

УДК 538.574.4

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА СОБСТВЕННЫХ ВОЛНАХ ПОЛУОГРАНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ

Н. А. Азаренков, В. М. Воробьев, А. Н. Кондратенко

Рассмотрена линейная стадия параметрической неустойчивости низкочастотных и высокочастотных поверхностных волн. Найдены инкременты и пороги неустойчивости. Показано, что в отличие от высокочастотных параметрических неустойчивостей инкременты низкочастотных неустойчивостей могут быть отличными от нуля при нормальном падении волны накачки.

1. ВВЕДЕНИЕ

Электромагнитная волна, проникающая в ограниченную плазму, может эффективно взаимодействовать с поверхностными волнами, направляемыми границей плазмы. Параметрическое взаимодействие электромагнитной волны с высокочастотными (ВЧ) поверхностными волнами рассматривалось в [1, 2]. В [1] исследовалась линейная стадия параметрической неустойчивости, проникающей в плазменное полупространство электромагнитной волны, относительно раскачки двух ВЧ поверхностных волн одинаковой частоты. В [2] рассмотрено параметрическое взаимодействие ВЧ поля с полуограниченной плазмой, которое определяется неустойчивостью относительно раскачки ВЧ поверхностных и несобственных низкочастотных (НЧ) колебаний. В работах [3] изучалось рассеяние внешнего однородного ВЧ поля, ориентированного параллельно границе, в ВЧ и НЧ поверхностные волны на частицах плазмы с резкой границей. В работе [4] исследовался процесс индуцированного рассеяния внешнего однородного ВЧ поля, ориентированного перпендикулярно границе, в НЧ поверхностную волну на частицах плазмы. В результате этого рассеяния излучается несобственная электромагнитная волна.

В настоящей работе в приближении фиксированных фаз рассмотрена неустойчивость скинующейся в плазме ВЧ электромагнитной волны относительно раскачки ВЧ и НЧ поверхностных волн, а также неустойчивость волны накачки частоты $\omega_0 \leq \sqrt{2}\Omega_i$ ($\Omega_i = (4\pi e^2 n_0/m_i)^{1/2}$) относительно раскачки ионно-звуковых поверхностных волн. Исследованы инкременты и пороги неустойчивостей. Показано, что в случае распада внешней электромагнитной волны на поверхностные волны, имеющие противоположные направления распространения в плоскости падения волны, инкремент неустойчивости не равен нулю при нормальном падении. Если же волна накачки возбуждает две ионно-звуковые поверхностные волны одинаковой частоты, распространяющиеся симметрично относительно плоскости падения волны накачки, при нормальном падении неустойчивость не развивается.

2. «СИММЕТРИЧНЫЙ» РАСПАД

Пусть на однородную плазму, занимающую область $x > 0$, наклонно падает электромагнитная волна с частотой $\omega_0 \leq \sqrt{2}\Omega_i$ и волновым вектором $\mathbf{k}^{(i)}$, образующим угол θ с осью x . Вектор электрического поля падающей волны лежит в плоскости $\mathbf{k}^{(i)}$, т. е.

$$E^{(t)} = (-\sin \theta x_0 - \cos \theta y_0) H_z, \quad H_z = E_0 e^{i\psi}, \quad (1)$$

где

$$\psi = -\omega_0 t + k_0 \sin \theta y - k_0 \cos \theta x, \quad k_0 = \omega_0 c^{-1}.$$

Волна такой частоты в плазме скинруется. В этом диапазоне частот становится существенной пространственная дисперсия, и компоненты поля волны в плазме ($x > 0$) имеют вид [4]

$$E_x^{(t)} = -\frac{k_y}{k_0 \epsilon_0} T E_0 \left(e^{-k_1 x} - \frac{e^{-k_2 x}}{l_0} \right) e^{i\psi_1},$$

$$E_y^{(t)} = i \frac{T E_0}{k_0 \epsilon_0} \left(k_1 e^{-k_1 x} - \frac{k_2^2}{k_2 l_0} e^{-k_2 x} \right) e^{i\psi_1}, \quad (2)$$

$$H_z^{(t)} = T E_0 e^{-k_1 x} e^{i\psi_1},$$

где

$$\psi_1 = k_y y - \omega_0 t, \quad k_y = k_0 \sin \theta, \quad k_1 = \sqrt{k_y^2 - k_0^2 \epsilon_0},$$

$$k_2 = \sqrt{k_y^2 - \frac{\omega_0^2 \epsilon_0}{v_T^2 \epsilon_{i0}}}, \quad v_T^2 = \frac{T_e}{m_e}, \quad l_0 = \frac{\omega_0^2 \epsilon_{i0}}{\Omega_e^2}, \quad \epsilon_0 = \epsilon_{i0} -$$

$$-\frac{\Omega_e^2}{\omega_0^2}, \quad \epsilon_{i0} = 1 - \frac{\Omega_i^2}{\omega_0^2}, \quad \Omega_e^2 = \frac{4\pi e^2 n_0}{m_e}, \quad T = 2 \cos \theta \left[\cos \theta + \right. \\ \left. + \frac{i}{\epsilon_0} \left(\frac{k_1}{k_0} - \frac{k_0 \sin^2 \theta}{k_2 l_0} \right) \right]^{-1},$$

n_0 — равновесная плотность плазмы, m_e , m_i — массы электронов и ионов соответственно.

Падающая на плазму электромагнитная волна может взаимодействовать с НЧ поверхностными волнами, которые существуют в области частот $\omega \leq \Omega_i / \sqrt{2}$. Условия пространственно-временного синхронизма падающей волны с поверхностными волнами имеют вид

$$\omega_0 = \omega^{(+)} + \omega^{(-)}, \quad k_\tau^{(t)} = k^{(+)} + k^{(-)}. \quad (3)$$

Индекс τ означает проекцию вектора на плоскость $x = 0$, $h^{(\pm)}$ — волновые векторы поверхностных волн. Рассмотрим распад волны накачки на две поверхностные волны одинаковой частоты, распространяющиеся под одинаковыми углами к направлению $k_\tau^{(t)}$. В плазме поля поверхностных E -волн в линейном приближении имеют следующий вид:

$$H_\tau^{(\pm)} = \left(\mp \frac{\alpha}{\gamma} y_0 + z_0 \right) H^{(\pm)}(0) \exp(-x_1 x + i\varphi^{(\pm)}) + \text{к.с.},$$

$$E_x^{(\pm)} = -\frac{h^2}{\gamma k \epsilon} H^{(\pm)}(0) \left(e^{-x_1 x} - \frac{e^{-x_2 x}}{l} \right) e^{i\varphi^{(\pm)}} + \text{к.с.}, \quad (4)$$

$$E_z^{(\pm)} = \frac{i}{k \epsilon} H^{(\pm)}(0) \left(x_1 e^{-x_1 x} - \frac{h^2}{x_2 l} e^{-x_2 x} \right) \left(y_0 \pm \frac{\alpha}{\gamma} z_0 \right) e^{i\varphi^{(\pm)}} + \text{к.с.},$$

где $\varphi^{(\pm)} = \gamma y \pm \alpha z - \omega t$, γ и α — проекции вектора h на оси y и z ,

$$k = \omega c^{-1}, \quad \epsilon = \epsilon_i - \frac{\Omega_e^2}{\omega^2}, \quad \epsilon_i = 1 - \frac{\Omega_i^2}{\omega^2}, \quad x_1 = \sqrt{h^2 - k^2 \epsilon},$$

$$x_2 = \sqrt{h^2 - \frac{\omega^2 \varepsilon}{v_T^2 \varepsilon_i}}, \quad h^2 = \alpha^2 + \gamma^2, \quad \gamma = k \sin \theta, \quad l = \frac{\omega^2 \varepsilon_i}{\Omega_e^2}.$$

Для описания трехволнового взаимодействия воспользуемся системой уравнений Максвелла и уравнений гидродинамики:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}^{(\pm)}}{\partial t} + \frac{e}{m_e} \mathbf{E}^{(\pm)} + \frac{v_T^2}{n_0} \nabla n_e^{(\pm)} &= -\nabla (\mathbf{v}_1^{(l)} \mathbf{v}_1^{(\mp)*}) + \frac{v_T^2}{n_0^2} \nabla (n_1^{(l)} n_1^{(\mp)*}), \\ \frac{\partial n^{(\pm)}}{\partial t} + \operatorname{div} (n_0 \mathbf{v}^{(\pm)}) &= -\operatorname{div} (n_1^{(l)} \mathbf{v}^{(\mp)*} + n_1^{(\mp)*} \mathbf{v}_1^{(l)}), \\ \frac{\partial \mathbf{u}^{(\pm)}}{\partial t} &= \frac{e}{m_i} \mathbf{E}^{(\pm)}, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E}^{(\pm)} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}^{(\pm)}}{\partial t}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{H}^{(\pm)} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}^{(\pm)}}{\partial t} + \frac{4\pi e}{c} [n_0 (\mathbf{u}^{(\pm)} - \mathbf{v}^{(\pm)}) - n_1^{(l)} \mathbf{v}_1^{(\mp)*} - n_1^{(\mp)*} \mathbf{v}_1^{(l)}]. \end{aligned} \tag{5}$$

Индекс «1» указывает на то, что соответствующие величины нужно брать в линейном приближении. Вкладом ионов в нелинейные члены (5) пренебрегаем. В этих уравнениях не учитывается обратное влияние поверхностных волн на волну накачки. Влияние возбуждаемых поверхностных шумов на проникновение нормально падающей электромагнитной волны обсуждалось в [5].

Граничные условия получаются интегрированием системы уравнений (5) по тонкому пограничному слою и оказываются следующими:

$$v_x^{(\pm)}(0) = 0, \quad \{H_x^{(\pm)}\}_{x=0} = \{E_x^{(\pm)}\}_{x=0} = 0. \tag{6}$$

Условие $v_x^{(\pm)} = 0$ становится необходимым при учете теплового движения, которое является существенным для нашего диапазона частот, и приводит к тому, что нелинейный поверхностный ток отсутствует.

Решая систему уравнений (5), (6) с учетом (2), (4), после несложных, но громоздких вычислений [6] получим уравнение связи для волн

$$D^{(\pm)} H^{(\pm)}(0) = N^{(\pm)} H^{(\mp)*}(0), \tag{7}$$

где $D^{(\pm)} = \alpha_1 + \varepsilon \alpha_0 - (h^2/x_2 l)$. Коэффициенты связи волн $N^{(\pm)}$ будут приведены ниже.

Из (7) легко получить дисперсионное уравнение

$$D^{(-)} D^{(+)*} = N^{(-)} N^{(+)*}. \tag{8}$$

В отсутствие внешней электромагнитной волны ($N^{(\pm)} = 0$) уравнения $D^{(\pm)} = 0$ описывают дисперсию низкочастотных поверхностных волн ($\omega \ll \Omega_i/\sqrt{2}$), которая достаточно полно исследована в [6]. Присутствие внешней электромагнитной волны ($N^{(\pm)} \neq 0$) приводит к возможности распадной неустойчивости, в результате развития которой амплитуды НЧ поверхностных волн экспоненциально растут во времени. При учете диссипативных эффектов, таких, как столкновение электронов с ионами, затухание Ландау, $\operatorname{Im} D^{(\pm)} \neq 0$. Это и обуславливает пороговый характер неустойчивости. Выражения для $\operatorname{Im} D^{(\pm)}$ приведены в [6], поэтому мы их не выписываем. Из уравнения (8) инкремент неустойчивости можно записать в виде

$$\delta = -\frac{\Gamma^{(+)} + \Gamma^{(-)}}{2} + \left[\left(\frac{\Gamma^{(+)} - \Gamma^{(-)}}{2} \right)^2 + \sigma^{(-)} \sigma^{(+)*} \right]^{1/2}, \tag{9}$$

где

$$\Gamma^{(\pm)} = \text{Im } D^{(\pm)} \left(\frac{\partial D^{(\pm)}}{\partial \omega^{(\pm)}} \right)^{-1},$$

$$\sigma^{(\pm)} = N^{(\pm)} \left(\frac{\partial D^{(\pm)}}{\partial \omega^{(\pm)}} \right)^{-1}.$$

Пороговое значение амплитуды накачки легко найти из условия

$$\sigma^{(-)} \sigma^{(+)*} = \Gamma^{(-)} \Gamma^{(+)}.$$
 (10)

Если $\sigma^{(-)} \sigma^{(+)*} > \Gamma^{(-)} \Gamma^{(+)}$, то неустойчивость в среде развивается.

В этой части работы рассматривается «симметричный» распад, т. е. $\omega^{(\pm)} \equiv \omega$, $\sigma^{(\pm)} \equiv \sigma$, $\Gamma^{(\pm)} \equiv \Gamma$. При условии $(v_T/c) (\Omega_e/\omega) \ll 1$ (нормальный скин-эффект) коэффициент взаимодействия представляется в виде

$$N^{(\pm)} \equiv N = \frac{e T E_0}{m_e v_s^2} \frac{\Omega_i^2}{\omega^2} \sin \theta F \left(\frac{\Omega_i}{\omega} \right),$$

$$F \left(\frac{\Omega_i}{\omega} \right) = \frac{2}{\varepsilon_i^2 - 1} - \frac{a \varepsilon_i}{\varepsilon_{i0} + \varepsilon_i (1 + 2a)} \left(\frac{1}{1 - \varepsilon_i^2} + \frac{a \varepsilon_i}{1 + 2a} \right) -$$

$$- \frac{a \varepsilon_i}{\varepsilon_{i0}} \left(2 + \frac{a \varepsilon_i}{1 + 2a} \right),$$

$$a = \left[\frac{\varepsilon_{i0}}{\varepsilon_i (1 - \varepsilon_i^2)} \right]^{1/2}.$$
 (11)

В области частот $\omega^2 \ll \Omega_i^2$, где НЧ поверхностная волна становится звуковой, при условии нормального скин-эффекта находим

$$\sigma \approx \frac{e |T E_0|}{5 m_i v_s} \frac{\omega^4}{\Omega_i^4} \sin \theta.$$
 (12)

Звуковые поверхностные волны характеризуются сравнительно малыми декрементами затухания [6] и, следовательно, будут раскачиваться при амплитудах волн накачки, удовлетворяющих условию

$$\frac{|T E_0|}{\sqrt{8\pi n_0 T_e}} > \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \frac{\Omega_i^3}{\omega^3} \frac{1}{\sin \theta}.$$

Для ионных поверхностных волн $\omega \approx \Omega_i/\sqrt{2}$ ($\varepsilon_i \approx -1$)

$$\sigma \approx \frac{3\sqrt{2}}{4} \frac{e |T E_0|}{m_i \Omega_i} \alpha \sin \theta.$$
 (13)

Затухание ионных поверхностных волн возрастает по мере приближения ω к граничной частоте. Из (13) видно, что и инкремент в этом диапазоне частот имеет такую же скорость роста. Поэтому величина пороговой напряженности поля в данном диапазоне частот не будет возрастать:

$$\frac{|T E_0|}{\sqrt{8\pi n_0 T_e}} > \frac{8}{3} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \frac{1}{\sin \theta}.$$

Из (11)–(13) видно, что при нормальном падении волны накачки

«симметричные» НЧ поверхностные волны, так же как и ВЧ поверхностные волны [1], не взаимодействуют. С ростом угла падения волны инкремент распадной неустойчивости увеличивается, а порог, соответственно, уменьшается.

3. РАСПАД В ПЛОСКОСТИ ПАДЕНИЯ ВОЛНЫ НАКАЧКИ

Рассмотрим случай, когда волновые векторы $h^{(\pm)}$ лежат в плоскости падения, причем $h^{(+)}$ ориентирован по $k_{\tau}^{(i)}$, а $h^{(-)}$ в обратном направлении ($\omega^{(+)} > \omega^{(-)}$), т. е. ионно-звуковые поверхностные волны распространяются навстречу. Законы сохранения (3) для тангенциальных составляющих волновых векторов в этом случае переписутся в виде

$$k_z = h^{(+)} - h^{(-)}. \quad (14)$$

Поскольку $h^{(+)}, h^{(-)} \gg k_z$, то $\omega^{(+)} \approx \omega^{(-)} = \omega$, $\omega_0 \approx 2\omega$. Тогда в условиях нормального скин-эффекта коэффициент взаимодействия звуковых поверхностных волн ($\omega^2 \ll \Omega_i^2$), получаемый, так же, как и в первом разделе работы с точностью до членов порядка $(k_z/h) \ll 1$,

$$N \approx \frac{e |TE_0|}{m_e \omega^2} \frac{\Omega_i^2 h^3}{\omega^2 k}. \quad (15)$$

Инкремент неустойчивости, определяемый (9), для рассматриваемого процесса запишется в виде

$$\delta \approx -\Gamma + \sigma, \quad \sigma \approx \frac{e |TE_0|}{m_i v_s} \frac{\omega^4 h}{\Omega_i^4 k}. \quad (16)$$

Из (15), (16) видно, что коэффициент взаимодействия звуковых поверхностных волн, распространяющихся навстречу, слабо зависит от угла падения, так как $h \gg k_z$. В отличие от ВЧ распадов, а также от «симметричного» НЧ распада, рассмотренного во втором разделе работы, неустойчивость, изучаемая в этом разделе, существует и при нормальном падении. Неустойчивость будет развиваться, если выполняется условие

$$\frac{|TE_0|}{\sqrt{8\pi n_0 T_e}} > \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \frac{v_s}{c} \frac{\Omega_i^3}{\omega^3},$$

которое осуществляется при достаточно низких амплитудах волны накачки.

Взаимодействие НЧ поверхностных волн, рассмотренное в этом разделе, отличается от соответствующего процесса для ВЧ волн. ВЧ поверхностные волны не взаимодействуют при нормальном падении волны накачки [1]. Это обстоятельство связано с тем, что нелинейные добавки к полям поверхностных волн, обусловленные нелинейностью уравнений (5), компенсируются нелинейным поверхностным током и коэффициент взаимодействия N оказывается равным нулю. Т. е. нелинейный поверхностный ток при нормальном падении экранирует волну накачки. Для НЧ поверхностных волн, в силу равенства нулю нормальной составляющей гидродинамической скорости на границе плазма — вакуум, нелинейный поверхностный ток отсутствует и взаимодействие волн есть.

Процесс, рассматриваемый в этом разделе, отличается от «симметричного» процесса, исследованного во втором разделе, расположением векторов электрических полей взаимодействующих волн. Для «симмет-

ричного» распада, при нормальном падении внешней волны, векторы электрического поля волны накачки и поверхностных волн взаимно перпендикулярны, движения частиц плазмы, обусловленные этими полями, независимы, и, следовательно, неустойчивость отсутствует. Если же электромагнитная волна падает наклонно на плазменное полупространство, то проекции векторов электрического поля поверхностных волн на плоскость падения существуют. Коэффициент взаимодействия для «симметричного» распада пропорционален γ .

В этом разделе исследуется процесс, когда все волны лежат в одной плоскости, поэтому коэффициенты взаимодействия, пропорциональные скалярным произведениям векторов электрического поля волны накачки и поверхностных волн, отличны от нуля даже при нормальном падении внешней волны. Коэффициенты взаимодействия в этом случае значительно больше, чем для «симметричного»:

$$\frac{N_1}{N_2} \sim \frac{\gamma}{h} \ll 1,$$

где N_1 — коэффициент взаимодействия волн для «симметричного» распада, N_2 — коэффициент взаимодействия волн, распространяющихся навстречу друг другу.

4. ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ВОЛНА НАКАЧКИ

Рассмотрим распад ВЧ волны накачки, падающей из вакуума ($x < 0$) на плазменное полупространство ($x > 0$), на ВЧ и НЧ поверхностные волны, направляемые границей плазмы и распространяющиеся навстречу друг другу. Волна накачки в плазме скинруется, что позволяет пренебречь ее взаимодействием с объемными волнами. В дальнейших вычислениях мы считаем, что ВЧ поверхностная волна распространяется вдоль $k_z^{(+)}$, а НЧ волна распространяется в обратном направлении.

Компоненты полей скинирующей электромагнитной ВЧ волны ($\omega_0 \cos \theta < \Omega_e$) имеют вид

$$E^{(+)} = (k_z x_0 + ik_1 z_0) \frac{H_y^{(+)}}{k_0 \varepsilon_0}, \quad H_y^{(+)} = TE_0 e^{-k_1 x}, \quad (17)$$

где $k_z = k_0 \sin \theta$, $k_0 = \omega_0 c^{-1}$, $k_1 = \sqrt{k_z^2 - k_0^2 \varepsilon_0}$, $\varepsilon_0 = 1 - (\Omega_e^2/\omega_0^2)$. Компоненты полей и возмущения скорости в плазме для ВЧ поверхностной волны в линейном приближении легко записать из (17) заменой

$$k_z \rightarrow h^{(+)} = k^{(+)} \sqrt{\frac{\varepsilon^{(+)}}{1 + \varepsilon^{(+)}}, \quad k_1 \rightarrow x_1^{(+)} = h^{(+)} \sqrt{-\varepsilon^{(+)}},$$

$$TE_0 \rightarrow H^{(+)}(0), \quad \omega_0 \rightarrow \omega^{(+)}.$$

Для НЧ поверхностной волны выражения для полей в плазме можно получить из формул (4) второго раздела, домножив все формулы на γ , а затем положив его равным нулю и заменив α на $h^{(-)}$.

Система уравнений, описывающая взаимодействие ВЧ и НЧ поверхностных волн, сводится к виду

$$\frac{\partial \mathbf{v}^{(+)}}{\partial t} + \frac{e}{m_e} E^{(+)} = -\nabla(\mathbf{v}_1^{(+)} \mathbf{v}_1^{(-)*}),$$

$$\frac{\partial n^{(+)}}{\partial t} + \text{div}(n_0 \mathbf{v}^{(+)}) = -\text{div}(n_1^{(-)*} \mathbf{v}_1^{(+)}), \quad (18)$$

$$\operatorname{rot} E^{(+)} = -\frac{1}{c} \frac{\partial H^{(+)}}{\partial t},$$

$$\operatorname{rot} H^{(+)} = \frac{1}{c} \frac{\partial E^{(+)}}{\partial t} - \frac{4\pi e}{c} (n_0 v^{(+)} + n_1^{(-)*} v_1^{(+)}).$$

Уравнения гидродинамики и уравнения Максвелла, которые характеризуют взаимодействия НЧ и ВЧ поверхностных волн, могут быть представлены следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v^{(-)}}{\partial t} + \frac{e}{m_e} E^{(-)} + \frac{v_T^2}{n_0} \Delta n_e^{(-)} &= -\nabla(v_1^{(+)} v_1^{(+)*}), \\ \frac{\partial n^{(-)}}{\partial t} + \operatorname{div}(n_0 v^{(-)}) &= 0, \quad \frac{\partial u^{(-)}}{\partial t} - \frac{e}{m_i} E^{(-)} = 0, \\ \operatorname{rot} E^{(-)} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial H^{(-)}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} E^{(-)} = 4\pi \rho, \quad \rho = \sum_{\alpha} e_{\alpha} n_{\alpha}, \end{aligned} \tag{19}$$

$$\operatorname{rot} H^{(-)} = \frac{1}{c} \frac{\partial E^{(-)}}{\partial t} + \frac{4\pi e}{c} n_0 (u^{(-)} - v^{(-)}).$$

Здесь v и u — гидродинамические скорости электронов и ионов соответственно, α — сорт частиц. Вкладом ионов в нелинейные члены пренебрегаем.

Граничные условия для взаимодействия ВЧ и НЧ волн оказываются следующие:

$$\begin{aligned} \{E_z^{(+)}\}_{x=0} &= 0, \quad \{H_y^{(+)}\}_{x=0} = \\ &= -\frac{4\pi i e n_0}{c \omega_0} v_{1x}^{(+)}(0) \left[v_{1z}^{(-)*}(0) + i \frac{e}{m_e \omega^{(+)}} \frac{h^{(+)}}{h^{(-)}} E_{1z}^{(-)*}(0) \right], \end{aligned} \tag{20}$$

а для взаимодействия НЧ и ВЧ волн —

$$v_x^{(-)}(0) = 0, \quad \{E_z^{(-)}\}_{x=0} = 0, \quad \{H_y^{(-)}\}_{x=0} = 0. \tag{21}$$

Решая системы уравнений (18), (19), совместно с граничными условиями (20), (21) получим уравнения связи взаимодействующих волн:

$$\begin{aligned} D^{(+)} H^{(+)}(0) &= N^{(\pm)} H^{(-)*}(0), \\ D^{(-)} H^{(-)}(0) &= N^{(\mp)} H^{(+)*}(0), \end{aligned} \tag{22}$$

где $D^{(+)} = \alpha_1^{(+)} + \varepsilon^{(+)} \alpha_0^{(+)}$, $D^{(-)} = \alpha_1^{(-)} + \varepsilon^{(-)} \alpha_0^{(-)} - [h^{(-)2} / \alpha_2^{(-)} l]$,

$N^{(\pm)}$ — коэффициент взаимодействия ВЧ и НЧ поверхностных волн, $N^{(\mp)}$ — коэффициент взаимодействия НЧ и ВЧ поверхностных волн:

$$\begin{aligned} N^{(\pm)} &= \frac{e T E_0}{m_e} \frac{\Omega_e^2}{\omega_0^2} \frac{1}{k^{(-)} \varepsilon_0} \left\{ \frac{h^{(+)} k_1}{\omega^{(+)} \omega^{(-)} \varepsilon^{(-)}} \left(\frac{h^{(-)2}}{\alpha_2^{(-)}} - \alpha_1^{(-)} \right) - \right. \\ &- \frac{h^{(-)}}{\varepsilon_i \alpha_2^{(-)} v_T^2} \frac{k_1 \alpha_1^{(+)} - k_z h^{(+)}}{k_1 + \alpha_1^{(+)} + \alpha_2^{(-)}} - \frac{k_z \alpha_1^{(+)}}{\omega^{(-)} \omega_0 \varepsilon^{(-)}} \frac{h^{(-)2}}{\alpha_2^{(-)}} \left(1 - \right. \\ &\left. \left. - \frac{\Omega_e^2}{\omega^{(+)} \omega^{(-)} \varepsilon_i} \frac{h^{(+)}}{h^{(-)}} \right) \right\}, \end{aligned} \tag{23}$$

$$N^{(\mp)} = - \frac{e c T E_0 \omega^{(-)}}{m_e \omega^{(+)}} \frac{\omega^{(-)}}{\omega^{(+)}} \frac{\Omega_e^2}{\omega_0^2} \frac{\varepsilon^{(-)}}{\varepsilon_i} \frac{h^{(-)}}{\kappa_2^{(-)} v_T^2 \varepsilon_0 \varepsilon^{(+)}} \frac{k_1 \kappa_1^{(+)} - k_2 h^{(+)}}{k_1 + \kappa_1^{(+)} + \kappa_2^{(-)}}.$$

Поскольку волновое число низкочастотной поверхностной волны пропорционально $\omega^{(-)}/v_s$, а высокочастотной — $\omega^{(+)}/c$, то условия синхронизма выполняются, если $\omega_0 \approx \omega^{(+)} \approx \Omega_e/\sqrt{2}$. Так как $\omega^{(-)} \ll \omega_0, \omega^{(+)}$, то $\varepsilon^{(+)} \approx \varepsilon_0 \approx -1$ и, следовательно, $k_1 \approx \Omega_e \sqrt{1 + \sin^2 \theta}/\sqrt{2}c$. Выражение для беспорогового инкремента, определяемого формулой (9), если $\Gamma^{(\pm)}$ положить равными нулю, принимает в этом случае вид

$$\sigma^{(-)} \sigma^{(+)*} \approx \frac{e^2 |T E_0|^2}{\sqrt{2} m_e^2 v_T^2} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \frac{(V\sqrt{1 + \sin^2 \theta} - \sin \theta)^2}{h^{(+)} r_D} f(\varepsilon_i), \quad (24)$$

$$f(\varepsilon_i) = \varepsilon_i^2 \sqrt{\varepsilon_i(1 + \varepsilon_i)} (1 + \varepsilon_i^2)^{-1} (1 - \varepsilon_i)^{-3}, \quad r_D = \frac{v_T}{\Omega_e}.$$

Поскольку затухание ВЧ волн $\Gamma^{(+)}$ велико ($\Gamma^{(+)} > \omega^{(-)} \gg \delta > \Gamma^{(-)}$), то из формулы (9) получим выражение для реального инкремента:

$$\delta \approx \frac{\sigma^{(-)} \sigma^{(+)*}}{\Gamma^{(+)}}. \quad (25)$$

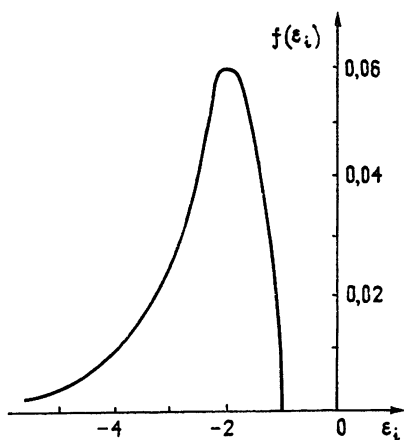


Рис. 1.

Из широкого спектра НЧ поверхностных волн будут возбуждаться частоты, обладающие максимальным инкрементом, которые определяются максимумом $f(\varepsilon_i)$. График зависимости $f(\varepsilon_i)$ приведен на рис. 1. Максимальное значение $f_m = 0,06$ достигается при $\varepsilon_{im} \approx -1,9$ ($\omega \approx 0,6 \Omega_i$).

Учитывая затухание поверхностных волн, нетрудно найти пороговое условие для развития неустойчивости ($\delta > \Gamma^{(-)}$):

$$\frac{|T E_0|^2}{8\pi n_0 T_e} > 8 \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \frac{h^{(+)*} r_D^2}{(V\sqrt{1 + \sin^2 \theta} - \sin \theta)^2}. \quad (26)$$

Отсюда видно, что пороговое значение поля падающей волны мало. В случае параметрического возбуждения высокочастотных и низкочастотных поверхностных волн инкремент неустойчивости отличен от нуля при нормальном падении волны накачки. При $\theta_s^i = \pi/2$ инкремент неустойчивости обращается в нуль, вследствие равенства нулю $|T|$ (волна накачки не проникает в плазму).

ЛИТЕРАТУРА

1. Т. М. Заборонкова, И. Г. Кондратьев, В. В. Петров, Изв. вузов—Радиофизика, 19, № 10, 1475 (1976).
2. Ю. М. Алиев, О. М. Градов, А. Ю. Кирий, ЖЭТФ, 63, 112 (1972).

3. А. Г. Литвак, В. А. Миронов, ЖТФ, 45, 910 (1975); Изв. вузов — Радиофизика, 17, № 9, 1281 (1974).
4. Т. М. Заборонкова, И. Г. Кондратьев, Физика плазмы, 3, 551 (1977).
5. А. Н. Кондратенко, Проникновение поля в плазму, Атомиздат, М., 1979.
6. Y. M. Aliev, O. M. Gradov, D. Sünder, Beitr aus der Plasma Rhys, 17, № 5, 285 (1977).
7. А. Н. Кондратенко, Плазменные волноводы, Атомиздат, М., 1976.

Харьковский государственный
университет

Поступила в редакцию
8 июня 1979 г.

SCATTERING OF ELECTROMAGNETIC WAVES BY NATURAL WAVES
OF A SEMILIMITED PLASMA

N. A. Azarenkov, V. M. Vorob'ev, A. N. Kondratenko

A linear stage of the parametric instability of low-frequency and high-frequency surface waves has been considered. Increments and instability thresholds have been found. It is shown that unlike high-frequency parametric instabilities the increments of low-frequency instabilities may differ from zero at a normal incidence of a pump wave.
