ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXIII, № 1 *РАДИОФИЗИКА* *1980*

УДК 533.9.01

ЛИНЕЙНОЕ ЭХО В ПЛАЗМЕ С СИЛЬНО НЕОДНОРОДНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Ю. А. Романов, В. Ф. Дряхлушин

Исследован эффект линейного эха в плазме с резко меняющимся в пространстве постоянным магнитным полем. Эффект обусловлен разрывами действующих на плазменные частицы сил со стороны постоянного магнитного поля. Рассмотрение проведено на примере прямоугольных ямы и ступеньки магнитного поля.

Как известно, эффект пространственного эха в однородной плазме [1–4] обусловлен последовательной модуляцией функции распределения электронов «сторонними» источниками поля. При этом поперечное эхо на поперечных электромагнитных волнах возможно лишь в третьем порядке по полям сторонних источников [5].

В данной работе исследуется возможность возникновения линейного эха в плазме с неоднородным постоянным магнитным полем H_0. Ранее [6, 7] линейное эхо (точнее, регенерация падающей волны за барьером непрозрачности) исследовалось в системе с медленно меняющимся магнитным полем, имеющим вид горба. Было показано, что необыкновенная волна, падающая на горб H_0 и затухающая на его подъеме в области циклотронного резонанса, вновь регенерирует на противоположном спаде H_0 также в области циклотронного резонанса. Внутри горба магнитного поля H_0 волна отсутствует.

Нами рассмотрено линейное эхо в плазме с магнитной ямой с резкими границами. В отличие от [6, 7] в этом случае эхо (линейное) электромагнитной волны возникает вдали от областей неоднородностей магнитного поля, причем его положение зависит от величины магнитного поля. Данный эффект связан с разрывом действующих на плазменные частицы сил со стороны магнитного поля [8] и в этом отношении имеет полную аналогию с обычным эхом. Его спецификой является то, что поперечное поле волны учитывается в первом порядке, а сила, связанная с постоянным магнитным полем, — во всех порядках. Похожее явление должно существовать в системах с резко меняющимся в пространстве гармоническим электрическим полем. Частный случай такой задачи в линейном приближении по кусочно-однородному электрическому полю рассмотрен в работе [9].

Пусть плазма помещена в неоднородное магнитное поле $\boldsymbol{H}_0 = \boldsymbol{e}_z H_0$, имеющее вид прямоугольной ямы

$$H_0 = \begin{cases} H_0 & (z < 0) \\ 0 & (0 < z < L) \\ H_0 & (L < z) \end{cases} . \qquad (1)$$

Справедливость формулы (1) связана с предположением о малости размеров переходных областей по сравнению с величиной v_T/ω, где v_T — тепловая скорость электронов, ω — частота волны, и возможностью

пренебрежения влиянием компонент H_{0x} и H_{0y} магнитного поля на электроны в областях $z \sim 0$ и $z \sim L$.

Пусть вдоль оси z распространяется необыкновенная волна

$$E = e^{(-)} E_0 e^{-i(\omega t - k_z z)}, \tag{2}$$

где

$$e^{(-)} = \frac{e_x + i e_y}{\sqrt{2}},$$

e_x, e_y, e_z — единичные векторы в направлении координатных осей,

$$k_z = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega - \Omega)}},$$

ω_0 и Ω — плазменная и циклотронная частота, c — скорость света.

Будем считать, что частота волны удовлетворяет условиям

$$\omega < \omega_0, \qquad \omega < \Omega. \tag{3}$$

Кроме того, условие циклотронного резонанса не выполняется, т. е. $k_z v_T \ll \Omega - \omega$, частоты столкновений малы — $\nu \ll \omega$, $L \ll v_T/\nu$.

При этих условиях в области $0 < z < L$ волна будет затухать по закону (для простоты считаем, что выполняется условие нормального скин-эффекта)

$$E = \frac{2e^{(-)} k_z}{k_z + i\varkappa} E_0 e^{-\varkappa z},$$
$$\varkappa = \frac{\sqrt{\omega_0^2 - \omega^2}}{c}, \qquad \varkappa L \gg 1, \tag{4}$$

т. е. волна не проходит через магнитную яму.

Из решения линеаризованного кинетического уравнения

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_z \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{eE}{m} \frac{\partial f_0}{\partial v} = 0 \tag{5}$$

при $z < 0$ и при $0 < z < L$ легко найти, что в области $0 < z < L$ возникает незатухающая волна функции распределения (волна Ван-Кампена), имеющая вид

$$f_{\text{I}}(v_z > 0) = -\frac{ie(k_z - i\varkappa)}{m\omega(k_z + i\varkappa)} e^{(-)} E_0 \frac{\partial f_0}{\partial v} e^{i(\omega/v_z)z}. \tag{6}$$

Очевидно, что при $v_T/\omega < z < L$ эта волна не приводит к возникновению электрического тока. В области $z > L$ на волну Ван-Кампена вновь начнет действовать постоянное магнитное поле. В результате в этой области для нее

$$f_{\text{II}}(v_z > 0) = -\frac{ie(k_z - i\varkappa)}{m\omega(k_z + i\varkappa)} e^{(-)} E_0 \frac{\partial f_0}{\partial v} \exp\left[i \frac{\omega z - \Omega(z - L)}{v_z}\right]. \tag{7}$$

Как нетрудно видеть, в узкой области шириной порядка $\dfrac{v_T}{\Omega - \omega}$ вблизи

$$z_0 = \frac{\Omega L}{\Omega - \omega} \tag{8}$$

эта волна приводит к всплеску плотности эхового тока

$$j = e^{(-)} \frac{ie^2(k_z - i\varkappa) E_0}{m\omega(k_z + i\varkappa)} \int\limits_{-\infty}^{\infty}\int dv_x dv_y \int\limits_0^{\infty} dv_z f_0(v) \times \\ \times \exp\left[- i \frac{(\Omega - \omega)(z - z_0)}{v_z} \right]. \tag{9}$$

Поле электромагнитной волны, возбуждаемое этим током, имеет вид

$$E_э = e^{(-)} \frac{4\pi e^2 (k_z - i\varkappa)}{mc^2 (k_z + i\varkappa)} E_0 e^{-i\omega t} \int\limits_{-\infty}^{\infty}\int dv_x dv_y \times \\ \times \int\limits_0^{\infty} \frac{f_0(v) v_z^2 \exp\left[- i \frac{(\Omega - \omega)(z - z_0)}{v_z} \right]}{(\Omega - \omega)^2 - k_z^2 v_z^2} dv_z. \tag{10}$$

В случае нерелятивистской плазмы электромагнитное поле, как и ток, локализовано в области $z \sim z_0$, т. е. имеет вид обычного эхового всплеска. Амплитуда бегущей к магнитной яме волны, определяемой выражением (10), обычно мала (например, в случае максвелловской плазмы вдали от циклотронного резонанса она $\sim \exp\left[- \left(\frac{\Omega - \omega}{k_z v_T} \right)^2 \right] \ll 1$). Это связано с тем, что подавляющее большинство гармоник эхового тока соответствует вынужденным, а не собственным колебаниям системы. Впервые на возникновение неизлучающихся эховых всплесков в линейном приближении указано в работе [10].

Асимптотика эхового поля (10) при $|z - z_0| \gg \frac{v_T}{\Omega - \omega}$ определяется, как обычно, методом перевала:

$$E_э(z) \approx e^{(-)} \frac{(z - z_0)(k_z - i\varkappa)}{2\sqrt{3}(k_z + i\varkappa)} \left(\frac{v_T}{c} \right)^2 \left(\frac{\omega_0}{\Omega - \omega} \right)^2 \left[\frac{2(\Omega - \omega)^2}{(z - z_0) v_T^2} \right]^{1/3} E_0 \times \\ e^{-i\omega t} \exp\left\{ - \frac{3}{2} \left[\frac{(z - z_0)(\Omega - \omega)}{2v_T} \right]^{2/3} [1 + i\sqrt{3}\,\mathrm{sign}(z - z_0)] - i\frac{\pi}{6} \right\}. \tag{11}$$

Сравним величины полей эха и падающей волны:

$$\frac{E_э(z = z_0)}{E_0} = \frac{1}{4} \left(\frac{v_T}{c} \right)^2 \left(\frac{\omega_0}{\Omega - \omega} \right)^2 \frac{k_z - i\varkappa}{k_z + i\varkappa}. \tag{12}$$

Аналогичный эффект имеет место и в случае, когда неоднородное магнитное поле имеет вид ступеньки

$$H_0 = \begin{cases} 0 & (z < L) \\ H_0 & (z > L) \end{cases}, \tag{13}$$

а в области $z = 0$ помещен дельта-образный источник тока с частотой ω ($\omega < \omega_0$). Эховое поле возникает в точке z_0, определяемой формулой (8). Если, например, источник диффузно рассеивает плазменные частицы, то отношение эхового поля и поля стороннего источника равно

$$\frac{E_э(z=z_0)}{E_0} = \frac{1}{4}\left(\frac{v_T}{c}\right)^2\left(\frac{\omega_0}{\Omega-\omega}\right)^2. \qquad (14)$$

Если неоднородное магнитное поле имеет вид горба с резкими границами, то эффект, аналогичный рассмотренному выше, возможен лишь в случае, если в области существования магнитного поля выполняется условие циклотронного резонанса. Эховое поле при этом возникает в области $z \sim L$.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. W. Gould, T. M. O'Neil, J. H. Malmberg, Phys. Rev. Lett., **19**, № 5, 219 (1967).
2. T. M. O'Neil, R. W. Gould, Phys. Fluids, **11**, № 1, 134 (1968).
3. Б. Б. Кадомцев, УФН, **95**, № 1, 111 (1968).
4. А. Г. Ситенко, Нгуен Ван Чонг, В. Н. Павленко, УФЖ, **15**, № 8, 1372 (1970).
5. М. П. Кемоклидзе, Л. П. Питаевский, ЖЭТФ, **58**, № 5, 1853 (1970).
6. А. А. Водяницкий, Н. С. Ерохин, С. С. Моисеев, ЖЭТФ, **61**, № 2, 629 (1971).
7. Н. С. Ерохин, С. С Моисеев, УФН, **109**, № 2, 225 (1973).
8. Ю. А. Романов, Физика плазмы, **4**, № 3, 592 (1978).
9. В. Ф. Дряхлушин, Ю. А. Романов, Изв. вузов — Радиофизика, **21**, № 10, 1393 (1978).
10. A. A. Vodyanitsku, N. S. Erokhin, V. V. Lisitchenko, S. S. Moiseev, V. N. Oraevsku, Nucl. Fusion, **14**, № 2, 267 (1974).

Научно-исследовательский
физико-технический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
6 марта 1979 г.

LINEAR ECHO IN A PLASMA WITH A STRONGLY INHOMOGENEOUS MAGNETIC FIELD

Yu. A. Romanov, V. F. Dryakhlushin

The effect of the linear echo is investigated in a plasma with a constant magnetic field sharply variating in the space. The effect is due to breaks of forces effecting plasma particles on the part of the constant magnetic field. The consideration is made by the example of a rectangular well and step of the magnetic field.