

ПО ИТОГАМ ПРОЕКТОВ
РОССИЙСКОГО ФОНДА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Проект РФФИ # 99-02-16238

Генерация сильных ленгмюровских полей при оптическом пробое плотных газов

Н. В. Введенский, В. Б. Гильденбург¹⁾

Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 1 августа 2002 г.

Представлены результаты теоретического анализа и компьютерного моделирования явления резонансного возбуждения ленгмюровских волн в процессе ионизации однородного газа полем лазерного излучения высокой интенсивности. Рассмотрены два механизма формирования неоднородных резонансных структур в разряде: плазменно-резонансная ионизационная неустойчивость, приводящая к модуляции плотности в направлении вектора электрического поля, и пробой газа в поле поперечно-неоднородного волнового пучка (“бесселев” пучок, создаваемый аксиконной линзой). В обоих случаях переход плотности плазмы через критическое значение сопровождается интенсивной генерацией ленгмюровских волн, формированием быстрых ионизационных фронтов и установлением долгоживущих квазитурбулентных состояний.

PACS: 52.35.–g, 52.50.Jm

1. Введение. Исследования в области динамики и структуры разрядов, создаваемых электромагнитными волновыми полями различных частотных диапазонов (от радио до оптического), ведутся уже более трех десятков лет. Интерес к ним был стимулирован как их самостоятельным общетеоретическим значением, так и рядом разнообразных прикладных проблем (повышение энергоемкости рабочей среды газовых лазеров и плазмохимических реакторов, развитие новых технологий обработки материалов, прохождение мощного излучения через ионизируемую среду, создание радиоотражающих или озоновосстанавливающих областей искусственной ионизации в атмосфере Земли и т.д.). Быстрый прогресс современной микроволновой электроники и лазерной техники, приведший к разработке методов генерации сверхмощных импульсов СВЧ и оптического излучения, привлек в последние годы внимание исследователей к ряду новых, не изучавшихся ранее аспектов физики ионизационного взаимодействия излучения с веществом и открыл перспективы для ряда новых важных применений микроволновой и лазерной плазмы. К их числу можно отнести: в СВЧ диапазоне – создание быстродействующих плазменных затворов,

накопителей и преобразователей энергии излучения; в оптическом диапазоне – создание рентгеновских и УФ лазеров, лазерно-плазменные методы ускорения заряженных частиц, самоканалирование и преобразование спектра излучения, достижение высоких концентраций энергии в малых областях пространства при лазерном пробое плотных газообразных и конденсированных сред и атомных кластеров малых размеров.

Важным физическим фактором, определяющим совместную эволюцию электромагнитного поля высокой интенсивности и создаваемой им плазмы является ионизационная нелинейность [1–16]. В сильных полях ионизационная нелинейность, будучи практически безынерционной, проявляется, в отличие от других нелинейных механизмов, уже на начальной стадии процесса, определяя во многих случаях тот тип плазменно-полевой структуры, который будет образован на его заключительных стадиях. Примечательным и уникальным свойством ионизационной нелинейности, не присущим нелинейностям другого типа (пондеромоторной, тепловой, релятивистской), является обусловливаемая ею возможность возникновения эффектов взаимной концентрации (совместной локализации) поля и плазмы. Эти эффекты приводят к формированию локализованных плазменно-полевых

¹⁾e-mail: gil@appl.sci-nnov.ru

структур с сильными пиками амплитуды электрического поля, значительно превышающими амплитуды падающих волн. Большая группа эффектов этого рода связана с явлением плазменного резонанса – резким возрастанием амплитуды колебаний частиц и продольного (параллельного градиенту плотности плазмы) электрического поля в областях критической плотности плазмы.

Ранее проведенные теоретические и экспериментальные исследования показали, что явление плазменного резонанса может играть важную роль в динамике как микроволновых, так и оптических разрядов, приводя, в частности, к развитию мелкомасштабной ионизационно-полевой неустойчивости [3, 4, 6, 12, 17, 18] и формированию на нелинейной стадии этой неустойчивости обостряющихся структур различных типов [12, 17, 19–21]. Однако ряд важных вопросов динамики разряда, касающихся его пространственно-временной эволюции в условиях плазменного резонанса, пока остаются мало изученными. В первую очередь, это относится к так называемым активным зонам малых размеров (одномерным, двумерным, трехмерным), возникающим в результате развития ионизационно-полевой неустойчивости или процессов ионизационного самоканалирования в квазиоднородном разряде, а также к разрядам, изначально локализованным в малых областях пространства (слои, образуемые при пробое тонких пленок [22], нитевидный разряд в плотном газе или конденсированной среде на оси аксиконной линзы [23], пробой атомных кластеров [24]).

В динамике плазменно-полевых структур этого типа важную роль играют процессы резонансного (“переходного”) возбуждения и последующей эволюции собственных плазменных (ленгмюровских) колебаний высокой интенсивности. Эти процессы, фактически игнорировавшиеся в первых работах по теории микроволнового и оптического пробоя, как показали результаты недавних исследований, могут оказывать сильное воздействие на пространственную структуру поля и плазмы, процессы генерации быстрых частиц и частотные спектры отраженного и рассеянного плазмой излучения. Хотя сами по себе проблемы резонансного взаимодействия поля и плазмы, в частности, вопросы генерации ленгмюровских колебаний на частоте накачки в плазменной короне лазерного микровзрыва, были предметом обсуждения в большом числе работ, все исследования на эту тему касались фактически возбуждения ленгмюровских колебаний в уже существующей (заранее приготовленной) плазме. Это относится в основном и к активно ведущимся в настоящее время исследованиям

методов лазерной генерации ленгмюровских полей с целью создания ускорителей заряженных частиц, где речь может идти лишь о нерезонансном возбуждении ленгмюровских колебаний (на частоте, много меньшей частоты накачки). Однако в интересующих нас условиях пробоя среды процесс генерации ленгмюровских полей не может быть отделен от процесса генерации самой плазмы и требует для своего теоретического описания использования существенно иных подходов (основанных на совместном решении уравнений поля и кинетики ионизации).

Характер исследуемых резонансных явлений существенно определяется формой и размерами областей, в которых плотность плазмы на некоторой стадии процесса пробоя переходит через критическое значение. В настоящей обзорной статье представлены результаты теоретического исследования различных динамических моделей оптического разряда, иллюстрирующих действие основных факторов, которыми в принципе могут определяться условия образования и структура таких областей. При этом мы отвлекаемся здесь от описания пробоя в телах малых размеров, где структура резонансной области и возбуждаемых в ней ленгмюровских полей определяются геометрией самого ионизируемого объекта. Динамика ленгмюровских возбуждений в таких телах обладает рядом интересных особенностей, продемонстрированных на простейшей модели ионизации тонкого слоя в работах [25, 26]. Однако в их теоретическом исследовании пока сделаны лишь первые шаги, и основное внимание в данном обзоре (включая также и ряд новых, ранее не публиковавшихся результатов) мы уделим другим, более подробно изученным моделям, в которых ограниченные области плазменного резонанса возникают при пробое в безграничной однородной среде. В качестве факторов, обуславливающих их образование, рассматриваются: в разделе 2 – мелкомасштабная ионизационная неустойчивость, приводящая на нелинейной стадии к образованию состояния с развитой ленгмюровской турбулентностью; в разделе 3 – сильная пространственная неоднородность падающего ионизирующего излучения (пробой в прикаустической зоне “бесселева” волнового пучка, формируемого аксиконной линзой).

Область физических параметров оптического разряда, на которую мы в основном ориентируемся в проводимых ниже теоретических построениях, численных оценках и компьютерном моделировании: длина электромагнитной волны в вакууме $\lambda_0 \sim 1-10$ мкм, интенсивность оптического излучения $S \sim 10^{14}-10^{15}$ Вт/см², длительность импульса

$\tau \sim 50\text{--}500$ фс, давление газа, требуемое для создания плазмы с плотностью порядка критической (в предположении полной однократной ионизации атомов) $p \sim 0.5\text{--}50$ атм. Частота соударений электронов с ионами в рассматриваемой области интенсивностей излучения (и отвечающих им осцилляторных и тепловых скоростей электронов) на два-три порядка меньше частоты поля, что позволяет, как правило, либо вообще пренебрегать соударениями, либо принимать их во внимание лишь при расчете скорости затухания возбужденных ленгмюровских колебаний на поздних стадиях процесса.

2. Плазменно-резонансная неустойчивость однородного разряда. Плазменно-резонансная ионизационная неустойчивость (ПРИН) принадлежит к классу ионизационно-полевых неустойчивостей, вызываемых взаимным усилением малых начальных возмущений поля и плотности плазмы [3, 12, 17]. В отличие от других неустойчивостей этого класса, обусловленных эффектом вынужденного ионизационного рассеяния поперечной волны [3, 13], она связана с мелкомасштабной модуляцией плотности в направлении вектора электрического поля и может рассматриваться как ионизационный аналог известной модуляционной неустойчивости переменного однородного поля в полностью ионизованной плазме с положительной (фокусирующей) нелинейностью [27]. Развитие ПРИН в первоначально однородном разряде приводит к его распаду на тонкие и плотные плазменные слои (в свою очередь, подвергающиеся затем распаду на двумерные или трехмерные плазменные образования), формированию быстрых внутренних ионизационных фронтов и генерации ленгмюровских полей большой интенсивности [17, 20].

Различные формы мелкомасштабного дробления свободно локализованного разряда в условиях действия данной неустойчивости наблюдались в экспериментах по микроволновому пробою газа в сфокусированных волновых пучках [6, 18]. Результаты этих экспериментов находятся в удовлетворительном согласии с выводами теории линейной стадии ПРИН [3, 6] и результатами численного моделирования ее нелинейной стадии [17]. В оптических разрядах прямое наблюдение неустойчивости затруднено вследствие ее малого пространственного масштаба (период возмущений меньше длины волны). Для выявления же ее макроскопических следствий (сильное поглощение, рассеяние и специфическое преобразование спектра излучения [12]) требуется проведение целенаправленных экспериментов по оптическому пробою газов высокой плотности (или конденсированных сред) при сравнительно малых частотах соуда-

рений электронов. По-видимому, к настоящему времени потребность в проведении таких экспериментов вполне назрела в связи с перспективами достижения в них высоких (превышающих критическое) значений плотности плазмы и высоких уровней локальной концентрации электромагнитной энергии в областях плазменного резонанса.

Первые исследования ионизационных неустойчивостей разряда в переменном поле были выполнены в рамках элементарной теории поляризованного отклика плазмы, пренебрегавшей, во-первых, запаздыванием установления стационарной амплитуды вынужденных колебаний электронов при изменении плотности плазмы и, во-вторых, пространственной дисперсией, обусловленной тепловым движением электронов. Эта теория применима при выполнении условий $|\epsilon| \gg (kr_D)^2$, $|\epsilon| \gg \omega\tau_E$, где

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)} = 1 - \frac{N}{N_c(1 + i\nu/\omega)} \quad (1)$$

– комплексная диэлектрическая проницаемость холодной плазмы; ω – круговая частота поля; $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N/m}$ и $r_D = \sqrt{T_e/4\pi e^2 N}$ – соответственно плазменная (ленгмюровская) частота и дебаевский радиус электронов; k – волновое число возмущений; e , m , ν , T_e и N – соответственно заряд, масса, эффективная частота соударений, температура и средняя по периоду поля концентрация электронов (последняя предполагается всюду равной концентрации ионов); $N_c = m\omega^2/4\pi e^2$ – критическое значение концентрации; $\tau_E = |E(\partial E/\partial t)^{-1}|$ – характерное время изменения комплексной амплитуды электрического поля E . Описание интересующего нас эффекта резонансного возбуждения плазменных (ленгмюровских) колебаний возможно лишь на основании подхода, выходящего за рамки указанных приближений. Один из примеров такого подхода представлен в работе [17]; его основной схеме мы (с некоторыми обобщениями и дополнениями) следуем ниже.

2.1. Исходные уравнения и приближения. Одномерная модель. Зависящий от координат и времени действительный вектор электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t)$ всюду далее представляем в виде $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = (1/2)\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega t) + \text{к.с.}$, где комплексная амплитуда $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, так же как плотность плазмы $N(\mathbf{r}, t)$, предполагаются “медленными” (в масштабе $1/\omega$) функциями времени. Временные изменения плотности плазмы будем описывать на основании известных выражений для средней по периоду поля скорости ионизации газа $\partial N/\partial t$. Для весьма широкого класса механизмов ионизации эту скорость можно

записать в виде некоторой функции амплитуды поля $|\mathbf{E}|$ и концентрации электронов N :

$$\partial N / \partial t = f(|\mathbf{E}|, N). \quad (2)$$

Исследуем сначала пространственно-временную эволюцию разряда в рамках одномерной модели ($\mathbf{E} = x_0 E(x, t)$, $N = N(t)$), описывающей поведение развивающихся неустойчивых возмущений на масштабах, малых по сравнению с длиной электромагнитной волны. Эволюцию медленной комплексной огибающей поля определяем на основе следующего достаточно простого (по сути дела, феноменологического) уравнения, позволяющего описать процессы генерации и поглощения ленгмюровских волн в нестационарной плазме (см. также работы [27–29]):

$$\delta^2 \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{2i}{\omega} \frac{\partial E}{\partial t} + \hat{\Gamma} E + \epsilon E = D. \quad (3)$$

Здесь $\delta = \sqrt{3} V_T / \omega$, V_T – тепловая скорость электронов, $\hat{\Gamma}$ – оператор, учитывающий бесстолкновительное поглощение (затухание Ландау). Тепловая скорость электронов V_T в рассматриваемых нами процессах пробоя газа, вообще говоря, определяется амплитудой их осцилляторной скорости $V_- = e|E|/m\omega$. Соотношение между этими скоростями зависит от механизма ионизации: при ионизации электронным ударом, как правило, тепловая скорость существенно превышает осцилляторную [2]; при туннельной ионизации в полях с амплитудами, не слишком малыми по сравнению с характерным внутриатомным полем E_a (см. ниже), скорость V_T , по-видимому, меньше или порядка V_- [30]. В проводимых ниже расчетах мы, однако, будем для простоты рассматривать тепловую скорость V_T как заданную константу, порядок величины которой определяется некоторым эффективным значением V_- . Полагаем также $\nu = \text{const} \ll \omega$, а для $\hat{\Gamma}$ используем модельное выражение вида

$$\hat{\Gamma} = i\delta^4 \frac{\partial^4}{\partial x^4}. \quad (4)$$

Величина $D = D(t)$ в правой части (3) представляет собой x -компоненту вектора электрической индукции (электрического смещения) \mathbf{D} ; в используемой одномерной модели (так называемой модели “плоского конденсатора”) эта величина в силу уравнения $\nabla \cdot \mathbf{D} = \partial D / \partial x = 0$ не зависит от x . Характер эволюции мелкомасштабных одномерных (пространственно-периодических) структур можно выяснить, считая заданной функцией времени либо величину индукции $D(t)$, либо среднее по координате x электрическое поле $\bar{E}(t)$. В реальных условиях функции $D(t)$, $\bar{E}(t)$ определяются эволюци-

ей крупномасштабной (двумерной или трехмерной) структуры поля и плазмы и должны рассчитываться на основании решения уравнений для усредненного (по малому масштабу) поля; пример такого расчета приведен в конце настоящего раздела.

2.2. Линейная стадия неустойчивости. Исследуем устойчивость квазистационарного однородного состояния разряда по отношению к малым пространственно-периодическим возмущениям поля и плотности. Линеаризуя уравнения (2), (3) на фоне невозмущенного однородного состояния $E_0(t)$, $N_0(t)$, подчиненного уравнениям (2), (3) при $\partial/\partial x = 0$, получаем в отсутствие диссипации следующие уравнения для малых возмущений комплексной амплитуды поля $E_1(x, t) = E - E_0$ и плотности $N_1 = N - N_0$:

$$\delta^2 \frac{\partial^2 E_1}{\partial x^2} + \frac{2i}{\omega} \frac{\partial E_1}{\partial t} + \epsilon_0 E_1 - E_0 \frac{N_1}{N_c} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} - \frac{1}{2} \alpha N_c (E_1 + \text{к.с.}) - \beta N_1 = 0, \quad (6)$$

где $\epsilon_0(t) = 1 - (N_0(t)/N_c)$; коэффициенты $\alpha = N_c^{-1} \partial f / \partial |E|$ и $\beta = \partial f / \partial N$ определяются значениями соответствующих производных скорости ионизации f в невозмущенном состоянии. Для возмущений вида $E_1, N_1 \sim \exp(\int \gamma dt + ikx)$, в предположении медленности эволюции однородного состояния в масштабе характерного времени развития исследуемой неустойчивости γ^{-1} , уравнения (5), (6) приводят к кубическому дисперсионному уравнению для временной постоянной γ :

$$4\gamma^3 / \omega^2 + \gamma(\epsilon_0 - \delta^2 k^2)^2 - \alpha E_0 (\epsilon_0 - \delta^2 k^2) = 0. \quad (7)$$

В этом уравнении мы пренебрегли членами, содержащими множитель β , что оказывается оправданным для всех представляющих интерес механизмов ионизации (ударного, туннельного, многофотонного) при принятом нами условии медленности эволюции однородного состояния.

При заданном действительном волновом числе возмущения k уравнение (7) имеет в общем случае один действительный корень γ_1 и два комплексно сопряженных корня $\gamma_{2,3}$ с $\text{Re} \gamma_{2,3} = -\gamma_1/2$:

$$\gamma_1 = \omega \frac{(\epsilon_0 - \delta^2 k^2)^{1/3}}{2} (A_1 - A_2), \quad (8)$$

$$\gamma_{2,3} = -\frac{\gamma_1}{2} \pm i\omega \frac{(\epsilon_0 - \delta^2 k^2)^{1/3}}{4} (A_1 + A_2) \sqrt{3}, \quad (9)$$

$$A_{1,2} = \left(\sqrt{\frac{(\epsilon_0 - \delta^2 k^2)^4}{3^3} + \left(\frac{\alpha E_0}{\omega} \right)^2} \pm \frac{\alpha E_0}{\omega} \right)^{1/3}. \quad (10)$$

Как видим, при любых значениях $\delta^2 k^2 \neq \epsilon_0$ существуют корни с положительной действительной частью $\Gamma = \text{Re } \gamma > 0$, отвечающие неустойчивым возмущениям. При $\delta^2 k^2 = \epsilon_0$ все корни равны нулю. При $\delta^2 k^2 < \epsilon_0$ неустойчивость обусловлена корнем γ_1 , при $\delta^2 k^2 > \epsilon_0$ – корнями $\gamma_{2,3}$. Максимум инкремента неустойчивости Γ_m и соответствующее ему волновое число k_m зависят от соотношения между параметрами ϵ_0 и $\epsilon_c = \sqrt{\alpha E_0 \omega}$; в частности, при $\epsilon_0 > \epsilon_c$ имеем $\Gamma_m = \sqrt{\alpha E_0 \omega} / 2$ и $\delta^2 k_m^2 = \epsilon_0 - \epsilon_c$. При $\epsilon_0 = 0$ зависимость инкремента $\Gamma = \text{Re } \gamma_2$ от волнового числа иллюстрируется графиком рис.1.

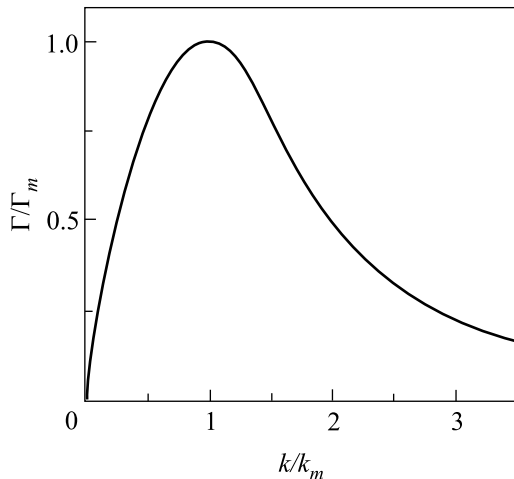


Рис.1. Зависимость инкремента неустойчивости $\Gamma = \text{Re } \gamma_2$ от волнового числа k при $\omega = \omega_p(k_m = \delta^{-1}(\alpha E_0 \omega)^{1/4})$, $\Gamma_m = \sqrt{\alpha E_0 \omega} / 4$

Необходимо отметить, что приведенные результаты верны в ограниченных областях значений временной постоянной и волнового числа: $E_0^{-1} \partial E_0 / \partial t \ll \ll \gamma \ll \omega$, $(\omega/c) \sqrt{\epsilon_0} \ll k \ll \omega_p / V_T$. На верхней границе указанной области волновых чисел становится существенным бесстолкновительное поглощение, на нижней границе длина волны возмущений перестает быть малой по сравнению с длиной поперечной волны, то есть нарушаются условия применимости использованной одномерной (“конденсаторной”) модели.

2.3. Нелинейная стадия неустойчивости. Динамика сильных возмущений на нелинейной стадии неустойчивости исследовалась путем компьютерного моделирования при различных механизмах ионизации, определяющих вид функции $f(|\mathbf{E}|, N)$ в уравнении (2). Общие сценарии поведения решения при различных f сходны между собой; мы приведем здесь в качестве иллюстрации результаты, основанные на использовании известного модельного выражения для средней скорости туннельной ионизации

атомов водорода в поле с линейной поляризацией [17, 31]:

$$f = 4 \left(\frac{3 E_a}{\pi |\mathbf{E}|} \right)^{1/2} \Omega (N_g - N) \exp \left(-\frac{2 E_a}{3 |\mathbf{E}|} \right). \quad (11)$$

Здесь $\Omega = m e^4 / \hbar^3 = 4.16 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$ и $E_a = m^2 e^5 / \hbar^4 = 5.14 \cdot 10^9 \text{ В/см}$ – соответственно атомные единицы частоты и электрического поля, \hbar – постоянная Планка, N_g – концентрация нейтральных атомов газа до начала процесса ионизации. Уравнения (2)–(4), (11) решались численно на промежутке $0 \leq x \leq L$ при следующих начальных и граничных условиях:

$$N(x, 0) = N_0 \exp \left(-\frac{x^2}{l^2} \right), \quad E(x, 0) = \frac{D(0)}{\epsilon(x, 0)}, \quad (12)$$

$$\left. \frac{\partial E}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial^3 E}{\partial x^3} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial E}{\partial x} \right|_{x=L} = \left. \frac{\partial^3 E}{\partial x^3} \right|_{x=L} = 0. \quad (13)$$

Начальное условие (12) при $l \ll L$ моделирует ситуацию, в которой малые начальные (“затравочные”) возмущения плотности плазмы локализованы в областях малых размеров. Граничные условия (13) отвечают условиям периодичности решения во всем пространстве (с периодом $2L$) и его зеркальной симметрии относительно краев заданного промежутка.

Результаты численных расчетов для случая $D = D_0 = \text{const}$ представлены в безразмерных переменных

$$x/L \rightarrow x, \quad \omega t \rightarrow t, \quad E/E_a \rightarrow E, \quad n = N/N_c \quad (14)$$

на рис.2–4. Расчеты проводились при следующих значениях безразмерных параметров: $D_0/E_a = 0.045$; $N_0/N_c = 0.2$; $\Omega/\omega = 25$; $L/l = 6$; $L/\delta = 30$; $\nu/\omega = 0$, $N_g = N_c = 1.5$. Данным безразмерным параметрам могут приблизительно соответствовать следующие условия реального эксперимента по пробое газа полем лазерного излучения: длина электромагнитной волны в вакууме $\lambda_0 \approx 1 \text{ мкм}$, плотность потока энергии $S \approx 0.6 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$, давление газа $p \approx 50 \text{ атм}$. При этом, если оценивать характерную тепловую скорость V_T , определяющую параметр пространственной дисперсии δ в уравнении (2), как величину порядка скорости осцилляторного движения электронов в области плазменного резонанса (где, как видно из приведенных ниже результатов расчета, амплитуда поля достигала значений $|\mathbf{E}| \approx (0.1-0.15) E_a$), то для остальных размерных параметров задачи находим: $V_T \approx 4 \cdot 10^8 \text{ см/с}$, $\delta \approx 4 \cdot 10^{-7} \text{ см}$, $l \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}$, $L \approx 10^{-5} \text{ см}$. Заметим, что требуемая величина давления газа может быть существенно снижена по сравнению с приведенной выше, если использовать лазер-

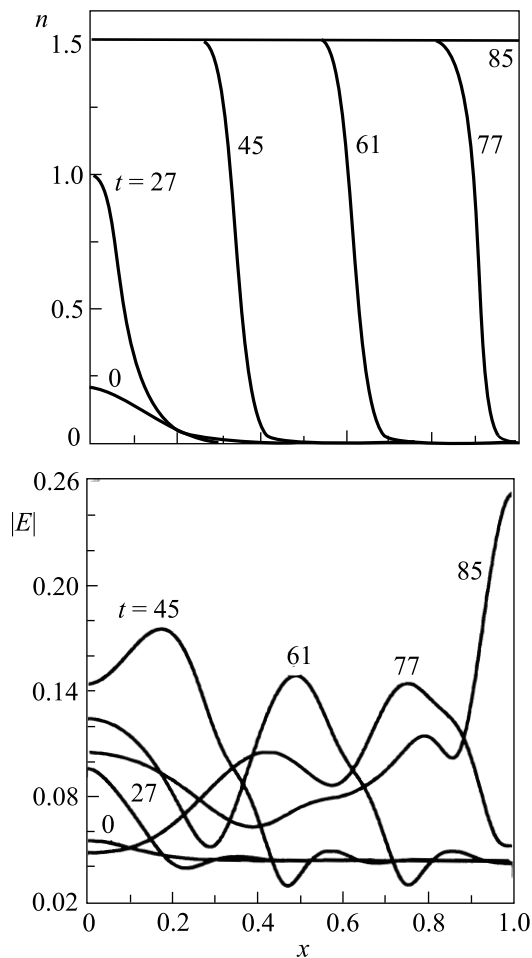


Рис.2. Пространственно-временная эволюция плотности плазмы $n(x, t)$ и амплитуды поля $|E(x, t)|$ на нелинейной стадии неустойчивости при $D = \text{const}$. Около кривых указаны значения t

ное излучение с большей длиной волны или газ, допускающий многократную ионизацию атомов.

На рис.2 показана пространственно-временная эволюция плотности плазмы $n(x, t)$ и амплитуды электрического поля $|E|(x, t)$. Рис.3 иллюстрирует динамику пространственного спектра (первых шести пространственных гармоник) электрического поля, представляемого в виде

$$E(x, t) = \sum_{j=0}^{\infty} e_j(t) \cos(\pi j x / L). \quad (15)$$

На рис.4 изображена временная зависимость модуля комплексной амплитуды поля в точке $x = 0$. Можно выделить три основные стадии эволюции плазмы и поля в процессе пробоя. На первой стадии ($0 < t < t_1 \approx 30$, кривые 1, 2 рис.2) максимальная плотность $n(0, t)$ растет с увеличивающейся скоростью и достигает критического значения. На вто-

рой стадии ($t_1 < t < t_2 \approx 80$, кривые 3–6 на рис.2), начинающейся с момента перехода плотности в точке $x = 0$ через критическое значение, происходит интенсивное возбуждение ленгмюровских колебаний и формируется быстрая волна ионизации. Скорость этой волны определяется процессами возбуждения и переноса ленгмюровских волн в области резкого перепада плотности на ее переднем фронте, содержащем точку плазменного резонанса. В рассматриваемом численном примере она примерно равна тепловой скорости электронов V_T и существенно превышает скорость волны ионизации, рассчитанную для аналогичных условий без учета возбуждения ленгмюровских волн (при $\delta = 0$). После прохождения фронта волны ионизации через весь промежуток ($t > t_2$) разряд переходит в третью стадию, на которой газ полностью ионизован, плотность постоянна и однородна ($N = N_g, \epsilon_s = 1 - N_g/N_c$), а амплитуды пространственных гармоник поля $e_j(t)$, как следует из уравнения (3), изменяются по закону

$$e_0(t) = \frac{D}{\epsilon_s} + \left(e_0(t_2) - \frac{D}{\epsilon_s} \right) \exp(-i\Delta\omega_0 t'); \quad (16)$$

$$e_j(t) = e_j(t_2) \exp(-i\Delta\omega_j t') \quad (j = 1, 2, 3, \dots),$$

где $t' = t - t_2$. Комплексные частоты гармоник $\Delta\omega_j$, фактически представляющие собой сдвиги частот возбужденных собственных ленгмюровских волн по отношению к частоте внешнего источника ω , в используемом нами параболическом приближении ($|\Delta\omega_j| \ll \omega$) определяются, согласно уравнению (3), выражениями

$$\Delta\omega_j = \frac{1}{2}\omega((j\delta\pi/L)^2 - \epsilon_s - i(j\delta\pi/L)^4), \quad (j = 1, 2, 3, \dots), \quad (17)$$

но могут быть легко рассчитаны и более точно на основании точного дисперсионного уравнения для ленгмюровских волн. Начальные амплитуды $e_j(t_2)$ затухающих ленгмюровских гармоник в выражении (16) находятся на основании результатов численного расчета (модули первых шести из них приведены для достаточно широкого временного интервала, включающего и точку $t = t_2$, на рис.3).

Сходные в общих чертах сценарии пробоя реализовались и в численных расчетах, основанных на использовании других способов задания амплитуды электрической индукции $D(t)$ и других начальных распределений плотности. На рис.5 представлены временные зависимости амплитуд первых пяти пространственных гармоник поля для варианта расчета, моделирующего процесс туннельной ионизации газа коротким лазерным импульсом фемтосекундной дли-

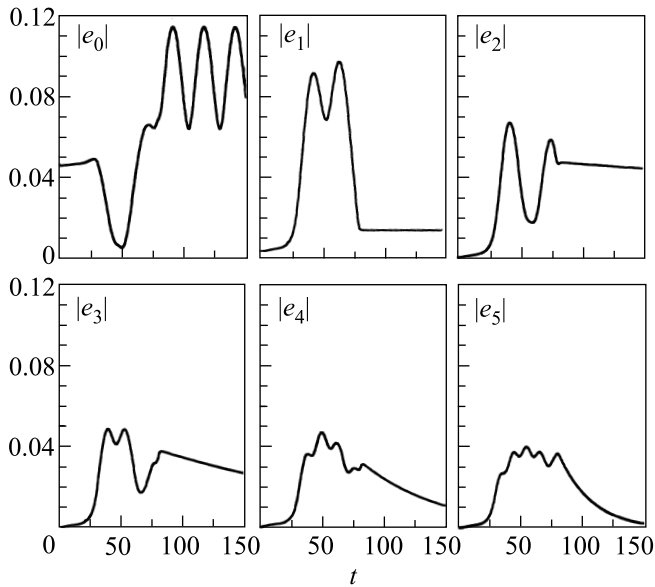


Рис.3. Временная зависимость амплитуд пространственных гармоник поля при $D = \text{const}$

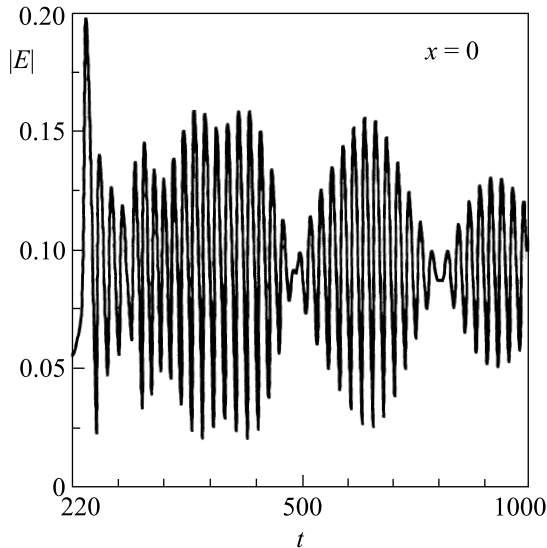


Рис.4. Временная зависимость амплитуды поля в точке $x = 0$ при $D = \text{const}$

тельности при заданной (гауссовой) огибающей среднего электрического поля $\bar{E}(t)$ в плазме:

$$\bar{E} = e_0 = A \exp(-(t - t_0)^2 / \tau^2). \quad (18)$$

Расчет проводился для начальных условий, отвечающих синусоидальной начальной модуляции плотности на однородном фоне:

$$n = n_0 + n_1 \cos(\pi x / L) \quad (19)$$

при значениях параметров: $A = 0.08$; $\tau = 60$; $t_0 = 180$; $n_0 = 0.1$; $n_1 = 0.03$; остальные параметры те же, что в примере расчета, рассмотренном вы-

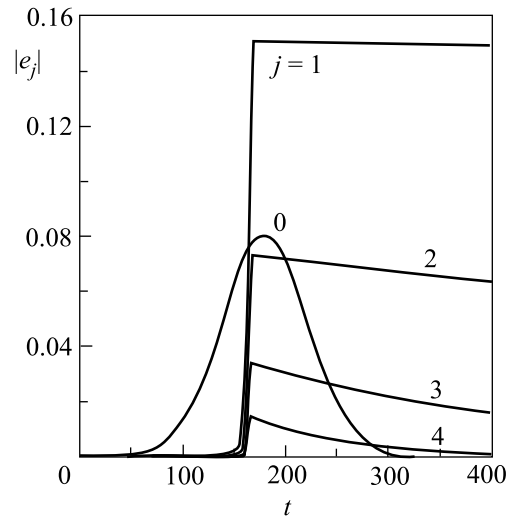


Рис.5. Временные зависимости амплитуд пространственных гармоник поля $|e_j(t)|$ при заданном (гауссовом) законе изменения среднего поля $\bar{E} = e_0(t)$

ше. Как видно из приведенных графиков, на определенной стадии процесса пробоя ($t > 160$) в плазме, наряду с заданной, изменяющейся по гауссовому закону нулевой гармоникой поля $e_0(t)$, появляется целый набор ленгмюровских гармоник с амплитудами $e_j \sim e_{0 \max} = A$ (амплитуда первой гармоники e_1 достигает величины вдвое большей $e_{0 \max}$). После достижения полной ионизации газа амплитуды гармоник медленно затухают вследствие затухания Ландау.

Таким образом, оба рассмотренных варианта расчета свидетельствуют об интенсивной генерации собственных ленгмюровских колебаний в процессе пробоя газа и об образовании на его заключительном этапе сравнительно долго живущего квазитурбулентного состояния, характеризуемого большим числом пространственных гармоник – ленгмюровских волн с различными волновыми числами и собственными частотами.

2.4. Двумерная граничная задача. Использованный выше подход может быть обобщен в рамках двумерной граничной задачи, позволяющей описать генерацию мелкомасштабных плазменно-полевых структур в процессе ионизации газового слоя (или полупространства) падающим на него лазерным импульсом конечной длительности. Постановка, метод решения и некоторые результаты численного решения этой задачи кратко излагаются ниже (см. также [32]).

Пусть лазерный импульс частоты ω с гауссовой временной огибающей и электрическим полем, па-

параллельным оси x , падает из вакуума по нормали (параллельной оси z) на плоский слой газообразной среды, занимающей область $0 < z < L_z$, и производит в ней туннельную ионизацию атомов. Плотность электронов N в среде в начальный момент времени много меньше критического значения N_c и имеет слабую периодическую пространственную модуляцию (затравочное возмущение для развития плазменно-резонансной неустойчивости) в направлении оси x . Период этой модуляции $2L_x$ предполагается малым по сравнению с длиной электромагнитной волны, толщиной газового слоя L_z и продольным масштабом l_z образующихся в слое неоднородностей. Электрическое поле описывается в приближении медленной временной огибающей и благодаря условию $L_x \ll c/\omega$, l_z остается квазипоперечным: $\vec{E} = (1/2)\mathbf{x}_0 E(x, z, t) \exp(-i\omega t) + \text{к.с.}$, несмотря на образование вытянутых вдоль z плазменных неоднородностей.

Метод описания эволюции поля в плазме основывается на разделении крупного (электромагнитного) и мелкого (ленгмюровского) пространственных масштабов. Комплексная амплитуда $E(x, z, t)$ рассматривается как периодическая (с периодом $2L_x$) функция поперечной координаты x и медленная (в масштабе L_x) функция продольной координаты z . Мелкомасштабная (поперечная) структура поля исследуется на базе квазиодномерного уравнения

$$\epsilon E + \frac{2i}{\omega} \frac{\partial E}{\partial t} + \delta^2 \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \hat{\Gamma} E = -\frac{c^2}{\omega^2} \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial z^2}, \quad (20)$$

обобщающего одномерное феноменологическое уравнение (3) с учетом медленной зависимости среднего (макроскопического) поля $\bar{E} = L_x^{-1} \int_0^{L_x} E dx$ от продольной координаты z , входящей в (20) как параметр.

Крупномасштабная (продольная) структура описывается параболическим уравнением для среднего поля:

$$\frac{c^2}{\omega^2} \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial z^2} + \frac{2i}{\omega} \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} + \epsilon \bar{E} = 0, \quad \epsilon \bar{E} = \frac{1}{L_x} \int_0^{L_x} \epsilon E dx \quad (21)$$

с условиями излучения на границах слоя:

$$\left. \left(\frac{\partial \bar{E}}{\partial z} + i \frac{\omega}{c} \bar{E} \right) \right|_{z=0} = 2i \frac{\omega}{c} E_0^{(i)}(t), \quad (22)$$

$$\left. \left(\frac{\partial \bar{E}}{\partial z} - i \frac{\omega}{c} \bar{E} \right) \right|_{z=L_z} = 0,$$

где $E_0^{(i)}(t)$ – амплитуда падающей волны на входной границе слоя $z = 0$.

Уравнения (2), (4), (11), (20), (21) решались численно в области $0 \leq x \leq L_x$, $0 \leq z \leq L_z$ при следующих начальных условиях:

$$E(x, z, 0) = 0, \quad N(x, z, 0) = \left(N_0 + N_1 \cos \left(\frac{\pi x}{L_x} \right) \right) f(z) \quad (23)$$

и заданных зависимостях $N_g(z) = N_{g \max} f(z)$:

$$E_0^{(i)}(0 \leq t \leq 2t_0) = A \left(\exp \left(- \left[\frac{t - t_0}{t_1} \right]^2 \right) - \exp \left(- \left[\frac{t_0}{t_1} \right]^2 \right) \right), \quad E_0^{(i)}(t \geq 2t_0) = 0. \quad (24)$$

$$f(0 \leq z \leq z_1) = \sin^2 \left(\frac{\pi z}{2z_1} \right),$$

$$f(z_1 \leq z \leq z_2) = 1, \quad (25)$$

$$f(z_2 \leq z \leq L_z) = \cos^2 \left(\frac{\pi(z - z_2)}{2(L_z - z_2)} \right).$$

Результаты численного расчета представлены на рис.6–8 в безразмерных переменных, отличающихся от (14) лишь другой единицей масштаба пространственных координат: $(\omega/c)x \rightarrow x$, $(\omega/c)z \rightarrow z$. Расчеты проводились при значениях параметров $\Omega/\omega = 25$, $\delta\omega/c = 0.01$, $\nu = 0$, $N_{g \max} = 1.2N_c$, $A/E_a = 0.07$, $t_0\omega = 85$, $t_1\omega = 60$, $L_z\omega/c = 2$, $z_1\omega/c = 0.2$, $z_2\omega/c = 1.8$, $L_x\omega/c = 0.3$, $N_0/N_c = 0.03$, $n_1 = N_1/N_c = 0.003$. Выбранные значения параметров отвечают длине волны $\lambda_0 \approx 1$ мкм, пиковой интенсивности $S \approx 1.4 \cdot 10^{14}$ Вт/см², длительности импульса (по уровню интенсивности $1/e$) $\sqrt{2}t_1 \approx 50$ фс, давлению газа $p \approx 40$ атм. Эволюция поля и плазмы в процессе пробоя показана на рис.6, изображающем пространственные распределения плотности плазмы $n(x, z)$ и модуля амплитуды электрического поля $|E(x, z)|$ в различные моменты времени t . Как видим, сильная ионизация газа осуществляется в слое газа толщиной $\Delta z \approx 0.8$. В каждом сечении $z = \text{const}$ этого слоя основные стадии пробоя те же, что и в рассмотренной выше одномерной задаче: рост максимума плотности в плоскости $x = 0$ и образование в окрестности этой плоскости тонкого (сначала критического, а затем полностью ионизованного) слоя, вытянутого вдоль оси z ; его расширение по x в процессе распространения быстрой (со скоростью $\sim V_T$) волны ионизации, поддержанной полем возбужденных ленгмюровских волн; слияние встречных волн ионизации и образование полностью ионизованного однородного слоя толщины Δz с возбужденными в нем медленно затухающими ленгмюровскими гармониками. Волновые числа и собственные частоты этих гармоник

Рис.6. Двумерная эволюция плотности плазмы $n(x, z, t)$ и амплитуды поля $|E(x, z, t)|$ в газовом слое в условиях интенсивного возбуждения ленгмюровских колебаний

(за исключением нулевой, совпадающей со средним полем \bar{E}) определяются теми же выражениями (15)–(17), что и в одномерной задаче. Пространственно-временная эволюция среднего поля $\bar{E} = e_0$ и амплитуд первых трех ленгмюровских гармоник (с номерами $j = 1, 2, 3$) в течение всего процесса иониза-

ции показана на рис.7. Эволюция пространственного спектра поля $|e_j(x, z, t)|$ ($j = 0, 1, 2, 3$; $|e_0| = \bar{E}$) в тех же условиях, что и на рис.6

ции показана на рис.7. При выбранных значениях параметров (отвечающих случаю сравнительно слабого отражения электромагнитной волны от плазмы) она оказалась близкой к рассчитанной выше при заданной гауссовой зависимости $\bar{E}(t)$.

Для иллюстрации роли рассматриваемой ионизационной неустойчивости и связанного с ней процесса генерации ленгмюровских волн в процессе пробоя газа на рис.8 приведены кривые пространственного распределения плотности плазмы в слое $n(z)$, рассчитанные в различные моменты времени ($t = 0; 85; 175$) при отсутствии необходимой для развития неустойчивости затравочной мелкомасштабной модуляции плотности плазмы ($n_1 = 0$; остальные параметры те же, что на рис.6, 7). Пунктирной кривой на том же рис.8 изображена зависимость $n(z)$ в момент времени $t = 175$ (после прохождения электромагнитного импульса через слой) при значении $n_1 = 0.003$, то есть в условиях интенсивной генерации ленгмюровских волн. Как видим, в отсутствие неустойчивости

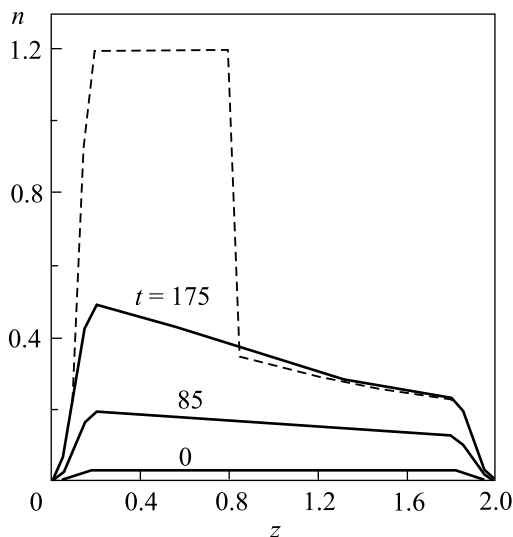


Рис.8. Продольные распределения плотности плазмы в газовом слое в отсутствие неустойчивости ($n_1 = 0$) и в условиях развитой неустойчивости (пунктирная кривая; $n_1 = 0.003$; $t = 175$; $x = 0.15$)

полная ионизация газа нигде не достигается и плотность плазмы не превышает величины $N = 0.5N_c$, тогда как ее развитие приводит к образованию полностью ионизованной области с $N = 1.2N_c$. Весьма интересным является также то обстоятельство, что создание слоя плотной (закритической) плазмы достигается в рассматриваемом случае при весьма малом снижении амплитуды поля и полной энергии прошедшего через этот слой электромагнитного импульса. В приведенном примере расчета энергии прошедшего через слой и отраженного от слоя импульсов составляют соответственно 92.5% и 3.3% от энергии падающего импульса; еще 4.2% полной энергии трансформируется в собственные ленгмюровские колебания. Малая доля энергии отраженного импульса при образовании сравнительно толстого слоя закритической плазмы объясняется эффектом запаздывания ионизации, основная часть которой производится не средним электрическим полем импульса, а полем возбужденных ленгмюровских волн уже после прохождения основной части импульса через слой. Следует отметить, однако, что приведенные малые величины потерь энергии импульса в применении к условиям реального эксперимента носят лишь оценочный характер, поскольку в проведенных расчетах не учитывался ряд других слабых источников потерь (соударения электронов, потери энергии на отрыв электрона от атома и на сообщение ему некоторой, зависящей от фазы поля в момент отрыва, постоянной скорости). Хотя в рассматриваемых нами условиях ионизации газа излучением высокой

интенсивности и в рамках используемого нами параболического приближения эти потери не велики, они могут оказаться сравнимыми с приведенными выше малыми величинами.

3. Разряд в поле “бесселевого” волнового пучка. В этом разделе рассматриваются резонансные явления при пробое газа в поле “бесселева” волнового пучка. Такой пучок, представляющий собой цилиндрическую волну, распространяющуюся под заданным углом θ к оси z , может быть создан в результате фокусировки лазерного излучения аксиконной линзой. Создаваемый в ее прикаустической зоне протяженный нитевидный разряд привлекает внимание в связи с возможностью его использования для каналирования электромагнитного излучения в современных проектах рентгеновских лазеров и лазерно-плазменных ускорителей. Ряд вопросов динамики аксиконного разряда исследовался экспериментально и теоретически (на основе скалярного приближения) несколькими группами авторов [23, 33, 34], отмечалась и возможная роль ленгмюровских колебаний в формировании спектра рассеянного им излучения [23], однако интересующие нас вопросы резонансного возбуждения ленгмюровских колебаний и их влияния на динамику пробоя ранее не обсуждались и не анализировались. Эти вопросы могут быть последовательно решены лишь в рамках самосогласованной векторной задачи для электромагнитного поля в нестационарной плазме с учетом пространственной дисперсии. Постановка и результаты численного решения такой задачи для простейшей модели продольно однородного осесимметричного разряда в поле вращающейся цилиндрической волны представлены ниже (часть результатов была приведена также в докладе [35]).

Исходное векторное уравнение для медленной временной огибающей электрического поля в плазме имеет вид

$$\frac{2i}{\omega} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \delta^2 \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) + \epsilon \mathbf{E} - \frac{1}{k_0^2} [\nabla \times [\nabla \times \mathbf{E}]] + \hat{\Gamma} \mathbf{E} = 0. \quad (26)$$

Нас интересует решение этого уравнения, описывающее в отсутствие разряда (при $N \equiv 0$) поле “бесселева” волнового пучка с циркулярной поляризацией поперечной компоненты, имеющей максимум на оси:

$$\mathbf{E}_{\perp}^{(0)} \sim (\mathbf{x}_0 + iy_0) J_0(k_{\perp} r) \exp(ik_z z). \quad (27)$$

Здесь \mathbf{x}_0 , \mathbf{y}_0 – единичные орты вдоль соответствующих осей декартовых координат в поперечной плоскости; r , φ , z – цилиндрические координаты, $k_z = k_0 \cos \theta$ и $k_{\perp} = k_0 \sin \theta$ – соответственно продольное и поперечное волновые числа, $k_0 = \omega/c$ – волновое

число в вакууме, θ – угол сходимости цилиндрической волны; J_0 – функция Бесселя нулевого порядка. Такой пучок представляет собой фактически “гибридную” (EH) волну, то есть суперпозицию TE и TM волн с определенным соотношением между продольными компонентами электрического и магнитного полей E_z и H_z :

$$E_z^{(0)} \sim J_1(k_{\perp}r) \exp(i\varphi + ik_z z), \quad H_z^{(0)} = -i \cos \theta E_z^{(0)}. \quad (28)$$

Поскольку при данном типе симметрии поля скорость ионизации и плотность образующейся при пробое плазмы оказываются не зависящими от z и φ ($N = N(r, t)$), зависимость искомого решения уравнения (26) от z и φ сохраняет во всем пространстве вид (27), (28) и в присутствии плазмы. Это позволяет записать уравнение (26) в виде системы уравнений для амплитуд проекций поля E_r , E_{φ} , E_z , зависящих от времени t и лишь от одной пространственной переменной r . Полученные таким образом уравнения (которые мы здесь не приводим ввиду их громоздкости) решались численно на промежутке $0 \leq r \leq R$ совместно с уравнением для плотности плазмы (2), в котором для скорости ионизации f , как и в предыдущем разделе, использовалось выражение (11), пригодное для качественного описания динамики пробоя также и в областях с эллиптической или циркулярной поляризацией поля. Радиус R выбирался достаточно большим, чтобы в области $r \sim R$ плотность плазмы удовлетворяла условию $N(r) \ll N_c \sin^2 \theta$, позволяющему пренебречь в этой области влиянием плазмы на структуру крупномасштабного (усредненного на масштабе δ) решения уравнения (26).

В области $r \geq R$ поле описывалось уравнениями Максвелла для вакуума и представлялось в виде суперпозиции сходящихся (падающих) и расходящихся (отраженных) цилиндрических волн TE и TM типов с заданными продольным и поперечным волновыми числами k_z , k_{\perp} . Продольные компоненты электрического и магнитного полей записывались в виде

$$E_z^{(i)} = C(t) H_1^{(2)}(k_0 r \sin \theta), \quad H_z^{(i)} = -i \cos \theta E_z^{(i)} \quad (29)$$

для падающих волн и

$$E_z^{(r)} = F(t) H_1^{(1)}(k_0 r \sin \theta), \quad H_z^{(r)} = G(t) H_1^{(1)}(k_0 r \sin \theta) \quad (30)$$

для отраженных волн. Здесь $H_1^{(2)}$, $H_1^{(1)}$ – функции Ханкеля первого порядка, описывающие соответственно сходящуюся и расходящуюся цилиндрические волны; $G(t)$ – заданная амплитудная огибающая падающего импульса, $F(t)$ и $G(t)$ – определяемые в процессе решения огибающие отраженных волн. Соотношение между амплитудами продольных компо-

нент падающих TE и TM волн $H_z^{(i)}/E_z^{(i)} = -i \cos \theta$ выбиралось (как и в (28)) таким образом, чтобы поперечное поле в отсутствие плазмы было всюду циркулярно поляризованным и определялось выражением (27) (при этом в цилиндрических координатах $E_{\varphi}^{(0)}(r) = iE_r^{(0)}(r) \sim J_0(k_0 r \sin \theta)$). Заметим, что в присутствии плазмы циркулярная поляризация поля сохраняется только на оси, где всегда $E_{\varphi}(0) = iE_r(0)$.

Расчеты проводились при начальных условиях:

$$N(r, 0) = 0,$$

$$E_{\varphi}(r, 0) = iE_r(r, 0) = -2C(0) \operatorname{ctg} \theta J_0(k_0 r \sin \theta), \quad (31)$$

$$E_z(r, 0) = 2C(0) J_1(k_0 r \sin \theta).$$

В качестве граничных условий использовались: (а) условия аналитичности решения в точке $r = 0$:

$$E_z = 0, \quad \partial E_r / \partial r = \partial E_{\varphi} / \partial r = 0; \quad (32)$$

(б) условия непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей (E_z , H_z , E_{φ} , H_{φ}) и нормальной компоненты электрического поля E_r при $r = R$. Последнее (непрерывность E_r) представляет собой простейший вариант дополнительного граничного условия, необходимость которого обусловлена присутствием в уравнении (26) члена $\delta^2 \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E})$, учитывающего пространственную дисперсию и приводящего к повышению порядка исследуемой системы. Для того чтобы не повышать его дополнительно использованием модельного оператора \hat{G} четвертого порядка (4), в проведенных расчетах мы описывали бесстолкновительное затухание на основе более простого оператора второго порядка $\hat{G}\mathbf{E} = -ia\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E})$, который при соответствующим подборе коэффициента a дает качественно правильное описание поглощения ленгмюровских волн. Условия (б) позволяют получить соотношения, связывающие значения компонент электрического поля и их нормальных производных на границе $r = R$ амплитудной функцией падающей волны $C(t)$:

$$\frac{1}{k_0} \frac{\partial E_z}{\partial r} - E_z Q_1 \sin \theta = C Q_2 \sin \theta,$$

$$\frac{1}{k_0} \frac{\partial E_{\varphi}}{\partial r} - E_{\varphi} Q_3 \sin \theta + E_z Q_4 \cos \theta = C Q_5 \cos \theta,$$

$$E_r + E_{\varphi} Q_6 + E_z Q_7 \operatorname{ctg} \theta = C Q_8 \operatorname{ctg} \theta, \quad Q_1 = \frac{h_0}{h_1} - \frac{1}{\rho},$$

$$Q_2 = -2ih_1^* \operatorname{Im} Q_1, \quad Q_3 = \frac{1}{Q_1} \left(\frac{1}{\rho^2} - 1 \right) - \frac{1}{\rho}, \quad (33)$$

$$Q_4 = \frac{1}{\rho} \left(Q_1 - Q_3 - \frac{1}{\rho} \right), \quad Q_5 = -\frac{Q_2}{\rho} + 2ih_1^* Q_1^* \operatorname{Im} Q_3,$$

$$Q_6 = \frac{i}{\rho Q_1}, \quad Q_7 = i \left(\frac{1}{\rho^2 Q_1} - Q_1 \right), \quad Q_8 = i Q_2 (1 + i Q_6),$$

$$\rho = k_0 R \sin \theta, \quad h_0 = H_0^{(1)}(\rho), \quad h_1 = H_1^{(1)}(\rho).$$

Проведенные расчеты показали, что сценарии исследуемого процесса сильно зависят от угла сходимости волны θ . Если этот угол не превышает некоторого критического значения $\theta_c \approx 25^\circ$, поле и плотность плазмы ведут себя в соответствии с предсказаниями скалярных моделей [4, 6, 9, 10, 34]: максимум плотности $N_{\max}/N_c = K \sin^2 \theta$, коэффициент $K \sim 3-6$, так что при малых углах $N_{\max} \ll N_c$. Однако при $\theta > \theta_c$ процесс ионизации в приосевой области подобен реализующемуся на нелинейной стадии плазменно-резонансной неустойчивости, рассмотренной в предыдущем разделе: плотность и амплитуда поля на оси растут в режиме обострения с увеличивающейся скоростью, после перехода плотности через критическое значение формируется быстрая (распространяющаяся в радиальном направлении на расстояние $r \sim k_0^{-1}$) волна ионизации, содержащая на своем переднем фронте точку плазменного резонанса.

Указанные характерные сценарии эволюции поля и плазмы иллюстрируются на рис.9 ($\theta = 6^\circ$) и рис.10–12 ($\theta = 30^\circ$) в тех же безразмерных переменных, которые были использованы в разделе 2: $k_0 r \rightarrow r$, $\omega t \rightarrow t$, $E/E_a \rightarrow E$, $N/N_c = n$. На рис.9 и 10 представлены пространственные распределения плотности плазмы и модуля амплитуды электрического поля $|\mathbf{E}(r, t)|$ в различные моменты времени для случая гауссовой огибающей падающего импульса $C(t) = A \exp[-(t - t_0)^2/\tau^2]$ при значениях параметров $\Omega/\omega = 22$, $k_0 \delta = \sqrt{3} V_T/c = 0.02$, $\nu/\omega = 0.01$, $a = 0.1$, $N_g = 1.5 N_c$, $t_0 \omega = 100$, $\tau \omega = 50$, $A/E_a = 0.0037$ при $\theta = 6^\circ$ и $A/E_a = 0.0204$ при $\theta = 30^\circ$, $k_0 R = 8$ при $\theta = 6^\circ$ и $k_0 R = 4$ при $\theta = 30^\circ$. При выбранных значениях A максимальное поле на оси (в отсутствие плазмы) в обоих случаях одно и то же: $|\mathbf{E}|_{\max}/E_a = 0.1$. Данным безразмерным параметрам соответствуют длина волны в вакууме $\lambda_0 \approx 0.8$ мкм, максимальная интенсивность (в пересчете на однородную плоскую волну с амплитудой, равной $|\mathbf{E}|_{\max}$) $S \approx 3 \cdot 10^{14}$ Вт/см², длительность импульса (по уровню интенсивности $1/e$) $\tau \sqrt{2} \approx 30$ фс, давление газа $p \approx 60$ атм.

Переход через точку плазменного резонанса (рис.10) сопровождается интенсивным возбуждением ленгмюровских волн, достигающих наибольшей амплитуды (почти вдвое превышающей максимальную амплитуду невозмущенного поля на оси) в окрестности фронта волны ионизации при $r \approx 1$. Достаточно наглядное представление о характере

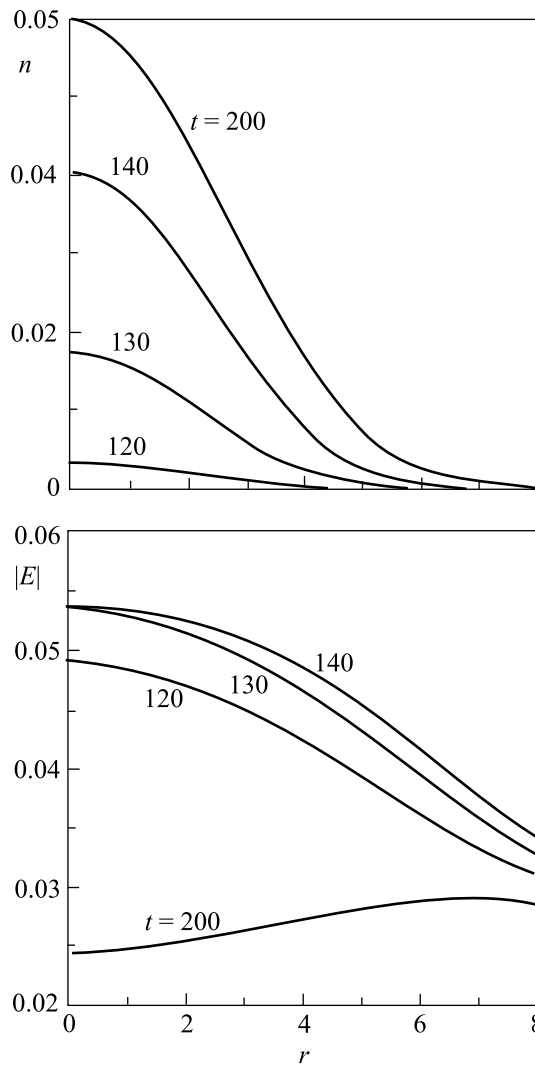


Рис.9. Эволюция плотности плазмы $n(r, t)$ и амплитуды поля $|\mathbf{E}(r, t)|$ в аксионном разряде при $\theta = 6^\circ$. Около кривых указаны значения t

ре осцилляций полей этих волн в пространстве и времени дают изображенные на рис.11 кривые: (а) $\text{Re}E_r(r)$ в момент $t = 150$ и (б) $\text{Re}E_r(t)$ при $r = 1$ (подобный вид имеют и кривые $\text{Im}E_r(r, t)$). Длина ленгмюровской волны (характерный пространственный масштаб поля) в области полной ионизации по порядку величины равна диаметру этой области и непрерывно уменьшается в направлении уменьшения плотности (рис.11а). Период колебаний составляющих комплексной амплитуды $E_r(t)$ (рис.11б) определяется сдвигом частоты возбужденных в плазме собственных ленгмюровских колебаний по отношению к частоте внешнего поля ω . Амплитуда этих колебаний превышает максимальную амплитуду невозмущенного плазмой гауссового

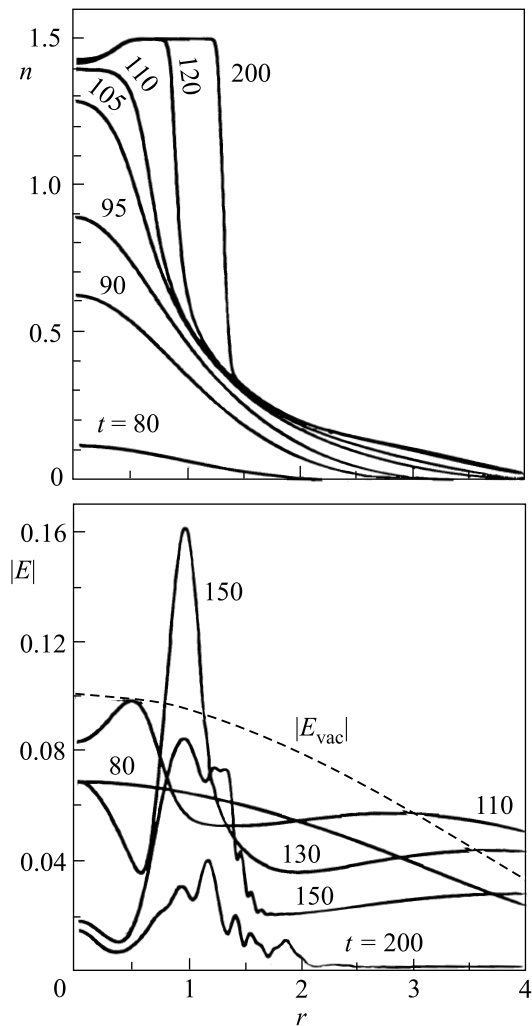


Рис.10. Эволюция плотности плазмы $n(r, t)$ и амплитуды поля $|E(r, t)|$ в аксиальном разряде при $\theta = 30^\circ$. Около кривых указаны значения t . Пунктиром показана амплитуда невозмущенного плазмой поля $|E_{\text{vac}}(r)|$ в момент, когда оно достигает максимума на оси ($t \approx \tau$)

импульса $|E_{\text{vac}}(t)|$, показанную для сравнения на рис.11b пунктиром.

Связь возбуждаемых ленгмюровских колебаний с внешним электромагнитным полем (обусловленная наличием достаточно резкой границы ионизованной области) приводит к частичному высвечиванию их энергии в окружающее пространство, то есть к появлению в спектре отраженной от разряда цилиндрической волны, наряду с основной частотной компонентой ω , еще одной или нескольких компонент на частотах, близких к $\omega_{p\text{max}} = \sqrt{4\pi e^2 N_g/m} \approx 1.22\omega$. Ввиду линейного характера рассматриваемого процесса “переходного” резонансного возбуждения ленгмюровских колебаний, интенсивнос-

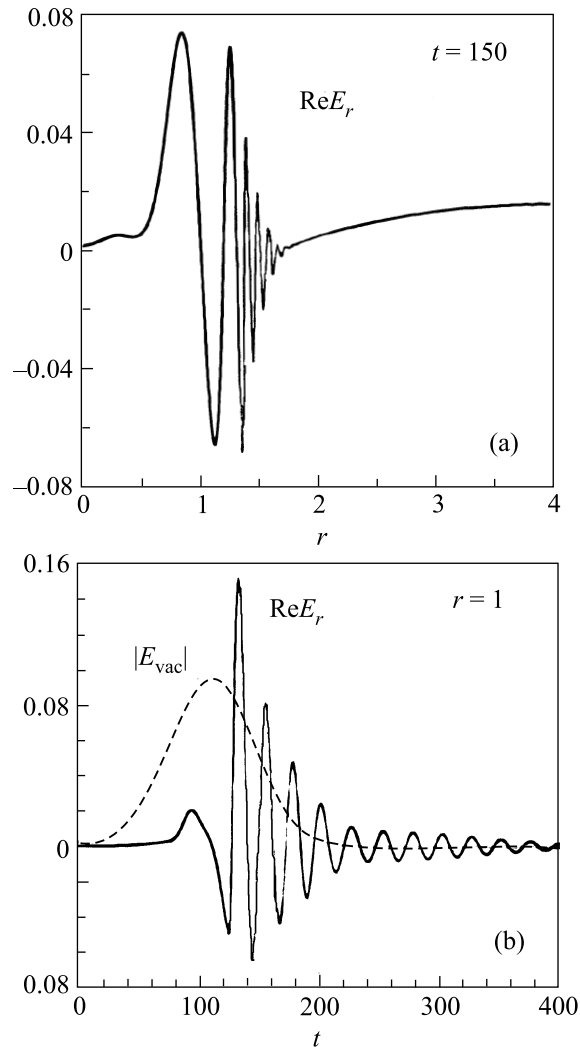


Рис.11. Временные огибающие ленгмюровских полей: (a) – кривая $\text{Re}E_r(r)$ при $t = 150$; (b) – кривая $\text{Re}E_r(t)$ и амплитуда невозмущенного гауссового импульса $|E_{\text{vac}}(t)|$ (пунктир) при $r = 1$

ти сдвинутых спектральных компонент пропорциональны интенсивности падающего излучения. Этот эффект линейной параметрической конверсии спектра рассеянного ионизирующего излучения, описанный ранее на модели тонкого газового слоя [26], иллюстрируется на рис.12 графиком временной зависимости величины $\text{Re}G(t)$ (определяющей согласно (30) поведение амплитуды $H_z^{(r)}(t)$ отраженной волны) на больших временах $t > 220$, когда амплитуда сигнала основной частоты сильно снизилась (вследствие окончания падающего импульса), а ленгмюровские колебания еще существуют и продолжают высвечиваться. При $t \approx 250$ интенсивность сдвинутой частотной компоненты отраженной волны составляет примерно 10^{-4} максимальной интенсивнос-

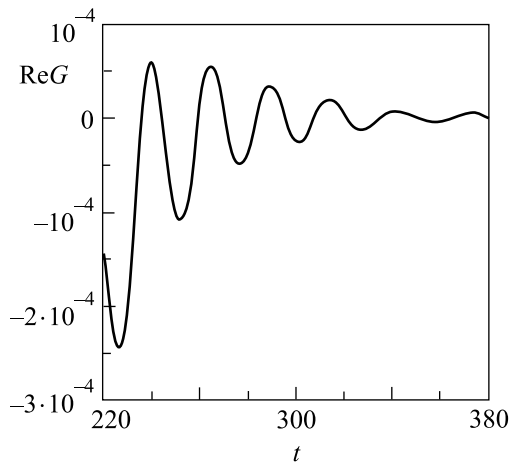


Рис.12. Временная зависимость амплитудной функции $\text{Re}G(t)$ отраженной TE волны (30) на больших временах, иллюстрирующая излучение разряда на сдвинутой вверх частоте $\omega_{p\max} = 1.22\omega$

ти падающей. Расходящиеся цилиндрические волны с частотами ω и $\omega_{p\max}$ наклонены к оси симметрии разряда под разными углами (соответственно θ и θ_p ; $\cos\theta_p = (\omega/\omega_{p\max})\cos\theta$; в рассмотренном численном примере $\theta = 30^\circ$, $\theta_p = 45^\circ$). Подобная (кольцевая) частотно-угловая структура излучения, отраженного плазмой, действительно наблюдалась в экспериментах по аксиальному пробое твердого диэлектрика [23], хотя однозначная интерпретация результатов этих экспериментов пока не представляется возможной. Другой макроскопический эффект в исследуемом явлении, в принципе доступный экспериментальной проверке, заключается в преобразовании поляризации излучения. Как показали проведенные расчеты, после перехода через плазменный резонанс происходит резкое изменение соотношения между амплитудами E_z и H_z отраженной волны, то есть возникает явление трансформации волн TE и TM типов. В рассмотренном численном примере ($\theta = 30^\circ$) в падающем импульсе энергии этих волн составляли соответственно 43% и 57% его полной энергии, а в отраженном – 59% и 31% (10% энергии поглотилось). Это означает, как нетрудно показать, что поляризация поперечных компонент волны из круговой преобразуется в эллиптическую с главной осью эллипса, ориентированной в азимутальном направлении.

4. Заключение. Рассмотренные модели оптических разрядов в газе высокой плотности показывают, что на стадии перехода плотности плазмы через критическое значение происходит генерация ленгмюровских волн большой интенсивности – с амплитудами электрического поля, превышающими амплитуду вызывающего пробой лазерного излучения.

Этот процесс приводит к сильному росту скорости ионизации газа, а после достижения полной ионизации в какой-то области – к возникновению сравнительно долго живущего квазитурбулентного состояния, характеризующегося широким спектром ленгмюровских возбуждений. Полученные результаты могут представлять интерес для разнообразных приложений, связанных с получением и использованием лазерной плазмы. Дальнейшие исследования в данном направлении должны, на наш взгляд, быть направлены на решение следующих задач: 1) более детальный и конкретный анализ возможных макроскопических следствий рассмотренных эффектов и их экспериментальное наблюдение; 2) изучение динамики ленгмюровских возбуждений различных типов при пробое тел малых размеров (тонкие слои, нити, атомные кластеры); 3) изучение резонансных явлений при оптическом пробое конденсированных сред; одной из главных задач здесь является расчет скоростей ионизации и эффективных частот соударений электронов в сильных оптических полях.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 99-02-16238, # 02-02-17271, # 01-02-16575, # 02-02-06266) и Российской академии наук (грант # 1999(6)-37).

1. A. V. Gurevich, *Nonlinear Phenomena in the Ionosphere*, Springer-Verlag, New York, 1978.
2. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, М.: Наука, 1987.
3. В. Б. Гильденбург, А. В. Ким, *ЖЭТФ* **74**, 141 (1978).
4. В. Б. Гильденбург, В сб. *Нелинейные волны*, М.: Наука, 1981, с. 87.
5. W. Wo and J. S. Degroot, *Phys. Fluids* **27**, 475 (1984).
6. А. Л. Вихарев, В. Б. Гильденбург, С. В. Голубев и др., *ЖЭТФ* **94**, 136 (1988).
7. V. B. Gildenburg, A. V. Kim, V. A. Krupnov et al., *IEEE Trans. on Plasma Science* **21**, 34 (1993).
8. S. P. Kuo, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1000 (1990).
9. W. P. Leemans, C. E. Clayton, W. B. Mori et al., *Phys. Rev.* **A46**, 1091 (1992).
10. S. C. Rae, *Opt. Commun.* **104**, 330 (1994).
11. Yu. M. Aliev, A. V. Maximov, U. Kortshagen et al., *Phys. Rev.* **E51**, 6091 (1995).
12. V. B. Gildenburg, A. G. Litvak, and N. A. Zharova, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2968 (1997).
13. T. M. Antonsen, Jr. and Z. Bian, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3617 (1999).
14. A. M. Sergeev, M. Lontano, A. V. Kim et al., *Laser and Particle Beams* **17**, 129 (1999).

15. L. Berge and A. Couairon, *Phys. Plasmas* **7**, 210 (2000).
16. C. S. Liu and V. K. Tripathi, *Phys. Plasmas* **7**, 4360 (2000).
17. V. B. Gildenburg and N. V. Vvedenskii, *Phys. Plasmas* **8**, 1953 (2001).
18. А. Л. Вихарев, В. Б. Гильденбург, О. А. Иванов, А. Н. Степанов, *Физика плазмы* **10**, 165 (1984).
19. В. Б. Гильденбург, А. А. Солодов, *Письма в ЖЭТФ* **62**, 535 (1995).
20. V. B. Gildenburg, V. E. Semenov, and N. V. Vvedenskii, *Physica* **D152–153**, 714 (2001).
21. Н. В. Введенский, В. Б. Гильденбург, А. А. Солодов, *Изв. вузов, Прикладная нелинейная динамика* **8**, 3 (2000).
22. D. Giuletti, L. A. Gizzi, A. Giuletty et al., *Phys. Lett.* **79**, 3194 (1997).
23. А. А. Бабин, А. М. Киселев, К. И. Правденко и др., *УФН* **169**, 80 (1999).
24. T. Ditmire, E. Springate, J. W. G. Tisch et al., *Phys. Rev.* **A57**, 369 (1998).
25. А. М. Быстров, В. Б. Гильденбург, *Физика плазмы* **27**, 71 (2001).
26. M. I. Bakunov, A. M. Bystrov, and V. B. Gildenburg, *Phys. Plasmas* **9**, 2803 (2002).
27. V. E. Zakharov, in: *Handbook of Plasma Physics, Basic Plasma Physics* **2**, Eds. A. A. Galeev and R. N. Sudan, North-Holland, Amsterdam-Oxford, 1984, p. 81.
28. С. В. Буланов, Л. М. Коврижных, А. С. Сахаров, *ЖЭТФ* **72**, 1810 (1977).
29. М. И. Бакунов, Ю. М. Сорокин, *Изв. вузов, Радиофизика* **32**, 122 (1989).
30. P. V. Corcum, N. H. Burnett, and F. Brunell, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1259 (1989).
31. N. H. Burnett and P. V. Corcum, *J. Opt. Soc. Am.* **B6**, 1195 (1989).
32. Н. В. Введенский, В. Б. Гильденбург, *Материалы конференции ФНТП-2001*, т. 1, Петрозаводск, 2001, с. 20.
33. Л. Я. Марголин, Л. Я. Полонский, Л. Н. Пятницкий, *Письма в ЖТФ* **13**, 18 (1987).
34. H. Milchberg, T. R. Clark, C. G. Durfee III et. al., *Phys. Plasmas* **3**, 2149 (1995).
35. V. B. Gildenburg and N. V. Vvedenskii, *29 EPS Conf. on Plasma and Contr. Fusion, Montreux 2002, ECA 26B, P-2.011* (2002).