УДК 533.951.8

ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ НЕОБЫКНОВЕННЫЕ МОДЫ В НЕОДНОРОДНОЙ МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

Ю. М. Алиев

Рассмотрено распространение электромагнитных волн в неоднородной магнитоактивной плазме. Показано, что неоднородность плазмы приводит к появлению новых областей прозрачности, в которых оказывается возможным распространение необыкновенных локализованных мод. Получены и исследованы дисперсионные характеристики таких мод.

Ключевые слова: новые области прозрачности необыкновенных мод, свойство невзаимности мод, дисперсионные уравнения.

Известно, что неоднородность магнитоактивной плазмы может существенно видоизменять условия распространения волн и их взаимную трансформацию [1–3]. В настоящем сообщении показано, что неоднородность плазмы может приводить к появлению новых зон прозрачности, полностью обязанных наличию пространственной неоднородности плотности плазмы. Рассмотрим распространение электромагнитных волн поперек внешнего магнитного поля, ориентированного вдоль оси z (необыкновенные моды) в неоднородной вдоль оси x плазме. Волновое уравнение для магнитной компоненты поля $B_z(x, y) = B_z(x) \exp(ik_y y - i\omega t)$ таких мод в пренебрежении движением ионов имеет вид

$$\frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} - \frac{1}{g}\frac{\partial g}{\partial x}\frac{\partial B_z}{\partial x} + \frac{1}{\varepsilon_\perp}\left[\frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon_\perp^2 - g^2) - k_y^2 - k_y\frac{\partial g}{\partial x}\right] B_z = 0, \tag{1}$$

где для рассматриваемого ниже случая частот $\omega \ll \omega_{\rm ce}$ имеем $g = \dfrac{\omega_{\rm pe}^2}{\omega|\omega_{\rm ce}|}$, $\varepsilon_\perp = 1 + \dfrac{\omega_{\rm pe}^2}{\omega_{\rm ce}^2}$, $\omega_{\rm pe}^2$ – квадрат электронной плазменной частоты, $\omega_{\rm ce}^2$ – квадрат электронной циклотронной частоты.

В однородной плазме из (1) следует

$$\frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} + \frac{1}{\varepsilon_\perp}\left[\frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon_\perp^2 - g^2) - k_y^2\right] B_z = 0. \tag{2}$$

ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: yumaliev@yandex.ru.

Учитывая, что $g \gg \varepsilon_\perp$, получаем из (2), что необыкновенная волна в однородной плазме распространяться не может. В случае неоднородной плазмы слагаемое $-k_y \dfrac{\partial g}{\partial x}$ при условии его положительности в уравнении (1) может сделать в этой области волну распространяющейся. Однако волны, бегущие в противоположном направлении вдоль оси y, остаются не распространяющимися, т.е. для таких мод имеет место явление невзаимности.

Получим аналитические решения уравнения (1) для ряда конкретных случаев. Пусть две области полуограниченных плазм с однородными плотностями $n(+)$, для $x > 0$ и $n(-)$, для $x < 0$ граничат с узкой переходной зоной в области $x = 0$. Локализованные решения уравнения (2) в области однородных плотностей имеют вид

$$B_z(x) = \exp[-\kappa(+)x]B_z(0),\ x > 0, \tag{3}$$

$$B_z(x) = \exp[\kappa(-)x]B_z(0),\ x < 0, \tag{4}$$

где

$$\kappa(\pm) \equiv \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\frac{g^2(\pm)}{\varepsilon_\perp(\pm)} + k_y^2} \tag{5}$$

определяет характерные масштабы областей локализации в областях однородной плазмы. Интегрируя уравнение (1) по переходной области, получаем граничные условия

$$\left.\frac{\partial B_z}{\partial x}\right|_{-0}^{+0} = -k_y B_z(0)\int_{-0}^{+0} dx \frac{1}{\varepsilon_\perp}\frac{\partial g}{\partial x} = -\frac{\omega_{\mathrm{ce}}}{\omega}k_y B_z(0)\int_{-0}^{+0} dx \frac{\partial \ln \varepsilon_\perp}{\partial x} = \tag{6}$$
$$= -\frac{\omega_{\mathrm{ce}}}{\omega}k_y \ln\frac{\varepsilon_\perp(+)}{\varepsilon_\perp(-)}B_z(0).$$

Совместное рассмотрение уравнений (3)–(6) позволяет получить дисперсионное уравнение для новой локализованной необыкновенной волны

$$\kappa(+) + \kappa(-) = \frac{\omega_{\mathrm{ce}}}{\omega}k_y \ln\frac{\varepsilon_\perp(+)}{\varepsilon_\perp(-)}, \tag{7}$$

решение которого для случая плотной плазмы ($\omega_{\mathrm{pe}}^2(\pm) \gg \omega_{\mathrm{ce}}^2$) имеет вид

$$\omega = -|\omega_{\mathrm{ce}}|\frac{k_y \ln\frac{\omega_{\mathrm{pe}}^2(+)}{\omega_{\mathrm{pe}}^2(-)}}{\left[\sqrt{\frac{\omega_{\mathrm{pe}}^2(+)}{c^2} + k_y^2} + \sqrt{\frac{\omega_{\mathrm{pe}}^2(-)}{c^2} + k_y^2}\right]}. \tag{8}$$

В квазистатическом пределе, $\frac{\omega_{\text{pe}}^2(\pm)}{c^2} \ll k_y^2$, из (8) получаем

$$\omega = -|\omega_{\text{ce}}| \frac{k_y}{|k_y|} \ln \frac{\omega_{\text{pe}}(+)}{\omega_{\text{pe}}(-)}. \tag{9}$$

При учете принятого выше условия $\omega \ll \omega_{\text{ce}}$ из (9) следует, что плотности двух плазм не могут сильно различаться т. е. должно выполнятся условие $\ln \frac{\omega_{\text{pe}}(+)}{\omega_{\text{pe}}(-)} \ll 1$. Более подробное рассмотрение квазистатического предела можно найти в работе [4], где наряду с фундаментальной модой получен спектр высших мод в геометрико-оптическом приближении.

В противоположном пределе плотной плазмы, $\frac{\omega_{\text{pe}}^2(\pm)}{c^2} \gg k_y^2$, из (8) получаем решение для новой локализованной электромагнитной моды

$$\omega = |\omega_{\text{ce}}| \frac{ck_y \ln \frac{\omega_{\text{pe}}^2(+)}{\omega_{\text{pe}}^2(-)}}{[\omega_{\text{pe}}(+) + \omega_{\text{pe}}(-)]}. \tag{10}$$

В этом случае отличие двух плазм по плотности может меняться в широких пределах, при условии выполнения условия

$$\ln \frac{\omega_{\text{pe}}^2(+)}{\omega_{\text{pe}}^2(-)} \ll \frac{\omega_{\text{pe}}(+) + \omega_{\text{pe}}(-)}{ck_y}. \tag{11}$$

Заметим, что мода (10), также как и мода (9), обладает свойством невзаимности.

Найденное решение (10) может представлять интерес для объяснения экспериментов с плотной плазмой газовых разрядов в геликоновой области частот.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Yu. M. Aliev and M. Krämer, Phys. Plasmas **15**, 104502 (2008).

[2] Yu. M. Aliev and M. Krämer, Phys. Plasmas **21**, 013508 (2014).

[3] Yu. M. Aliev and M. Krämer, Phys. Plasmas **23**, 103505 (2016).

[4] Ю. М. Алиев, М. Крамер, Краткие сообщения по физике ФИАН № 8, 37 (2005).

Поступила в редакцию 5 декабря 2018 г.

После доработки 5 декабря 2018 г.

Принята к публикации 23 апреля 2019 г.