Министерство образования
Российской Федерации
Новосибирский Государственный Университет
Физический факультет
Кафедра Физики Плазмы

Квалификационная работа на соискание степени магистра

Электронная вязкость плазмы в сильном поле электромагнитной волны

Тимофеев Игорь Валериевич

Научный руководитель
к. ф.-м. н. Лотов
Константин Владимирович

____

Новосибирск — 2003

1 Введение

Развитие лазерных технологий [1,2] в последнее время стимулировало теоретические исследования в области взаимодействия сверхмощного лазерного излучения с плазмой. Важное место в этих исследованиях занимает изучение процессов диссипации сильных электромагнитных волн из-за столкновений частиц. Эта задача оказывается интересной в практически важном случае воздействия на плазму коротких лазерных импульсов, длительность которых значительно меньше характерных времен развития неустойчивостей, что позволяет не рассматривать аномальный перенос.

Первоначально кинетическая теория процессов переноса в полностью ионизованной плазме была развита в случае слабых полей [3], когда скорость $V = eE/m\omega$, приобретаемая электроном в поле волны с амплитудой E, не превышает тепловую $u = \sqrt{T_e/m}$. Аналитическое рассмотрение такой задачи возможно для слабо неравновесной системы, в которой функцию распределения можно представить в виде локально равновесной и малых поправок, пропорциональных факторам, выводящим систему из равновесия. При этом предполагается, что влияние этих факторов приводит к медленному изменению функции распределения (медленному по сравнению со временем релаксации распределения к равновесному, то есть временем между столкновениями). Для электромагнитной волны это условие означает малость частоты поля ω по сравнению с частотой столкновений ν_{ei}.

С появлением мощных лазеров стало актуальным изучение явлений переноса в сильном высокочастотном поле. В этом случае электрон-ионные (e-i) столкновения оказываются подавленными; их частота [5]

$$\nu_{ei} = \frac{16\Lambda Z e^4 n_e}{m^2 V^3}, \tag{1}$$

где Λ — кулоновский логарифм, Z — заряд иона, $n_e = Zn_i$ — концентрация электронов. Электрон-электронные (e-e) столкновения в дипольном приближении, когда пространственной зависимостью поля волны можно пренебречь, остаются частыми:

$$\nu_{ee} = \frac{4\sqrt{\pi}\Lambda e^4 n_e}{3\sqrt{m}\, T_e^{3/2}}. \tag{2}$$

Благодаря таким относительно частым межэлектронным столкновениям равновесным можно считать максвелловское распределение, сдвинутое на скорость осцилляций электронов в поле волны. Это справедливо в достаточно сильном поле, когда $V \gg Zu$ [4]. Вклад e-i столкновений можно искать в виде малой поправки к равновесию, что и делалось в работе [5], посвященной изучению нелинейной высокочастотной проводимости плазмы и обратного тормозного поглощения. Было показано, что мощность этого механизма диссипации уменьшается с увеличением амплитуды волны:

$$Q_{ei} = \frac{8\Lambda Z^2 e^4 n_e n_i}{mV}. \tag{3}$$

В отношении других процессов переноса столкновительная кинетика плазмы, находящейся в поле мощного высокочастотного излучения, получила развитие в работе [6], где было получено кинетическое уравнение для усредненной по периоду поля функции распределения и построена теория медленного переноса. При этом в усредненном кинетическом уравнении пренебрегалось вкладом гармоник функции распределения, порядок малости которых определяется малостью неоднородности поля. Таким образом, остался невыясненным вопрос о влиянии эффектов, связанных с конечностью длины волны. Несмотря на малость неоднородности поля ($\sim V/c$), учет этого эффекта приводит к появлению диссипации из-за электронной вязкости, которая может конкурировать с обратным тормозным поглощением. В отличие от случая слабого поля, где поглощение из-за вязкости было всегда относительно малым, в сильном поле возникает интересный вопрос о существовании условий, при которых этот механизм диссипации может стать основным.

В отличие от работы Силина [5], где в создании неравновесности участвовали редкие e-i столкновения ($\nu_{ei} \ll \omega$), при изучении вязкости искажение равновесия связано с присутствием группы электронов, пришедших из других областей. Столкновения этих электронов с равновесными могут быть как частыми так и редкими по сравнению с частотой поля, поэтому необходимо построить сильностолкновительную кинетику быстропеременных процессов, в которой соотношение между частотой поля и частотой e-e столкновений может быть произвольным. В отличие от кинетики в слабых полях, где условие медленности изменения распределения было принципиальным для существования локального равновесия и ограничивало рассмотрение низкими частотами, в сильном поле это ограничение можно опустить и строить теорию для произвольных частот в той области параметров, где благодаря подавлению e-i столкновений локально равновесное распределение существует в системе отсчета, движущейся вместе с электронами. В этой системе хотя и происходят быстрые осцилляции распределения из-за прихода электронов из других областей, но с малой амплитудой, порядок малости которой определяется малостью неоднородности.

Применимость такой теории ограничена областью параметров, в которой e-i столкновения уже подавлены, а e-e еще нет. Со стороны низких температур граница этой области определена условием, появление которого можно понять из следующих соображений. В холодной плазме из-за частых столкновений с ионами электроны не успевают набирать амплитудное значение скорости V. При температуре, выше некоторой, электрон за время между последовательными столкновениями приобретает скорость υ, которая больше тепловой:

$$\upsilon = \frac{eE}{m\nu_{ei}(T)} \gtrsim u. \tag{4}$$

Сечение рассеяния для такого электрона сразу уменьшается, поскольку определяется теперь по большой приобретенной скорости. При последующих столкновениях электрон теряет лишь часть своего направленного импульса, что позволяет ему почти без помех достигнуть амплитудного значения скорости. При этом e-i столкновения можно считать подавленными (1), а для e-e считать справедливой зависимость (2). Из условия (4) и $\nu_{ei} \sim Z\nu_{ee}$ следует

$$\frac{\nu_{ee}}{\omega} \lesssim \frac{V}{Zu}.$$

С другой стороны e-e столкновения сами становятся подавленными при достаточно высоких температурах, когда нарушается условие локальности переноса. Это означает, что в данную точку успевают приходить электроны с расстояний порядка длины волны и относительными скоростями порядка осцилляторной V. Поэтому необходимо потребовать, чтобы длина свободного пробега в колеблющейся системе отсчета $l \sim u/\nu_{ee}$ была малой по сравнению с длиной волны $\lambda \sim c/\omega$:

$$\frac{\nu_{ee}}{\omega} \gg \frac{u}{c}.$$

Кроме того, должны выполняться условия идеальности ($\nu_{ee} \ll \omega_p$) и прозрачности плазмы для излучения с частотой ω. В плазме без магнитного поля последнее условие означает $\omega > \omega_p$, что позволяет рассматривать лишь высокочастотный предел $\nu_{ee} \ll \omega$. А в магнитном поле, которое характеризуется циклотронной частотой Ω ($\Omega < \omega_p$), область прозрачности существует также и при $\omega < \Omega$. Таким образом, область применимости теории в сильных полях в случае без магнитного поля ограничена следующими условиями:

$$\frac{u}{c} \ll \frac{\nu_{ee}}{\omega} \ll \frac{\omega_p}{\omega} < 1. \tag{5}$$

В магнитоактивной плазме, где $\omega_p > \omega$, эти условия дают (Рис.1)

$$\frac{u}{c} \ll \frac{\nu_{ee}}{\omega} \lesssim \min\left(\frac{\omega_p}{\omega}, \frac{V}{Zu}\right) > 1. \tag{6}$$

Отсюда видно, что совместное выполнение условий идеальности и прозрачности плазмы не препятствует рассмотрению предельного случая частых столкновений $\nu_{ee} \gg \omega$. На Рис.1 выделена область применимости теории, соответствующая параметрам $\omega = 2 \cdot 10^{14}$ Гц и $V/c = 0.2$. Для излучения с частотой $\omega = 2 \cdot 10^{15}$ Гц при том же V/c условия, ограничивающие область применимости, переходят в соответствующие линии, обозначенные штрихованными цифрами $(1', 2', 3')$.

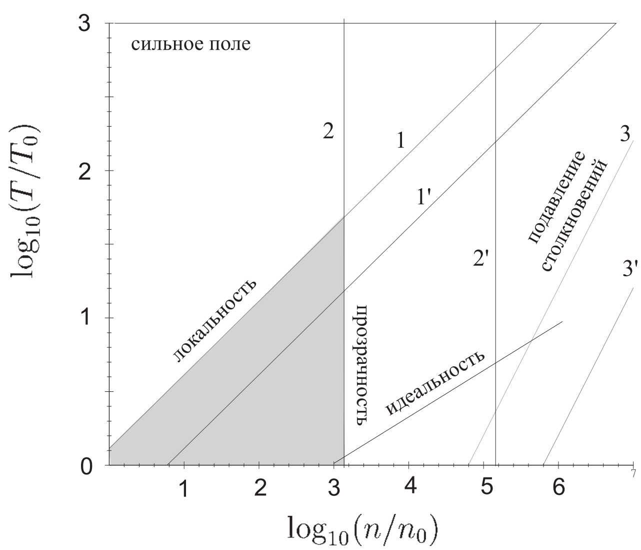

Рис. 1: Область применимости теории. $T_0 = 1$ эВ, $n_0 = 10^{16}$ см$^{-3}$.

В разделе 2 данной работы получено решение кинетического уравнения для поправки к функции распределения, учитывающей эффекты конечности длины волны, в случае произвольного соотношения между частотой поля ω, частотой е-е столкновений ν_{ee} и циклотронной частотой Ω (если плазма находится во внешнем магнитном поле). В разделе 3 исследованы различные предельные случаи и сформулированы условия преобладания механизма вязкой диссипации над обратным тормозным поглощением.

2 Кинетическое уравнение

Кинетическое уравнение в сильном поле волны содержит лишь е-е столкновения и имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (\vec{v}\,\nabla) f - \left\{ \frac{e}{m} \left(\vec{E} + \frac{1}{c}\, \left[\vec{v} \times \vec{B} \right] \right) + \Omega \left[\vec{v} \times \vec{h} \right] \right\} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = St_{ee}, \qquad (7)$$

где $\vec{E}$ и $\vec{B}$ — электрическое и магнитное поле волны, $\vec{h}$ — единичный вектор, направленный вдоль постоянного магнитного поля $\vec{B_0}$, $\Omega = eB_0/mc$ — циклотронная частота. Для простоты будем рассматривать поперечно поляризованные волны $\left(\vec{k}\vec{E} = 0\right)$, распространяющиеся вдоль постоянного магнитного поля

$$\vec{E} = \vec{E_1} \cos\phi + \vec{E_2} \sin\phi, \quad \vec{B} = \frac{c}{\omega} \left[\vec{k} \times \vec{E} \right],$$

где $\phi = \omega t - \vec{k}\vec{r}$.

После перехода в систему отсчета, движущуюся со скоростью $\vec{V}$,

$$f(\vec{v}, \vec{r}, t) = F(\vec{u}, \vec{r}, t), \quad \vec{u} = \vec{v} - \vec{V}(\vec{r}, t), \qquad (8)$$

кинетическое уравнение принимает вид

$$\frac{\partial F}{\partial t} + (u_j + V_j) \frac{\partial F}{\partial x_j} - \left\{ \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (u_j + V_j) \frac{\partial \vec{V}}{\partial x_j} + \Omega \left[\left(\vec{u} + \vec{V} \right) \times \vec{h} \right] + \right.$$
$$\left. + \frac{e}{m} \vec{E} + \frac{e}{mc} \left[\left(\vec{u} + \vec{V} \right) \times \vec{B} \right] \right\} \frac{\partial F}{\partial \vec{u}} = St_{ee}(F, F). \quad (9)$$

Равновесным в этой системе будет максвелловское распределение

$$F_0 = n(\vec{r}, t) \frac{\beta^{3/2}}{\pi^{3/2}} \exp(-\beta u^2), \quad \beta = \frac{m}{2T(\vec{r}, t)},$$

в котором понятия плотности и температуры определены стандартным для слабо неравновесной системы способом, то есть n и T уже являются реальными плотностью и температурой в данной точке в данный момент времени, и вычисляемые далее поправки к функции распределения не дают вклада в эти величины, так что выполняются условия

$$\int \delta F\, d\vec{u} = 0, \qquad \int \vec{u}\, \delta F\, d\vec{u} = 0, \qquad \int u^2 \delta F\, d\vec{u} = 0.$$

При такой постановке задачи нужен независимый способ определения функций $n(\vec{r}, t)$, $\vec{V}(\vec{r}, t)$ и $T(\vec{r}, t)$, который заключается в составлении уравнений на моменты функции распределения, что естественным образом конкретизирует выбор системы отсчета, в которую нужно переходить для того, чтобы уравнения для поправок к функции распределения были разрешимы. В первом порядке по малым градиентам уравнения для моментов имеют вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div}\left(n\vec{V}\right) = 0, \tag{10}$$

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \left(\vec{V}\,\nabla\right)\vec{V} = -\frac{e}{m}\left(\vec{E} + \frac{1}{c}\,\left[\vec{V}\times\vec{B}\right]\right) - \Omega\left[\vec{V}\times\vec{h}\right] - \frac{1}{mn}\nabla(nT), \tag{11}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \left(\vec{V}\,\nabla\right)T + \frac{2}{3}T\operatorname{div}\vec{V} = 0, \tag{12}$$

а для поправки к равновесной функции распределения получаем

$$\frac{\partial F_1}{\partial t} - I_{ee}(F_1, F_0) - \Omega\left[\vec{u}\times\vec{h}\right]\frac{\partial F_1}{\partial \vec{u}} = -\frac{\partial F_0}{\partial t} - (u_j + V_j)\frac{\partial F_0}{\partial x_j} + \\ + \left\{u_j\frac{\partial \vec{V}}{\partial x_j} + \frac{e}{mc}\left[\vec{u}\times\vec{B}\right] - \frac{1}{mn}\nabla(nT)\right\}\frac{\partial F_0}{\partial \vec{u}}, \tag{13}$$

где $I_{ee}(F_1, F_0)$ — линеаризованный интеграл столкновений в форме Ландау. Здесь учтено, что частота поля ω может быть соизмерима с частотой столкновений ν_{ee} и циклотронной частотой Ω. В правой стороне (13) сгруппированы слагаемые, содержащие малые градиенты. Вклад магнитного поля волны $\vec{B}$ имеет такой же порядок малости, как и неоднородность электрического поля. Производная по времени от F_0 также мала, поскольку временные производные от n и T с помощью уравнений (10) и (12) выражаются через пространственные градиенты. Таким образом, в выбранной системе отсчета быстрые осцилляции n и T происходят далеко от рассматриваемой точки (на расстояниях $\sim\lambda$), поэтому их влияние на распределение электронов в данной точке мало.

Используя (10) и (12), перепишем уравнение для поправки к функции распределения в следующем виде:

$$\frac{\partial F_1}{\partial t} - I_{ee}(F_1, F_0) - \Omega\left[\vec{u}\times\vec{h}\right]\frac{\partial F_1}{\partial \vec{u}} = -2\beta F_0\left(u_\alpha u_\beta - \frac{u^2}{3}\delta_{\alpha\beta}\right)\frac{\partial V_\alpha}{\partial x_\beta}. \tag{14}$$

Здесь опущены слагаемые, пропорциональные ∇T, которые не дают вклад при вычислении вязкости. Для решения этого уравнения необходимо знать явный вид зависимости скорости $\vec{V}$ от времени, которая определяется уравнением (11). Поскольку в правой части (14) уже содержится градиент скорости , то в (11) можно оставить только линейные по амплитуде волны слагаемые. Выделяя эту явную временную зависимость, получаем

$$\frac{\partial F_1}{\partial t} - I_{ee}(F_1, F_0) - \Omega\left[\vec{u}\times\vec{h}\right]\frac{\partial F_1}{\partial \vec{u}} = \frac{\beta}{1-x^2} F_0 U_{ij}\left(\Psi_{ij}\cos\phi - \Phi_{ij}\sin\phi\right), \tag{15}$$

где $x = \Omega/\omega, U_{ij} = u_i u_j - u^2\delta_{ij}/3$,

$$\Psi_{ij} = k_i d_j + k_j d_i - \frac{2}{3}(\vec{k}\vec{d})\,\delta_{ij}, \quad \Phi_{ij} = k_i q_j + k_j q_i - \frac{2}{3}(\vec{k}\vec{q})\,\delta_{ij},$$

$$\vec{d} = \frac{e}{m\omega}\left(-\vec{E}_1 - x\left[\vec{E}_2\times\vec{h}\right] + x^2(\vec{E}_1\vec{h})\vec{h}\right),$$

$$\vec{q} = \frac{e}{m\omega}\left(\vec{E}_2 - x\left[\vec{E}_1\times\vec{h}\right] - x^2(\vec{E}_2\vec{h})\vec{h}\right).$$

Решение этого интегрального уравнения будем искать стандартным способом в виде разложения по полиномам Сонина:

$$F_1 = \frac{\beta F_0}{1-x^2} U_{\alpha\beta}\sum_{n=0}^{\infty} S^n_{5/2}(\beta u^2)\left\{A_n(t)\Psi^{(1)}_{\alpha\beta} + B_n(t)\Psi^{(2)}_{\alpha\beta} + C_n(t)\Phi^{(1)}_{\alpha\beta} + D_n(t)\Phi^{(2)}_{\alpha\beta}\right\}, \tag{16}$$

где

$$S^n_r(x) = \frac{1}{n!}e^x x^{-r}\frac{d^n}{dx^n}e^{-x}x^{r+n},$$

$$\Psi^{(1)}_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Psi_{xz} \\ 0 & 0 & 0 \\ \Psi_{zx} & 0 & 0 \end{pmatrix}, \qquad \Psi^{(2)}_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Psi_{xz} \\ 0 & \Psi_{zx} & 0 \end{pmatrix}, \tag{17}$$

$$\Phi^{(1)}_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Phi_{yz} \\ 0 & \Phi_{zy} & 0 \end{pmatrix}, \qquad \Phi^{(2)}_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -\Phi_{yz} \\ 0 & 0 & 0 \\ -\Phi_{zy} & 0 & 0 \end{pmatrix}. \tag{18}$$

Здесь использована система координат, в которой ось z направлена вдоль магнитного поля (т.е. $\vec{h} = (0,0,1)$), а x и y выбраны так, чтобы электрическое поле продольно распространяющейся ($\vec{k} = (0,0,k)$) волны имело вид

$$\vec{E}_1 = (\varepsilon_x E_0, 0, 0), \qquad \vec{E}_2 = (0, \varepsilon_y E_0, 0),$$

где рассмотрен общий случай эллиптической поляризации: $1 > \varepsilon_x > \varepsilon_y > 0$, $\varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2 = 1$. При этом ненулевыми оказываются следующие компоненты тензоров:

$$\Psi_{xz} = \Psi_{zx} = -kV_0(\varepsilon_x + x\varepsilon_y),$$

$$\Phi_{yz} = \Phi_{zy} = kV_0(\varepsilon_y + x\varepsilon_x),$$

где $V_0 = eE_0/m\omega$. Формальное отличие от процедуры решения соответствующего уравнения в теории слабых полей состоит в том, что в сильном поле коэффициенты разложения A_n, B_n, C_n и D_n зависят от времени. В результате получаем систему дифференциальных уравнений для определения этих коэффициентов:

$$\frac{8}{15\sqrt{\pi}}\frac{\Gamma(7/2+l)}{l!}\,\left(\frac{d\xi_l}{dt} - i\Omega\xi_l\right) - \sum_{n=0}^{\infty}\xi_n a_{nl} = \cos\phi\;\delta_{l0}, \tag{19}$$

$$\frac{8}{15\sqrt{\pi}}\frac{\Gamma(7/2+l)}{l!}\,\left(\frac{d\zeta_l}{dt} - i\Omega\zeta_l\right) - \sum_{n=0}^{\infty}\zeta_n a_{nl} = -\sin\phi\;\delta_{l0}, \tag{20}$$

где введены комплексные величины $\xi_n = A_n + iB_n$, $\zeta_n = C_n + iD_n$ и вещественные коэффициенты a_{nl}:

$$a_{nl} = \frac{2}{5}\,\frac{\beta^2}{n}\int U_{ij}S^l_{5/2}(\beta u^2)I_{ee}\left(S^n_{5/2}(\beta u^2)U_{ij}F_0, F_0\right)d\vec{u}. \tag{21}$$

В приближении двух полиномов Сонина система (19) содержит два уравнения:

$$\frac{d\xi_0}{dt} - (a_{00} + i\Omega)\,\xi_0 - a_{10}\xi_1 = \cos\phi, \tag{22}$$

$$\frac{d\xi_1}{dt} - \left(\frac{2}{7}a_{11} + i\Omega\right)\xi_1 - a_{01}\xi_0 = 0. \tag{23}$$

Вычисляя далее тензор вязких напряжений

$$\pi_{ij} = m\int U_{ij}F_1 d\vec{u},$$

получаем для усредненной по периоду поля мощности диссипации

$$Q_{ee} = -\left\langle \pi_{ij}\frac{\partial V_i}{\partial x_j}\right\rangle = \frac{nT}{2(1-x^2)^2}\frac{k^2V_0^2}{\eta_1^2+\eta_2^2}\left(G_1 + 2\varepsilon_x\varepsilon_y G_2\right), \tag{24}$$

где

$$G_1 = 2\Omega(\psi_2\eta_1 - \psi_1\eta_2) - (1+x^2)(\psi_3\eta_1 + \psi_4\eta_2),$$
$$G_2 = (1+x^2)\omega(\psi_2\eta_1 - \psi_1\eta_2) - 2x(\psi_3\eta_1 + \psi_4\eta_2),$$
$$\psi_1 = \omega^2 - \Omega^2 + \frac{4}{49}\,a_{11}^2 + \frac{2}{7}\,a_{10}a_{01}, \qquad \psi_2 = \frac{4}{7}\,a_{11}\Omega,$$
$$\psi_3 = a_{00}\left(\omega^2 - \Omega^2\right) + \frac{4}{49}\,a_{11}(a_{00}a_{11} - a_{01}a_{10}) - \frac{4}{7}\,a_{11}\Omega^2,$$
$$\psi_4 = \Omega\left(\psi_1 + \frac{4}{7}(a_{00}a_{11} - a_{01}a_{10})\right),$$

$$\eta_1 = \left(\omega^2 - \Omega^2\right)\left(\omega^2 - \Omega^2 + \left(a_{00} + \frac{2}{7}\,a_{11}\right)^2\right) -$$
$$- \frac{4}{7}(a_{00}a_{11} - a_{01}a_{10})\left(\omega^2 + \Omega^2 - \frac{1}{7}(a_{00}a_{11} - a_{01}a_{10})\right),$$
$$\eta_2 = 2\Omega\left(a_{00} + \frac{2}{7}\,a_{11}\right)\left(\omega^2 - \Omega^2 + \frac{2}{7}(a_{00}a_{11} - a_{01}a_{10})\right),$$
$$a_{00} = -1.2\,\nu_{ee}, \qquad a_{11} = -5.16\,\nu_{ee}, \qquad a_{10}a_{01} = 0.85\,\nu_{ee}^2.$$

Полученное выражение справедливо при произвольном соотношении частот ω, ν_{ee} и Ω.

3 Условия преобладания вязкой диссипации

Рассмотрим различные предельные случаи, в которых выражение (24) значительно упрощается. В низкочастотном пределе ($\omega \ll \Omega, \nu_{ee}$) получаем

$$Q = -\frac{nT}{2x^2}k^2V_0^2G(\Omega, \nu_{ee}), \tag{25}$$

где

$$G(\Omega, \nu_{ee}) = \frac{a_{00}\Omega^2 + \frac{4}{49}a_{11}(a_{00}a_{11} - a_{01}a_{10})}{\Omega^4 + \Omega^2\left[\left(a_{00} + \frac{2}{7}a_{11}\right)^2 - \frac{4}{7}(a_{00}a_{11} - a_{01}a_{10})\right] + \frac{4}{49}(a_{00}a_{11} - a_{01}a_{10})^2}.$$

Этот результат аналогичен тому, который получается в теории слабых полей [3]. Функция G описывает переход из режима слабого магнитного поля $\Omega \ll \nu_{ee}$

$$Q = 0.36\frac{nT}{x^2}\frac{k^2V_0^2}{\nu_{ee}} \propto T^{5/2} \tag{26}$$

в режим сильного поля $\Omega \gg \nu_{ee}$, где происходит подавление вязкости в $(\Omega/\nu_{ee})^2$ раз

$$Q = 0.6\frac{nT}{x^2}\frac{k^2V_0^2\nu_{ee}}{\Omega^2} \propto \frac{1}{\sqrt{T}} \tag{27}$$

Различие в выражениях для вязкой диссипации в сильном и слабом поле электромагнитной волны проявляется здесь в том, что в сильном поле из-за подавления e-i столкновений их вкладом в коэффициенты a_{nl} можно пренебречь. Таким образом, наиболее отчетливым это различие становится в плазме с высокой кратностью ионизации ($Z \gg 1$), в которой поглощение из-за вязкости в слабом магнитном поле увеличивается примерно в Z раз по сравнению со случаем воздействия на плазму излучения малой мощности, а в сильном магнитном поле на столько же уменьшается.

Если внешнее магнитное поле отсутствует или мало ($\Omega \ll \omega, \nu_{ee}$), то для выделяемой мощности получаем такое же выражение, как и в предыдущем предельном случае:

$$Q = -\frac{nT}{2}k^2V_0^2G(\omega, \nu_{ee}) \tag{28}$$

с заменой циклотронной частоты Ω на частоту поля ω. Однако теперь условие идеальности плазмы ограничивает нас рассмотрением лишь предельного случая редких столкновений ($\nu_{ee} \ll \omega$). Здесь поведение вязкой диссипации аналогично режиму подавления (27), в котором роль постоянного магнитного поля взяло на себя высокочастотное поле электромагнитной волны

$$Q = 0.6nT\frac{k^2V_0^2\nu_{ee}}{\omega^2} \propto \frac{1}{\sqrt{T}}. \tag{29}$$

Случай $\nu_{ee} \ll \omega$ специфичен только для сильных электромагнитных волн и не допускает сравнения с теорией в слабом поле, применимость которой ограничена условием $\nu_{ee} \gg \omega$.

Аналогичная зависимость поглощаемой мощности от температуры с характерными режимами $T^{5/2}$ и $T^{-1/2}$ имеет место и в окрестности циклотронного резонанса ($\omega = \Omega - \delta$). На Рис.2 показано превышение вязкой диссипации над обратным тормозным поглощением, для которого вблизи резонанса используется следующее выражение [5]:

$$Q_{ei} = \frac{\pi\Lambda Z^2e^4n_en_i}{mV}\left(\frac{\delta}{\Omega}\right).$$

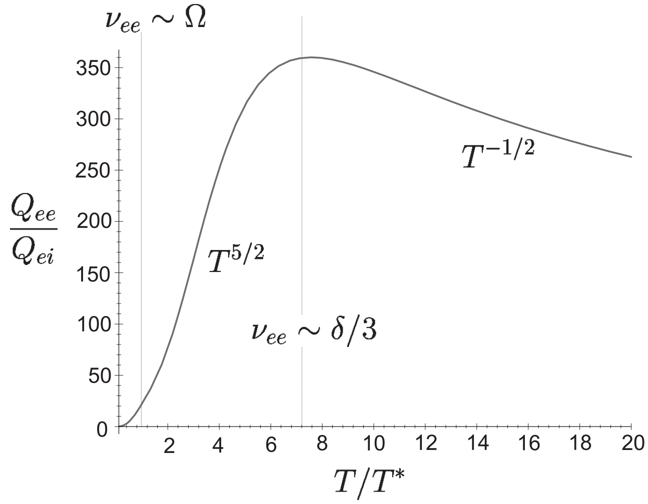

Рис. 2: Зависимость мощности вязкой диссипации, нормированной на мощность обратного тормозного поглощения, от температуры (T^* — температура, при которой $\nu_{ee}(T^*) = \Omega$). Для Q_{ee} использовано общее выражение (24) при следующем выборе параметров: $n = 10^{17}$ см$^{-3}$, $\mathrm{B}_0 = 60$ Тл, $V_0/c = 0.04$ и $\delta/\Omega = 0.2$.

Теперь быстрый рост $Q \propto T^{5/2}$ продолжается даже тогда, когда столкновения становятся редкими ($\nu_{ee} \ll \omega$). При $\nu_{ee} \gg \delta$ для волн с круговой поляризацией имеем

$$Q = 0.71 nTk^2V_0^2 \left(\frac{\Omega}{2\delta}\right)^2 \frac{1}{\nu_{ee}} \propto T^{5/2}. \tag{30}$$

Смена режима происходит тогда, когда частота столкновений уменьшается до величины расстройки δ:

$$Q = 1.2 nTk^2V_0^2 \left(\frac{\Omega}{2\delta}\right)^2 \frac{\nu_{ee}}{\delta^2} \propto \frac{1}{\sqrt{T}}. \tag{31}$$

Появление большого множителя $(\Omega/2\delta)^2$ связано с увеличением скорости электронов вблизи резонанса, что способствует увеличению вязкой диссипации и дополнительному подавлению e-i столкновений. Это рассмотрение справедливо в не слишком близкой окрестности резонанса. Величина расстройки ограничена необходимостью учета релятивистских поправок, кинетических эффектов, а также условием применимости линейного по амплитуде волны приближения, использованного при решении уравнения (11)

$$\frac{\delta}{\Omega} \gg \frac{V_0}{c},\ \frac{ku}{\Omega},\ \frac{k^2V_0^2}{\Omega^2}. \tag{32}$$

Теперь нетрудно сформулировать условия, при которых диссипация из-за вязкости превышает обратное тормозное поглощение. Без магнитного поля в высокочастотном пределе оно имеет вид

$$\frac{Q_{ee}}{Q_{ei}} = \frac{\sqrt{\pi}}{10Z}\left(\frac{V}{c}\right)^2\left(\frac{V}{u}\right) \gtrsim 1. \tag{33}$$

Тот факт, что поглощение из-за вязкости становится существенным, может оказаться важным при обсуждении перспектив создания рекомбинационных рентгеновских лазеров [7,8]. В этой задаче необходимо, чтобы плазма, образующаяся в процессе туннельной ионизации в поле лазерного драйвера, не успевала нагреваться за время прохождения ионизирующего импульса. Для этой задачи характерны следующие параметры: $n = 2{\cdot}10^{18}$см$^{-3}$, Т $= 3$ эВ, $\lambda = 1$ мкм, $Z = 1$ [7]. Условие (33) выполняется при достаточно большой интенсивности излучения ($I \gtrsim 7 \cdot 10^{16}$ Вт/см^2). Видно, что вплоть до интенсивности $I = 10^{19}$ Вт/см^2, до которой только и справедливо описание, основанное на нерелятивистском характере осцилляторного движения электронов, диссипация из-за электронной вязкости не значительно превышает обратное тормозное поглощение, вклады этих механизмов одного порядка.

Другая ситуация возникает в сильном магнитном поле. Как видно из Рис. 2, при выбранных для примера параметрах преобладание механизма вязкой диссипации оказывается значительным. В окрестности резонанса для $\omega_p > \Omega$ в предельном случае $\nu_{ee} \ll \delta$ соответствующее условие имеет вид

$$\frac{Q_{ee}}{Q_{ei}} = \frac{2}{5\sqrt{\pi}Z}\left(\frac{V}{c}\right)^2\left(\frac{V}{u}\right)\left(\frac{\Omega}{\delta}\right)^6\left(\frac{\omega_p}{\Omega}\right)^2 \gtrsim 1. \tag{34}$$

При температуре $T = 10$ эВ оно выполняется с большим запасом $Q_{ee}/Q_{ei} \simeq 150$.

4 Заключение

В рамках кинетической теории процессов переноса в сильном поле электромагнитной волны исследованы эффекты, связанные с конечностью длины волны поля накачки, приводящие к появлению электронной вязкости. Своеобразие кинетического уравнения в сильном поле обусловлено тем, что из-за подавления e-i столкновений их влиянием на распределение электронов можно полностью пренебречь, что позволяет в отличие от теории слабого поля аналитически рассматривать случай произвольного соотношения частот ω, Ω и ν_{ee}.

В плазме без магнитного поля теория применима в пределе $\omega \gg \nu_{ee}$. В этом случае поглощение мощного излучения из-за электронной вязкости зависит от температуры как $T^{-1/2}$ (29).

В предельном случае воздействия на плазму излучения низкой частоты $\omega \ll \Omega, \nu_{ee}$, в котором только и возможно сравнение с теорией слабого поля, поведение вязкости в сильном и слабом поле волны оказывается похожим. Также существуют два режима: режим слабого магнитного поля $\Omega \ll \nu_{ee}$, в котором $Q \propto T^{5/2}$, и режим подавления в сильном магнитном поле $\Omega \gg \nu_{ee}$ ($Q \propto T^{-1/2}$). Различие здесь становится заметным только для плазмы с высокой кратностью ионизации, поскольку изменение вязкой диссипации по сравнению со случаем слабого поля волны происходит в $\sim Z$ раз.

Аналогичное поведение вязкости имеет место и в окрестности циклотронного резонанса. Но теперь переход в режим подавления происходит при более высоких температурах, когда частота столкновений сравнивается с величиной $\delta = \Omega - \omega$.

В работе показано, что существуют условия, при которых поглощение достаточно мощного излучения а плазме из-за вязкости может превышать обратное тормозное поглощение. Проявление этого эффекта может оказаться важным в различных практических задачах, связанных с воздействием на плазму сверхкоротких лазерных импульсов, поглощение которых в плазме обусловлено в основном столкновениями.

Автор выражает благодарность К.В.Лотову за руководство над работой и полезные обсуждения, а также А.Д.Беклемишеву за ценные замечания.

Список литературы

[1] *Mourou G., Umstadter D.*// Phys. Fluids B. 1992. V.4. P.2315.

[2] *Tajima T., Mourou G.*// Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2002. V.5. P.31301.

[3] *Брагинский С.И.*// Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А.Леонтовича. Вып.1. М.: Госатомиздат,1963.

[4] *Chichkov B.N., Shumsky S.A., Uryupin S.A.*// Phys. Rev. A. 1992. V.45. P.7475.

[5] *Силин В.П.*// ЖЭТФ. 1964. Т.47. С.2254.

[6] *Силин В.П.*// ЖЭТФ. 1997. Т.111. С.478.

[7] *Pulsifer P. et al.*// Phys. Rev. A. 1994. V.49. P.3958.

[8] *Майоров С.А.*// Физика Плазмы. 2001. Т.27. С.311.

[9] *Силин В.П., Урюпин С.А.*// ЖЭТФ. 1997. Т.111. С.107.