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:

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

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 $k_{x(+)}^2$ и $k_{x(-)}^2$ 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:

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