УДК 533.9

ГИБРИДНЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ В УСЛОВИЯХ ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ ТРАНСФОРМАЦИИ ВОЛН

Р. Р. Рамазашвили

Поступила в редакцию 19 мая 2008 г.

Показано, что на границе магнитоактивной плазмы с вакуумом могут существовать гибридные поверхностные волны, связанные с явлением отражательной трансформации волн.

В работе [1] было обнаружено явление отражательной трансформации волн в неоднородной магнитоактивной неизотермической плазме с горячими ионами. Суть явления заключается в том, что в такой плазме со спадающей к границе плотностью возможна стопроцентная взаимная трансформация двух электромагнитных волн с одинаковыми частотами, если их области прозрачности расположены по одну сторону от точки пересечения решений. По другую сторону от точки пересечения волновые поля осциллируют в пространстве с экспоненциально убывающей до нуля амплитудой. Возникшая в результате трансформации волна уносит всю переносимую падающей волной энергию в обратном направлении, как при обычном отражении волн. Отличие заключается в том, что при отражательной трансформации волн падающая и отраженная энергии переносятся различными волнами. Отметим, что термин "отражательная трансформация волн" был введен в работе [2].

Покажем, что на границе магнитоактивной неизотермической плазмы с вакуумом могут существовать гибридные электростатические поверхностные волны, если параметры плазмы соответствуют условиям зацепления собственных волн, относящихся к различным ветвям дисперсионного уравнения объемных волн в неоднородной плазме.

Направим ось X по нормали к границе раздела плазмы и вакуума, а ось Z вдоль магнитного поля, параллельного поверхности плазмы. Дисперсионное уравнение высокочастотных длинноволновых объемных электростатических волн ($\omega >> k_z v_{\mathrm{Te}}$, $\omega >> k v_{\mathrm{Ti}}$, $(k_x^2 + k_y^2) v_{\mathrm{Te}}^2 << \Omega_e^2$) в промежуточном диапазоне частот ($\Omega_i << \omega << \Omega_e$) имеет вид [1]:

$$1 + \frac{\omega_{\mathrm{pe}}^2}{\Omega_e^2} - \frac{\omega_{\mathrm{pe}}^2}{\omega^2}\frac{k_z^2}{k^2} - \frac{\omega_{\mathrm{pi}}^2}{\omega^2}\left(1 + 3\frac{k^2 v_{\mathrm{Ti}}^2}{\omega^2}\right) = 0. \tag{1}$$

Здесь ω – частота волны, k – волновой вектор, $v_{T\alpha} = \sqrt{T_\alpha/m_\alpha}$ – тепловая скорость частиц сорта α, T_α и m_α их температура и масса, а $\omega_{\rm pe}$ и Ω_e – ленгмюровская и циклотронная частоты соответственно ($\alpha = e, i$). При написании уравнения (1) предполагалось, что $T_i/T_e > \omega^4\omega_{\rm pe}^4/4\omega_{\rm pi}^4\Omega_e^4$, что позволило пренебречь тепловым движением электронов. Выполнение этого неравенства облегчается требованием $\omega_{\rm pe}^2 << \Omega_e^2$, которое также будем считать выполненным. Из уравнения (1) имеем:

$$k^2_{x(\pm)} = -k_y^2 - k_z^2 + \frac{1}{6}\frac{\omega^2}{\omega_{\rm pi}^2}\frac{\omega^2}{v_{\rm Ti}^2}\{\varepsilon_\perp \pm (\varepsilon_\perp^2 - 12k_z^2 v_{\rm Ti}^2\omega_{\rm pe}^2\omega_{\rm pi}^2/\omega^6)^{1/2}\}, \tag{2}$$

где $\varepsilon_\perp = 1 + \omega_{\rm pe}^2/\Omega_e^2 - \omega_{\rm pi}^2/\omega^2$.

Если $\varepsilon_\perp^2 >> 12k_z^2 v_{\rm Ti}^2\omega_{\rm pe}^2\omega_{\rm pi}^2/\omega^6$, то из (2) следуют дисперсионные уравнения ионных ленгмюровских и нижнегибридных волн:

$$1 - \frac{\omega_{\rm pi}^2}{\omega^2}\left(1 + 3\frac{k^2 v_{\rm Ti}^2}{\omega^2}\right) = 0,$$

$$1 - \frac{\omega_{\rm pe}^2}{\omega^2}\frac{k_z^2}{k^2} - \frac{\omega_{\rm pi}^2}{\omega^2} = 0. \tag{3}$$

Из этих уравнений следует, что, если

$$\frac{\omega_{\rm pe}^2}{\omega^2}\frac{k_z^2}{k_y^2 + k_z^2} > \varepsilon_\perp > 3\frac{\omega_{\rm pi}^2}{\omega^2}\frac{k_y^2 + k_z^2}{\omega^2}v_{\rm Ti}^2, \tag{4}$$

то плазма является прозрачной ($k_x^2 > 0$) для обеих волн.

Если выполняется условие

$$\varepsilon_\perp^2 < 12k_z^2 v_{\rm Ti}^2\omega_{\rm pe}^2\omega_{\rm pi}^2/\omega^6, \tag{5}$$

то $k^2_{x(+)}$ и $k^2_{x(-)}$ становятся комплексно-сопряженными величинами и разделение волн на ионные ленгмюровские и нижнегибридные теряет смысл. Сшивая два убывающих в глубь плазмы решения волнового уравнения с убывающим решением уравнения Лапласа, описывающим поле в вакууме, получаем дисперсионное уравнение поверхностных волн. В качестве граничных условий потребуем непрерывность электрического потенциала, нормальной составляющей вектора электрической индукции и нормальной составляющей плотности электрического тока. Ограничимся частным случаем, допускающим приближенное аналитическое решение. Для волн, бегущих вдоль магнитного поля, дисперсионное уравнение поверхностных волн приводится к виду:

$$\varepsilon_\perp + \frac{\omega^8}{12\omega_{\rm pi}^2\omega_{\rm pe}^4 k_z^2 v_{\rm Ti}^2} = \sqrt{12}\frac{\omega_{\rm pi}\omega_{\rm pe}|k_z|v_{\rm Ti}}{\omega^3}\left(1 + \sqrt{3}\frac{\omega_{\rm pi}|k_z|v_{\rm Ti}}{\omega_{\rm pe}\omega}\right). \tag{6}$$

Из этого соотношения следует, что неравенство (5), необходимое для существования убывающих в глубь плазмы решений, может быть выполнено только при следующих условиях:

$$\frac{1}{6\sqrt{2}}\frac{\omega_{\mathrm{pi}}^2}{\omega_{\mathrm{pe}}^2}\frac{\omega^4}{\omega_{\mathrm{pi}}^4} > \frac{k_z^2 v_{\mathrm{Ti}}^2}{\omega^2} > \frac{1}{12(4)^{1/3}}\left(\frac{\omega_{\mathrm{pi}}^2}{\omega_{\mathrm{pe}}^2}\right)^{5/3}\left(\frac{\omega^2}{\omega_{\mathrm{pi}}^2}\right)^{8/3}. \qquad (7)$$

Если эти условия выполнены, частота поверхностных волн может быть записана в виде:

$$\omega^2 \approx \frac{\omega_{\mathrm{pi}}^2}{1+\omega_{\mathrm{pe}}^2/\Omega_e^2}\left\{1+\frac{\sqrt{12}\omega_{\mathrm{pe}}|k_z|v_{\mathrm{Ti}}}{\omega_{\mathrm{pi}}^2}\left[1-\frac{\omega_{\mathrm{pi}}^2}{12^{3/2}\omega_{\mathrm{pe}}^5|k_z|^3 v_{\mathrm{Ti}}^3}+\frac{\sqrt{3}|k_z|v_{\mathrm{Ti}}}{\omega_{\mathrm{pe}}}\right]\right\}. \qquad (8)$$

При получении этого соотношения предполагалось, что $\omega_{\mathrm{pe}}|k_z|v_{\mathrm{Ti}}/\omega_{\mathrm{pi}}\omega \sim kv_{\mathrm{Te}}/\omega << 1$. Это решение существует именно в таких условиях, в которых без учета пересечения дисперсионных кривых не может быть ни ионных ленгмюровских, ни нижнегибридных поверхностных волн. Поэтому такие волны можно называть гибридными.

Характерной особенностью исследованных волн является осциллирующее убывание поля при удалении от поверхности в глубь плазмы.

Автор благодарен А. А. Рухадзе и В. П. Силину за проявленный интерес и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

[1] А. А. Рухадзе, В. С. Саводченко, С. А. Триггер, ПМТФ N 6, 58 (1965).

[2] Н. С. Ерохин, С. С. Моисеев, УФН **109**, 225 (1973).

Поступила в редакцию 20 мая 2008 г.