Письма в ЖЭТФ, том 12, стр. 529 – 532 *5 декабря 1970 г.*

О ВЛИЯНИИ КИНЕТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ НА ПРОНИКНОВЕНИЕ И ОТРАЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

А.А.Водяницкий, Н.С.Ерохин, С.С.Моисеев

Хорошо известно утверждение, что электромагнитные волны проникают в плазму далеко не при всех значениях частот ω. Вместе с тем, "глубина проникновения" взаимодействующих с волной частиц плазмы может заметно превышать глубину проникновения поля. Если к тому же фаза функции распределения по скоростям этих частиц меняется регулярным образом и имеет в некоторой точке пространства экстремум по энергиям частиц, то в окрестности этой точки появляются макроскопические токи. Таким образом, создается возможность передачи информации о волновом движении в области пространства, недоступные исходной волне, благодаря своеобразной "памяти" системы. В однородной плазме эффекты "памяти" проявляются в виде нелинейных сигналов эха [1–3].

В неоднородной плазме "память" системы может проявиться уже в линейном приближении, что было продемонстрировано в [4], где исследовался эффект нелокального отражения волн.

Исследуем на характерных примерах качественно новые типы эха, возникающие за счет неоднородности плазмы и приводящие, в частности, к возможности аномального проникновения собственных электромагнитных колебаний вглубь плазмы.

1. Рассмотрим распространение необыкновенной волны в плазме, находящейся в магнитном поле H_0, достаточно медленно меняющемся в некотором интервале значений. Пусть в окрестности точек $z_{1,2}(v)$ $(z_1 < z_2)$ для некоторой группы частиц выполняется условие циклотронного резонанса

$$a(z_n, v) \equiv k(z_n, \omega) - \frac{\omega - \omega_H(z_n)}{v} = 0 \qquad (n = 1, 2), \qquad (1)$$

где v – скорость частицы вдоль силовой линии H_0, $k(z, \omega)$ – волновой вектор ($k \parallel H_0$) и падающая волна поглощается вследствие циклотронного затухания в области $z < z_2(v)$. Если теперь изменение фазы линейной добавки к невозмущенной функции распределения $F_0(v)$ между точками резонанса удовлетворяет условию когерентности

$$\frac{d\theta(v_0)}{dv_0} = 0, \qquad \theta(v) = \int\limits_{z_1(v)}^{z_2(v)} a(z', v)\, dz', \qquad (2)$$

выделяющему группу частиц вблизи v_0, то в окрестности точки $z_2(v_0)$ интересующие нас частицы излучают необыкновенную волну, распространяющуюся в область $z > z_2(v_0)$. Назовем вновь излученную волну регенерированной волной. Для необыкновенной волны дисперсионное уравнение имеет вид

$$\Lambda(\omega, k) = 1 - \frac{c^2 k^2}{\omega^2} + \frac{\omega_p^2}{\omega} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{F_0(v)dv}{v a(z, v)} = 0.$$

Нетрудно показать, что условия (1) и (2) выполняются, если

$$\omega_H = \frac{eH_0}{mc} < \omega, \qquad 3\sqrt{3}\,\omega_p^2 < 2\omega^2.$$

Если решение уравнений для поля, которые здесь не приводятся, искать в ВКБ-приближении (см. [4]) в виде суммы падающей и регенерированной волн с амплитудами $A_\omega(z)$ и $R_\omega(z)$ соответственно, то для коэффициента прохождения получим выражение $\left[k_{1,2} = k(z_{1,2})\right]$

$$d(z) = \left| \frac{R_\omega(z)}{A_\omega(z_1)} \exp\left(i \int_{z_2}^{z} k\,dz\right) \right|^2 = \frac{8\pi^3 \omega_p^4 F_0^2(v_0)}{\omega^2 k_1 k_2} \left| \frac{\dfrac{dz_1}{dv_0}\dfrac{dz_2}{dv_0}}{\dfrac{\partial\Lambda}{\partial k_1}\dfrac{\partial\Lambda}{\partial k_2}\dfrac{d^2\theta}{dv_0^2}} \right| \times$$

$$\times \exp\left[-2 \int_{z_2(v_0)}^{z} k_i(z')dz'\right].$$

Таким образом, уже в линейном приближении происходит перенос электромагнитного поля частицами плазмы на расстояние порядка длины неоднородности.

2. Рассмотрим продольное эхо от двух поперечных источников в неоднородной изотропной плазме. Для упрощения выкладок основная часть плазмы предполагается почти холодной с монотонно спадающей плотностью $N(z)$, к которой добавлена горячая компонента с максвелловским распределением по скоростям и однородной плотностью $n_0 (n_0 << N)$. Внешние источники

$$j_{ext} = \sum_{n=1}^{2} j_n \delta(z - a_n) \cos \omega_n t \qquad (\omega_1 < \omega_2,\ a_2 - a_1 = d > 0)$$

находятся в области непрозрачности. Во втором порядке по амплитуде внешнего сигнала на разностной частоте $\omega_3 = \omega_2 - \omega_1$ возникает продольный эховый ток горячей компоненты, который возбуждает собственные колебания основной части плазмы в области прозрачности $\omega_3 > \left[\frac{4\pi e^2}{m} N(z)\right]^{1/2}$ в точке $z_c = a_2 + d\frac{\omega_1}{\omega_3}$. В случае, когда точка эха z_c находится вдали от точки отражения z_0 $\left[\omega_3^2 = \frac{4\pi e^2}{m} N(z_0)\right]$ поле плазменной волны определяется выражением

$$E_{\ell}^{(2)} = i\,\frac{8\pi^3 e d\omega_3 n_0 I_1 I_2 Y}{mc^4\omega_2 N(z_c)\,\epsilon_3(z_c)} \times$$

$$\times \exp\left(-\frac{Y^2}{2}\right)\delta(\omega-\omega_3)\left[\frac{N^2(z)\,\epsilon_3(z_c)}{N^2(z_c)\,\epsilon_3(z)}\right]^{1/4}\exp\left[i\int_{z_c}^{z}k_3(z')\,dz'\right]\quad (z > z_c), \qquad (3)$$

где: $Y = \dfrac{v_T/V_T}{\sqrt{\epsilon_3(z_c)}}$; v_T, V_T – тепловые скорости компонент плазмы $(v_T \gg V_T)$,

$$\epsilon_3 = 1 - \frac{4\pi e^2}{m} N(z), \qquad k_3(z) = \frac{\omega_3}{V_T}\sqrt{\epsilon_3(z)}\ .$$

Нетрудно видеть из выражения (3), что эффект эха максимален, если фазовая скорость $\omega_3/k_3(z_c)$ порядка тепловой скорости горячей компоненты.

3. В неоднородной плазме при наличиии фазовой когерентности частиц и резонансных условий излучения могут появиться качественно новые типы нелинейной регенерации волн, как например – эхо на суммарной частоте в изотропной плазме. Рассмотрим неоднородную изотропную одномерную плазму, удерживаемую монотонно меняющимся эффективным потенциалом $\Phi(x)$. Внешний источник имеет вид

$$j_{ext} = \sum_{n=1}^{2} j_n\,\delta(x-a_n)\cos\omega_n t\ .$$

После отражения частиц от потенциала $\Phi(x)$ фаза функции распределения второго приближения имеет вид $\left[v(x,\mathcal{E}) = \sqrt{2(\mathcal{E}-\Phi)}\right]$

$$\theta(\mathcal{E},x) = \omega_1\left(\int_{a_1}^{x_{\mathcal{E}}}\frac{dx'}{v} + \int_{x}^{x_{\mathcal{E}}}\frac{dx'}{v}\right) + \omega_2\left(\int_{a_2}^{x_{\mathcal{E}}}\frac{dx'}{v} + \int_{x}^{x_{\mathcal{E}}}\frac{dx'}{v}\right)\qquad (\Phi(x_{\mathcal{E}}) = \mathcal{E}).$$

При условии фазовой когерентности $\dfrac{\partial\theta(\mathcal{E},x_c)}{\partial\mathcal{E}} = 0$ в окрестности x_c возникает макроскопический ток частиц плазмы, который возбуждает собственные колебания, если точка резонанса x_s $\left[k(\omega_1+\omega_2, x_s) = \dfrac{\omega_1+\omega_2}{v(x_s,\mathcal{E})}\right]$ находится вблизи точки x_c.

В качестве примера приведем результат расчета эха на частоте 2ω от одного внешнего источника, причем $\omega < \omega_p(x) < 2\omega$. Поле собственного эха имеет вид

$$|E_2| = (2\pi)^{5/2} \frac{e\omega_p^2 l^2}{m\omega k_2^3(x_c)} \left| \Pi(x)\, \Pi(x_c) \frac{d^2F_0(\xi)}{d\xi^2} \right|.$$

Здесь: $\Gamma(x) = \left[\frac{\partial \epsilon_2}{\partial k_2(x)}\right]^{-1/2}$ и ϵ_2 – диэлектрическая проницаемость на частоте 2ω. Рассмотренный эффект является одним из способов генерации гармоник в неоднородной плазме.

Авторы благодарят Я.Б.Файнберга за ценные советы, а также В.Н.Ораевского, Б.Я.Когана и В.А.Лиситченко за полезный обмен информацией по вопросам эха в неоднородной плазме.

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
17 октября 1970г.

Литература

[1] R.W.Gould, T.O'Neil, J.H.Malmberg. Phys. Rev. Lett., 19, 219, 1967.

[2] А.Г.Ситенко, Б.Н.Павленко, Нгуен Ван Чонг. ЖЭТФ, 58, 1377, 1970.

[3] М.П. Кемоклидзе, Л.П.Питаевский. ЖЭТФ, 58, 1853, 1970.

[4] H.L.Berk, C.W.Horton, M.N.Rosenbluth, D.E.Baldwin, R.N.Sudan. Physics of Fluids, 11, 367, 1968.