УДК 533.951: 533.910

ВЛИЯНИЕ ЗАКОНА ОТРАЖЕНИЯ ЧАСТИЦ НА ЭФФЕКТ ПЛАЗМЕННОГО ЭХА ОТ ГРАНИЦЫ

А.А. Водяницкий
ИТФ ННЦ «Харьковский физико-технический институт», Харьков-108, Академическая 1
E-mail: vodyanitskii@ kipt.kharkov.ua
Поступила в редакцию 15 марта 2004 г.

В работе рассматривается нелинейное пространственное эхо от стороннего тока, протекающего по играющим роль антенны сеткам и помещенного на некотором расстоянии от границы плазмы, меньшем длины свободного пробега заряженных частиц. Полученные выражения для поля эха учитывают резонансы и позволяют судить о зависимости интенсивности эха от скорости доли зеркально отраженных от границы частиц. Результаты могут найти применение в разработке способов связи через плотные слои плазмы и интересны как пример нелинейного эха от одного источника стороннего тока.
КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: отражение частиц от границы, пространственное нелинейное эхо в плазме, резонанс

Плазменное нелинейное эхо обнаружено в работах [1,2] и основано на резонансном взаимодействии полей с микропучками (МП) плазмы, на которые разбивается невозмущенное распределение частиц в их тепловом движении. Поле волны затухает, а им модулированные МП (ММП), распространяются без затухания [3].

Исследуемый в настоящей работе и в работах [2,4] эффект эха в полуограниченной плазме наблюдался на ленгмюровских волнах в эксперименте [2], однако без исследования закона отражения частиц от границы плазмы. Результаты большого числа работ по теории эха в плазме изложены в монографии [5], включая эффекты эха от границы изотропной [6] и магнитоактивной [7] плазмы. Большая часть работы [6] (кроме фрагмента с не проинтегрированным выражением для поля одночастотного эха) и полностью [7] посвящены эху от двух и более источников. Свободно потоковое приближение работы [6], однако, не учитывает поляризацию среды и резонансные свойства эха. Тем самым, упускается возможность оценки уровня сигнала эха. Не учтено влияние обобщенного закона отражения частиц от границы. Нерешенной части проблемы посвящается эта статья.

В работах по кинетической теории плазмы обычно принимают граничные условия на функцию распределения частиц плазмы или зеркального [3] или диффузного [8] отражения частиц от границы, либо доли их зеркального отражения, не зависящую от скорости. В кинетической теории волн, распространяющихся в ограниченной плазме, величины полей и дисперсионные свойства слабо зависят от вида граничных условий [9]. Поэтому экспериментальная проверка граничных условий затруднена по результатам линейной теории в рамках электродинамики волн в плазме.

Целью настоящей работы является исследование, в наиболее простой постановке задачи, одночастотного эха от одного источника, учитывая обобщенный закон отражения частиц от границы плазмы. А именно: доля $p(\mathrm{v})$ зеркально отраженных частиц является произвольной функцией их скорости v. Плазма занимает полупространство $x \geq 0$. Сторонний источник выполнен в виде сеток или иного, не прерывающего траектории частиц устройства, расположенного па расстоянии l от границы плазмы. Полученные выражения для поля позволяют провести анализ резонансных свойств эховой волны в диапазонах частот ленгмюровских и ионно-звуковых волн, и учитывается вклад поляризационных полей в области частот, в которых волны распространяться не могут. Для частот же из областей прозрачности результаты с резонансными свойствами электрического поля эха, кардинально зависящего от обобщенного закона отражения частиц, получены только в настоящей работе, а в других работах, включая [6,7], их нет. Работа [10] об электромагнитном эхе трёх пространственно разделённых источников относится к однородной безграничной плазме.

ИСХОДНЫЕ СООТНОШЕНИЯ И МЕХАНИЗМ НЕЛИНЕЙНОГО ЭХА

Функция распределения заряженных частиц сорта $\alpha = e, i$ (электроны и ионы, соответственно) и электрическое поле удовлетворяют уравнениям Власова и непрерывности тока:

$$\partial f_\alpha/\partial t + \mathrm{v}_x \partial f_\alpha/\partial x + \eta_\alpha E \partial f_\alpha/\partial \mathrm{v}_x = 0\,, \quad -(1/4\pi)\partial E/\partial t = j \equiv n_0 \sum\nolimits_\alpha e_\alpha \int_{-\infty}^{\infty} d\mathrm{v}_x\, \mathrm{v}_x\, f_\alpha \,. \tag{1}$$

Здесь $\eta_\alpha = e_\alpha / m_\alpha$ — отношение заряда к массе частиц сорта α. Разложим функцию распределения по степеням поля, $f_\alpha(t,x,\mathrm{v}_x) = f_\alpha^{(0)}(\mathrm{v}_x) + f_\alpha^{(1)}(t,x,\mathrm{v}_x) + f_\alpha^{(2)}(t,x,\mathrm{v}_x) + ...$, где $f_\alpha^{(0)}(\mathrm{v}_x)$ — невозмущенная функция распределения. Приближение n находится по теории возмущений из уравнения со сторонним источником:

$$\partial f_\alpha^{(n)} \big/ \partial x + \partial f_\alpha^{(n)} \big/ (\mathrm{v}_x \partial t) = -\eta_\alpha F^{(n)}(t,x,\mathrm{v}_x)\,, \quad F^{(n)}(t,x,\mathrm{v}_x) = E(t,x)\partial f_\alpha^{(n-1)} \big/ (\mathrm{v}_x \partial \mathrm{v}_x)\,, \; n \geq 1\,. \tag{2}$$

Для периодического во времени источника $F^{(n)}(t,x,\mathrm{v}_x)$ решение уравнения (2) в неограниченной плазме $f_\alpha^{(n)}(t,x,\mathrm{v}_x) = -\eta_\alpha \int_{-\infty \,\mathrm{sgn}\, \mathrm{v}_x}^{x} dx' \, F^{(n)}\left(t - (x - x')/\mathrm{v}_x, x', \mathrm{v}_x\right)$ характеризуется осцилляционной зависимостью от

t, x и v_x. Именно, в любом приближении n периодическая временная зависимость локализованного источника приводит к возбуждению и переносу волнового движения вдоль траектории движения заряженных частиц. Этот перенос лежит в основе механизма нелинейного плазменного эха. Изучим суперпозицию по скоростям ММП порядка n (осцилляций распределений в приближениях $n>1$), возбуждаемых биениями заданного внешнего поля и предыдущего распределения $n-1$. Результат наложения ММП разберём сначала в свободно потоковом приближении. Это приближение предсказывает существование эха, точку его локализации и зависимость интенсивности эха от интенсивностей внешних источников.

ЭХО В СВОБОДНО ПОТОКОВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

В пренебрежении самосогласованным полем исследуем пространственные изменения функции распределения во внешнем переменном электрическом поле $E_{\text{ext}}(t,x) = \Phi\delta(x-l)\ \cos\omega t$ от одного источника тока. Функция распределения в приближении n удовлетворяет кинетическому уравнению (2) и граничному условию $f_+^{(n)}(t, x=0, \text{v}) = p(\text{v}) f_-^{(n)}(t, x=0, -\text{v})$, $\text{v}>0$. С учетом граничного условия получаем решение уравнений (2) для функций распределения с положительными и отрицательными значениями скоростей:

$$f_+^{(n)}(t,x,\text{v}) = p(\text{v}) f_-^{(n)}\left(t - x/\text{v}, 0, -\text{v}\right) - \eta_\alpha \int_0^x \text{dx}'\, E_{\text{ext}}\left(\vartheta, x'\right)\left(\partial f_\alpha^{(n-1)}\left(\vartheta, x', \text{v}\right)\right)\Big/\left(\text{v}\partial\,\text{v}\right)\Big|_{\vartheta = t-(x-x')/\text{v}}; \tag{3}$$

$$f_-^{(n)}(t,x,-\text{v}) = -\eta_\alpha \int_\infty^x dx'\, E_{\text{ext}}\left(t + \left(x-x'\right)/\text{v}, x'\right)\left(\partial f_\alpha^{(n-1)}\left(\vartheta_+, x', -\text{v}\right)\right)\Big/\left(\text{v}\partial\,\text{v}\right)\Big|_{\vartheta_+ = t+(x-x')/\text{v}}. \tag{4}$$

Здесь подставлено поле $E_{\text{ext}}(t,x)$. Для регуляризации значений интегралов (3) и (4), в частности, в концевых точках интегрирования, необходимо учесть конечные поперечные размеры антенны, например, заменой $\delta(x-l) \Rightarrow \varphi(x-l,a) = \left(1/\sqrt{\pi}a\right)\ \exp\left[-(x-l)^2/a^2\right]$. Это приводит к предельным значениям интегралов $\int_0^x dx'\,\varphi(x'-l,a) g(x')_{a\to 0} \to \theta(x-l) g(l)$ и $\int_\infty^x dx'\,\varphi(x'-l,a) g(x')_{a\to 0} \to -\theta(l-x) g(l)$. Здесь $g(x)$ — произвольная гладкая функция и значения θ –функций таковы: $\theta(x>0)=1$, $\theta(x<0)=0$ и $\theta(0)=1/2$. После интегрирования в линейном приближении находим выражения (напомним, что здесь в формулах v>0):

$$f_-^{(1)}(t,x,-\text{v}) = \eta_\alpha \Phi\theta(x)\,\theta(l-x)\cos\omega\left(t + (x-l)/\text{v}\right)\left(df^{(0)}/\text{vdv}\right), \tag{5}$$

$$f_+^{(1)}(t,x,\text{v}) = \eta_\alpha \Phi\left(\text{p(v)}\cos\omega\tau_+ - \theta(x-l)\cos\omega\tau_-\right)\left(df^{(0)}/\text{vdv}\right),\quad \tau_\pm = t - (x\pm l)/\text{v}. \tag{6}$$

Присутствие θ –функций связано с учетом принципа причинности. Функция распределения частиц с отрицательными скоростями (5) возмущена только в области $0 \le x \le l$, то есть после прохождения частицами точки локализации возмущающего поля. Функция распределения с положительными скоростями (6) состоит из двух частей: первая часть представляет собой долю зеркально отразившихся от границы частиц, вторая часть — доля частиц, модулированных сторонним источником после прохождения точки его местонахождения. В работе [10], посвященной электромагнитному эху в плазме с заданными переменными полями, такие функции не были учтены. Это привело к неверному результату о существовании эха на суммарной частоте, локализованному в области между пространственно разнесёнными источниками тока, например, сетками. Действительно, нет таких частиц с положительными или только отрицательными скоростями, которые переносили бы волновое движение в область между двумя сетками. Отметим, что в анализируемых во вводной части работах [6] и [7] *эхо поперечных волн* от двух источников исследуется на разностных частотах. Первая часть функции распределения (6) перестаёт осциллировать по скоростям при $x=-l$ и соответствует фиктивному "источнику" модуляции распределения МП с интенсивностью, пропорциональной доле зеркально отразившихся частиц.

Функцию распределения во втором приближении приведём только для положительных скоростей

$$f_+^{(2)}(t,x,\text{v}) = \eta_\alpha^2 \Phi^2 \left\{\theta(0)\text{p(v)}\cos\psi_+ \frac{\partial}{\text{v}\partial\,\text{v}}\cos\psi_+ - \theta(\xi)\cos\psi \frac{\partial}{\text{v}\partial\,\text{v}}\left[\text{p(v)}\cos\psi_+ - \theta(0)\cos\psi\right]\right\}\frac{df^{(0)}}{\text{v}d\text{v}}. \tag{7}$$

Здесь для краткости опущен индекс сорта частиц (всюду, кроме η_α) и введены обозначения $\psi_\pm = \omega\left(t - \left(x \pm l\right)/\text{v}\right)$, $\psi = \psi_-$, $\xi = x - l$. Первое слагаемое в фигурных скобках формулы (7) — результат модуляции от фиктивного источника, «расположенного» при $x=-l$. Второе слагаемое представляет собой повторную модуляцию распределения ММП с положительными скоростями (6), которая проявляется при $\xi>0$, и состоит из двух частей согласно их интерпретации, приведенной в тексте после формулы (6). В этом приближении**,** кроме нелинейных сигналов на второй гармонике с областями локализации вблизи источника при $x=l$ и границы плазмы $x=0$, никаких новых сигналов не появляется.

Выпишем часть функции распределения в третьем приближении, дающую сигнал эха:

$$f_{+\text{echo}}^{(3)}(t,x,\text{v}) = -2\eta_\alpha^3 \Phi^3 \cos\psi\left(\partial/\partial \text{v}^2\right)\left[\cos\psi\left(\partial/\partial\text{v}^2\right)\left(p(\text{v})\cos\psi_+\left(df^{(0)}/d\text{v}^2\right)\right)\right]\theta(\xi). \tag{8}$$

Вычислим плотность тока $j^{\text{echo}}(x,t) = n_0 \sum_{\alpha=e}^{i} e_\alpha \int_0^\infty \text{v}d\text{v} f_{+\text{echo}}^{(3)}(t,x,\text{v})$, где n_0 — фоновая плотность зарядов плазмы. После интегрирования по частям в выражении для тока с подстановкой (8) необходимо найти интеграл

$$\int_0^\infty \left(d\text{v}^2/\text{v}^3\right)\left[\omega(x-l)\cos\Psi/(2\text{v}) - (3\sin\Psi)/4\right] p(\text{v})\left(df^{(0)}/d\text{v}^2\right),\quad \text{где}\ \Psi = \omega\left[t - \left(x-3l\right)/\text{v}\right], \tag{9}$$

в котором быстрые осцилляции в зависимости от скорости v исчезают при $x = 3l$. Это и есть точка локализации эха. Вычисления проводим асимптотическим методом перевала, причем вклад даёт седловая точка $v_S = \exp(-i\pi/6)\left(\omega v_{Te}^2\xi_e/2\right)^{1/3}$, $\xi_e = x - 3l$, $\xi = x - l$ (невозмущенная функция распределения — максвелловская с температурой T_e). Оставляя в интеграле (9) только первое слагаемое, превышающее второе при условии применимости асимптотического разложения $\omega|\xi_e|/v_{Te} >> 1$, получаем $\left(j^{\text{echo}} = j^{\text{echo}}(x,t)\right)$:

$$j^{\text{echo}} = \left[\omega^2\omega_{pe}^2\eta_e^2\Phi^3\xi^2)|p(v_S)|\Big/\left(\sqrt{6}v_{Te}^2|v_S|^5\right)\right]e^{-X_e}\cos\left(\omega t + \sqrt{3}X_e\,\mathrm{sgn}\,\xi_e + 5\pi/6 + \arg p(v)\right). \qquad (10)$$

Здесь приведен ток электронов, дающих наибольший вклад; $\omega_{pe}^2 = 4\pi n_0 e^2/m_e$, $X_e = (3/4)\left(2\omega^2\xi_e^2/v_{Te}^2\right)^{1/3}$, $v_{\text{Te}}^2 = 2T_e/m_e$. Нетрудно найти поле эха, $E^{\text{echo}} = -4\pi\int_{-\infty}^{t} dt\, j^{\text{echo}} = (4\pi/\omega)j^{\text{echo}}\{\cos \Rightarrow \sin\}$, где последняя операция означает замену символов $\cos \Rightarrow \sin$ в выражении для тока (10). Сигнал эха пропорционален кубу амплитуды стороннего поля и доле зеркально отразившихся частиц. Отношение этого сигнала к сигналу поля в линейном приближении приводится ниже в формуле (15) с учетом поляризации плазмы.

САМОСОГЛАСОВАННОЕ ЭХОВОЕ ПОЛЕ ПРОДОЛЬНЫХ ВОЛН

Кинетическая линейная задача о возбуждении полей в полуограниченной плазме со сторонним током при любом законе отражения $p(v)$ точно не решается. Чтобы учесть поляризационные поля, разберём физическую ситуацию, в которой мы ищем самосогласованное эхо. Поля от источника и от границы плазмы затухают на расстояниях, больших v_{Te}/ω и $1/\kappa$ — длины бесстолкновительного затухания. В этих условиях диэлектрические свойства плазмы в областях локализации источника модуляции МП и сигнала эха не отличаются от свойств безграничной плазмы и не зависят, в частности, от наличия границы.

Кинетическое уравнение решаем с учетом самосогласованного поля по теории возмущений. Первое из уравнений (1) объединим с уравнением для поля $\partial E/\partial x = 4\pi\sum_\alpha e_\alpha n_0\int_{-\infty}^{\infty} d\,v_x f_\alpha(t,x,v_x) + 4\pi\rho_{\text{ext}}(x,t)$. Первым слагаемым справа представлены определяемые функцией распределения плотности зарядов плазмы (в пренебрежении ими электрическое поле совпадает с внешним полем E_{ext} предыдущего раздела). Второе слагаемое представляет собой стороннюю плотность зарядов $\rho_{\text{ext}}(x,t) = \Phi\,\delta'(x-l)\cos\omega_1 t$ (где $\delta'(x)$ — производная от δ–функции), возбуждающую волны распределения частиц и полей. Аналогично разложению функции распределения разложим в ряд по степеням Φ и электрическое поле. Переходя к Фурье-представлению системы совместных уравнений, находим из них Фурье-образы самосогласованных электрического поля и функции распределения в линейном приближении:

$$E_{\omega k}^{(1)} = -i\frac{4\pi\rho(\omega,k)}{k\varepsilon(\omega,k)},\quad f_{\omega k,\alpha}^{(1)}(v_x) = -\eta_\alpha\frac{4\pi\rho_{\omega k}\,df_\alpha^{(0)}/d\,v_x}{k(\omega + i0 - kv_x)\varepsilon(\omega,k)},\ \text{где}\ \rho_{\omega k} = \frac{ik}{4\pi}\Phi e^{-ikl}\sum_{\pm}\delta(\omega\pm\omega_1). \qquad (11)$$

Фурье–образы поля и функции распределения аналогичны $\rho_{\omega k} = \int_{-\infty}^{\infty} dt\int_{-\infty}^{\infty} dx\,\rho_{\text{ext}}(x,t)\,\exp i(\omega t - kx)$. Для обращения преобразования Фурье используются два аналитические продолжения диэлектрических функций в плоскость комплексных k, $\varepsilon_\pm(\omega,k) = 1 + (1/k)\sum_\alpha\omega_{p\alpha}^2\cdot\int_{C_\pm} dv\left(df_\alpha^{(0)}/dv\right)/(\omega + i0 - kv)$, где $\omega_{p\alpha}^2 = 4\pi n_0 e_\alpha^2/m_\alpha$. Контуры интегрирования идут вдоль вещественной оси. Контур C_- обходит особенность сверху, а контур C_+ — снизу. Аналитические свойства диэлектрических функций $\varepsilon_\pm(\omega,k)$ аналогичны свойствам функций $K_{1,2}(k)$ работы [3] (см. также[11]). Нули одной из диэлектрических функций, $\varepsilon_+(\omega,k_+) = 0$ расположены в областях прозрачности в верхней полуплоскости $k_\pm = \pm q + i\kappa$ (при $|\omega/kv_{T\alpha}| >> 1$ — вблизи вещественной оси) и равны для ленгмюровской и ионно-звуковой волн, $\kappa << q$: для частот $\omega \ge \omega_{pe} \Rightarrow q = \sqrt{2/3}\left(\omega^2 - \omega_{pe}^2\right)^{1/2}/v_{Te}$, $\kappa = (1/6)\sqrt{\pi/2}\left(\exp\left(-\omega^2/q^2v_{Te}^2\right)\right)/\left(a_e^5q^4\right)$ и для частот $\omega \le \omega_{pi}$ при $T_e >> T_i \Rightarrow q = a_e^{-1}\left(\omega_{pi}^2/\omega^2 - 1\right)^{-1/2}$, $\kappa = (\omega/V_S)(\pi m_e/8m_i)^{1/2}$, где $V_S = (T_e/m_i)^{1/2}$ и $a_e = v_{Te}/\sqrt{2}\,\omega_{pe}$ — скорость ионного звука и радиус Дебая.

Электрическое поле и часть функции распределения, получаемые из выражений (11), равны

$$E^{(1)}(x,t) = \Phi\left(\frac{\partial\varepsilon_+}{\partial k}\right)^{-1}e^{-\kappa|\xi|}\sin(q\xi - \omega t),\quad f_\alpha^{(1)}(t,x,v_x) = -\eta_\alpha\theta(v_x\xi)\frac{\Phi}{2}\frac{df_\alpha^{(0)}}{v_x dv_x}\frac{\exp i(\xi\omega/v_x - \omega t)}{\varepsilon_+(\omega,\omega/v_x)}. \qquad (12)$$

Здесь и далее опускаем нижний индекс у частоты источника ω_1, и $\partial\varepsilon_+/\partial k = -6qa_e^2$ при $\omega > \omega_{pe}$, $\partial\varepsilon_+/\partial k = -2/\left(q^3a_e^2\right)$ при $\omega < \omega_{pi}$. Не выписанная часть функции распределения обладает такой же пространственновременной зависимостью, как и электрическое поле в (12), и обеспечивает его дисперсию и бесстолкновительное затухание. Функция $f_{\alpha}^{(1)}(t,x,\mathrm{v}_x)$, (12), представляет собой не испытывающее затухания распределение «одетых» полем МП, модулированных источником в окрестности точки $x=l$ и переносящих волновое движение при $\mathrm{v}_x>0$ в положительном направлении от этой точки и при $\mathrm{v}_x<0$ — в отрицательном. Это распределение с $\mathrm{v}_x<0$ аналогично распределению (5) и с $\mathrm{v}_x>0$ — второму слагаемому в скобках распределения (6) «неодетых» полем ММП. Слагаемое, аналогичное первому в формуле (6) (распределение ММП доли зеркально отраженных частиц), получится при учете граничного условия. (Корректная процедура заключается в применении метода асимптотического сращивания функций распределения в той области, в которой электрические поля малы.) Добавка к полю (6) от доли зеркально отраженных от границы ММП содержит сомножитель $p(\omega/q(\omega))\exp(-\kappa l)$ аналогично оценке в формуле (15) работы [7], а такими величинами в эффекте эха пренебрегают в силу условия $\kappa l>>1$.

Описав характерные физические особенности возбуждения самосогласованных поля и распределения ММП и процедуру их исследования, формулы второго приближения приводить не будем (см. их в работе [11]). Изложим результаты исследования поля эха в третьем приближении при произвольном законе отражения частиц от границы. Выражение для него аналогично самосогласованному эху в безграничной плазме:

$$E^{\text{echo}}(x,t)=\Phi^3\xi^2\omega^2\,\frac{\omega_{pe}^2}{8\pi}\frac{e^2}{m_e^2}\int_{+0}^{\infty}\frac{d\,\mathrm{v}_x}{\mathrm{v}_x^6}\,p^e(\mathrm{v}_x)\frac{df_e^{(0)}}{d\mathrm{v}}\,\frac{exp[i\omega(\xi_e/\mathrm{v}_x-t)+i\pi/2]}{\varepsilon_-(\omega,\omega/\mathrm{v}_x)[\varepsilon_+(\omega,\omega/\mathrm{v}_x)]^3}+\text{c.c.} \tag{13}$$

При интегрировании в формуле (13) к вкладу седловой точки добавляется вклад полюса $\mathrm{v}_x=\omega/k_+$ в нуле третьего порядка куба диэлектрической функции**. Резонанс поля эха и ММП** проявляется в обращении в нуль реактивного слагаемого в значении диэлектрической функции ε_- в нуле другой функции ε_+. В самом деле, подстановка k_+ даёт точное значение выражения $\varepsilon_-(\omega,k_+)=2i\varepsilon''(\omega,k_+)=(\pi\omega_{pe}^2/q^2)\,(df_e^{(0)}/d\mathrm{v}_x)|_{\mathrm{v}_x=\omega/q}$. Это приводит к сокращению числа резонансных частиц $n_0(df_e^{(0)}/d\mathrm{v}_x)|_{\mathrm{v}_x=\omega/q}$ в выражении для поля и увеличению амплитуды эха при $|\varepsilon''(\omega,k_+)|<<1$. С точностью до численного коэффициента порядка единицы и без учета слагаемых, несущественных в области применимости полученных выражений, находим для частоты, принадлежащей области прозрачности, что отношение амплитуды волны эха при $x\approx 3l$ и $\xi_e=x-3l>0$ к амплитуде линейной волны (12), возбуждаемой вблизи сеток при $x\approx l$ и $\xi=x-l>0$, равно

$$E_\omega^{\text{echo}}\Big/E_\omega^{(1)}\propto(e\Phi/W)^2\,\xi^2\xi_e^2q^2\;p^e(\omega/k(\omega))\Big/(\partial\varepsilon_+/\partial k)^2\Big|_{k=k(\omega)=q+i\kappa}. \tag{14}$$

Здесь $W=m_e\omega^2\big/\big(2q^2(\omega)\big)$. Происходящее от вкладов перевальных точек отношение полей, существенное в области частот непрозрачности плазмы и добавочное к отношению (14) в области прозрачности, имеет вид:

$$E_\omega^{\text{echo}}\Big/E_\omega^{(1)}=|\,p(\mathrm{v}_S)\,|\;e^2\Phi^2\omega^2\xi_e^2\Big/\Big(2m_e^2|\mathrm{v}_S|^6\varepsilon^2(\omega)\Big),\qquad \mathrm{v}_S=\mathrm{e}^{-i\pi/6}\Big(\omega\xi_e\mathrm{v}_{Te}^2\big/2\Big)^{1/3}. \tag{15}$$

Здесь содержится модуль аналитического продолжения коэффициента отражения частиц в комплексную плоскость скорости и $\varepsilon(\omega)=1-\sum_\alpha\omega_{p\alpha}^2\big/\omega^2$ — диэлектрическая проницаемость холодной плазмы.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Полученные результаты показывают, что на трассе передачи волнового движения от местоположения источника возбуждения волн (сетчатой антенны) до точки эха волновой сигнал плазменного эха претерпевает различные преобразования: исходная волна затухает, волновое движение переносится многократно модулированными МП, происходит зеркальное отражение ММП и излучение ими волны в точке эха. Следует заметить, что заранее не ясны ни существование эха, ни интенсивность его сигнала в зависимости от частоты, ни его резонансные свойства. Всё это говорит о том, что рассматриваемый эффект одночастотного плазменного эха в полуограниченной плазме ведёт себя совершенно иным способом в сравнении с сигналом акустического эха. В случае акустического эха, в отличие от рассмотренного в настоящей работе эффекта, звуковая волна на всей трассе распространения остаётся звуковой волной в одномерной ситуации. Вместе с тем в механике и электродинамике сплошных сред также возможны нетривиальные эффекты, которые интенсивно исследуются в последнее время (см. например [12]). Так в двумерных задачах с неоднородностью в поперечном к распространению волны направлении, например в неоднородном волноводе со щелью, присутствуют так называемые вытекающие моды непрерывного спектра с эффектами коллективного затухания и эха.

Из полученных в работе выражений видно, что интенсивность эхового сигнала прямо пропорциональна доле зеркально отразившихся от границы частиц со значениями скорости, равной фазовой скорости ленгмюровских или ионно-звуковых волн эха. Экспериментальные измерения отношения амплитуд (14) в зависимости от фазовой скорости ленгмюровских или ионно-звуковых волн эха и отношения (15) — от частоты ω и ξ_e позволяют определить обобщенный закон отражения электронов от границы. В силу обнаруженного в настоящей работе резонанса эховой волны с ММП, интенсивность эхового волнового сигнала не зависит от числа резонансных частиц, формировавших ММП. Благодаря этому обеспечивается большая величина сигнала эха. Полученные нелинейные решения, впервые учитывающие поляризационные поля и резонансные свойства одночастотного эха, описывают работу антенны в слабо столкновительной плазме.

Таким образом, закон отражения частиц оказывает существенное влияние на эффект одночастотного эха. Сигнал эха может быть не малым, о чем свидетельствуют его резонансные свойства, а также применимость метода асимптотического сращивания. Результаты настоящей работы подтверждают экспериментальные результаты исследования эха от границы плазмы [2].

Актуальность и необходимость развития исследований плазменного эха подчеркиваются его применениями в физике плазмы для диагностики и в полупроводниковой электронике субмикронных структур с баллистическим транспортом носителей [13]. Отметим и новые работы [12,14-16], в которых обнаружено диокотронное волновое эхо гидродинамического типа [12] и проведены измерения временного эха в накопительных устройствах релятивистских пучков протонов (энергия 8 и 120 Гэв) с приложениями быстрого детектирования диффузии и измерений разброса энергий пучка [15]. Работы по эху пользуются неизменным интересом исследователей в различных областях физики, в том числе квантовой (см. например [16]).

Практическая значимость полученных результатов состоит в разработке способов связи через плотные слои плазмы, например через плазменный слой переднего фронта ударной волны ионизации спускаемых космических аппаратов. В работе [17] разрабатывается способ связи посредством модулированных пучков, и могут найти применение модулируемые антенной МП, доля которых зеркально отражается от оболочки аппарата и обеспечивает связь посредством одночастотного эха от одного источника.

В качестве перспективы дальнейшего развития исследований отметим, что наложение внешнего магнитного поля оказывает решающее влияние на эффекты типа эффекта эха. В однородном магнитном поле увеличивается диапазон скоростей, при которых можно проверить обобщенный закон отражения частиц от границы $p(\mathrm{v})$ (в работе [7] считается $p(\mathrm{v}) = \mathrm{const}$). В неоднородном магнитном поле с пространственными областями непрозрачности (волновыми барьерами) обнаружен новый линейный кинетический эффект переноса волнового движения через волновой барьер посредством когерентных ММП и излучения волны за барьером [18]. Этот эффект обладает новыми качествами и подлежит дальнейшему исследованию, см. например [19].

Автор выражает сердечную признательность С.В. Пелетминскому и Н.Ф. Шульге за полезные обсуждения, а также Н.Ф. Шульге за помощь при доработке статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1.O'Neil T.M., Gould R.W. // Phys. Fluids. – 1968. – v.11, № 6. – P.134-142.
2Malmberg J.H., Wharton C.B., Gould R.W., O'Neil T.M.. // Phys. Fluids. – 1968. – V.11, № 6. – P.1147-1153.
3.Ландау Л.Д. // ЖЭТФ. – 1946. – Т.16. – С.574-584.
4.Водяницкий А.А. // В сб.: Физика плазмы и проблема УТС. Докл. X конференции, май 1970. – ХФТИ-70-53. – Харьков, 1970. – С.23.
5.Павленко В.Н., Ситенко А.Г. // Эховые явления в плазме и плазмоподобных средах. – М.: Наука, 1988. – 128с.
6.Зауэр К., Павленко В.Н., Засенко В.И. // Физика плазмы. – 1976. – Т.2, вып. 5. – С.815-820.
7.Павленко В.Н., Ревечук С.М. // Укр. Физ. Журн. – 1976. – Т. 21, № 12. – С.2031-2042.
8.Reuter G.E.H., Sondheimer E.H. // Proc. Roy. Soc. A. – 1949. – V.195. – P.336-364.
9.Кондратенко А.Н. .// Проникновение поля в плазму – М.: Атомиздат. – 1979. – 231 с.
10.Кемоклидзе М.П., Питаевский Л.П. // ЖЭТФ. – 1970. – Т.58, вып. 5. – С.1853-1856.
11.Водяницкий А.А., Репалов Н.С. Физика плазмы и проблема УТС. Вып. 3 // – К.: Наукова думка. – 1972. – С.47-63.
12.Yu J.H., Driscoll C.F. Diocotron wave echo in pure electron plasma // IEEE Trans. Plasma Sci. - 2002. - V.30, №1. - P.24-25.
13.Рыжий В.И., Баннов Н.А., Федирко // ФТП. – 1984. – Т.18, вып.5. – С.769-786.
14.Shaposhnikova E. On the longitudinal echo in a continuous beam // CERN SL – 1996. – Note 95-125 (RF), – From Internet.
15.Spenzouris L.K., Ostigy J.-F. Colestock. // Phys. Rev. Letters. - 1996. – V.76. – P.620.
16.Iomin A. Loschmidt echo for chaotic oscillator // E-Preprits. – 9 Dec 2003. – arXiv:nlin.CD/03120118. – V.1/ – From Internet.
17.Березин А.К., Файнберг Я.Б., Березина Г.П., Назаренко О.К. // Физика плазмы. - 1994. - Т. 20, вып.9. - С.825-835.
18.Водяницкий А.А., Ерохин Н.С., Моисеев С.С. // ЖЭТФ. – 1971. – Т. 61, вып. 2 (8).– С. 629-641.
19.Водяницкий А.А. // Вісник ХНУ ім. В.Н. Каразіна. – 2003. – № 585. – *Сер. Фіз.* Ядра, частинки, поля. – Вип. 1 /21/. – С.56–62.

INFLUENCE OF THE LAW OF REFLECTION OF PARTICLES ON EFFECT OF A PLASMA ECHO FROM BOUNDARY

Vodyanitskii A.A.
Institute for Theoretical Physics NSC "Kharkov Institute of Physics and Technology", Kharkov - 108, Academicheskaya 1
E-mail: vodyanitskii@kipt.kharkov.ua

In paper the nonlinear spatial echo is considered from the external current flowing on playing role of the grid antenna placed on some distance from boundary of plasma, smaller than length of free run of the charged particles. The received expressions for a field of an echo take into account resonances and allow to judge about dependence of intensity of an echo from velocity of a share of particles which are reflected from boundary by mirror-likely. Results can find application in development of ways of communication through dense layers of plasma and are interesting as an illustration of a nonlinear echo from one source of an extern current.

KEY WORDS: reflection of particles from boundary, spatial nonlinear echo in plasma, resonance