

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. Гильденбург<sup>1)</sup>

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

<sup>1)</sup>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 аксиальной 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 аксиальной 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/см<sup>2</sup>, 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;  $\omega$  – 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;  $e$ ,  $m$ ,  $\nu$ ,  $T_e$  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  $\gamma^{-1}$ , уравнения (5), (6) приводят к кубическому дисперсионному уравнению для временной постоянной  $\gamma$ :

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

В этом уравнении мы пренебрегли членами, содержащими множитель  $\beta$ , 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  $\gamma_1$  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  $\gamma_1$ , при  $\delta^2 k^2 > \epsilon_0$  – корнями  $\gamma_{2,3}$ . Максимум инкремента неустойчивости  $\Gamma_m$  и соответствующее ему волновое число  $k_m$  зависят от соотношения между параметрами  $\epsilon_0$  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.

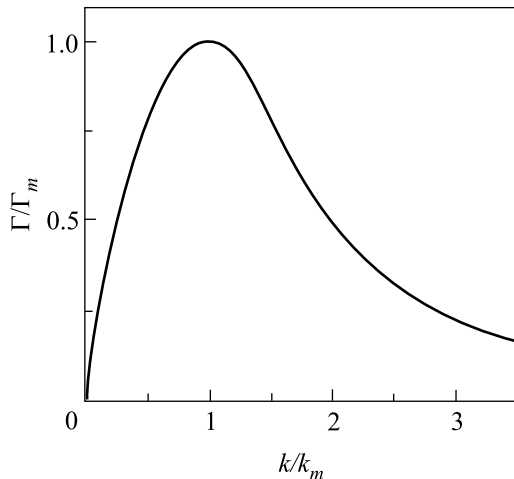


Рис.1. Зависимость инкремента неустойчивости  $\Gamma = \text{Re } \gamma_2$  от волнового числа  $k$  при  $\omega = \omega_p(k_m = \delta^{-1}(\alpha E_0 \omega)^{1/4})$ ,  $\Gamma_m = \sqrt{\alpha E_0 \omega} / 4$

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  $\delta$  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-

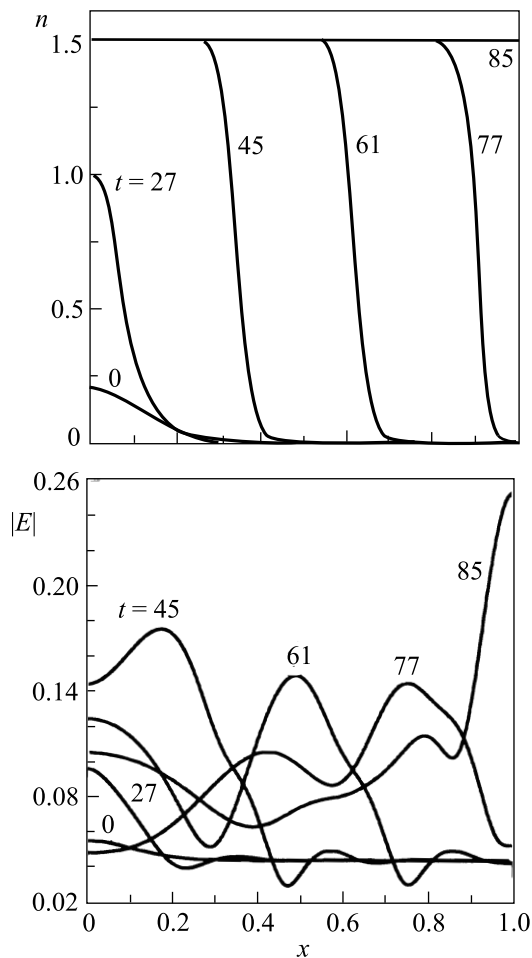


Рис.2. Пространственно-временная эволюция плотности плазмы  $n(x, t)$  и амплитуды поля  $|E(x, t)|$  на нелинейной стадии неустойчивости при  $D = \text{const}$ . Около кривых указаны значения  $t$

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  $\omega$ , 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-

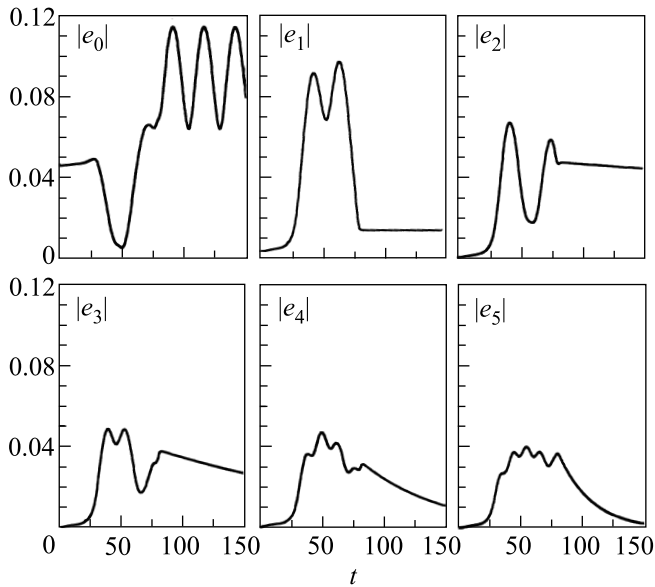


Рис.3. Временная зависимость амплитуд пространственных гармоник поля при  $D = \text{const}$

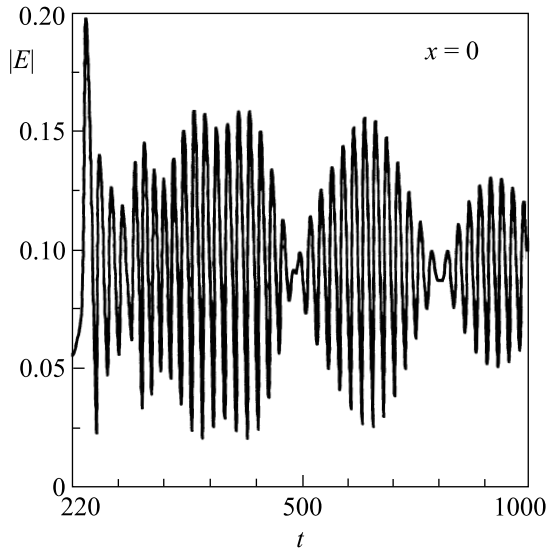


Рис.4. Временная зависимость амплитуды поля в точке  $x = 0$  при  $D = \text{const}$

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-

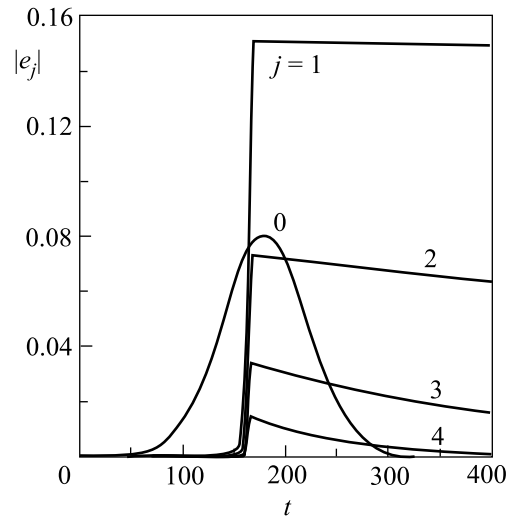


Рис.5. Временные зависимости амплитуд пространственных гармоник поля  $|e_j(t)|$  при заданном (гауссовом) законе изменения среднего поля  $\bar{E} = e_0(t)$

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  $\omega$  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:

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

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/см<sup>2</sup>, 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  $\Delta z$  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-

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

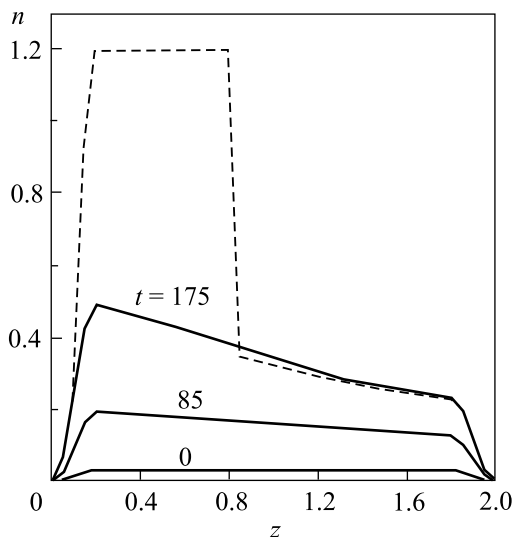


Рис.8. Продольные распределения плотности плазмы в газовом слое в отсутствие неустойчивости ( $n_1 = 0$ ) и в условиях развитой неустойчивости (пунктирная кривая;  $n_1 = 0.003$ ;  $t = 175$ ;  $x = 0.15$ )

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 за критической 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  $\theta$  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;  $r$ ,  $\varphi$ ,  $z$  – 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,  $\theta$  – 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  $\varphi$  ( $N = N(r, t)$ ), зависимость искомого решения уравнения (26) от  $z$  и  $\varphi$  сохраняет во всем пространстве вид (27), (28) и в присутствии плазмы. Это позволяет записать уравнение (26) в виде системы уравнений для амплитуд проекций поля  $E_r$ ,  $E_{\varphi}$ ,  $E_z$ , 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  $\delta$ ) 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  $E_{\varphi}^{(0)}(r) = i E_r^{(0)}(r) \sim J_0(k_0 r \sin \theta)$ ). Заметим, что в присутствии плазмы циркулярная поляризация поля сохраняется только на оси, где всегда  $E_{\varphi}(0) = i E_r(0)$ .

Расчеты проводились при начальных условиях:

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

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

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

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 ( $E_z$ ,  $H_z$ ,  $E_{\varphi}$ ,  $H_{\varphi}$ ) 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  $C(t)$ :

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

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

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

$$Q_2 = -2i h_1^* \operatorname{Im} Q_1, \quad Q_3 = \frac{1}{Q_1} \left( \frac{1}{\rho^2} - 1 \right) - \frac{1}{\rho}, \quad (33)$$

$$Q_4 = \frac{1}{\rho} \left( Q_1 - Q_3 - \frac{1}{\rho} \right), \quad Q_5 = -\frac{Q_2}{\rho} + 2i h_1^* Q_1^* \operatorname{Im} Q_3,$$

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

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

Проведенные расчеты показали, что сценарии исследуемого процесса сильно зависят от угла сходимости волны  $\theta$ . 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/см<sup>2</sup>, 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

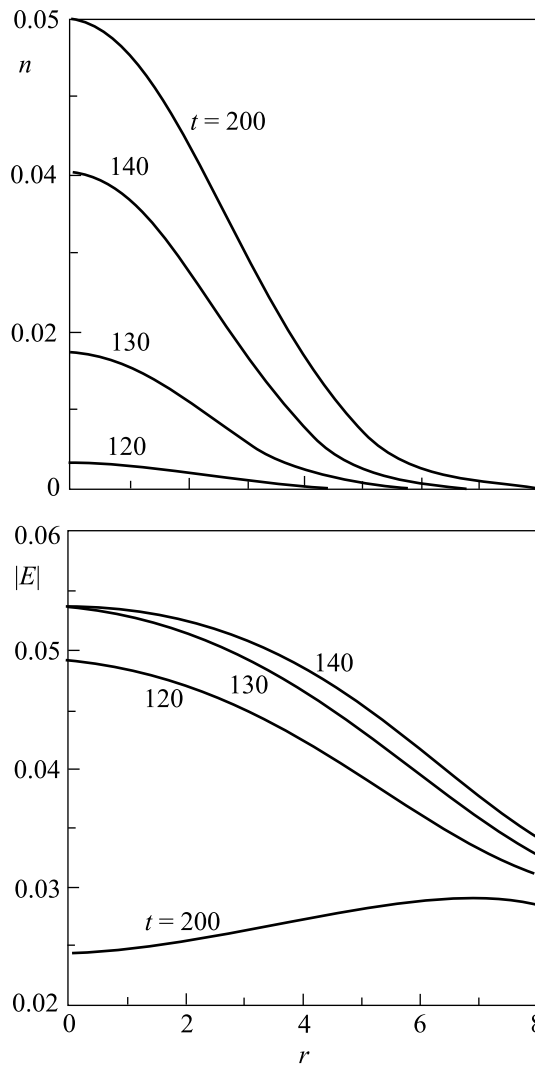


Рис.9. Эволюция плотности плазмы  $n(r, t)$  и амплитуды поля  $|\mathbf{E}(r, t)|$  в аксионном разряде при  $\theta = 6^\circ$ . Около кривых указаны значения  $t$

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  $\omega$ . Амплитуда этих колебаний превышает максимальную амплитуду невозмущенного плазмой гауссового

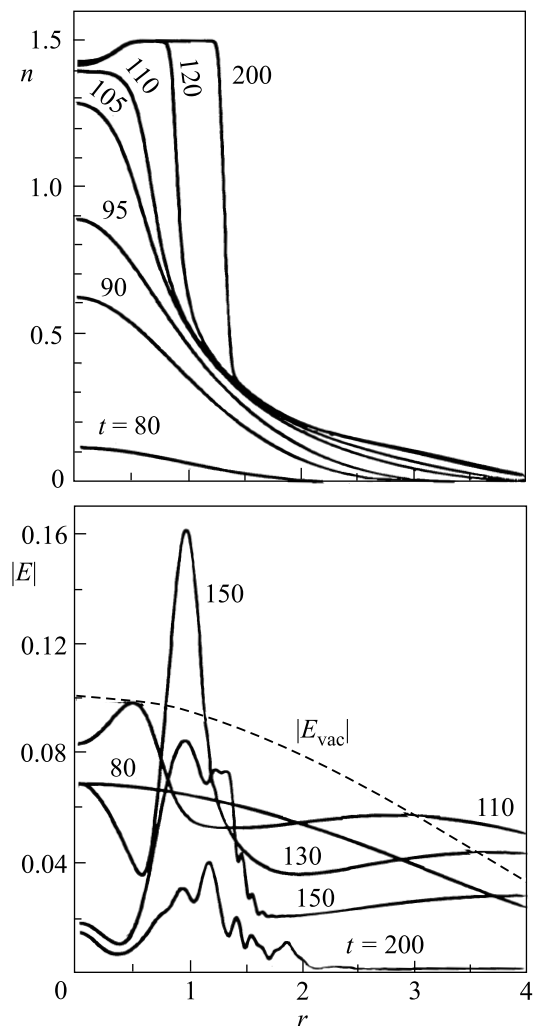


Рис.10. Эволюция плотности плазмы  $n(r, t)$  и амплитуды поля  $|E(r, t)|$  в аксиальном разряде при  $\theta = 30^\circ$ . Около кривых указаны значения  $t$ . Пунктиром показана амплитуда невозмущенного плазмой поля  $|E_{vac}(r)|$  в момент, когда оно достигает максимума на оси ( $t \approx \tau$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

импульса  $|E_{vac}(t)|$ , 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  $\omega$ , еще одной или нескольких компонент на частотах, близких к  $\omega_{p\max} = \sqrt{4\pi e^2 N_g/m} \approx 1.22\omega$ . Ввиду линейного характера рассматриваемого процесса “переходного” резонансного возбуждения ленгмюровских колебаний, интенсивнос-

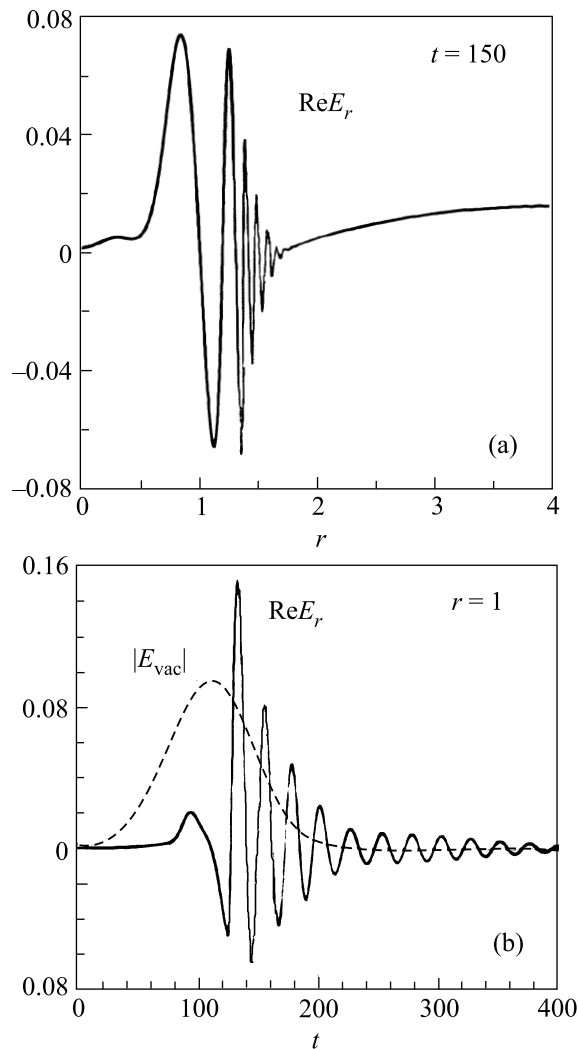


Рис.11. Временные огибающие ленгмюровских полей: (a) – кривая  $ReE_r(r)$  при  $t = 150$ ; (b) – кривая  $ReE_r(t)$  и амплитуда невозмущенного гауссового импульса  $|E_{vac}(t)|$  (пунктир) при  $r = 1$

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  $ReG(t)$  (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-

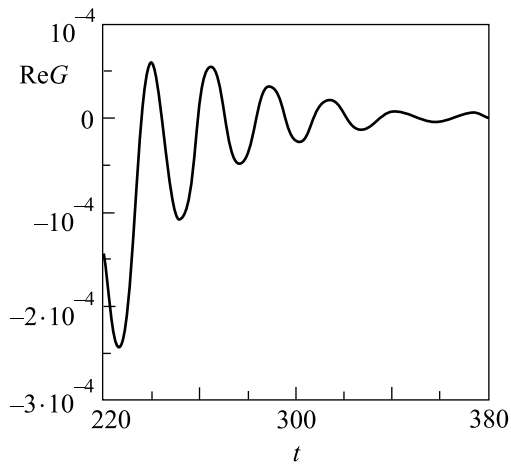


Рис.12. Временная зависимость амплитудной функции  $\text{Re}G(t)$  отраженной  $TE$  волны (30) на больших временах, иллюстрирующая излучение разряда на сдвинутой вверх частоте  $\omega_{p\max} = 1.22\omega$

ти падающей. Расходящиеся цилиндрические волны с частотами  $\omega$  и  $\omega_{p\max}$  наклонены к оси симметрии разряда под разными углами (соответственно  $\theta$  и  $\theta_p$ ;  $\cos\theta_p = (\omega/\omega_{p\max}) \cos\theta$ ; 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, характеризуемого 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).