

Неустойчивость плазмы, образованной при ионизации мишени лазерным полем

И.А.Андряш, В.Ю.Быченков

В работе исследуется развитие продольно-поперечной неустойчивости в плазме с анизотропией распределения электронов по скоростям, обусловленной туннельной ионизацией мишени коротким световым лазерным импульсом. Изучаются зависимости инкремента такой продольно-поперечной неустойчивости от волнового числа и угла распространения возмущений. Показано, что в достаточно широкой области углов нарастающее продольное электростатическое поле оказывается сравнимым с возбуждаемым магнитным полем. Обращается внимание на то, что возбуждаемая при туннельной ионизации продольно-поперечная неустойчивость анизотропной плазмы может приводить к дополнительному поглощению лазерного излучения на нетепловых флуктуациях электронной плотности.

Ключевые слова: неустойчивость плазмы, туннельная ионизация, короткий лазерный импульс.

1. Введение

Субпикосекундные световые импульсы, генерируемые современными лазерными установками, способны ионизовать вещество благодаря туннельному эффекту [1]. Свойства туннельной ионизации и образующейся за счет нее плазмы изучались как экспериментально [2–4], так и теоретически [5–9]. Хорошо известно, что образующаяся в режиме туннельной ионизации атомов лазерным излучением плазма характеризуется анизотропным распределением электронов по энергии. Так, например, при ионизации атомов линейно-поляризованным светом энергетическое распределение вылетающих электронов оказывается подобным двумаксвелловскому, а в случае циркулярно-поляризованного излучения это распределение характеризуется изменением проекции скорости электронов на плоскость поляризации излучения, существенно превышающим характерную скорость вдоль направления распространения лазерного излучения.

Анизотропия распределения электронов по скоростям в фотоионизированной неравновесной плазме приводит к развитию неустойчивостей, оказывающих существенное влияние на свойства плазмы и поглощение ею лазерного излучения. Такие неустойчивости проявляются для лазерного излучения как оптического, так и рентгеновского диапазонов, хотя в первом случае ионизация обусловлена туннельным эффектом, а во втором – обычным фотоэффектом. В случае анизотропии, обусловленной туннельной ионизацией, основное внимание до сих пор уделялось неустойчивости вейбелевского типа [10], подобной классической неустойчивости в плазме с анизотропным распределением температуры [11]. Эта неустойчивость развивается поперек направления, в котором температура максимальна, и характеризуется нарастани-

ем квазистационарного поперечного электромагнитного поля. Основная доля энергии этого поля содержится в его магнитной составляющей.

Генерация магнитного поля \mathbf{B} в плазме может оказывать непосредственное влияние на деполяризацию лазерного излучения, тогда как изменение эффективности поглощения этого излучения возможно опосредованным образом, через изменения в процессах переноса поглощенной энергии или возникновения возмущений плотности из-за нелинейных (пропорциональных B^2) эффектов. Вместе с тем известно, что в общем случае распространения неустойчивых возмущений под произвольным углом к оси анизотропии неустойчивость плазмы с анизотропной температурой [11] является продольно-поперечной и, наряду с магнитным полем, обуславливает нарастание также продольного электрического поля или, что то же самое, возмущений электронной плотности. Это, естественно, относится и к случаю анизотропной функции распределения электронов по энергии, обусловленной полевой ионизацией среды в туннельном режиме. Именно на этот факт мы обращаем внимание в настоящей работе, указывая на возможность развития возмущений плотности благодаря неустойчивости плазмы с анизотропной функцией распределения электронов по энергии в области отсечки лазерного излучения и, тем самым, на возможность увеличения поглощения светового импульса вследствие таких возмущений. Отметим, что на мелкомасштабные возмущения плотности как на причину увеличенного поглощения лазерного света указывалось в работах [12–15].

Нами изучены свойства продольно-поперечной неустойчивости анизотропной плазмы, создаваемой коротким импульсом лазерного излучения светового диапазона в режиме туннельной ионизации. Для определенности рассматривается случай циркулярной поляризации света, допускающий менее громоздкое описание неустойчивости (по сравнению со случаем линейной поляризации). При этом мы считаем, что энергия высвобождаемых при ионизации полев электронов достаточно высока, чтобы можно было пренебречь столкновениями электронов с

И.А.Андряш, В.Ю.Быченков. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: iandr@sci.lebedev.ru

ионами. Исследованы угловая зависимость инкремента неустойчивости и соотношение между амплитудами продольной и поперечной компонент возбуждаемого электромагнитного поля. Обсуждается возможность раскачки неустойчивости с начального уровня возмущений плотности, существенно превышающего спонтанный и обусловленного формированием стоячей волны в области отражения.

2. Решение дисперсионного уравнения

В результате туннельной ионизации вещества под действием короткого лазерного импульса функция распределения электронов по скоростям оказывается сильно анизотропной [5]. Она сохраняется в таком состоянии до тех пор, пока не произойдет релаксация и перераспределение частиц по скоростям в результате нелинейного взаимодействия или/и столкновений. В этом случае после воздействия короткого ионизирующего лазерного импульса может быть поставлена задача об устойчивости образованной в результате фотоионизации плазмы. При этом такая задача наиболее просто решается в случае коротковолновых возмущений, у которых характерная длина волны мала по сравнению с характерным масштабом неоднородности плазмы (размером пятна фокусировки и градиентной длиной), и поэтому плазму можно считать однородной. Ниже мы считаем это выполненным.

Для определенности рассмотрим случай циркулярно-поляризованного лазерного излучения, когда направление анизотропии плазмы совпадает с направлением распространения лазерного импульса (ниже единичный вектор \mathbf{n}), вдоль которого характерная скорость электронов v_{\parallel} существенно меньше, чем характерная скорость в поперечной плоскости v_{\perp} (в плоскости вектора поляризации лазерного излучения). Пренебрегая малым разбросом по скоростям \mathbf{v} , можно воспользоваться приближенным представлением функции распределения электронов по скоростям в виде [5]

$$f_e(\mathbf{v}) = \frac{n_e}{\pi} \delta(v_{\parallel}) \delta(v_{\perp}^2 - v_0^2). \quad (1)$$

Здесь $v_0 = eE_0/m\omega_0$ – скорость осцилляции электронов в поле лазерной волны; e и m – заряд и масса электрона; E_0 и ω_0 – амплитуда и частота лазерного поля; n_e – электронная концентрация плазмы. Также предполагается, что напряженность электрического поля хотя и достаточно велика, чтобы вызвать туннельную ионизацию, но все еще мала, чтобы приводить к релятивистским эффектам, т. е. $v_0^2 \ll c^2$, где c – скорость света.

Обратимся к стандартному дисперсионному уравнению для плазмы, состоящей из электронов с распределением (1) и ионов, которые считаем неподвижным нейтрализующим фоном [11]:

$$A(\omega, \mathbf{k}) \equiv \det |k^2 \delta_{ij} - k_i k_j - (\omega^2/c^2) \epsilon_{ij}^e(\omega, \mathbf{k})| = 0, \quad (2)$$

где \mathbf{k} и ω – волновой вектор и частота возмущений электронной плотности;

$$\epsilon_{ij}^e(\omega, \mathbf{k}) = \delta_{ij} - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \delta\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k})$$

– электронная составляющая тензора диэлектрической проницаемости плазмы, определяющаяся через функцию распределения электронов (1)

$$\delta\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}) = \delta_{ij} + \frac{1}{n_e} \int d^3 v f_e(\mathbf{v}) \frac{(k_i v_j + k_j v_i)(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}) + k^2 v_i v_j}{(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v})^2};$$

$\omega_{pe} = (4\pi e^2 n_e / m)^{1/2}$ – электронная плазменная частота.

Рассмотрим возможность нарастания неустойчивости при аperiодических возмущениях, $\omega = i\gamma$ (γ – инкремент неустойчивости). Направим волновой вектор \mathbf{k} рассматриваемых возмущений вдоль оси z , а оси x и y выберем так, чтобы вектор \mathbf{n} лежал в плоскости xz ; угол, который он составляет с осью z , обозначим θ , для определенности считая его изменяющимся в интервале $[0, \pi/2]$ (в силу симметрии: $\theta \leftrightarrow \pi - \theta$). Для такой геометрии задачи компоненты тензора $\delta\epsilon_{ij}$ принимают вид

$$\delta\epsilon_{ij} = \begin{pmatrix} \delta\epsilon_{xx} & 0 & \delta\epsilon_{xz} \\ 0 & \delta\epsilon_{yy} & 0 \\ \delta\epsilon_{zx} & 0 & \delta\epsilon_{zz} \end{pmatrix},$$

$$\delta\epsilon_{xx} = 1 + \cot^2 \theta \left[1 - \beta \frac{\beta^2 + 2 \sin^2 \theta}{(\beta^2 + \sin^2 \theta)^{3/2}} \right],$$

$$\delta\epsilon_{yy} = 1 + \frac{1}{\sin^2 \theta} \left[1 - \frac{\beta}{(\beta^2 + \sin^2 \theta)^{1/2}} \right], \quad (3)$$

$$\delta\epsilon_{zz} = \frac{\beta^3}{(\beta^2 + \sin^2 \theta)^{3/2}},$$

$$\delta\epsilon_{xz} = \delta\epsilon_{zx} = \frac{\beta \cos \theta \sin \theta}{(\beta^2 + \sin^2 \theta)^{3/2}},$$

где $\beta = \gamma/kv_0$. Уравнение (2) распадается на два независимых уравнения

$$k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{yy} = 0, \quad (4)$$

$$\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{xx} \right) \epsilon_{zz} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{xz}^2 = 0, \quad (5)$$

как и в случае стандартной одноосной анизотропии плазмы [11].

Уравнение (4) описывает распространение поперечной высокочастотной электромагнитной волны. Легко показать, что такие волны устойчивы для любого угла распространения θ и в нашем дальнейшем исследовании мы их рассматривать не будем. В случае произвольного угла распространения возмущений уравнение (5) описывает продольно-поперечные аperiодические колебания, которые могут нарастать, т. е. уравнение может иметь действительные положительные решения $\gamma(k, \theta) > 0$.

В работе [5] дисперсионное уравнение (2) решалось только для случая $\theta = 0$, т. е. рассматривалось распространение возмущений лишь в направлении лазерного пучка. При этом уравнение (5) сильно упрощается и из него воспроизводится известное выражение для инкремента [5]

$$\gamma(k, 0) = \frac{kv_0 \omega_{pe}}{[2(\omega_{pe}^2 + k^2 c^2)]^{1/2}}, \quad (6)$$

которое описывает возбуждение непотенциальной вейбелевской неустойчивости, отвечающей возникновению квазистационарного магнитного поля. Когда угол θ близок к $\pi/2$, дисперсионное уравнение (5) также упрощается и его приближенное решение, дающее малую по сравнению с (6) величину $\gamma(k, \theta)$, имеет аналитический вид

$$\gamma(k, \theta) \simeq \frac{kv_0\omega_{pe} \cos^2 \theta}{\omega_{pe}^2 + k^2c^2}.$$

В случае произвольного угла аналитического выражения для инкремента неустойчивости не существует, и поэтому решения дисперсионного уравнения (5) находились численно. Ниже, для определенности, решение $\gamma(k, \theta)$ иллюстрируется на примере $v_0/c = 0.3$.

На рис.1,а показаны зависимости инкремента γ от волнового числа для различных углов между направлением оси анизотропии \mathbf{n} и волновым вектором \mathbf{k} . Видно, что для угла $\theta = 0$ неустойчивость не имеет коротковолновой отсечки, а ее инкремент насыщается при $k \rightarrow \infty$, что соответствует (6). Для отличных от нуля углов θ распространения возмущений наблюдается изменение характера зависимости инкремента от волнового числа. В такой ситуации появляется максимум γ^* инкремента по k и существует некоторое «оптимальное» волновое число $k^*(\theta)$, соответствующее наиболее интенсивному нарастающему возмущению. Поскольку инкремент уменьшается с ростом волнового числа, можно также говорить о наличии характерной «отсечки» по k в коротковолновой области. В качестве значения отсечки можно выбрать значение волнового числа, при котором инкремент уменьшается по сравнению с максимальным значением в e раз.

На рис.1,б показаны кривые, отвечающие зависимости оптимального волнового числа k^* от $\cos \theta$ (кривая 4), а также зависимости максимального значения инкремента γ^* от $\cos \theta$ (кривая 5). Видно, что максимальный

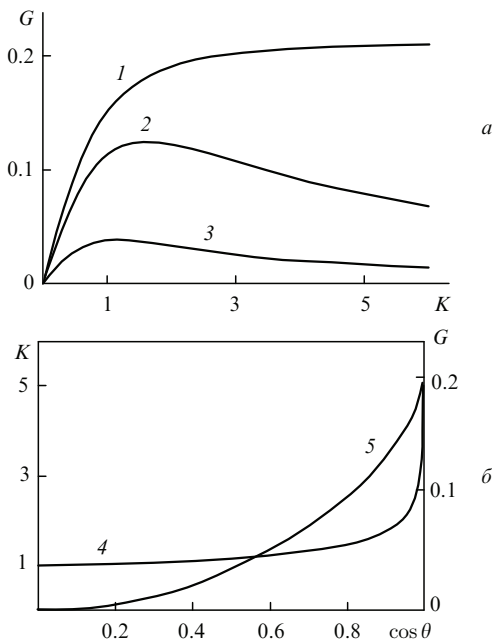


Рис.1. Зависимость инкремента γ неустойчивости от волнового числа k для углов $\theta_0 = 0$ (1), $\pi/6$ (2), $\pi/3$ (3) в безразмерных переменных $G = \gamma/\omega_{pe}$, $K = kc/\omega_{pe}$ (а), а также угловые зависимости оптимального волнового числа k^* (4) и максимального инкремента γ^* (5) в тех же безразмерных переменных (б).

инкремент имеет достаточно большую угловую ширину $\Delta\theta \sim 1$, причем в большей части этой области углов наиболее эффективно нарастают возмущения с волновыми числами $k^* \simeq (1 \div 2)\omega_{pe}/c$. В области углов $0.1 \lesssim \theta \lesssim 0.8$ инкремент γ^* можно оценить с помощью приближенной интерполяционной формулы

$$\gamma^* \simeq 0.71\omega_{pe} \frac{v_0}{c} \left(1 - \frac{2.5\theta}{\pi}\right), \quad (7)$$

которая с хорошей точностью аппроксимирует точный результат, вытекающий из решения дисперсионного уравнения (5). Сопоставление максимального инкремента $\gamma^*(\theta)$ с соотношением (7) для нескольких значений v_0/c дано на рис.2.

Если для направления вдоль \mathbf{n} неустойчивость плазмы является поперечной неустойчивостью вейбелевского типа [5, 7], то при отклонении от этого направления появляется потенциальная квазистатическая составляющая нарастающих возмущений δn , обуславливающая возникновение возмущений электронной плотности. Соотношение между поперечной и продольной составляющими нарастающего низкочастотного поля позволяет судить об эффективности возбуждения таких флуктуаций. Как известно, основная часть энергии электромагнитной неустойчивости Вейбеля содержится в магнитном поле; в рассматриваемой геометрии это компонента B_y . В качестве продольной составляющей поля выступает E_z . Для анализа соотношения между продольной и поперечной компонентами электромагнитного поля неустойчивости воспользуемся однородной системой линейных уравнений для компонент электрического поля и соотношением между электрическим и магнитным полями. В принятых обозначениях легко получить следующее соотношение:

$$\left| \frac{E_z(\omega, \mathbf{k})}{B_y(\omega, \mathbf{k})} \right| = \frac{\gamma \delta \epsilon_{xz}}{kc(\gamma^2 + \delta \epsilon_{zz})}. \quad (8)$$

В общем случае соотношение (8) определяется волновым числом и направлением распространения возмущения, однако для нахождения характерной относительной величины полей достаточно ограничиться оценкой соотношения $|E_z^*/B_y^*|$ при оптимальном значении волнового числа k^* . Зависимость этого соотношения от θ показана на рис.3. В области углов $\theta \in \{0, \Delta\theta\}$ величина продоль-

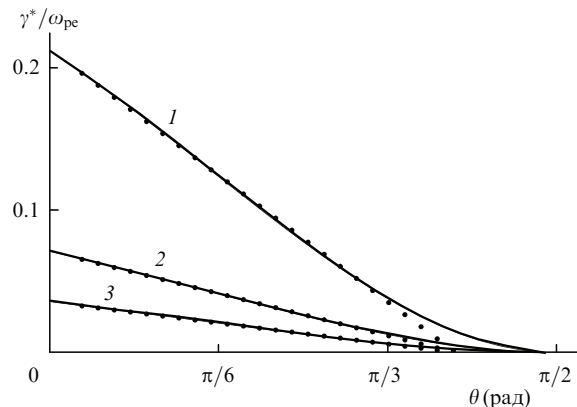


Рис.2. Угловая зависимость максимального (по волновым числам) инкремента γ^* для $v_0/c = 0.05$ (1), 0.1 (2), 0.3 (3). Точками отображена зависимость (7).

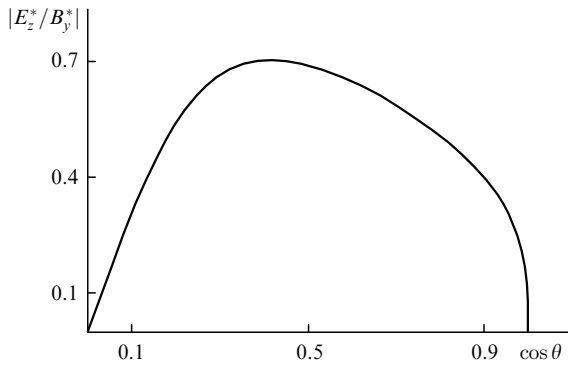


Рис.3. Модуль отношения продольной компоненты электрического поля E_z^* к магнитной компоненте B_y^* , соответствующего оптимальному волновому числу k^* , в зависимости от $\cos \theta$.

ного электрического поля оказывается порядка величины магнитного поля, что свидетельствует об эффективном возбуждении возмущений плотности при развитии неустойчивости анизотропной фотоионизированной плазмы. При больших ($\theta > 70^\circ$) углах отношение $|E_z^*/B_y^*|$ существенно уменьшается, однако и неустойчивость для таких больших углов подавлена в силу малости инкремента γ .

3. Роль продольно-поперечной неустойчивости при взаимодействии лазерного излучения с плазмой

Проведенное исследование свидетельствует о возможности раскачки сильной продольно-поперечной неустойчивости в плазме при анизотропии энергии электронов, вызванной коротким ионизирующим лазерным импульсом. Такая неустойчивость развивается с инкрементом, который может составлять десятые доли электронной плазменной частоты. В условиях низкого контраста лазерного излучения, когда предимпульс образует «преплазму», такая неустойчивость наиболее эффективно развивается в плазменной короне вблизи поверхности, отражающей излучение, а при высоком контрасте лазерного излучения – в скин-слое. Для последнего случая изложенный выше подход применим для возмущений, распространяющихся почти вдоль поверхности мишени (под большими углами к нормали), для которых выполняется условие квазиоднородности плазмы. В противном случае характерное волновое число $k^* = (1 \div 2)\omega_{pe}/c$ оказывается порядка обратной толщины скин-слоя (ω_{pe}/c), и для описания неустойчивости требуется более сложный подход. При развитии такой неустойчивости будут экспоненциально нарастать флуктуации магнитного поля и плотности плазмы; для последних $\langle \delta n^2 \rangle_k \sim \langle \delta n^2 \rangle_k^0 \exp(2\gamma t)$, где $\langle \delta n^2 \rangle_k^0$ – уровень начальных возмущений плотности, отвечающий спонтанному тепловому шуму $\langle \delta n^2 \rangle_k^0 \approx n_c k^2 r_D^2 / (1 + k^2 r_D^2)$, а $r_D = v_0 / \omega_{pe}$ – радиус Дебая [16].

Известно, что нетепловые мелкомасштабные флуктуации электронной плотности могут приводить к дополнительному поглощению лазерного излучения [12, 17], описываемому эффективной частотой столкновений $\nu_{\text{eff}} \sim \omega_{pe} (\delta n / n_c)^2$. В этой связи обсуждаемая неустойчивость, приводящая к усилению флуктуаций плотности, вполне может рассматриваться как причина увеличенного поглощения лазерных импульсов при условии, что

частота электронных столкновений ν , за счет которых формируется изотропная плазма, мала по сравнению с инкрементом неустойчивости. Заметим, что искусственное микроstructuring поверхностей мишеней также приводит к увеличению поглощения [13–15]. Создание плазмы с мелкомасштабными неоднородностями плотности может усилить раскачку обсуждаемой неустойчивости, поскольку её возбуждение будет происходить от начального уровня возмущений плотности, повышенного по сравнению с тепловым. Обратим внимание, что лазерная плазма способна к подобному самоstructuringу. Так, картина стоячей лазерной волны (рис.4), создаваемая в фокальном пятне при наклонном падении лазерного пучка на мишень, в направлении вдоль поверхности представляет собой последовательность минимумов и максимумов интенсивности. Это, благодаря пондеромоторному воздействию излучения, влечет за собой появление неоднородности плотности вдоль поверхности мишени с характерным волновым числом k , сравнимым с волновым числом лазерного излучения k_0 :

$$k = 2k_0 \sin \theta_0, \quad (9)$$

где θ_0 – угол падения лазерного пучка (для выбранной в разд.2 геометрии $\theta_0 = \pi/2 - \theta$). В условиях резонанса $k \approx k^*$ затравочные возмущения электронной плотности, задаваемые стоячей лазерной волной, будут эффективно раскачиваться, что может приводить к значительному бесстолкновительному поглощению лазерного излучения.

При высоком контрасте лазерного излучения, когда оно взаимодействует с веществом твердотельной плотности, эффективная раскачка неустойчивости возможна только при достаточно высокой интенсивности лазерного излучения. В самом деле, несмотря на то, что туннельная ионизация поверхности твердотельной мишени возникает при сравнительно невысокой интенсивности лазерного импульса $I_0 \gtrsim 10^{14}$ Вт/см², энергия электронов ($\gtrsim 20$ эВ, $v_0/c \gtrsim 0.01$) недостаточна, чтобы пренебречь влиянием на раскачку неустойчивости кулоновских столкновений электронов в соответствии с требованием $\gamma^* \gg \nu$. Однако при $I_0 \gtrsim 10^{17}$ Вт/см² неустойчивость оказывается возможной даже при твердотельной плотности плазмы, намного превышающей критическую. При этом неустойчивость развивается с большим инкрементом $\gamma^* \gtrsim 0.1\omega_{pe}$, и поэтому дополнительное увеличение инкремента неустойчивости за счет пондеромоторной модуля-

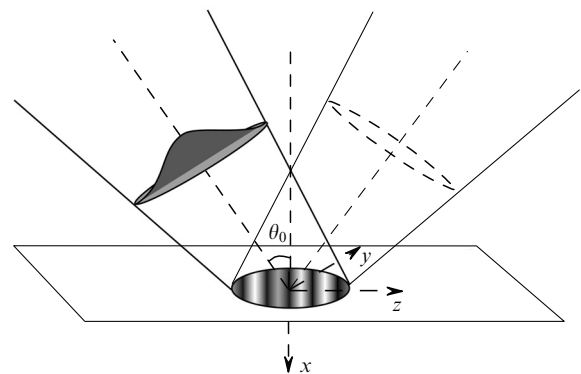


Рис.4. Схема формирования продольной неоднородности плотности вдоль поверхности мишени при наклонном падении лазерного пучка на плоскую поверхность твердотельной мишени.

ции электронной плотности вдоль поверхности мишени (поскольку не удовлетворяется условие резонанса (9) при $k = k^*$) не критично.

Если интенсивность предимпульса лазерного излучения достаточна для создания преплазмы (короны) у поверхности мишени, основной импульс лазерного излучения может создавать анизотропию распределения электронов в короне, ионизируя не атомы, а ионы (как правило, малозарядные) уже созданной преплазмы. Учитывая, что лазерное излучение проникает в корону до поверхности отсечки с концентрацией $n_c = n_{\max} \equiv n_c \times \sin^2 \theta_0$ (n_c – критическая плотность плазмы), инкремент неустойчивости в такой разреженной плазме при $\theta_0 \sim 1$ составляет $\gamma^* \sim 0.3\omega_0(v_0/c)$. Поскольку анизотропия возникает только в результате ионизации полем уже имеющихся в короне малозарядных ионов, то интенсивность лазерного излучения должна быть существенно выше, чем при фотоионизации нейтральных атомов, $I_0 \gtrsim 10^{15} - 10^{16}$ Вт/см² ($v_0/c > 0.05$). При этом частота электронных столкновений в области отсечки $n_c \simeq n_{\max}$ пренебрежимо мала по сравнению с характерным инкрементом неустойчивости. Кроме того, согласно (9), модуляция электронной плотности в этой области вполне может удовлетворять условию резонанса, т. к. $k^* \simeq (1 \div 2) \omega_{pe}/c \simeq (1 \div 2)\omega_0 \sin \theta_0/c \approx 2k_0 \sin \theta_0$, что способно усилить раскачку неустойчивости вследствие больших затравочных возмущений электронной плотности.

4. Заключение

В данной работе мы обращаем внимание на важную роль продольно-поперечной неустойчивости, которая возможна в анизотропной плазме, образованной при туннельной ионизации вещества полем короткого лазерного импульса. Результатом работы является детальное описание такой апериодической продольно-поперечной неустойчивости. Показано, что, в отличие от широко обсуждавшейся электромагнитной неустойчивости вейбелевского типа [10, 11, 14], в случае произвольного угла распространения возмущений в плазме с анизотропным распределением электронов наряду с возмущениями магнитного поля нарастают и электростатические возмущения, причем для широкой области углов потенциальная составляющая нарастающего поля сопоставима с поперечной.

Получены значения характерного инкремента и волнового числа, описывающие особенности такой неустойчивости. Показано, что неустойчивость характеризуется широким инкрементом по углу, $\Delta\theta_0 \sim 1$. Оказалось, что в отличие от вейбелевской неустойчивости в сильноанизотропной плазме продольно-поперечная неустойчивость развивается в более узкой области волновых чисел. В

широкой области углов раскачки неустойчивости «оптимальное» волновое число слабо зависит от угла распространения возмущений и составляет $k^* \simeq (1 \div 2) \times \omega_{pe}/c$. Величина соответствующего ему инкремента определяется формулой (7) и может достигать значений порядка одной десятой от электронной плазменной частоты.

Мелкомасштабные флуктуации электронной плотности, возникающие за счет развития обсуждаемой неустойчивости, могут приводить к существенному поглощению лазерного излучения. Одновременно с этим можно ожидать и увеличения рассеяния лазерного излучения на таких флуктуациях электронной плотности. Это должно учитываться при интерпретации эксперимента и в численном моделировании взаимодействия коротких лазерных импульсов с плазмой. Последнее до сих пор базируется в основном на методе «крупных частиц», не учитывающем процесс туннельной ионизации вещества полем лазерного импульса. Такое рассмотрение при определенных условиях может быть не адекватным эксперименту.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 06-02-16103). Один из авторов (И. А. А.) благодарит Благотворительный общественный Фонд содействия отечественной науке, Учебно-научный комплекс ФИАН, а также фонд некоммерческих программ «Династия» за финансовую поддержку научной работы.

1. Келдыш Л.В. *ЖЭТФ*, **47**, 1945 (1964).
2. Corkum P.B., Burnett N.H., Brunel F. *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 1259 (1989).
3. Leemans W.P., Clayton C.E., Mori W.B., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 321 (1992).
4. McNaught S.J., Knauer J.P., Meyerhofer D.D. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 626 (1997).
5. Bychenkov V.Yu., Tikhonchuk V.T. *Laser Phys.*, **2**, 525 (1992).
6. Delone N.B., Krainov V.P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **8**, 1207 (1991).
7. Крайнов В.П. *ЖЭТФ*, **123**, 487 (2003).
8. Бежанов С.Г., Урюпин С.А. *Физика плазмы*, **32**, 459 (2006).
9. Kaganovich I.D., Startsev E., Shvets G. *Phys. Plasmas*, **11**, 3328 (2004).
10. Weibel E.S. *Phys. Rev. Lett.*, **2**, 83 (1959).
11. Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. *Основы электродинамики плазмы* (М.: Наука, 1978).
12. Быченков В.Ю., Силин В.П. *Физика плазмы*, **9**, 282 (1983).
13. Murnane M.M., Kapteyn H.C., Gordon S.P., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 1068 (1993).
14. Nishikawa T., Nakano H., Oguri K., et al. *J. Appl. Phys.*, **96**, 7537 (2004).
15. Kulcsár G., AlMawlawi D., Budnik F.W., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 5149 (2000).
16. Ситенко А.Г. *Электромагнитные флуктуации в плазме* (Харьков: изд-во Харьков. ун-та, 1965).
17. Manheimer W.M., Colombant D.S., Ripin V.H. *Phys. Rev. Lett.*, **38**, 1135 (1977).