

УДК 533.95

О ТОРМОЗНОМ ИЗЛУЧЕНИИ ПРОДОЛЬНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН ПОДТЕПЛОВЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ В ПЛАЗМЕ

А. В. АКОПЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 4 апреля 1983 г.)

Изучается свойство тормозного излучения продольных плазменных волн, созданных при столкновениях медленных электронов с ионами плазмы. Получена формула для спектральной интенсивности излучения. Исследуется вопрос неустойчивости излучения с учетом как бесстолкновительного, так и столкновительного поглощений на тепловых электронах плазмы.

В в е д е н и е

Процессы излучения и поглощения разнообразных мод волн при столкновениях заряженных частиц в плазменной среде в общем виде имеют сложный характер [1—3]. Изучение каждого конкретного вопроса взаимодействия волн со сталкивающимися зарядами представляет интерес для лучшего понимания процессов, происходящих в плазме. В настоящей работе рассматривается вопрос о тормозном излучении продольной плазменной волны (l -волна), созданной при столкновениях пробных неравновесных подтепловых электронов с ионами изотропной, однородной, полностью ионизованной плазмы. Будем считать, что выполняется условие ($\hbar = 1$)

$$\left(\frac{2\omega_{pe}}{m} \right)^{1/2} \ll v \ll v_{Te}, \quad (1)$$

где ω_{pe} — электронная плазменная частота, m — масса электрона, v — скорость пробных электронов, v_{Te} — средняя тепловая скорость электронов плазмы, являющейся максвелловской. Левая часть (1) выражает факт применимости квазиклассического приближения в этой работе.

В расчетах будем пренебрегать членами, пропорциональными малому параметру m/M_i (M_i — масса иона), описывающими смещение ионов при соударениях. Для простоты считается, что плотность пробных электронов n_0 намного меньше плотности тепловых электронов плазмы n_p ($n_0 \ll n_p$).

Ниже будут получены выражения для вероятности и интенсивности излучения для случая электрон-ионного парного столкновения. Затем будет обсужден вопрос о неустойчивости волн при коллективном торможении группы электронов на ионах. Рассматриваемая задача представляет интерес в том аспекте, что при условии (1) тормозное излучение l -волн практически является единственным излучением вблизи электронной плазменной частоты, и поэтому оно может служить хорошим объектом для

исследования на плазменном эксперименте, где присутствуют медленные электроны.

Вероятность излучения. Спонтанное излучение

Введем $W_v(\mathbf{x}, \mathbf{k})$ — вероятность того, что электрон со скоростью $\mathbf{v}$ при парном столкновении с ионом передает ему импульс отдачи $\mathbf{x}$ и испускает плазмон с волновым вектором $\mathbf{k}$. Воспользовавшись методом, развитым в [4], имеем

$$W_v(\mathbf{x}, \mathbf{k}) = (2\pi)^6 |\mathbf{M}|^2 \delta(\omega^l - (\mathbf{x} + \mathbf{k}) \cdot \mathbf{v}), \quad (2)$$

$$\omega \simeq \omega_{pe} \left(1 + \frac{3}{2} k^2 d^2 \right) + i \operatorname{Im} \omega, \quad |\operatorname{Im} \omega| \ll \omega_{pe}, \quad kd \ll 1,$$

$$\omega^l = \operatorname{Re} \omega \simeq \omega_{pe}.$$

Здесь d — дебаевский радиус плазмы, $\mathbf{M}$ — матричный элемент перехода, описывающий конверсию виртуальных продольных «волн» в реальные l -волны при одновременном рассеянии на собственном заряде пробного электрона и на динамической поляризации плазмы [4].

Решая совместно (методом малых возмущений) уравнение движения пробного электрона и кинетическое уравнение для плазмы, после ряда преобразований получаем

$$\begin{aligned} \mathbf{M} = & \frac{Z e^3}{2^{1/2} \pi^2 m \omega_{pe}^{3/2} k^2 \epsilon^l(\mathbf{x}, 0)} \left[\frac{\mathbf{x} \mathbf{k}}{x^2} + \frac{1}{\epsilon^{l0}(\mathbf{x} + \mathbf{k}, 0)} \times \right. \\ & \left. \times \left(\frac{\mathbf{x} \mathbf{k}}{x^2} (\epsilon^{l(e)*}(\mathbf{x} + \mathbf{k}, 0) - 1) - \frac{(\mathbf{x} + \mathbf{k}, \mathbf{k})}{|\mathbf{x} + \mathbf{k}|^2} (\epsilon^{l(e)}(\mathbf{x}, 0) - 1) \right) \right], \quad (3) \end{aligned}$$

где Z — кратность заряда иона, e — заряд электрона, ϵ^l — статическая диэлектрическая проницаемость плазмы [5], $\epsilon^{l(e)}$ — ее электронная компонента.

Проведя интегрирование (2) по $\mathbf{x}$ и пренебрегая малыми членами, для угловой зависимости вероятности получаем

$$W_v(\vartheta) = \frac{4Z^2 e^6 \pi}{m^2 \omega_{pe} v} \left[\sin^2 \vartheta \ln \frac{x_{\max} v}{\omega_{pe}} + \frac{1}{2} (3 \cos^2 \vartheta - 1) \right], \quad (4)$$

где ϑ — угол излучения между векторами $\mathbf{v}$ и $\mathbf{k}$, $x_{\max}$ — наибольший импульс передачи:

$$x_{\max} = \frac{mv^2}{2Ze^2} \quad \text{при} \quad \frac{Ze^2}{v} \gg 1, \quad (5)$$

$$x_{\max} = 2mv \quad \text{при} \quad \frac{Ze^2}{v} \ll 1.$$

При выводе формулы (4) был учтен тот факт, что согласно (1) и (5) $x_{\max} \gg x_{\min} \simeq \omega_{pe}/v$. Последнее условие, в свою очередь, означает, что излучение образуется в основном за счет столкновений с прицельными параметрами, меньшими дебаевского радиуса.

Из (4) видно, что вероятность испускания плазмона в направлении движения электрона в $\ln(z_{\max} v / \omega_{pe})$ раз больше, чем в перпендикулярном направлении.

С помощью (4) и (5) можно найти спектр интенсивности излучения, инкремент нарастания и т. д. Для спектральной интенсивности спонтанного излучения имеем

$$\frac{dI_{\omega}}{d\omega} = 4 \left(\frac{2}{3} \right)^{5/2} \frac{Z^2 e^6}{\pi^2 m^2 v v_{Te}^3} \sqrt{\frac{\omega - \omega_{pe}}{\omega_{pe}}} \ln \frac{z_{\max} v}{\omega_{pe}}. \quad (6)$$

Полученная формула справедлива только в узком интервале частот вблизи плазменной частоты $\omega \sim \omega_{pe}$. Отметим, что в том же диапазоне частот происходит тормозное излучение поперечной электромагнитной волны (t -волна). Однако при этом уровень интенсивности излучения t -волны по крайней мере в $(c/v_{Te})^3$ раз меньше (6). Тот факт, что в рассматриваемом случае кроме l -волн другие типы излучения отсутствуют, является характерной особенностью тормозного излучения медленных электронов в плазме.

Тормозная неустойчивость плазменных волн

В случае столкновения группы пробных электронов с ионами плазмы наряду со спонтанным тормозным излучением имеет место также вынужденное тормозное излучение. При этом в результате коллективного взаимодействия электронов с излучением число плазмонов N_k в единичном объеме волновых векторов со временем будет меняться по закону

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_k}{\partial t} = \sum_{j=1}^{n_i} \int < V_{v,j}(z, k) [(N_k + 1) f_p^{(e)} - \\ - N_k f_{p-k}^{(e)}] \delta(\epsilon_p - \epsilon_{p-k} - \omega) > \frac{dp d\mathbf{x}}{(2\pi)^3}, \end{aligned} \quad (7)$$

где суммирование проводится по всем ионам в единичном объеме плазмы, $V_{v,j}(z, k)$ — амплитуда вероятности, p, ϵ_p и $f_p^{(e)}$ — импульс, энергия и функция распределения пробных электронов. В (7) проводится усреднение по ансамблю равномерно (по Больцману) распределенных ионов с учетом их корреляции [6].

Из (7) при большой интенсивности излучения с учетом только вынужденного излучения в квазиклассическом пределе получаем

$$\frac{\partial N_k}{\partial t} = 2\gamma N_k,$$

где

$$\gamma = \frac{n_i}{2m} \int V_v(z, k) \left(z + k, \frac{\partial f_v^{(e)}}{\partial v} \right) F(z) \delta(\omega - (z + k)v) \frac{dz dv}{(2\pi)^3} \quad (8)$$

есть инкремент нарастания (декремент затухания), $F(z)$ — фурье-образ ионного коррелятора, n_i — плотность ионов.

Результаты дальнейших вычислений зависят от явного вида функции $f_v^{(e)}$. Можно убедиться в том, что при любом изотропном распределении

по скоростям $v < 0$, т. е. волны поглощаются за счет обратного тормозного эффекта.

Для иллюстрации тормозной неустойчивости обратимся к случаю, когда медленные электроны распределены в виде направленного потока таким образом, что функция распределения заметно уменьшается при $v = u \pm \Delta v$, где u — средняя скорость движения потока, Δv — небольшая ширина теплового разброса ($\Delta v \ll u$). В этом случае функцию распределения, нормированную на плотность n_0 , будем аппроксимировать следующим образом:

$$f_v^{(e)} = \begin{cases} \frac{n_0}{2\Delta v} & \text{при } |u - v| \leq 2\Delta v \\ 0 & \text{при } |u - v| > 2\Delta v. \end{cases} \quad (9)$$

Будем считать, что электроны в потоке распределены по пространству равномерно.

Подставляя (9) в (8) и используя (2) и (3), без учета малых членов низшего порядка получаем

$$\gamma = \frac{Ze^2 \omega_{pe}^2}{24 \pi m u^3} \frac{n_0}{n_p} \left(\ln \frac{x_{\max} u}{\omega_{pe}} - \frac{1}{2} \right). \quad (10)$$

Следует отметить, что в нашей задаче равновесные корреляции ионов практически не влияют на процесс усиления волн. Как видно из (10), характер развития волн не зависит от плотности и температуры плазмы. Характерное время усиления быстро уменьшается с уменьшением направленной скорости потока электронов.

Выше функцию распределения (10) мы считали стационарной в течение всего периода развития волн. Такое предположение обосновано тем, что в отличие от бесстолкновительного случая столкновения частиц в плазме могут привести к уменьшению искажения функции распределения на квазилинейной стадии развития [7].

Для выяснения истинной картины характера развития волн инкремент неустойчивости (10) необходимо сравнить с известными выражениями для декрементов бесстолкновительного и столкновительного затуханий плазменных волн на тепловых электронах плазмы [5]. Анализ показывает, что при длинах волн

$$\lambda > d \left(\ln \frac{m u^3}{e^2 n_0} \right)^{1/2} \quad (11)$$

тормозная неустойчивость пробных электронов будет доминировать над бесстолкновительным затуханием. С другой стороны, при плотностях электронов потока

$$n_0 \gg n_p \left(\frac{u}{v_{Te}} \right)^3 \quad (12)$$

нарастание волн будет происходить быстрее столкновительного затухания плазмы. Таким образом, при одновременном выполнении условий (11) и (12) излучение пробных электронов под действием вынужденного тормозного эффекта в целом будет усиливаться.

Исходя из (10), можно заключить, что при принятых выше предположениях хорошо выполняется условие, необходимое для существования линейных волн ($\gamma \ll \omega_{pe}$).

В плазме возможны также процессы столкновений подтепловых электронов между собой и с тепловыми электронами плазмы. Однако анализ показывает, что вклады от этих процессов в создание и усиление l -волн малы, так как матричные элементы соответствующих переходов пропорциональны $(kv/\omega_{pe})^2$ и $(kv_{Te}/\omega_{pe})^2$.

В заключение приведем некоторые численные оценки. Пусть температура плазмы $\sim 10^3$ эВ, плотности плазмы и потока: $n_p \sim 10^{15}$ см $^{-3}$, $n_0 \sim 10^{10}$ см $^{-3}$, средняя скорость потока $u \sim 10^8$ см/с. Тогда плазменные волны длиной $\lambda \gtrsim 10^{-1}$ см будут расти за характерное время $\tau^{-1} \sim 10^{-2}$ с.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бекефи Дж. Радиационные процессы в плазме. Изд. Мир, М., 1971.
2. Даусон Дж. Излучение плазмы. В сб. «Физика высокотемпературной плазмы». Изд. Мир, М., 1972.
3. Силин В. П., Урюпин С. А. ЖЭТФ, 81, 910 (1981).
4. Акопян А. В., Цытович В. Н. Физика плазмы, 1, 673 (1975).
5. Силин В. П., Рухадзе А. А. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. Госатомиздат, М., 1961.
6. Dawson J., Oberman C. Phys. Fluids, 6, 394 (1963).
7. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. Изд. Наука, М., 1979.

ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ ԵՆԹԱԶԵՐՄԱՅԻՆ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԵՐԿԱՅՆԱԿԱՆ ՊԼԱԶՄԱՅԻՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԱՐԳԵԼԱԿԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա. Վ. ՀԱԿՈՐՅԱՆ

Ուսումնասիրվում են դանդաղ էլեկտրոնների և պլազմայի իոնների բախումների դեպքում առաջացած պլազմային երկայնական ալիքների արգելակային ճառագայթման հատկությունները: Ստացված է բանաձև ճառագայթման սպեկտրալ ինտենսիվության համար: Հետազոտվում է ճառագայթման անկայունության հարցը՝ հաշվի առնելով ոչ բախումային և բախումային կլանումները պլազմայի ջերմային էլեկտրոնների վրա:

ON THE BREMSSTRAHLUNG FROM LONGITUDINAL PLASMA WAVES PRODUCED BY SUBTHERMAL ELECTRONS IN PLASMA

A. V. AKOPYAN

The properties of bremsstrahlung from longitudinal plasma waves produced at the interaction of slow electrons with plasma ions have been investigated. The problem of radiation instability was considered taking into account both the collisional and collisionless damping on thermal electrons in plasma.