой плазме фазовая скорость возбужденных потоком ленгмюровских волн также уменьшается по мере движения потока в менее плотную плазму. При этом плазмоны «отстают» от потока, что и приводит к замедлению процесса передачи энергии электронов плазме [10, 11] и увеличению «длины релаксации».

Изложенные качественные соображения были использованы в [7] для модельного расчета пространственно-временного распределения полной энергии плазменных волн при нестационарной инжекции потока, а в [9] обсуждался вопрос о нагреве слабонеоднородной плазмы стационарным пучком.

Ниже приведены результаты теоретического исследования пространственной эволюции функции распределения стационарного потока электронов, а также спектра ленгмюровских волн в плазме, концентрация которой уменьшается в направлении движения потока. Такие условия реализуются, в частности, в солнечной корональной плазме.

Рассмотрим квазилинейные уравнения для функции распределения электронов $f(x, v)$ и спектральной плотности энергии плазмонов $W_k(x, v)$ с частотой $\omega = \sqrt{\omega_p^2 + 3k^2v_т^2}$ и волновым вектором k [12]:

$$v \frac{\partial f}{\partial x} = 8\left(\frac{\pi e}{m}\right)^2 \frac{\partial}{\partial v}\left(W_k v \frac{\partial f}{\partial v}\right); \tag{1}$$

$$3 \frac{v_т^2}{v} \frac{\partial W_k}{\partial x} + \frac{v^2}{2} \frac{d}{dx}\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \frac{\partial W_k}{\partial v} = \frac{4\pi^2 e^2}{m\omega} v^2 W_k \frac{\partial f}{\partial v}. \tag{2}$$

Они описывают резонансное взаимодействие продольных плазмонов $\boldsymbol{k} \parallel \boldsymbol{e}_x$ с одномерным стационарным потоком электронов, инжектируемых со средней скоростью $v = v_0$ вдоль полуоси $x \geqslant 0$ в «холодную» плазму с температурой $T\,(2\varkappa T/m = v_т^2 \ll v_0^2)$ и концентрацией

$$n_p(x) = n_{p0}\,\nu(x) \qquad (0 < \nu(x) \leqslant \nu(0) = 1; \qquad \omega_p^2 = 4\pi e^2 n_p/m).$$

Начальное распределение электронов $f(0, v) = f_0(v)$ предполагается заданным, а плотность $n_b = \int\limits_0^\infty f_0(v)\,dv$ и разброс скоростей v_b электронов при $x = 0$ удовлетворяют условиям развития кинетической неустойчивости $(n_b/n_{p0})^{1/3} \ll v_b/v_0$, $(v_b/v_0)^2 \ll 1$ [5].

Принятые ниже условия малости градиента плотности и его уменьшения с ростом x

$$\frac{d\nu}{dx} < 0, \qquad \frac{d^2\nu}{dx^2} > 0, \qquad \left|\frac{d\nu}{dx}\right|_{x=0} \leqslant \frac{\pi\omega}{\Lambda v_0} \frac{n_b}{n_{p0}} \frac{v_0}{v_b} \tag{3}$$

(Λ — кулоновский логарифм), которые обеспечивают резонансное взаимодействие потока с неоднородной плазмой [12], обычно выполняются в солнечной короне [13], начиная с некоторого уровня $R = R_0 \gtrsim R_\odot = 7\cdot 10^{10}$ *см* $(x = R - R_0$, $R_\odot$ — радиус Солнца).

Толщина слоя плазмы, в котором существенно влияние неоднородности, также определяется ограничением на градиент концентрации:

$$\frac{\pi\omega}{\Lambda v_0} \frac{n_b}{n_{p0}} \leqslant \left|\frac{d\nu}{dx}\right|. \tag{4}$$

При этих условиях в неоднородной плазме, так же как в однородной [5, 12], в процессе квазилинейного взаимодействия на функции распределения потока $f(x, v)$ при $v_1(x) < v < v_2(x)$ образуется плато $f = f_п(x)\left(\frac{\partial f_п}{\partial v} = 0\right)$. В этом же интервале фазовых скоростей $v_ф = \omega/k \approx v$ формируется спектр возбужденных потоком плазменных волн. Поведение границ плато (и спектра) $v_1(x)$, $v_2(x)$ оказывается при условиях (3) и (4) весьма чувствительным к неоднородности плазмы.

Использование малого параметра — отношения энергии флуктуаций $W_k(0, v)$ к энергии возбужденных волн, $[\ln W_k(x, v)/W_k(0, v)]^{-1} \sim 1/\Lambda \ll 1$ [12], позволяет описать эволюцию $f(x, v)$ с помощью системы обыкновенных дифференциальных уравнений для границ плато $v_1(x)$ и $v_2(x)$:

$$\frac{6v_т^2}{v_1^3} \frac{dv_1}{dx} = -\frac{8\pi^2 e^2}{m\Lambda\omega}[f_п - f_0(v_1)] + \frac{d\nu}{dx}; \tag{5}$$

$$\frac{6v_{\text{т}}^2}{v_2^3}\,\frac{dv_2}{dx} = \frac{8\pi e^2}{m\Lambda\omega}\,[f_0(v_2) - f_{\text{п}}] + \frac{d\nu}{dx}, \tag{6}$$

где $f_{\text{п}} = 2\int\limits_{v_1}^{v_2} q f_0(q)\,dq/(v_2^2 - v_1^2)$ — высота плато.

Как видно из (6), скорость движения верхней границы плато $\frac{dv_2}{dx}$, которая в однородной плазме определяется положительным градиентом $f(x, v)$ на этой границе $\left.\frac{\partial f}{\partial v}\right|_{v=v_2} \sim f_0(v_2) - f_{\text{п}} > 0$, в неоднородной плазме оказывается существенно меньше за счет «отставания» резонансных плазмонов с $v_{\text{ф}} = \omega/k \approx v_2$ от потока, поскольку из (3) следует, что $\frac{dv_{\text{ф}}}{dx} = \frac{\omega^3}{6k^3 v_{\text{т}}^2}\,\frac{d}{dx}\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \approx \frac{v_2^3}{6v_{\text{т}}^2}\,\frac{d\nu}{dx} < 0$.

«Длину релаксации» L_2, соответствующую масштабу эволюции $v_2(x)$, можно оценить, используя известный интервал изменения $v_2(x)$ ($\delta v_2 \sim v_2 - v_0 \sim v_b$):

$$L_2 \sim \frac{v_b}{\left|\frac{dv_2}{dx}\right|} \gtrsim \frac{2\pi\omega}{\Lambda v_0}\,\frac{n_b}{n_{p0}}\left(\frac{d^2\nu}{dx^2}\right)^{-1}. \tag{7}$$

Как показано ниже, L_2 значительно превосходит характерный масштаб L_1 движения нижней границы плато $v_1(x)$. Как видно из (5), L_1 остается таким же, как в однородной плазме [12], так как оба слагаемых при $v_0 - v_1 \gtrsim v_b$ ($f_0(v_1) = 0$) имеют одинаковый знак и порядок (см. (3), (4)):

$$L_1 \sim L_{\text{одн}} \sim \frac{v_1}{\left|\frac{dv_1}{dx}\right|} \sim \frac{\Lambda v_0}{\omega}\,\frac{n_{p0}}{n_b}\left(\frac{v_{\text{т}}}{v_0}\right)^2. \tag{8}$$

В неоднородной плазме существенно меняется также спектр возбуждаемых потоком волн. Определяя из (1) произведение $W_k \frac{\partial f}{\partial v}$ на участке плато, где $\frac{\partial f}{\partial x} = \text{const}(v)$, и подставляя его в (2), получаем уравнение для $W_k(x, v)$. Его решение на больших расстояниях $x \gg L_1$

$$W_k(x, v) \approx \left(\frac{\Lambda}{\pi}\right)^2 \frac{n_b m v_0^3}{8\omega}\left(\frac{n_{p0}}{n_b}\right)^2 \frac{v_b}{v_0}\,\frac{d^2\nu}{dx^2}\left(\frac{v_0}{\omega}\right)^2\left(1 - \frac{v^4}{v_2^4}\right)\theta(v_2 - v), \tag{9}$$

где

$$\theta(z) = \begin{cases} 1 & (z > 0) \\ 0 & (z \leqslant 0) \end{cases},$$

показывает, что в неоднородной плазме интенсивность волн растет с уменьшением фазовой скорости $v = \omega/k$ (ростом k). Этот результат качественно отличается от спектра плазмонов в однородной плазме — $W_k^{(\text{одн})} \approx \frac{n_b m v_0^3}{6\omega}\left(\frac{v_0}{v_{\text{т}}}\right)^2\left(\frac{v}{v_0}\right)^6 \theta(v_0 - v)$ [12], убывающего к малым v.

Для численных оценок используем параметры корональной плазмы при $R \approx R_{\odot}$ $(x=0)$: $v_0 \sim c/3 \sim 10^{10}$ $см \cdot c^{-1}$, $v_b \lesssim 3 \cdot 10^9$ $см \cdot c^{-1}$, $\Lambda \sim 30$, $n_{p0} \sim 5 \cdot 10^8$ $см^{-3}$ $(\omega \approx \omega_{p0} \sim 1{,}3 \cdot 10^9$ $c^{-1})$, $T \sim 10^6$ K $(v_т \sim 4 \cdot 10^8$ $см \cdot c^{-1})$. Известные модели короны дают $\left|\frac{d\nu}{dx}\right| \sim (7 \div 12) R_{\odot}^{-1}$, $\frac{d^2\nu}{dx^2} \sim (60 \div \div 200) R_{\odot}^{-2}$ [13]. В результате из (3) и (4) находим ограничения на плотность потока электронов 1 $см^{-3} \lesssim n_b \lesssim 10$ $см^{-3}$, а из (7) — характерную «длину релаксации» $L_2 \sim 0{,}1$ $R_{\odot}$, которая оказывается на три порядка больше, чем в однородной плазме. На таких больших расстояниях при расчете спектра плазмонов в области $(v/v_т)^2 \lesssim 1$ необходимо, по-видимому, учитывать их поглощение в корональной плазме (затухание Ландау).

Автор благодарен В. М. Конторовичу за постоянный интерес и внимание к работе, а также В. О. Рапопорту и Н. Н. Герасимовой за полезное обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Железняков, Радиоизлучение Солнца и планет, изд. Наука, М., 1964.
2. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, В. Н. Цытович, Физика плазмы солнечной атмосферы, изд. Наука, М., 1977.
3. R. P. Lin, L. G. Evans, J. Fainberg, Astrophys. Lett., **14**, 191 (1973).
4. В. В. Зайцев, В. О. Рапопорт, Письма в Астрон. ж., **1**, 38 (1975).
5. Я. Б. Файнберг, В. Д. Шапиро, в сб. Взаимодействие пучков заряженных частиц с плазмой, изд. Наукова думка, Киев, 1965.
6. В. В. Железняков, В. В. Зайцев, Астрон. ж., **47**, 60 (1970).
7. C. C. Harvey, Solar. Phys., **40**, 193 (1975); Astron. and Astrophys., **47**, 31 (1976).
8. В. И. Вигдорчик, Астрон. ж., **56**, 391 (1979).
9. Yu. P. Bliokh, V. D. Shapiro, V. I. Shevchenko, Nuclear Fusion, **12**, 301 (1972).
10. Д. Д. Рютов, ЖЭТФ, **57**, 232 (1969).
11. Б. Н. Брейзман, Д. Д. Рютов, ЖЭТФ, **57**, 1401 (1969).
12. А. А. Веденов, Д. Д. Рютов, в сб. Вопросы теории плазмы, вып. 6, Атомиздат, М., 1972.
13. Г. Зирин, Солнечная атмосфера, изд. Мир, М., 1969.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
6 марта 1979 г.

STABILIZATION OF ELECTRON FLOWS IN AN INHOMOGENEOUS PLASMA OF THE SOLAR CORONA

V. I. Vigdorchik

Space evolution of the distribution function of a stationary electron flow and the spectrum of Lengmuir waves in a plasma the concentration of which decreases in the direction of the flow motion is considered. On the basis of one-dimensional quasilinear equations it is shown that the regular inhomogeneity of the coronal plasma is essential for stationary flows of small density and increases their «length of relaxation» up to the distance of an order of the characteristical dimension of the inhomogeneity.