ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXV, № 7 РАДИОФИЗИКА 1982

УДК 533.951

ИЗЛУЧЕНИЕ ИЗ ОГРАНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ РАССЕЯНИИ НЕУСТОЙЧИВЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН НА ИОННО-ЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЯХ

В. А. Балакирев

Изучается возбуждение излучения при рассеянии нарастающей из-за кинетической пучковой неустойчивости плазменной волны на ионно-звуковой волне плазменного волновода Показано, что радиационные потери энергии могут стабилизировать неустойчивость Найдены условия, при которых практически вся энергия плазменной волны трансформируется в излучение.

Электромагнитное излучение из ограниченной плазмы может в значительной степени определяться эффектами нелинейного взаимодействия волн [1–4]. Особый интерес представляет изучение нелинейных механизмов генерации излучения в случае неравновесной плазмы, когда в системе возможно эффективное возбуждение плазменных колебаний [5, 6]. В работах [7, 8] рассмотрен механизм возбуждения излучения, в основе которого лежит нелинейное взаимодействие усиливаемой моноэнергетическим электронным пучком плазменной волны и ионно-звуковой волны плазменного волновода. Ниже исследован такой механизм в случае электронного пучка с большим тепловым разбросом, когда плазменно-пучковая неустойчивость носит кинетический характер. Показано, в частности, что трансформация плазменных колебаний в излучение может приводить к стабилизации неустойчивости.

Рассмотрим однородный плазменный цилиндр радиуса a с холодными ионами и горячими электронами $T_e \gg T_i$. Пусть вдоль цилиндра движется трубчатый пучок электронов. Для простоты будем считать, что пучок бесконечно тонкий. Кроме этого примем, что радиусы пучка и плазмы совпадают. Система помещена во внешнее магнитное поле, силовые линии которого параллельны оси волновода. Электроны пучка и плазмы будем считать замагниченными, а влиянием магнитного поля на движение ионов будем пренебрегать.

Пусть в волноводе возбуждены две собственные волны с частотами ω_l, ω_s и продольными волновыми числами k_l и k_s, причем волна с частотой ω_l принадлежит к одной из плазменных ветвей, а волна с частотой ω_s — к какой-либо ионно-звуковой ветви [9]. В общем случае пучок с достаточно большим разбросом по скоростям Δv,

$$\Delta v \gg (N_b/N_p)^{1/3} v_0,$$

где v_0 — средняя скорость пучка, N_b и N_p — число частиц на единицу длины пучка и плазмы соответственно, будет возбуждать колебания в широком интервале фазовых скоростей ($v_0 - \Delta v < v_{fl} < v_0$). Выделить монохроматическую волну можно путем предварительной модуляции пучка [10].

В рамках слабой нелинейности рассеяние усиливаемой пучком плазменной волны на индуцированной ионно-звуковой волной периодической неоднородности плотности плазмы приведет к возбуждению волн на комбинационных частотах $\omega_l \pm \omega_s$ с продольными волновыми числами $k_l \pm k_s$. Если для одной из комбинационных волн выполняется условие излучения в вакуум $v_f = \omega/k > c$, то такая волна будет излучаться [1–3] и выносить энергию из объема плазмы. В рассматриваемом нами случае, когда волны распространяются в одном направлении, условие излучения может выполняться только для комбинационной волны с разностной частотой.

Будем считать условие

$$\frac{\omega_t}{k_t} = \frac{\omega_l - \omega_s}{k_l - k_s} > c$$

выполненным. Тогда учет реакции излучения на собственные колебания волновода приводит к следующей системе уравнений для амплитуд ВЧ и НЧ волн, записанной в безразмерных переменных:

$$dC_l/d\tau = -\sigma C_l C_s^2 + 16\pi \int\limits_0^{1/2} d\xi_0 \int\limits_{-\nu_m}^{\nu_m} d\nu_0 \nu_0 \sin 2\pi\xi; \tag{1}$$

$$dC_s/d\tau = \sigma C_s C_l^2; \tag{2}$$

$$d\nu/d\tau = -0{,}5 C_l \pi^{-1} \sin 2\pi\xi, \quad d\xi/d\tau = \nu. \tag{3}$$

Здесь

$$\nu = \frac{k_l(v - v_{fl})}{2\pi\gamma_L}, \quad \xi = \frac{k_l z - \omega_l t}{2\pi}$$

— безразмерные скорость и координата, $\tau = \gamma_L t$,

$$\gamma_L = \frac{\pi}{2}\,\omega_l \frac{N_b}{N_p}\, v_{gl}\, v_{fl}\, \frac{\partial f_0}{\partial v}\bigg|_{v=v_{fl}}$$

— линейный инкремент кинетической пучковой неустойчивости, v_{gl} и v_{fl} — групповая и фазовая скорости нарастающей волны,

$$C_l = a_l/\tilde{a}_l, \quad C_s = a_s/\tilde{a}_s$$

— безразмерные амплитуды ВЧ и НЧ волн,

$$\tilde{a}_l = \frac{m\gamma_L^2}{ek_l J_0(\lambda_l)}, \quad \tilde{a}_s = \sqrt{\frac{k_s}{k_l}\frac{v_{gs}}{v_{gl}} J_0^2(\lambda_l) \frac{v_{Te}^2}{\omega_l^2}}\,\tilde{a}_l,$$

$$\sigma = \frac{1}{2\pi}\left(\frac{\gamma_L}{\omega_l}\right)^3 P_l \frac{v_{fl} v_{fs}}{v_{Te}^2} \frac{k_s}{k_l} \frac{Q^2}{d^2} \sin^2\varphi,$$

$$\lambda_l = k_l a n_{\parallel}^{(l)}, \quad n_{\parallel}^{(\alpha)} = \left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_\alpha^2} - 1\right)^{1/2}, \tag{4}$$

$$Q = \int\limits_0^1 J_0(\lambda_l\xi) I_0(\lambda_t\xi)\,\xi d\xi,$$

$\lambda_t = n_{\parallel}^{(t)} a\,(\omega_t/c)\sin\varphi$, $\varphi = \arccos(k_t c/\omega_t)$ — угол, под которым излучается электромагнитная волна, $P_l = \omega_{pe}^2\, a^2/c^2$ — погонная плотность плазмы,

$$d^2 = [\lambda_l I_1(\lambda_l) J_0(\varkappa_l) + \varkappa_l J_1(\varkappa_l) I_0(\lambda_l)]^2 + \\ + [\lambda_l I_1(\lambda_l) N_0(\varkappa_l) + \varkappa_l I_0(\lambda_l) N_1(\varkappa_l)]^2, \quad \varkappa_l = a\omega_l \sin\varphi / c, \tag{5}$$

v_m — максимальная скорость резонансных частиц пучка [10, 11].

Коэффициенты (4), (5) вычислены для ионно-звуковой волны с минимальным поперечным волновым числом λ_s/a, $|\lambda_s| = \sqrt{|k_s^2 - (\omega_s^2/v_s^2)|}\, a \ll 1$, $v_s^2 = T_e/M$.

Энергия, излучаемая единицей длины волновода, связана с безразмерными амплитудами колебаний соотношением

$$W = \frac{mN_b v_f^2}{2} \pi \left(\frac{\gamma_L}{\omega_l}\right)^3 \sigma v_{fl}^2 \frac{\partial f_0}{\partial v_f} \int_0^\infty C_s^2 C_l^2 \, d\tau. \tag{6}$$

В отсутствие ионно-звуковой волны система уравнений (1)—(3) описывает возбуждение монохроматической плазменной волны размытым в пространстве скоростей электронным пучком [10, 11]. При малых амплитудах плазменной волны уравнения движения пучка можно линеаризовать. В результате вместо уравнений (1)—(3) получим

$$dC_l/d\tau = -\sigma C_l C_s^2 + C_l, \quad dC_s/d\tau = \sigma C_s C_l^2. \tag{7}$$

Из первого уравнения системы (7) вытекает, что при достаточно большой начальной амплитуде ионно-звуковой волны,

$$C_{s0} > 1/\sqrt{\sigma}, \tag{8}$$

потери на излучение превышают рост плазменной волны за счет пучка. Таким образом, радиационные потери энергии плазменной волны могут стабилизировать кинетическую неустойчивость. В размерных единицах условие стабилизации (8) можно записать в следующем виде:

$$\left(\frac{ea_{s0}}{T_e}\right)^2 > \frac{\gamma_L}{\omega_l} \frac{2\pi d^2}{Q^2 P_e} \frac{v_{fl}}{v_{gl} \sin^2\varphi}. \tag{9}$$

Рассмотрим теперь случай малых начальных амплитуд ионно-звуковой волны, когда выполняется условие $\sigma C_{s0}^2 \ll 1$. Неявная зависимость амплитуды НЧ волны от времени, вытекающая из системы уравнений (7), имеет следующий вид:

$$\rho^2 \int_1^{(C_s/C_{s0})^2} \frac{dx}{x(1 + q^2 + \rho^2 \ln x - x)} = \tau, \tag{10}$$

где $\quad q^2 = C_{l0}^2 / C_{s0}^2, \quad \rho = 1/\sigma C_{s0}^2.$

Согласно (10) с ростом τ амплитуда ионно-звуковой волны растет и при $\tau \to \infty$ стремится к постоянному значению $C_s(\infty) = C_{s0} x_*^{1/2}$, где x_* — корень уравнения

$$1 + q^2 - x + \rho^2 \ln x = 0.$$

Он легко находится приближенно, если предположить, что $\rho^2 \gg 1$, q^2:

$$x_* = \rho^2 \ln \rho^2.$$

Исследуем теперь поведение плазменной волны. На начальной стадии неустойчивости, когда радиационные потери энергии плазменной волны малы, ее амплитуда растет по экспоненциальному закону. С ростом C_l увеличивается C_s и, следовательно, уменьшается нелинейный инкремент $\Gamma_{NL} = 1 - \sigma C_s^2$. Рост амплитуды C_l замедляется и в момент времени

$$\tau_0 = \rho^2 \int_1^{\rho^2} \frac{dx}{x(1+q^2+\rho^2 \ln x - x)} \approx \ln \frac{\rho^2 \ln \rho^2}{1+q^2} \tag{11}$$

достигает максимального значения:

$$C_{lm}^2 = C_{l0}^2 + C_{s0}^2 + \sigma^{-1} \ln(\rho^2 e^{-1}) \approx \sigma^{-1} \ln(\rho^2 e^{-1}). \tag{12}$$

Затем амплитуда плазменной волны монотонно уменьшается и стремится к нулю.

Излучаемую энергию можно вычислить по формуле (6), которая с учетом (7) принимает вид

$$W = \frac{mN_b v_{fl}^2}{2} \frac{\pi}{2} \left(\frac{\gamma_L}{\omega_l}\right)^3 v_{fl}^2 \frac{\partial f_0}{\partial v_{fl}} \frac{1}{\sigma} \ln \rho^2.$$

Необходимо отметить, что проведенное выше рассмотрение справедливо при сравнительно небольших амплитудах плазменной волны, когда можно не учитывать изменение функции распределения резонансных частиц пучка. Как показано в работах [10, 11], в выбранных безразмерных переменных захват резонансных частиц пучка плазменной волной ограничивает амплитуду C_l на уровне порядка 10. Очевидно, что приближение линейного пучка оправдано, если

$$C_{lm} \approx \sqrt{\sigma^{-1} \ln(\rho^2 e^{-1})} \ll 10. \tag{13}$$

Видно, что условие (13) слабо зависит от начальной амплитуды ионно-звуковой волны и определяется в основном параметрами пучка и плазмы.

Рассмотрим теперь случай $C_{lm} \gg 10$. При выполнении этого условия процесс можно разбить на две стадии. На первой стадии перекачка энергии плазменной волны в излучение несущественна. Неустойчивость ограничивается захватом резонансных частиц пучка плазменной волной, а фазовое перемешивание приводит к установлению стационарной амплитуды. Характерное время первой стадии $\tau_1 \sim 15$. На второй стадии рассеяние плазменной волны на ионном звуке приведет к перекачке ее энергии в излучение.

Система уравнений, описывающая вторую стадию неустойчивости, может быть представлена в виде

$$dC_l/d\tau = -\sigma C_l C_s^2, \quad dC_s/d\tau = \sigma C_s C_l^2. \tag{14}$$

Начальные условия должны быть выбраны следующими: $C_l(0) \simeq 10$, $C_s(0) = C_{s0}$.

Решение этой системы показывает, что на второй стадии процесса за времена порядка $\tau_2 \sim 1/200\sigma$ амплитуда плазменной волны затухает, а амплитуда ионно-звуковой волны возрастает до значения $C_s(\infty) \approx 10$, причем практически вся энергия плазменной волны перекачивается в излучение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов А. А., Рютов Д. Д — ЖЭТФ, 1965, **48**, с. 684.
2. Рютов Д. Д — ДАН СССР, 1965, **164**, с. 1273.
3. Аланакян Ю Р — ЖТФ, 1966, **36**, с. 806.
4. Балакирев В. А — Изв вузов — Радиофизика, 1979, **22**, № 7, с. 892.
5. Рабинович М. И., Реутов В. П — Изв. вузов — Радиофизика, 1973, **16**, № 6, с. 815.
6. Азаренков Н А, Куклин В М.— Радиотехника и электроника, 1980, **25**, с. 1691.

7. Балакирев В. А., Толстолужский А. П.— ЖТФ, 1979, **49**, с. 1638.
8. Балакирев В. А., Толстолужский А. П.— Физика плазмы, 1981, **7**, с. 119.
9. Кондратенко А. Н. Плазменные волноводы — М.: Атомиздат, 1976.
10. Шапиро В. Д, Шевченко В. И — Изв. вузов — Радиофизика, 1976, **19**, № 5—6, с. 767.
11. Онищенко И. Н., Линецкий А. Р., Мациборко Н. Г, Шапиро В. Д., Шевченко В. И.— Письма в ЖЭТФ, 1965, **5**, с. 228.

Поступила в редакцию
23 ноября 1981 г.

RADIATION FROM A LIMITED PLASMA WHEN UNSTABLE PLASMA WAVES ARE SCATTERED BY ION-SOUND OSCILLATIONS

V. A. Balakirev

Radiation excitation is studied when a plasma wave (increased due to the kinetic beam instability) is scattered by an ion-sound wave of the plasma waveguide It is shown that radiation losses of the energy may stabilize the instability Conditions have been found when practically all the energy transformes into the radiation

---

ГОТОВИТСЯ К ПУБЛИКАЦИИ

ОБЗОР Г. И. МАКАРОВА, Л. И. ФЕДОРОВОЙ «МЕТОД МНОГОКРАТНО ОТРАЖЕННЫХ ВОЛН В ЗАДАЧЕ О РАСПРОСТРАНЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В РЕГУЛЯРНЫХ ВОЛНОВОДАХ»

(Радиофизика, № 12, 1982)

Работа посвящена систематическому исследованию и обоснованию метода многократно отраженных волн (скачков) в задаче о распространении длинных и сверхдлинных волн в изотропном регулярном волноводном канале Земля — ионосфера. Детально анализируются различные математические формулировки метода, связанные с суммами контурных (в частности, путевых) интегралов, с модифицированными (двойными бесконечными) рядами зональных гармоник, в виде разложения по плоским волнам, в виде лучевого разложения и квазилучевого разложения с дифракционными поправками Уэйта. Отмечается, что эти представления поля либо не полны, либо не имеют приписываемой им интерпретации в виде земной волны и бесконечной суммы волн, последовательно отражающихся от стенок волновода. Развивается и иллюстрируется строгий подход к проблеме представления поля в волноводе в виде ряда многократно отраженных волн. При таком подходе удается показать, что точное решение краевой задачи наряду с разложением поля по скачкам содержит и разложение по волнам иного типа, механизм распространения которых связан с эффектом конечной проводимости областей, ограничивающих волновод, и с эффектом ненулевой кривизны стенок волновода. Уточняются некоторые свойства дифракционных лучей в волноводе. Приведен исторический обзор работ, посвященных развитию и некоторым приложениям метода скачков.