

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Оптический разряд в поле лазерного бесселева пучка

Л.Н. Пятницкий

Рассмотрены особенности распространения лазерного излучения при аксиконном фокусировании. Исследованы характер пробоя газов в поле лазерного бесселева пучка, газодинамическое расширение образующейся плазмы, структура оптических разрядов и плазменных каналов.

PACS numbers: 51.50. + v, 52.80. – s, 52.90. + z

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201002c.0165

Содержание

1. Введение (165).
 2. Волновые бесселевы пучки (165).
 3. Оптический разряд в поле бесселева пучка (168).
 4. Плазменный канал и его развитие (170).
 5. Структуры оптического разряда в бесселевом пучке (174).
 6. Механизм оптического разряда в бесселевом пучке (176).
 7. Заключение (182).
- Список литературы (182).

1. Введение

Оптический разряд, обнаруженный при фокусировании лазерного излучения [1] в 1962 г., сразу привлёк к себе внимание исследователей. Впоследствии появились обзорные работы (например, [2–7]), объясняющие новое явление, и даже статья в *Физической энциклопедии* (1992 г.). Для создания оптического разряда лазерное излучение фокусировалось сферической линзой. Как известно, в области перетяжки каустики линзы образуется волновой пучок гауссова типа с плоским волновым фронтом. Вследствие дифракционной расходимости длина этого пучка пропорциональна квадрату диаметра, и повышение интенсивности излучения посредством уменьшения диаметра пучка приводит к ещё большему сокращению его длины.

Фокусирование излучения аксиконом (конической линзой) создаёт волновой пучок с радиальным распределением поля бесселева типа [8–11]. Бесселев пучок отличается от гауссова тем, что дифракционная расходимость пучка компенсируется [12] и его рэлеевская длина теоретически не ограничена. В результате оптический пробой вещества в бесселевом пучке приобретает вид протяжённого нитевидного плазменного канала [13,

14]. Геометрические размеры пучка и распределение интенсивности в нём легко изменяются [12, 15–17]. Благодаря этим особенностям бесселевых пучков такие каналы предоставляют уникальную возможность изменять конфигурацию, параметры и их распределение, что важно для решения многих прикладных задач.

Каждая конкретная задача характеризуется своими требованиями. Так, для плазменных коротковолновых лазеров [18, 19] необходимо быстрое возбуждение инверсной населённости. Плазменное ускорение частиц [14, 20, 21] возможно только в особом режиме распространения оптического разряда — бегущем фокусе. В быстродействующей коммутационной аппаратуре с лазерным запуском [22–25] важное значение имеют электропроводность и минимальное время формирования канала. Для передачи энергии [12, 26, 27], для эталонных источников света и плазменных антенн [28, 29] требуется длительное время существования плазмы.

В последние годы интенсивно развиваются лазерно-плазменные методы генерации излучения труднодоступного терагерцевого диапазона (см., например, [30–33]), источником которого служат сильные ленгмюровские колебания, возбуждаемые в плазме бесселевых пучков лазерными импульсами с высокой интенсивностью. Одним из условий перехода к образованию сильных ленгмюровских колебаний является формирование быстрых ионизационных фронтов. Поэтому получили развитие исследования генерации плазменных каналов лазерными импульсами с ультракороткой, пико- и фемтосекундной длительностью [34–40].

Свойства плазменных каналов в газах, жидкостях и твёрдых телах определяются характером распространения греющего излучения бесселева пучка и его взаимодействием со средой распространения. В данном обзоре рассматриваются процессы образования плазменных каналов в газах.

2. Волновые бесселевы пучки

Распространение излучения, в частности электромагнитного, зависит от диэлектрической проницаемости среды ε , которая в общем случае состоит из линейной части, включающей в себя действительное ε_0 и мнимое ε''

Л.Н. Пятницкий. Объединённый институт высоких температур РАН, ул. Ижорская 13, 125412 Москва, Российская Федерация
Тел. (495) 485-99-81. Факс (495) 485-99-22
E-mail: pyat7@mail.ru

Статья поступила 27 февраля 2009 г.,
после доработки 28 сентября 2009 г.

слагаемые, и функционала ε_{NL} , учитывающего особенности нелинейных материальных уравнений среды распространения:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + i\varepsilon'' + \varepsilon_{\text{NL}}(|\mathbf{E}|^2). \quad (1)$$

За аксиконом распределение осесимметричного поля с медленно меняющейся в направлении z распространения пучка амплитудой напряжённости

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \left\{ \mathbf{e} E(r, z) \exp[-i(\omega t - kz)] \right\} \quad (2)$$

($\mathbf{e}$ — единичный вектор напряжённости электрического поля) задаётся следующим уравнением [41, 42]:

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E}{\partial r} \right) + \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \left[i\varepsilon'' + \varepsilon_{\text{NL}}(|E|^2) \right] E = 0, \quad (3)$$

где $k = (\omega/c)\sqrt{\varepsilon_0}$ — модуль волнового вектора.

Граничные условия определяются из геометрии фокусирования излучения аксиконом с радиусом апертуры A , формирующим конический волновой фронт:

$$E(r, z) \Big|_{z=0} = E_{\text{in}}(r) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}), \quad (4)$$

где $|E_{\text{in}}(r)|_{r>A} = 0$, $|E_{\text{in}}(r)|_{r \leq A} = \sqrt{I(r)}$, $I(r)$ — радиальное распределение интенсивности исходного пучка, $\mathbf{k}\mathbf{r} = kr \sin \gamma$. Распределение гипергауссова пучка радиусом R с показателем гауссовости $N \geq 1$ имеет вид

$$E_{\text{in}}(r) = E_{\text{in}}^0 \exp \left[-\left(\frac{r}{R} \right)^{2N} \right]. \quad (5)$$

В случае линейного распространения излучения, когда $\varepsilon'' = \varepsilon_{\text{NL}} = 0$, решение $E^{(0)}$ задачи (3) при граничном условии (4) даётся уравнением

$$E^{(0)}(r, z) = E_0 \exp \left(-i \frac{kz \sin^2 \gamma}{2} \right) \left(J_0(x) - i \frac{r}{2z \sin \gamma} J_1(x) \right) + E_A \exp \left(ik \frac{A^2 + r^2}{2z} \right) J_0 \left(\frac{kAr}{z} \right), \quad (6)$$

где

$$x = kr \sin \gamma. \quad (7)$$

Уравнение (6) справедливо для приосевой зоны $r < z \sin \gamma$, $kr^2 < z$ на участке $\lambda/\sin^2 \gamma \ll z < L_A$ фокального отрезка аксикона $L_A = A/\tan \gamma$. Первое слагаемое с точностью до малой величины порядка $r/(z \sin \gamma)$ представляет собой поле нерасходящегося пучка с нормальным к оси волновым вектором $k_{\perp} = k \sin \gamma$ (при изменении его продольной части $\delta k_{\parallel} = (1/2)k \sin^2 \gamma$ и медленно меняющейся амплитудой

$$E_0(z) = 2\pi \sin \gamma \sqrt{\frac{z}{\lambda}} E_{\text{in}}(z \sin \gamma) \exp \left(-i \frac{\pi}{4} \right). \quad (8)$$

Второе слагаемое в правой части (6) с амплитудой $E_A = E_{\text{in}}(A) \exp(-ikA \sin \gamma)/(1 - z/L_A)$ описывает дифракцию на краю аксикона. Его амплитуда мала по сравнению с амплитудой первого слагаемого в отношении $\sqrt{\lambda/z} \ll 1$. Так как радиус пучка обычно не превосходит апертуры аксикона, $A \leq R$, влияние дифракции на

распределение (6) убывает, согласно условиям (4) и (5), пропорционально $\exp[-(A/R)^{2N}]$. Из сказанного следует, что аксиконное фокусирование при линейном распространении излучения формирует пучок, в котором интенсивность распределяется согласно соотношению [42]:

$$|E^{(0)}(r, z)|^2 = |E_0(z)|^2 J_0^2(k_{\perp} r). \quad (9)$$

В таких пучках радиальное распределение поля задаётся функцией Бесселя J_0 первого рода с нулевым индексом. При этом осевое распределение поля бесселева пучка, $|E_0(z)|$, связано с геометрооптическим фактором, который в основном зависит от радиального профиля поля исходного пучка. Для профиля исходного излучения (5) и аксикона с прямолинейной образующей амплитуда поля сфокусированного пучка пропорциональна $\sqrt{z/\lambda} E_{\text{in}}(z \sin \gamma)$.

Специфика распространения излучения при нелинейном взаимодействии со средой связана с нелинейной частью диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{\text{NL}}(|\mathbf{E}|^2)$ среды и её зависимостью от напряжённости поля пучка. В газах нелинейность обычно проявляется при пробое и непосредственно перед ним. При этом возникает частично ионизованная плазма, в которой зависимость диэлектрической проницаемости от напряжённости поля может быть как локальной, так и нелокальной, с насыщением и без насыщения [42, 43].

В частично ионизованной плазме температура образующихся электронов меняется в зависимости от баланса энергии, приобретаемой ими в результате тормозного поглощения излучения и теряемой при столкновениях с нейтральными частицами. Если масштаб неоднородности поля l_E значительно превышает длину свободного пробега электронов $l_e = v_e/v_{\text{en}}$, $l_e/l_E < \sqrt{\delta_{\text{en}}}$, где δ_{en} — часть энергии, передаваемая электронами нейтральным частицам при столкновениях (для упругих столкновений $\delta_{\text{en}} = 2m/M$), то нелинейная часть диэлектрической проницаемости, определяемая отклонением δn электронной плотности n от её начального значения n_0 , $\delta n = n - n_0$, равна

$$\varepsilon_{\text{NL}} = \frac{-\delta n}{n_c} = \frac{n_0}{n_c} \frac{|E|^2/E_T^2}{1 + |E|^2/E_T^2}, \quad (10)$$

где $E_T = \sqrt{12\pi\delta_{\text{en}}n_c T_{e0}}$ — электрическое плазменное поле, характерное для тепловой нелинейности, $n_c = m\omega^2/(4\pi e^2)$ — критическое значение плотности электронов, T_{e0} — их начальная температура.

В достаточно горячей плазме, когда длина свободного пробега электронов превосходит масштаб неоднородности поля, $l_e > l_E$, плотность электронов изменяется под действием ponderomotorной силы, обусловленной стрикционной нелинейностью. В этом случае нелинейность тоже локальна, а нелинейная часть диэлектрической проницаемости принимает более простой вид:

$$\varepsilon_{\text{NL}} = \frac{n_0 |E|^2}{n_c E_s^2}. \quad (11)$$

Выражение (11) соответствует формуле (10) при условии $|E|^2/E_s^2 \ll 1$, но в (11) используется плазменное поле, характерное для стрикционной нелинейности, $E_s = \sqrt{16\pi n_c T_{e0}}$.

Локальная степенная нелинейность наблюдается не только в плазме, но и в других средах, в которых, в частности, проявляется эффект Керра. В газах с возбуждёнными атомами нелинейность может быть связана с многофотонными переходами из метастабильных состояний. Тогда нелинейная диэлектрическая проницаемость может иметь более высокую степень зависимости от интенсивности поля, например квадратичную:

$$\varepsilon_{\text{NL}} \sim \frac{|E|^4}{E_p^4}. \quad (12)$$

В частично ионизованной плазме при больших длинах свободного пробега электронов, когда $\sqrt{\delta\varepsilon} < l_e/l_E < 1$, нелинейность плазмы становится нелокальной. Нелинейная диэлектрическая проницаемость, как и в случае (10), зависит от изменения электронной плотности $\delta n = n - n_0$, но разность δn зависит от электронной теплопроводности, которая определяется уравнением

$$\frac{2}{3} \frac{l_e^2}{\delta\varepsilon} \Delta \left(\frac{\delta n}{n_c} \right) - \frac{\delta n}{n_c} = \frac{\delta n}{n_c} \frac{|E|^2}{E_T^2}, \quad (13)$$

где Δ — оператор Лапласа. Заметим, что в соотношениях (10) и (13) частоты ионизации и рекомбинации предполагаются малыми по сравнению с обратным временем установления электронной температуры и давления.

В безразмерных переменных для амплитуды поля $\mathcal{E} = E/E^*$, нормированной на характерное значение $E^* = E_{T,p,s}$ для данного типа нелинейности, получим вместо (3) уравнение

$$i \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} + \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} \left(x \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} \right) + [i\Gamma + \beta X] \mathcal{E} = 0, \quad (14)$$

где $\Gamma = \varepsilon''/(\varepsilon_0 \sin^2 \gamma)$ — безразмерный коэффициент поглощения, $\beta = [n_0/(n_c - n_0)] \sin^{-2} \gamma$. Здесь использованы обозначения (7), а изменение плотности для локальной нелинейности выражено отношением

$$X = -\frac{\delta n}{n_0} = \frac{|\mathcal{E}|^2}{1 + |\mathcal{E}|^2}, \quad (15)$$

которое при $|\mathcal{E}|^2 \ll 1$ соответствует формуле (11):

$$X = |\mathcal{E}|^2. \quad (16)$$

В случае нелокальной нелинейности из уравнения (13) для $\sin^2 \gamma \ll 1$ и малых пространственных производных по z имеем

$$\frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} \left(x \frac{\partial X}{\partial x} \right) + \alpha (-|\mathcal{E}|^2 + X) = 0, \quad (17)$$

где $\alpha = (3/2)\delta\varepsilon/(k l_e \sin \gamma)^{-2} \ll 1$, а условия (4) имеют вид: $\mathcal{E}(x, z=0) = \exp(-ix)$.

Уравнения (14)–(17) решались численно для гипергауссова пучка (5) при $N = 8$ и $R < A$. Поле напряжённости на границе расчётной области $x = x_{\text{max}} \approx 10^3 > Ak \sin \gamma = 0,8 x_{\text{max}}$ и за её пределами поле полагалось равным нулю, $\mathcal{E}(x, z)_{x \geq x_{\text{max}}} = 0$. Для согласования условий расчёта и экспериментов [44–47] использовалось радиальное распределение $\mathcal{E}_{\text{in}}(x)$ фокусируемого пучка, при котором амплитуда линейного решения (8)

оставалась постоянной на большей части фокального отрезка L_A . Критерием точности решения служило сохранение потока энергии уравнения (14).

В результате численных исследований было установлено, что в условиях линейного поглощения греющего излучения, когда на расстоянии $s \approx R/\gamma$ оптическая толщина τ мала, $\tau = k s \varepsilon'' < 1$, структура поля бесселева пучка практически не отличается от его структуры при отсутствии поглощения. Это условие соответствует ограничению радиуса r поглощающей области:

$$\frac{r}{\lambda} < \frac{\gamma}{2\pi} \frac{1}{\varepsilon''}. \quad (18)$$

Например, для излучения на длине волны $\lambda = 1,06$ мкм при угле $\gamma = 0,1$ в плазме с параметрами $n_e \sim 10^{19} \text{ см}^{-2}$, $\nu_e \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$ влиянием диссипации на поле пучка можно пренебречь, если $r < 100$ мкм.

Вид радиального распределения бесселева пучка можно изменить. По сути, роль аксикона сводится к преобразованию $\exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r})$, которое превращает гауссов волновой пучок в пучок с бесселевым радиальным распределением J_0 . Добавочное азимутальное отклонение волнового вектора $\mathbf{k}$, $\exp(-is\varphi)$, трансформирует распределение J_0 в бесселев пучок с радиальным распределением в виде функции Бесселя J_n с более высоким индексом [17, 48]. Вектор $\mathbf{k}$ отклоняется в азимутальном направлении с помощью добавления к аксикону фазового винта или киноформа [49], что приводит к формированию трубчатого бесселева пучка. Рассмотрим действие системы преобразователей.

За аксикомом с прямолинейной образующей и относительным показателем преломления N угол γ наклона вектора $\mathbf{k}$ к оси z задаётся преломляющим углом α (при $\alpha \ll 1$), $\gamma = (N-1)\alpha$, а изменение фазы поля излучения линейно зависит от радиуса r и угла α , $\Delta\mathcal{E}_A = -k(N-1)\alpha r$. Фазовый винт дополнительно отклоняет волновой вектор по азимуту на угол φ . Когда толщина $h(\varphi)$ фазового винта с максимумом h_0 возрастает по линейному закону как

$$h(\varphi) = \frac{\varphi}{2\pi} h_0, \quad (19)$$

изменение фазы ψ поля излучения определяется выражением

$$\Delta\psi_p = k(N-1) h_0 \frac{\varphi}{2\pi} = s\varphi, \quad (20)$$

где относительные показатели преломления фазового винта и аксикона приняты одинаковыми.

По завершении полного оборота азимутального угла, $\varphi = 2\pi$, толщина винта (19) и фаза (20) испытывают скачок, который создаёт возмущения, обусловленные дифракцией и рассеянием. Однако ввиду малости этих возмущений изменение фазы (20) в дальнейшем рассматривается в приближении геометрической оптики. В новых условиях комплексная амплитуда напряжённости электрического поля излучения для волны типа (2)

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \left\{ \mathbf{e} E(r, \varphi, z) \exp[-i(\omega t - kz)] \right\}, \quad (21)$$

и условие (4) принимает вид

$$E(r, \varphi, z) \Big|_{z=0} = E_{\text{in}}(r) \exp[-i(s\varphi - kr \sin \gamma)]. \quad (22)$$

Радиальное распределение поля в падающем пучке представим, как и прежде, выражением (5).

Поле сфокусированного пучка можно описать волновым уравнением в параболическом приближении [37]:

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} + \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \left[i\varepsilon'' + \varepsilon_{NL}(|E|^2) \right] E = 0. \quad (23)$$

Представим поле излучения суммой азимутальных гармоник:

$$E(r, \varphi, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} E_m(r, z) \exp(im\varphi).$$

Используя преобразование Фурье – Бесселя порядка m , получим линейное ($\varepsilon'' = \varepsilon_{NL} = 0$) решение уравнения (23) для гармоник $E_m(r, z)$:

$$E^{(0)}(r, \varphi, z) = -i \frac{k}{z} \exp\left(i \frac{kr}{2z}\right) \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_m(s) \exp\left[im\left(\varphi - \frac{\pi}{2}\right)\right] \times \int_0^R E_{in}(r') J_m\left(k \frac{r}{z} r'\right) \exp[i\psi(r')] r' dr'. \quad (24)$$

Здесь

$$B_m(s) = \frac{\exp[2\pi i(s-m)] - 1}{2\pi i(s-m)}, \quad \psi(r') = \frac{kr'^2}{2z} - kr' \sin \gamma,$$

$J_m((kr/z)r')$ — функция Бесселя с индексом m .

Когда параметр s фазового винта (22) является целым числом, $s = n$, решение (24) отвечает единственной азимутальной моде, номер которой определяется значением

$$B_m(s = n) = \delta_{m,n}.$$

В приосевой зоне бесселева пучка $r < z \sin \gamma$, $kr^2 < z$ на основном участке $\lambda/\sin^2 \gamma \ll z < L_A$ фокального отрезка аксикона $L \approx R/\tan \gamma$ в качестве решения (24) имеем следующее асимптотическое выражение:

$$E^{(0)}(r, \varphi, z) = \exp\left[in\left(\varphi - \frac{\pi}{2}\right)\right] \times \left[E_0 J_n(kr \sin \gamma) \exp\left(ik \frac{r^2 + z^2 \sin^2 \gamma}{2z}\right) + E_A J_n\left(k \frac{rR}{z}\right) \exp\left(-\frac{ik(r^2 + R^2)}{2z}\right) \right], \quad (25)$$

где

$$E_0(z) = \sqrt{2\pi k z} \sin \gamma E_{in}(z \sin \gamma) \exp\left(-\frac{i\pi}{4}\right),$$

$$E_A = \frac{E_{in}(A)}{1 - z/L_A} \exp(-ikA \sin \gamma).$$

В выражении (25) первое слагаемое представляет собой изменение комплексной амплитуды поля пучка без учёта дифракции. Второе слагаемое описывает дифракцию на краю аксикона. При условиях, указанных в комментариях к формуле (6), это слагаемое мало по

сравнению с первым слагаемым в отношении $\sqrt{\lambda/z} \ll 1$. В принятом приближении радиальное распределение интенсивности поля сфокусированного пучка можно представить в виде

$$|E^{(0)}(r, z)|^2 \approx |E_0|^2 J_n^2(kr \sin \gamma). \quad (26)$$

Таким образом, при целочисленном значении параметра s формируется трубчатый пучок, радиальное распределение поля которого описывает функция Бесселя с индексом n . Очевидно, что значение индекса n соответствует шагу винта, равному целому числу длин волн

$$n = \frac{\Delta h}{\lambda} (N - 1) \sqrt{\varepsilon_0}. \quad (27)$$

Нелинейное взаимодействие поля пучка со средой его распространения определяется мнимой частью ε'' и нелинейным членом ε_{NL} диэлектрической проницаемости (1), который зависит от напряжённости поля. Переходя к безразмерным переменным, как это было сделано для уравнения (14), получим

$$i \frac{\partial \mathcal{E}_n}{\partial z} + \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} \left(x \frac{\partial \mathcal{E}_n}{\partial x} \right) + \left[i\Gamma + \beta |\mathcal{E}_n|^2 - \frac{n^2}{x^2} \right] \mathcal{E}_n = 0. \quad (28)$$

Уравнение (28) решалось численно методом подбора по радиусу. Граничные условия (4) соответствовали исходному пучку (5) с показателем гауссовости $N = 8$. Амплитуда поля $E_{in}(r)$ профилировалась таким образом, чтобы на рабочем участке фокального отрезка амплитуда линейного решения $\mathcal{E}_0(r) = E_0/E^*$ была постоянной. Метод расчёта, параметры и диапазоны их изменений были аналогичны таковым для задачи (14).

Как показали результаты расчётов, самомодуляция в пучках с начальным распределением поля типа J_n наступает, как и в случае J_0 , при мощности, близкой к критической для самофокусировки:

$$|\mathcal{E}^{(0)}|_{\max}^2 = |\mathcal{E}_c|^2 = \frac{1}{\beta}, \quad (29)$$

где β — безразмерный коэффициент нелинейности из уравнения (28). При этом процесс самомодуляции для пучков с радиальным профилем J_n отличается от самомодуляции пучков с профилем типа J_0 . В частности, в J_n -пучках по мере возрастания мощности неустойчивость развивается от периферии к центру пучка, тогда как в J_0 -пучке возмущения возникают на его оси и распространяются к периферии. Поэтому в пучках типа J_n модуляция наблюдается не у первого максимума, как в пучках с профилем J_0 , а в зоне максимумов более высокого порядка. Кроме того, для значений $r > r_c$ структура поля J_n -пучка для каждой моды размывается. Этот эффект усиливается с увеличением поглощения Γ_0 .

3. Оптический разряд в поле бесселева пучка

Аксикон преобразует плоский фронт волны греющего излучения в конический волновой фронт. Вершина конуса, которая находится на оси симметрии в точке $z = 0$, обращена в сторону аксикона. Фронт волны распространяется по нормали к поверхности конуса со скоростью света c , а область пересечения конуса с осью z

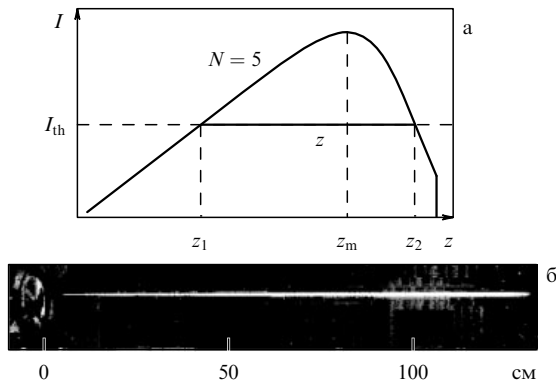


Рис. 1. Пределы оптического разряда (а) и плазменный канал в бесселевом пучке (б): $\lambda = 1,06$ мкм, $D = 4,5$ см, $d = 50$ мкм, $\tau = 50$ нс, $E = 200$ Дж, $\gamma = 1^\circ$, воздух, 1 атм.

перемещается вдоль этой оси со скоростью V :

$$V = \frac{c}{\cos \gamma}. \quad (30)$$

Вследствие волновой природы света в области пересечения образуется плоский фронт бесселева пучка. Этот фронт движется вдоль оси z с той же скоростью V , и процесс его перемещения соответствует так называемому режиму бегущего фокуса. В том же режиме в бесселевом пучке должны также распространяться волны изменённого состояния среды, такие как волны пробоя, ионизации, инверсной населённости. Однако пробой рабочей среды и сопутствующие процессы возникают в начале фокального отрезка и распространяются с постоянной скоростью (30) только в случае короткого греющего импульса или при постоянной интенсивности вдоль фокального отрезка аксикона.

Продольное распределение поля бесселева пучка зависит от параметра гауссовости N исходного пучка и формы поверхности фокусирующего аксикона [12, 50–52]. В общем случае поле возрастает на начальном участке фокального отрезка и убывает к его концу. Рассмотрим пример распространения волны пробоя в таком общем случае. Для определённости возьмём исходный гипергауссов пучок с параметром $N = 5$ и аксикон с прямолинейной образующей. Для этих условий распределение интенсивности $I(z)$ вдоль фокального отрезка показано на рис. 1а. Штриховая линия I_{th} соответствует уровню порога пробоя среды распространения.

Разряд возникает в точке z_1 и заканчивается в точке z_2 . За точкой z_2 интенсивность становится недостаточной для пробоя и распространение разряда прекращается. При достаточно большой энергии излучения греющего импульса на отрезке $Z = z_2 - z_1 < L$ образуется протяжённый плазменный канал, фотография которого приведена на рис. 1б. Бесселев пучок диаметром $d = 50$ мкм и длиной $Z = 1,3$ м создавался лазерным импульсом с длительностью $\tau = 50$ нс и энергией $E = 200$ Дж в виде гауссова пучка ($\lambda = 1,06$ мкм, $N = 5$, $D = 4,5$ см) и преобразовывался аксиконном с прямолинейной образующей и углом $\gamma = 1^\circ$.

В бесселевом пучке поступательное движение границы разряда от точки z_1 до точки z_2 со скоростью V , определяемой соотношением (30), возможно не всегда, а

лишь при условии, что длительность τ фронта греющего импульса (т.е. время нарастания интенсивности до уровня $(1 - 1/e^2)$ от её максимума) меньше времени его распространения вдоль фокального отрезка L :

$$\tau \ll \frac{L}{c} \cos \gamma. \quad (31)$$

Длина фокального отрезка L сама зависит от угла γ , $L = R \tan \gamma$, откуда

$$\tau \ll \frac{R \cos^2 \gamma}{c \sin \gamma}. \quad (32)$$

Неравенство (32), ограничивающее длительность фронта, весьма чувствительно к величине угла γ , и с его уменьшением фронт греющего импульса должен становиться более крутым. Учитывая отмеченные особенности распространения фронта импульса, назовём этот режим формирования оптического разряда динамическим. Противоположный, квазистатический, режим характеризуется медленным возрастанием интенсивности излучения, при котором

$$\tau \gg \frac{L}{c} \cos \gamma. \quad (33)$$

При условии (33) протяжённость пуга волн греющего излучения оказывается длиннее фокального отрезка. Поэтому мгновенное продольное распределение поля на фокальном отрезке практически совпадает с зависимостью, изображённой на рис. 1а. Соответственно со временем меняется только масштаб амплитуды распределения. Как ясно из рис. 1а, в этом квазистатическом режиме поле пучка впервые достигает критического для пробоя значения в точке максимума распределения z_m . При увеличении амплитуды поля длина разряда Z по-прежнему ограничена координатами z_1 и z_2 , зависящими от мощности греющего импульса. Однако, в отличие от разряда в предыдущем режиме, разряд, возникающий в точке z_m , в которой поле достигает максимального значения, распространяется в обе стороны.

В этом режиме скорость распространения разряда определяется не соотношением (30), а наклоном кривой $I(z)$, который различен по обе стороны от точки z_m . В области $z > z_m$ скорость меньше её значения при распространении разряда навстречу излучению, $z < z_m$, но в обоих направлениях скорость возрастает с увеличением энергии греющего импульса. Положение максимума z_m зависит от N . Для рассматриваемых условий z_m с хорошей точностью описывается выражением

$$\frac{z_m}{L} \approx 0,5 N^{0,24}. \quad (34)$$

Относительная длина Z/L разряда также зависит от N . При этом с уменьшением преломляющего угла аксикона α для достижения порога пробоя требуется увеличение энергии греющего импульса вследствие возрастания длины каустики аксикона L . В то же время для каждого преломляющего угла усиление греющего импульса приводит к увеличению длины Z оптического разряда в пределах фокального отрезка L , $(Z/L) \rightarrow 1$.

Как только интенсивность $I(z, t)$ в максимуме поля пучка достигает необходимого для пробоя значения, $I(z_m, t_m) = I_{th}$, разряд возникает в окрестности точки z_m , $Z = z_2 - z_1 \approx 0$. Увеличение энергии импульса и интен-

сивности приводит к смещению точек z_1 и z_2 и возрастанию длины пробоя. Если уровень интенсивности I_{th} известен, то для определения скорости перемещения указанных точек необходимо задать функцию $I(z, t)$. При условии (33) переменные этой функции разделяются и её можно представить в виде произведения:

$$I(z, t) = I(z) f(t). \quad (35)$$

Пробой обычно наступает на переднем фронте функции $f(t)$, временной ход которого можно представить выражением вида $f(t) = I_0(1 - \exp[-(t/\tau)^2])$, где I_0 — её наибольшее значение. Из-за вида функции $I(z, t)$ решение этой в принципе простой задачи приводит к громоздким вычислениям, включающим в себя решение уравнения типа $y = x \exp x$. Другое осложнение связано со свойством гауссовой функции и неопределённостью при выборе начала отсчёта времени. Для того чтобы избежать громоздких математических вычислений, несколько упростим эту функцию.

Зависимость $I(z)$ аппроксимируем треугольником с вершиной в точке $z_m = 0,5 N^{0,24}$, высота которого I_m изменяется со временем по закону $I_m = I_0 f(t)$. В свою очередь, функцию $f(t)$ достаточно преобразовать на начальном участке, где $f(t) \ll 1$, а $I \ll I_m$ не оказывает влияния на взаимодействие излучения со средой распространения. Для этого заменим гауссову функцию в интервале от $t/\tau = -\infty$ до точки перегиба $t/\tau = -\sqrt{2}/2$ прямой, проходящей через эту точку с наклоном $\tan \varphi = \sqrt{2}/e$, и поместим начало координат в точку $t/\tau = -1,4$. Теперь функцию $f(t)$ можно представить двумя выражениями, относящимися к двум интервалам времени:

$$f(t) = \begin{cases} \sqrt{\frac{2}{e}} \left(\frac{t}{\tau} + 1,4 \right) - \frac{2}{\sqrt{e}} & \text{при } \frac{t}{\tau} \in \left[0, 1,4 - \frac{\sqrt{2}}{2} \right], \\ \exp \left[- \left(\frac{t}{\tau} + 1,4 \right)^2 \right] & \text{при } \frac{t}{\tau} \in \left[1,4 - \frac{\sqrt{2}}{2}, 1,4 \right]. \end{cases} \quad (36)$$

Производные от (36) определяют скорость возрастания интенсивности в произвольной точке фокального отрезка. Тогда из условия $I(z, t) = I_{th}$ при известных $I(z)$ и I_{th} получаем зависимость скорости распространения границ пробоя вдоль фокального отрезка от точки z_m для двух направлений. Пример такой зависимости дан на рис. 2 для случая $N = 5$ и $I_m/I_{th} = 5$. Заметим, что когда энергия лазерного импульса невелика и $Z/L < 1$, разряд-

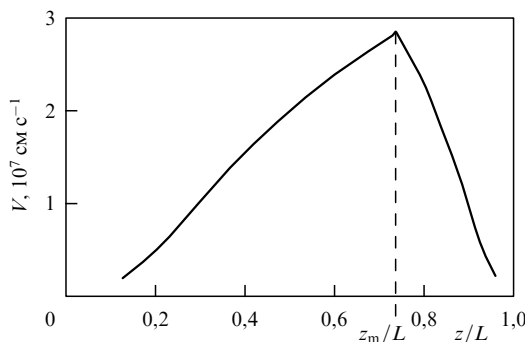


Рис. 2. Скорости распространения разряда в квазистатическом режиме (32), $N = 5$, $I_m/I_{th} = 5$.

ная плазма бесселева пучка поглощает малую часть энергии греющего импульса. При $Z/L \rightarrow 1$ эффективность использования излучения возрастает и может превысить 90 %.

Так как для бесселева пучка характерно большое значение рэлееской длины, плазма, возникающая в результате оптического разряда, имеет форму протяжённого плазменного канала. Возникновение канала и поглощение плазмой греющего излучения приводит к повышению температуры и давления в объёме бесселева пучка. В соответствии с формой пучка этот объём начинает играть роль поршня цилиндрической формы, движение которого создаёт цилиндрическую ударную волну [53, 54].

4. Плазменный канал и его развитие

В момент возникновения плазменного канала положение ударной волны и положение поверхности плазмы-поршня совпадают. В дальнейшем ударная волна обгоняет поршень. За ударной волной образуется область течения возмущённого газа, согласно [55] — оболочка канала. Расширение канала от момента возникновения до момента отрыва ударной волны можно оценить с помощью автомодельного решения для мгновенного сильного взрыва цилиндрической конфигурации [56].

Скорость газа u , плотность ρ , давление p и температура T за ударной волной, движущейся в неподвижном газе, описываются следующими формулами:

$$\begin{aligned} u &= \frac{2}{\gamma + 1} D \left(1 - \frac{c^2}{D^2} \right) = \frac{2}{\gamma + 1} D f_1, \\ \rho &= \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \rho_0 \left(1 + \frac{2}{\gamma - 1} \frac{c^2}{D^2} \right) = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \rho_0 f_2, \\ p &= \frac{2}{\gamma + 1} \rho_0 D^2 \left(1 - \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \frac{c^2}{D^2} \right) = \frac{2}{\gamma + 1} \rho_0 D^2 f_3, \\ T &= \frac{p}{R\rho}, \end{aligned} \quad (37)$$

где ρ_0 , c — соответственно плотность газа и скорость звука перед волной, D — скорость ударной волны, γ — эффективный показатель адиабаты, R — газовая постоянная. Поправочные функции f_1 , f_2 и f_3 , которые учитывают противодействие, зависят от отношения c/D и при $c/D = 0$ равняются единице, $f_1 = f_2 = f_3 = 1$. Если скорость расширения канала известна, то скачок температуры за фронтом волны определяется по формуле

$$T = \frac{2(\gamma - 1)}{R(\gamma + 1)^2} D^2. \quad (38)$$

С другой стороны, радиус r цилиндрической ударной волны и скорость распространения D выражаются через энергию взрыва E , приходящуюся на единицу длины канала:

$$\begin{aligned} r &= \left(\frac{Et^2}{\rho_0} \right)^{1/4}, \\ D &= \frac{1}{2r} \sqrt{\frac{E}{\rho_0}}, \end{aligned} \quad (39)$$

или

$$D = \frac{r}{2t}. \quad (40)$$

Если на единицу длины бесселева пучка приходится энергия E_0 , то эффективный погонный энергозатрат составляет $E = \alpha E_0$. Необходимую для расчёта величину E можно оценить, используя известное из эксперимента отношение длин плазменного канала Z и фокального отрезка L . Но сравнение теоретических кривых с экспериментальными данными показывает, что автомодельное решение описывает наблюдаемое в эксперименте движение цилиндрической ударной волны весьма приближённо.

Это можно объяснить, во-первых, тем, что при малом диаметре канала греющий импульс с наносекундной длительностью нельзя считать мгновенным, что является исходным условием применения теории сильного точечного взрыва. Во-вторых, высокая температура плазмы приводит к значительным потерям удельной энергии на излучение и ионизацию. Далее, распространение взрыва зависит от противодействия, а в период действия греющего импульса на скорость расширения канала может влиять светодетонация.

Температуру плазменного канала можно также оценить, полагая скорость радиального расширения канала равной скорости ионного звука c в плазме (этот метод применялся в исследованиях свойств оптического разряда в фокусе сферической линзы [57]):

$$D \approx c = \sqrt{\gamma(\gamma - 1)\mathcal{E}} \sim \sqrt{\frac{T}{m_i}}, \quad (41)$$

где $\mathcal{E}$ — удельная энергия, γ — эффективный показатель адиабаты, m_i — масса иона. При вычислении скорости звука в [57] использовались значения показателя адиабаты из таблиц [58].

В действительности состояние равновесия в лазерной плазме неизвестно. Если считать плазму равновесной, то расчёт даст несколько завышенные значения плотности и давления и, наоборот, заниженное значение температуры. Поэтому во многих работах, посвящённых теоретическому исследованию взрывных процессов в газах с осесимметричными источниками энергии (см., например, [59–66]), учитывается, наряду с другими реальными процессами, отклонение от равновесия.

В работе [66] численно исследуется развитие плазменного канала в поле бесселева пучка. Бесселев пучок с нулевым индексом формируется профилированным аксионом, который создаёт постоянную интенсивность на оси вдоль фокального отрезка. Рассматривается центральная осевая каустика пучка, в которой интенсивность имеет наибольшее значение. Сильный тепловой взрыв создаётся в воздухе лазерным импульсом с наносекундной длительностью. Для определённости начальный радиус области взаимодействия ограничен интервалом 0,002–0,1 см. За время действия греющего излучения газ в объёме бесселева пучка нагревается до температуры, превышающей её начальное значение в несколько сотен раз.

Поскольку длительности греющего импульса и основных элементарных процессов в оптическом разряде намного меньше характерного времени газодинамических процессов, решение задачи разделяется на два этапа: кинетический и газодинамический. Состав, температура,

плотность компонентов и другие локальные параметры плазмы определяются к концу действия импульса. Для их вычисления используется математическая модель ИКАР [67]. На втором этапе с помощью комплекса программ HERA-0 [68] исследуется динамика начальной стадии развития канала, который рассматривается как осесимметричный тепловой взрыв. Некоторые изменения, внесённые в эту модель, описаны в работе [67].

Газодинамика цилиндрического плазменного канала исследуется численно для азота. Результаты этих расчётов можно отнести и к воздуху, поскольку согласно измерениям [69, 70] оптические разряды в азоте и сухом воздухе для лазерного излучения ($\lambda = 1,06$ мкм) при интенсивности $\sim 10^{11}$ Вт см $^{-2}$ и длительности импульса $\tau = 1–10$ нс развиваются примерно одинаково в широком диапазоне давлений.

В дополнение к модели [67] в кинетических расчётах учитывались следующие факторы: разогрев плазмы за счёт передачи энергии внутренних степеней свободы возбуждённых молекул, атомов и ионов в поступательные и вращательные степени свободы; неравновесность функции распределения электронов по энергиям; процессы возбуждения метастабильных атомов $N(^2D^0)$, $N(^2P^0)$ и ионов $N^+(^1D)$, тушение возбуждённых частиц при столкновении с электронами; процессы V–T-релаксации и термической диссоциации молекул и комплексных ионов N_3^+ и N_4^+ , а также многофотонные процессы [71, 72].

Температура тяжёлых частиц T_a полагается одинаковой и находится из уравнения баланса энергии, в котором учитывается передача энергии от электронов тяжёлым частицам. Поскольку энергия кванта $\hbar\omega = 1,17$ эВ мала по сравнению с энергией электронов, распределение электронов находится с помощью классического кинетического уравнения [73–77]:

$$\alpha f(\epsilon) = \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \frac{d}{d\epsilon} \left\{ \epsilon^{3/2} \left[\frac{2}{3} \epsilon_0 v_{\text{eff}} \frac{\partial(P/\rho)}{\partial\epsilon} + \delta f(\epsilon) + T_a \frac{\partial(P/\rho)}{\partial\epsilon} \right] \right\} + S_{\text{in}} + S_{\text{ex}}, \quad (42)$$

где

$$\alpha = \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dt}, \quad \epsilon = \frac{4\pi e^2 G}{mc(\omega^2 + v_{\text{eff}}^2)},$$

G — коэффициент, учитывающий потери на излучение,

$$v_{\text{eff}} = v_{\text{tr}} + v_{\text{ei}}, \quad \delta = \sum_k \frac{2m}{m_k} v_{ek},$$

v_{ek} — частота упругих соударений, v_{ei} — частота электрон-ионных соударений.

В уравнении (42) столкновительный член S_{in} учитывает неупругие потери за счёт возбуждения S_{ex} , ионизации S_{ion} и диссоциации S_{dis} :

$$S_{\text{in}} = S_{\text{ex}} + S_{\text{ion}} + S_{\text{dis}}, \quad (43)$$

$$S_{\text{ex}} = \sum_{k,i>j} n_j^k \sigma_{ji}^k(\epsilon + I_{ij}^k) v(\epsilon + I_{ji}^k) \sqrt{1 + \frac{I_{ji}^k}{\epsilon}} - f(\epsilon) v(\epsilon) \sum_{k,i>j} n_j^k \sigma_{ji}^k(\epsilon), \quad (44)$$

$$S_{\text{ion}} = \sum_{k,j} n_j^k \sigma_{jk}^{\text{ion}}(\epsilon + I_{jk}^{\text{ion}}) f(\epsilon + I_{jk}^{\text{ion}}) v(\epsilon + I_{jk}^{\text{ion}}) \sqrt{1 + \frac{I_{jk}^{\text{ion}}}{\epsilon}} - f(\epsilon) v(\epsilon) \sum_{k,j} n_j^k \sigma_{jk}^{\text{ion}}(\epsilon) + \alpha \delta(\epsilon) \int_0^\infty f(\epsilon') \sqrt{\frac{\epsilon'}{\epsilon}} d\epsilon', \quad (45)$$

$$S_{\text{dis}} = \sum_{k,j} n_j^k \sigma_{jk}^{\text{dis}}(\epsilon + I_{jk}^{\text{dis}}) f(\epsilon + I_{jk}^{\text{dis}}) v(\epsilon + I_{jk}^{\text{dis}}) \sqrt{1 + \frac{I_{jk}^{\text{dis}}}{\epsilon}} - f(\epsilon) v(\epsilon) \sum_{k,j} n_j^k \sigma_{jk}^{\text{dis}}(\epsilon). \quad (46)$$

Здесь m и m_k — массы электрона и частиц сорта k , n_j^k — концентрация k -х частиц в j -м энергетическом состоянии, $v(\epsilon)$ — скорость электронов с энергией ϵ , ϵ_0 — энергия колебаний электронов, ν_{tr} — частота столкновений электронов с тяжёлыми частицами, σ_{ji}^k , σ_{jk}^{ion} , σ_{jk}^{dis} — сечения возбуждения, ионизации и диссоциации частиц сорта k , I_{ji}^k , I_{jk}^{ion} , I_{jk}^{dis} — пороги неупругих процессов. Член S_{ee} , учитывающий электрон-электронные соударения, имеет вид [76]

$$S_{\text{ee}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \frac{d}{d\epsilon} \left\{ 2\epsilon^{3/2} \nu_e(\epsilon) \left[\left(f(\epsilon) \int_0^\epsilon f(\epsilon') \sqrt{\epsilon'} d\epsilon' \right) + \frac{2}{3} \frac{df}{d\epsilon} \left(\int_0^\epsilon (\epsilon')^{3/2} f(\epsilon') d\epsilon' + \epsilon^{3/2} \int_\epsilon^\infty f(\epsilon') d\epsilon' \right) \right] \right\},$$

где $\nu_e(\epsilon) = \pi e^4 \Lambda n_e / (\sqrt{2m} \epsilon^{3/2})$ — частота межэлектронных соударений, Λ — кулоновский логарифм. В случае максвелловского распределения электронов, выражение для S_{ee} упрощается:

$$S_{\text{ee}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \frac{d}{d\epsilon} \left\{ 2\epsilon^{3/2} \nu_e(\epsilon) \left[f(\epsilon) + T_{\text{eff}} \frac{df}{d\epsilon} \right] \right\},$$

$T_{\text{eff}} = (2/3)\langle \epsilon \rangle \equiv (2/3) \int_0^\infty f(\epsilon) \epsilon^{3/2} d\epsilon$ — эффективная температура электронов, $\langle \epsilon \rangle$ — их средняя энергия.

Предполагается, что уходом электронов из объёма разряда можно пренебречь [73, 74] и функция распределения в уравнении (42) не зависит от пространственных координат, т.е.

$$\alpha \tau_\alpha \gg 1, \quad (47)$$

где $\tau_\alpha \approx 3r_a^2 \nu_{\text{eff}} / (2v^2(\epsilon))$ — среднее время пребывания электронов в объёме бесселева пучка. Оценки показывают, что в условиях, когда концентрация молекул азота 10^{19} см^{-3} , $r_a \geq 0,01 \text{ см}$ и $\epsilon_0 \geq 10^{-4} \text{ эВ}$, неравенство (47) выполняется для наиболее важной части спектра энергии электронов, $0 < \epsilon \leq 1 \text{ кэВ}$.

В уравнении (42), являющемся квазистационарным приближением, функция, отвечающая за распределение электронов, представлена произведением

$$F(\epsilon, G, t) = n_e(t) f(\epsilon, G). \quad (48)$$

Такое представление допустимо при условии, что распределение электронов устанавливается намного быстрее существенного изменения интенсивности греющего излучения. Применение представления (48) возможно благодаря тому, что коэффициенты скоростей элементарных процессов относительно слабо зависят от

поправок к распределению $f(\epsilon)$, вызванных изменением функции $G(t)$ в период, когда эти изменения наиболее важны. В рассматриваемых экспериментах данное условие выполняется. При этом, однако, для разных моментов времени распределение $f(\epsilon)$ необходимо вычислять заново.

Как показывают результаты расчётов взаимодействия греющего излучения с плазмой, функция распределения электронов по энергиям оказывается существенно неравновесной и начиная с некоторой энергии $\epsilon(t_1) \sim 20 \text{ эВ}$ заметно отличается от максвелловской. В результате в образующейся плазме развивается ионизационно-перегревная неустойчивость, а температура плазмы значительно возрастает. Это возрастание зависит от энерговклада, формы и длительности импульса, а также от радиуса и профиля поля в области энерговклада. После окончания воздействия импульса электроны быстро максвеллизуются, принимая температуру тяжёлых частиц.

Выделение энергии в пучке создаёт радиальное течение. В лагранжевых координатах m и t , где m — масса столба газа, заключённого в азимутальном угле, равном одному радиану на единичном расстоянии от оси симметрии, это течение описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= -r \frac{\partial P}{\partial m}, \\ \frac{\partial r}{\partial t} &= u(m, t), \\ \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} &= -P \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{c} \right) - \frac{\partial q}{\partial m} + Q, \\ q &= -\kappa c r \frac{\partial T}{\partial m}. \end{aligned} \quad (49)$$

Здесь u — скорость, P — газодинамическое давление, $\mathcal{E}$ — внутренняя энергия единицы массы газа без колебательной энергии, q — поток тепла через поперечное сечение, Q — массовая плотность поглощённой энергии греющего излучения, T — поступательная температура газа, $\kappa(\rho, T)$ — коэффициент теплопроводности.

Массовая координата m связана с эйлеровой пространственной координатой r формулой $dm = r \rho dr$, где ρ — плотность газа, $0 \leq m \leq M$. Величина M остаётся неизменной во времени. Длина столба газа предполагается достаточно большой, т.е. за выбранный интервал времени пространственная координата r не превышает значения $r^*(t) \equiv r(M, t)$, $0 \leq r \leq r(M, t)$.

Граничные условия системы уравнений (49) определяются цилиндрической симметрией задачи, $r = 0$, $u(0, t) = 0$, $q(0, t) = 0$, и значениями параметров невозмущённого газа на внешней границе канала. Локальное термодинамическое равновесие в плазме устанавливается за несколько наносекунд вследствие высокой, порядка 10^{19} см^{-3} , концентрации электронов. Газодинамические процессы начинаются в момент t_0 окончания энерговыведения, когда температура $T(r, t_0)$ и плотность $\rho(r, t_0)$ плазмы определяются результатами расчёта её локальных характеристик.

Система уравнений (49) не замкнута, и её необходимо дополнить уравнением состояния, соотношениями для коэффициента теплопроводности и источника энергии.

Уравнение состояния для плазмы сухого воздуха используется в следующей форме [63, 64]:

$$P = \rho RT [1 + A_0 + 2(A_1 + A_2)], \quad 0 \leq A_i \leq 1, \quad (50)$$

$$\mathcal{E} = RT [0,5(5 + A_0) + 3(A_1 + A_2)] + A_0 I_0 + A_1 I_1 + A_2 I_2, \quad (51)$$

$$A_0 = 2[1 + (1 + 2B_0)^{1/2}]^{-1},$$

$$B_0 = C_0 \rho T^{-1/2} \exp \frac{I_0}{RT},$$

$$A_1 = 2[1 + (1 + 2B_1)^{1/2}]^{-1}, \quad (52)$$

$$B_1 = C_1 \rho T^{-3/2} \exp \frac{I_1}{2RT},$$

$$A_2 = 2[1 + B_2 + (1 + 6B_2 + B_2^2)^{1/2}]^{-1},$$

$$B_2 = C_2 \rho T^{-3/2} \exp \frac{I_2}{2RT}.$$

Величина I_i — эффективная удельная энергия диссоциации ($i = 0$), первой ($i = 1$) и второй ($i = 2$) ионизации, C_i — соответствующие константы в уравнении Саха, $R = 2,871 \times 10^6$ эрг (г К) $^{-1}$ — удельная газовая постоянная. Для параметров невозмущенного газа приняты значения $\mu = 28,96$ (молекулярный вес), $T_0 = 300$ К, $P_0 = 1,01325 \times 10^6$ дин см $^{-2}$, $\rho_0 = 1,177 \times 10^{-3}$ г см $^{-3}$.

Коэффициент теплопроводности представлен суммой [76]

$$\kappa = \kappa_0 + \kappa_r + \kappa_e [\text{эрг см}^{-1} \text{с}^{-1} \text{К}^{-1}].$$

Здесь $\kappa_0 = 1000(1 - A_1)\sqrt{T}$ — теплопроводность нейтральных частиц, $\kappa_r = 2,2 \times 10^{13} \rho (dA_0/dT)$ — теплопроводность за счёт диффузии энергии рекомбинации атомов, $\kappa_e = 0,1488 \sigma T$ — электронная теплопроводность, где σ — удельная электропроводность [Ом $^{-1}$ см $^{-1}$],

$$\sigma = \frac{4,173 \times 10^{-10} (A_1 + A_2) T^{1/2}}{2 \times 10^{-15} (1 - A_1) + A_1 b_{ei}},$$

b_{ei} — среднее поперечное сечение электрон-ионных соударений [см 2]:

$$b_{ei} = 2,8 \times 10^{-6} T^{-2} \left(\frac{A_1 + 3A_2}{A_1 + A_2} \right)^2 \times \\ \times \ln \left[1,727 \times 10^{-5} \frac{A_1 + A_2}{A_1 + 3A_2} T (A_1 \rho)^{-1/3} \right].$$

Система уравнений (49) с дополнениями (50)–(52) решается при условиях, что в момент t_0 температура газа T_0 в пределах объёма бесселева пучка (цилиндра радиусом r_0) возрастает до T_a . За пределами цилиндра среда остаётся невозмущенной:

$$T(r, t_0) = \begin{cases} T_a, & r \leq r_0, \\ T_0, & r > r_0. \end{cases} \quad (53)$$

Вследствие больших градиентов температуры электронная теплопроводность играет существенную роль, что учитывается в расчётах. При условии $\text{div}(\kappa \nabla T) > \text{div} \mathbf{S}$ (где $\mathbf{S}$ — поток лучистой энергии), которое выполняется для плазмы при высоком давлении на начальной стадии её охлаждения (до 100 мкс), лучистой теплопроводностью можно пренебречь, как это делается, например, при исследовании электрического искрового разряда [77, 78].

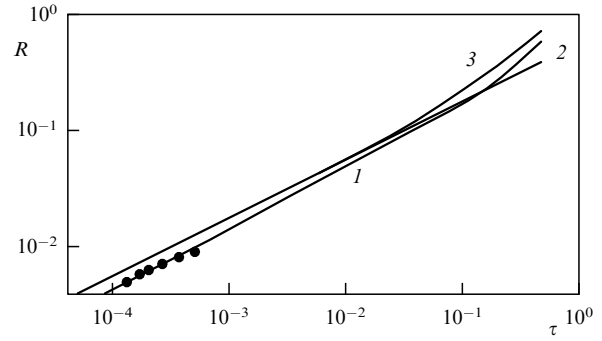


Рис. 3. Радиус канала во времени в безразмерных координатах $R = r/r_m$ и $\tau = t/\tau_m$: кинетико-газодинамическая модель (кривая 1), цилиндрический взрыв без противодействия (кривая 2) и с противодействием (кривая 3), кружками показаны результаты эксперимента.

На рисунке 3 приведены временные зависимости радиуса ударной волны R , найденные в рамках описанной модели (кривая 1), для цилиндрического точечного взрыва без учёта (кривая 2) и с учётом (кривая 3) противодействия при величине показателя адиабаты $\gamma = 1,4$. Точки воспроизводят измеренные значения радиуса области свечения плазменного канала [79]. Графики построены для удельного энерговклада $E = 4$ Дж см $^{-1}$ в безразмерных переменных $R = r/r_m$ и $\tau = t/\tau_m$ [56]:

$$r_m = \sqrt{\frac{E}{P_0}}, \quad (54)$$

$$\tau_m = r_m \sqrt{\frac{\rho_0}{P_0}}.$$

Как видно из рис. 3, в широком диапазоне значений радиуса и температуры канала данные расчётов довольно близки к результатам теории точечного взрыва с противодействием, но не совсем совпадают с ними. В то же время экспериментальные точки, показывающие размеры расширяющейся области свечения плазмы, совпадают с расчётными значениями радиуса ударной волны вплоть до момента её отрыва, $\tau \sim 9 \times 10^{-4}$, когда ударная волна начинает распространяться быстрее границы свечения. Что касается параметров плазмы, особенно температуры, то их радиальное распределение заметно отличается от предсказаний теории точечного взрыва.

При этом распределение зависит не только от удельного энерговклада, но и от величины радиуса r_0 и уровня температуры T_a . На рисунке 4а приведены радиальные профили температуры, плотности и давления для $E = 0,23$ Дж см $^{-1}$ при $r_m = 0,01$ см, $T_a = 10$ эВ, а на рис. 4б — при $r_m = 1,89 \times 10^{-2}$ см, $T_a = 3$ эВ. Относительные значения параметров построены как зависимости от безразмерного радиуса R для ряда моментов времени t .

Из приведённых примеров видно, что существенное различие в значениях r_m и T_a практически не сказывается на положении фронта ударной волны. Однако оно влияет на динамику и характер распределения параметров. В частности, имеющие важное практическое значение температура и плотность на оси канала в варианте, изображённом на рис. 4а, изменяются в несколько раз быстрее, чем параметры на графиках рис. 4б. Кроме того, в

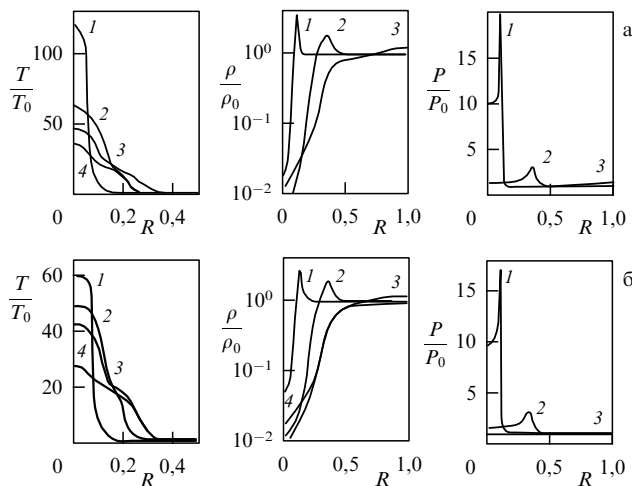


Рис. 4. Радиальные профили параметров: (а) $r_m = 0,01$ см, $T_a = 10$ эВ, $E = 0,23$ Дж см $^{-1}$: 1 — $\tau = 0,0109$, 2 — $\tau = 0,1043$, 3 — $\tau = 0,5701$, 4 — $\tau = 1,001$; (б) $r_m = 0,0189$ см, $T_a = 3$ эВ, $E = 0,23$ Дж см $^{-1}$: 1 — $\tau = 0,0114$, 2 — $\tau = 0,022$, 3 — $\tau = 0,5201$, 4 — $\tau = 1,190$.

течение исследуемого интервала времени в первом варианте температура уменьшается в $(T/T_0)_1/(T/T_0)_4 = 3,4$ раза, а плотность — до уровня $(\rho/\rho_0)_1/(\rho/\rho_0)_4 = 5 \times 10^{-3}$. Во втором варианте те же отношения составляют соответственно $(T/T_0)_1/(T/T_0)_4 = 2,14$ и $(\rho/\rho_0)_1/(\rho/\rho_0)_4 = 7,5 \times 10^{-3}$.

Из сравнения приведённых результатов можно заключить, что при меньшем радиусе r_m и более высокой температуре T_a параметры изменяются примерно в полтора раза больше, а время существования канала пониженной плотности в этих двух случаях составляет соответственно $0,023 \leq \tau \leq 0,82$ и $0,12 \leq \tau \leq 0,78$. Таким образом, выбор величин r_0 , T_a , а также E даёт возможность управлять разрежением в канале и временем его жизни.

В волновых пучках с распределением радиального поля в виде функции Бесселя J_n ($n > 0$) плазменный канал сразу приобретает трубчатую форму [17, 48, 80–86]. На оси канала плазма вначале отсутствует и возникает там только после прихода сходящейся к оси цилиндрической ударной волны. При этом плазма оказывается сильно сжатой. Степень сжатия определяется значением индекса n бесселевой функции и симметрией цилиндрической ударной волны, которая зависит от точности юстировки аксикона и фазового винта. В дальнейшем сильное сжатие плазмы вблизи оси сменяется её значительным разрежением и повторным сжатием. На более протяжённом временном интервале смена режимов становится периодически затухающей.

5. Структуры оптического разряда в бесселевом пучке

Ранее отмечалось, что неустраняемая в принципе дифракционная расходимость волнового пучка под углом $\gamma \sim \lambda/d$, где d — диаметр, λ — длина волны, компенсируется при фокусировании излучения путём формирования конического волнового фронта, сходящегося к оси симметрии под углом γ , равном углу расходимости.

Фотография созданного в таких условиях канала, зарегистрированная в свете собственного излучения

плазмы [87, 88], приведена на рис. 16. Плазменный канал волнового пучка быстро становится однородным, но в момент образования структура канала в значительной степени зависит от структуры оптического разряда, обусловленной особенностями бесселева пучка. Поэтому рассмотрим структуру разрядов, которые наблюдались в экспериментах с бесселевым пучком при различных условиях.

В этих экспериментах угол γ изменялся от 1° до 18° , что определяло диаметр бесселева пучка $d \in [3, 50]$ мкм и его длину $L \in [1, 5, 130]$ см. Исследования проводились в десяти различных газах при давлениях 0,05–10 атм. Длительность греющего импульса последовательно уменьшалась от 50 нс до 0,1 нс. Энергия греющего импульса снижалась от 200 Дж до 0,6 Дж, а мощность соответственно возрастала. Структурные образования разряда визуализировались в свете собственного излучения плазмы и рассеянного греющего излучения, а также с помощью шпирен- и теневых методов. В экспериментах с греющим импульсом длительностью 0,1 нс состояние канала исследовалось средствами интерферометрии с лазерной подсветкой на более короткой, по сравнению с длиной волны греющего излучения, длине волны. Изображения скоропреходящих структур регистрировались с помощью электронно-оптических и ПЗС-камер (ПЗС — прибор с зарядовой связью).

Ожидалось, что благодаря осесимметричному подводу энергии к области фокусирования в интенсивном пучке с бесселевым распределением поля должен возникнуть однородный нитевидный плазменный канал. Однако в первых же экспериментах с лазерным источником излучения в образующейся плазме была обнаружена последовательность расположенных на оси возмущений, напоминающая чётки [11–14, 89–91]. Сначала предполагалось, что "чётки" возникают из-за сложного модового состава лазерного излучения. Однако исследования с одночастотным лазером [46] дали точно такой же результат. Поэтому чёточную структуру плазменного канала в пучке с компенсацией расходимости стали связывать со специфическими особенностями оптического разряда и с нелинейными процессами распространения самого волнового пучка [41].

В работах [87, 92] была проведена систематизация наблюдаемых структур и проанализированы условия их появления. Было выделено пять типичных структур, которые представлены на рис. 5 в соответствии с хронологией их получения. На фотографиях рис. 5 волновой фронт распространяется слева направо.

На рисунке 5а представлен оптический разряд в воздухе при атмосферном давлении, сформированный аксиконном с $\gamma = 7,5^\circ$ ($L = 17$ см) при длительности импульса $\tau = 40$ нс и энергии $E = 70$ Дж. К особенностям структуры можно отнести наличие лепестков, отходящих от оси симметрии, что напоминает ёлочку. Основания лепестков образуют периодически расположенные на оси очаги (чётки) пробоя на расстоянии $l = 0,12$ мм друг от друга. Угол наклона β этих лепестков относительно оси пучка значительно превышает угол γ , $\beta \gg \gamma$. Поэтому их появление нельзя объяснить движением пробоя навстречу греющему излучению, как в оптических разрядах в фокусе сферической линзы. Лепестки расположены вдоль оси на расстоянии $l = 0,12$ мм друг от друга, и каждый из них состоит из мелких дискретных микроочагов пробоя.

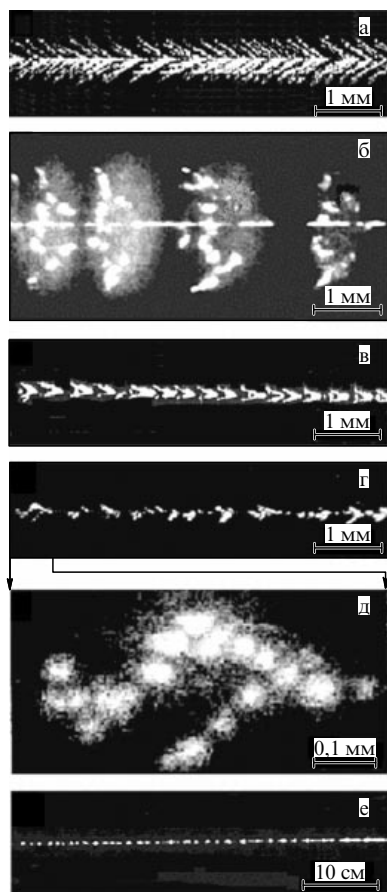


Рис. 5. Структуры оптического разряда в бесселевых пучках: (а) $\tau = 40$ нс, $E = 70$ Дж, $\gamma = 7,5^\circ$, воздух, 1 атм; (б) $\tau = 40$ нс, $E = 70$ Дж, $\gamma = 7,5^\circ$, аргон, 1 атм; (в) $\tau = 20$ нс, $E = 20$ Дж, $\gamma = 5^\circ$, воздух, 1 атм; (г) $\tau = 0,8$ нс, $E = 17$ Дж, $\gamma = 2,5^\circ$, воздух, 1 атм; (д) фрагмент снимка на рис. г; (е) $\tau = 0,8$ нс, $E = 10$ Дж, $\gamma = 1^\circ$, аргон, 0,2 атм.

На рисунке 5б показана структура разряда в аргоне при атмосферном давлении для пучка греющего лазерного излучения с теми же параметрами, что и в случае рис. 5а ($\tau = 40$ нс, $E = 70$ Дж и $\gamma = 7,5^\circ$). Однако в аргоне наблюдаются крупномасштабные структурные образования воронкообразной формы, разделённые интервалом более 1 мм.

Как известно, пороговая интенсивность в аргоне составляет $I_{th} = 1,5 \times 10^{10}$ Вт см $^{-2}$, а в воздухе — $I_{th} = 6,5 \times 10^{10}$ Вт см $^{-2}$, т.е. в $\sim 4,5$ раз выше [2–6]. Поэтому при тех же условиях превышение пороговой интенсивности в аргоне оказывается значительно большим, с чем, скорее всего, и связано изменение структуры при переходе от воздуха (рис. 5а) к аргону (рис. 5б). Тем не менее и в этом случае на оси видны периодически расположенные очаги (чётки) пробоя, расстояние между которыми, $l = 0,12$ мм, совпадает с периодом структуры, представленной на рис. 5а.

Изображения пробоя на рис. 5в–е получены с греющими импульсами меньшей длительности. Так, структура, показанная на рис. 5в, создана в атмосферном воздухе лазерным пучком с параметрами $\tau = 20$ нс, $E = 20$ Дж и $\gamma = 5^\circ$ ($L = 26$ см). Здесь интенсивность уменьшена в шесть раз, а удельная энергия — в 12 раз, по отношению к таковым в структуре на рис. 5б. Тем не менее периодичность структуры пробоя на оси прояви-

лась и в этом случае, но её период увеличился до $l = 0,28$ мм, а структурные образования превратились в сплошные плазменные очаги в приосевой зоне.

На снимке рис. 5г зарегистрирован разряд в воздухе при атмосферном давлении в пучке с параметрами $\tau = 0,8$ нс, $E = 17$ Дж и $\gamma = 2,5^\circ$ ($L = 52$ см). Здесь интенсивность по сравнению с интенсивностью разряда на рис. 5в возросла почти в три раза, но на порядок уменьшилась удельная энергия излучения. Период продольной структуры составил $l = 1,1$ мм. Судя по снимку на рис. 5г, уменьшение удельной энергии нарушает однотипность структурных очагов, но при этом период распределения остаётся постоянным. Заметно, что каждый очаг состоит из более мелких ячеек размером $0,02 - 0,05$ мм, которые группируются в линии, примыкающие к оси. Увеличенный фрагмент этого снимка показан на рис. 5д. На нём отчётливо видны и сами ячейки, и то, как они группируются в отдельные линии. При этом угол наклона β этих линий относительно оси по-прежнему значительно превышает угол наклона γ волнового вектора $\mathbf{k}$ греющего излучения.

Структура пробоя на рис. 5е получена в аргоне при давлении 0,2 атм в пучке с параметрами $\tau = 0,8$ нс, $E = 10$ Дж, $\gamma = 1^\circ$. В этом эксперименте интенсивность на два порядка ниже, чем интенсивность в предыдущем эксперименте. При протяжённости канала $Z = 130$ см на снимке рис. 5е представлен участок канала длиной 50 см. Ближе к аксиону (в левой части снимка) интенсивность в пучке едва превышает уровень порога пробоя и составляет примерно одну четвертую часть от среднего по всей длине значения интенсивности (см. рис. 1). Очаги пробоя располагаются на оси пучка в виде последовательности точек с пространственным периодом, возросшим до $l = 7$ мм.

При удалении от аксикона интенсивность пучка возрастает и пробой сливаются, проявляя тенденцию к образованию сплошного канала. Но масштаб распределения интенсивности в пучке не зависит от состава газа, давления, энергии и длительности греющего импульса — он связан только с углом γ при основании конического волнового фронта излучения.

В экспериментах с бесселевыми пучками на длине волны $\lambda = 1,06$ мкм при лазерном импульсе с малой длительностью, $t = 100$ пс, и длительностью фронта $\tau = 20$ пс уровень энергии $E = 0,6$ Дж обусловил выбор закиси азота как среды с низким пробойным напряжением. Кроме того, для увеличения интенсивности на фокальном отрезке аксикона использовался также относительно большой угол наклона векторов $\mathbf{k}$, $\gamma = 18^\circ$, которому соответствует диаметр центральной части бесселева пучка $2a = 2,6$ мкм и длина $L = 1,5$ см.

Эксперименты проводились на установке, детали которой описаны в работах [93–96]. Состояние канала определялось по оптическим неоднородностям канала, которые регистрировались интерферометром Маха – Цендера с лазерной подсветкой на длине волны $0,53$ мкм при длительности зондирующего импульса 70 пс [87, 88].

В этих измерениях, однако, интенсивность в пучке приближалась к уровню 5×10^{13} Вт см $^{-2}$, при котором на структуру поля начинают влиять поглощение греющего излучения и развитие параметрической неустойчивости [38]. Во избежание ошибок в интерпретации наблюдаемых эффектов оптический разряд исследовался в развитии при разных давлениях. Примеры

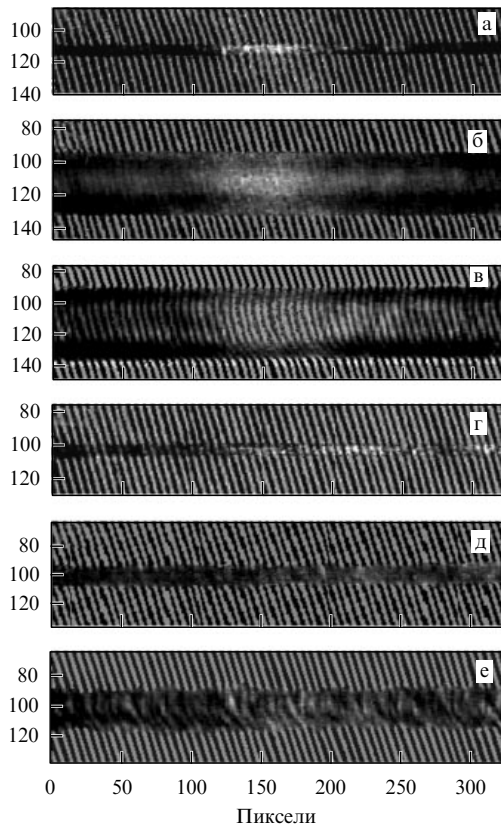


Рис. 6. Оптический разряд в закиси азота при $\tau = 0,1$ нс, $E = 0,6$ Дж, $\gamma = 18^\circ$: (а–в) $P = 0,27$ атм, задержка подсветки 0, 100, 250 пс соответственно; (г–е) $P = 0,67$ атм, задержка подсветки 0, 100, 250 пс соответственно.

интерферограмм приведены на рис. 6. Контуры искровых каналов выделяются на фоне интерференционных полос равного наклона. Их локальное смещение отражает изменение оптической плотности среды.

Интерферограммы на рис. 6 зарегистрированы с задержкой импульса диагностической подсветки относительно момента старта греющего импульса на 0, 100 и 250 пс при давлении закиси азота 200 торр (0,27 атм) (рис. 6а–в) и 500 торр (0,67 атм) (рис. 6г–е). На осях интерферограмм отмечены номера матричных пикселей размером 1,6 мкм. Интерферограммы рис. 6а–в показывают, что при давлении 0,27 атм канал оптического разряда остаётся однородным в течение всего времени наблюдения. В то же время из интерферограмм на рис. 6г–е видно, что при более высоком давлении, 0,67 атм, интерферометр регистрирует неоднородности в период действия греющего импульса с момента возникновения канала (почти при нулевой задержке подсветки).

Первичные очаги разряда на интерферограммах рис. 6г–е не различимы из-за недостаточного пространственного разрешения метода. Но в целом характер смещения полос в канале свидетельствует в пользу дискретной структуры разряда при его возникновении. Следовательно, можно полагать, что источниками волн возмущений в канале являются первичные очаги пробоя. Тогда, используя описанную в [97] методику, по структуре волн возмущений можно воспроизвести пространственно-временные параметры первичных пробоев, а затем и составить представление о механизме разряда.

6. Механизм оптического разряда в бесселевом пучке

Наряду с другими характеристиками разряда представляют интерес закономерности появления первичных очагов пробоя в пространстве и времени, т.е. координаты r_p и последовательность возникновения t_p отдельных очагов, их размеры a и распределение гидродинамических параметров в каждом из них $f(r \leq a)$. Картина волн возмущений, создаваемых первичными микропробоями, складывается в процессе распространения этих волн. Если параметры микропробоев известны, то отыскание распределения возмущений представляет собой прямую задачу, которая легко решается. Восстановление параметров первичных очагов по распределению возмущений является обратной задачей.

Как показано в [38], когда интенсивность поля излучения в кольцевых зонах радиального распределения становится близкой к её критическому для самофокусировки значению E_* , в распределении $|E^{(0)}(r, z)|^2$ возникает пространственная продольная модуляция, масштаб которой даётся выражением

$$l = \frac{2\lambda}{\sin^2 \gamma}. \quad (55)$$

При этом величина $|E^{(0)}(r, z)|^2$ является ограниченной, например, в случае кубической нелинейности:

$$0,2 \leq \frac{n}{n_{cr} - n} \frac{1}{\sin^2 \gamma} \frac{|E^{(0)}|^2}{E_*^2} \leq 1. \quad (56)$$

Комбинация продольного (55) и радиального (9) распределений поля в бесселевом пучке образует систему продольно-кольцевых максимумов интенсивности, фрагмент структуры которой показан на рис. 7, на котором радиус пучка представлен аргументом функции Бесселя $x = kr \sin \gamma$, а длина пучка выражена в масштабе l (55) продольной структуры, z/l . Значение $x = 0$ соответствует оси симметрии пучка. Расстояние δr между соседними радиальными максимумами составляет $\delta r \approx \lambda/2 \sin \gamma$. В условиях эксперимента, представленного снимком на рис. 6е, масштаб продольной структуры $l = 21$ мкм. Радиальная структура пучка определяется кольцами максимумов функции Бесселя, радиусы которых в масштабе радиуса канала $R = 20,5$ мкм заданы последовательностью безразмерных величин: $a = 0,063, 0,145, 0,227, \dots$

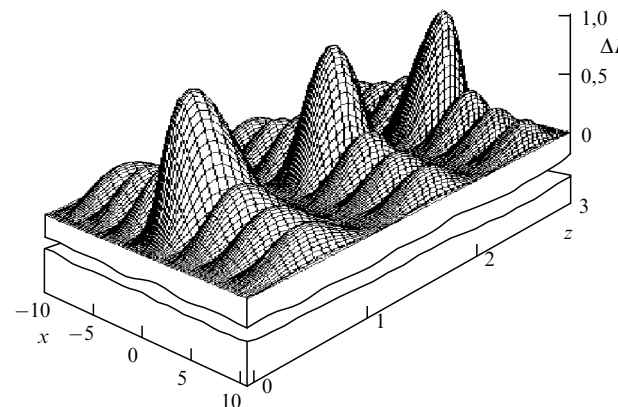


Рис. 7. Схема структуры бесселева пучка при $\gamma = 5^\circ$.

Когда длительность импульса превышает характерное время расширения канала a/c , разряд возникает в максимумах интенсивности пучка, и если справедливо решение (55), то на оси образуется цепочка микропробоев. Каждый из них создаёт локальное возмущение p давления P с некоторым характерным диаметром $2a$. На расстоянии $r \gg a$ возмущение распространяется в пространстве как акустический волновой пакет сферической формы толщиной $2a$. Представляя изменение давления произвольной функцией $p \sim f(r)$, получим для возмущения плотности [53]

$$\begin{aligned} \rho &= 0, \quad \text{если } r - a > ct > r + a, \\ \rho &\sim f(r) \frac{r - ct}{r}, \quad \text{если } r - a < ct < r + a. \end{aligned} \quad (57)$$

Соотношения (57) описывают распространение акустического волнового слоя сферической формы и его внутреннюю структуру. Но остаётся неизвестным, сколько радиальных максимумов включает в себя величина a , а также, в какой временной последовательности происходят пробои, т.е. каково распределение пробоев в пространстве r_p и во времени t_p .

Для того чтобы ответить на эти вопросы, используем изложенную в [97] методику определения пульсаций в трубе, имея в виду, что в данном варианте задачи первичные возмущения возникают не на границе течения (стенке трубы), а около оси симметрии плазменного канала. Пусть зоны пробоя ограничены одним из колец функции Бесселя диаметром $2a$ и расположены в продольных максимумах. На матрице ПЗС-камеры длиной 512 мкм укладывается 24 максимума.

Вследствие симметрии задачи процесс распространения волн можно описать двумя координатами: продольной z и радиальной r . Для сопоставления данных расчёта с результатами измерений координату z и смещение интерференционных полос выразим в масштабе h (шага интерференционных полос вдоль оси z). Структуру возмущений будем исследовать на том же отрезке $\{z_1, z_2\} = \{0, 55\}$, который наблюдается в эксперименте, представленном на рис. 6е.

В цилиндрическом канале смещение интерференционных полос соответствует суммарному набегу фазы волны зондирующего излучения вдоль хорды y с прицельным расстоянием r_0 . Для определённости зададим положение хорды координатами $r_0 = R/2$ и $z_0 = (z_2 - z_1)/2$. Пусть координата y изменяется вдоль половины хорды от 0 до $r_0 \tan \varphi$, где φ — азимутальный угол. Суммирование возмущений в каждой точке хорды должно включать в себя результат воздействия всех волн, возникающих в точках z_p на длине выбранного отрезка $\{z_1, z_2\}$.

Не ограничиваясь никакими предположениями, введём для описания возмущений следующие параметры: возможное смещение Q всей последовательности точек z_p в целом, $Q < 1$; интервал q случайных отклонений точек z_p от их равномерного распределения, $q < 0,5$; длительность t_0 той части греющего импульса τ , на которой возникает пробой; интервал случайного разброса t_p момента пробоя в точках z_p , $t_p \leq t_0$; число микропробоев k на длине $\{z_1, z_2\}$ с учётом краевых эффектов; распределение плотности $f(r < a)$ в первичном микропробое; число элементов суммирования m вдоль половины хорды y .

Величины t_p , t_0 и τ выразим в масштабе времени развития канала до момента наблюдения структуры, 250 пс, так что длительность греющего импульса окажется равной $\tau = 0,4$. Выпишем вариант начальных условий задачи полностью:

$$\begin{aligned} a &= \{0,063, 0,145, 0,227\}, \quad k = 25, \quad \tau = 0,4, \quad t_0 = 0,4, \\ \{z_1, z_2\} &= \{-1, 56\}, \quad \{y_1, y_2\} = \left\{0, r_0 \tan \frac{\pi}{3}\right\}, \\ f(r) &= 1, \quad m = 11, \quad Q = 1, \quad q = 0. \end{aligned} \quad (58)$$

Результаты измерений и расчётов для начальных возмущений, масштабы которых заданы безразмерными радиусами $a = 0,063, 0,145, 0,227$ (центральная часть, первое и второе кольца функции Бесселя), приведены на рис. 8. В колонке слева представлены распределения плотности вдоль линии $r_0/R = 0,5$, а справа — пространственные спектры этих распределений (рис. 8б). Из сравнения распределений и спектров рис. 8 следует, что наибольшее согласие с экспериментом демонстрируют графики для относительной величины $a = 0,145$. При $a = 0,063$ масштаб структур оказывается слишком мелким по сравнению с данными измерений. Напротив, при $a = 0,227$ масштаб слишком велик.

Поэтому дальнейшее уточнение параметров первичных возмущений выполнялось для значения $a = 0,145$. Варьировались число возмущений k , их распределение вдоль оси z_p , смещение Q всей последовательности возмущений, диапазон возможного отклонения отдельных возмущений от периодического распределения q , период t_0 зарождения пробоев, вид функции $f(r)$.

Оказалось, что лучшее совпадение расчётных зависимостей с экспериментальными данными получается при следующих значениях варьируемых величин:

$$k = 25, \quad t_0 = 0,2, \quad Q = 0,17, \quad q = 0, \quad f(r) = 1. \quad (59)$$

Согласно этим результатам микропробой в пучке возникают в течение $t_0 = 0,2$ (50 пс) в каждом осевом максимуме и отклонение от периода $l = 21$ мкм не превышает нескольких процентов. Размер первичного пробоя не выходит за пределы второго нуля функции Бесселя, что соответствует радиусу 2,9 мкм. За время $t_0 = 0,2$ (50 пс) пробой среды происходит при интенсивности излучения на уровне 0,8 от её максимума, а для возникновения пробоя в третьем и следующих кольцевых максимумах функции Бесселя интенсивность оказывается недостаточно велика.

Таким образом, при энергии греющего импульса $E = 0,6$ Дж и длительности $\tau = 100$ пс в основе структуры оптического разряда лежит механизм нелинейного взаимодействия греющего излучения с образующейся плазмой. В соответствии с этим механизмом первичные пробои продольной структуры оптического разряда возникают в максимумах функции Бесселя, включая те кольца, для которых интенсивность удовлетворяет условию (56).

За время действия греющего импульса $t_0 = 50$ пс граница элементарного пробоя успевала сместиться не более чем на 1 мкм, а сам микропробой представлял собой точечный взрыв со свободно движущейся взрывной волной. На основе установленного механизма можно описать все виды структур оптического пробоя, показанных на рис. 5, имея в виду влияние затягивания греющего импульса на процесс микровзрыва.

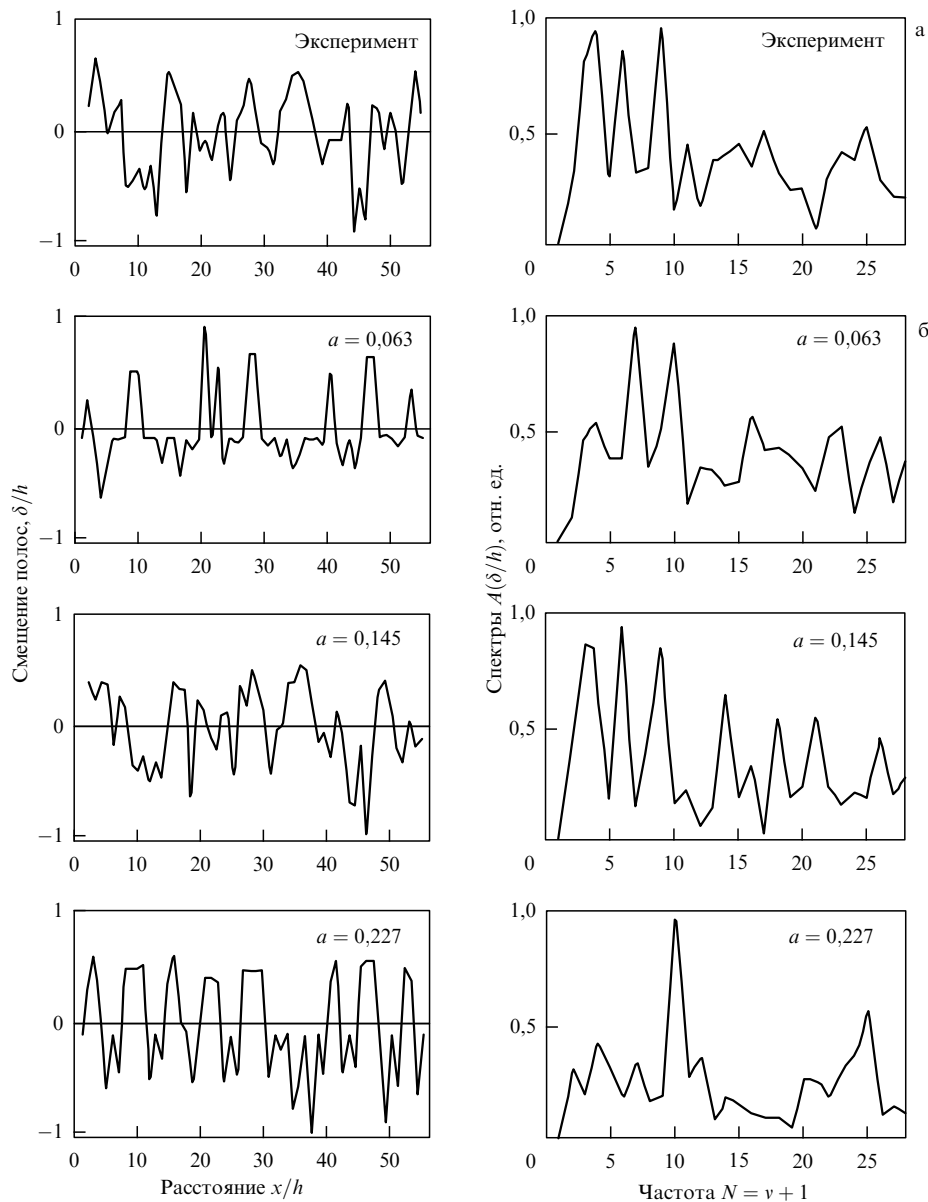


Рис. 8. Структура пульсаций вдоль линии $r_0/R = 0,5$ по данным эксперимента (а) и результатам расчёта (б) при $a = 0,063, 0,145$ и $0,227$.

Большой материал по распространению оптического разряда накоплен при изучении лазерной искры в фокусе сферической линзы. Согласно [2–7] порог пробоя является пропорциональным потенциалу ионизации и снижается при увеличении давления, диаметра фокального объёма и длительности греющего импульса. Зона пробоя движется навстречу лазерному излучению согласно одному из механизмов, таких как волна ионизации, волна пробоя или светодетонация со скоростью порядка 10^7 см s^{-1} и даже большей. Оптический разряд развивается асимметрично, поскольку в других направлениях происходит только тепловое расширение плазмы, которое имеет гораздо меньшую скорость распространения, $10^6 - 5 \times 10^6$ см s^{-1} .

Подобные явления должны происходить и при фокусировании излучения аксиконом. Но в этом случае на процесс пробоя влияет также структура поля бesselова пучка и распространение пробоя в режиме бегущего фокуса. Схема распространения фронта нелинейного взаимодействия вдоль оси пучка приведена на рис. 9.

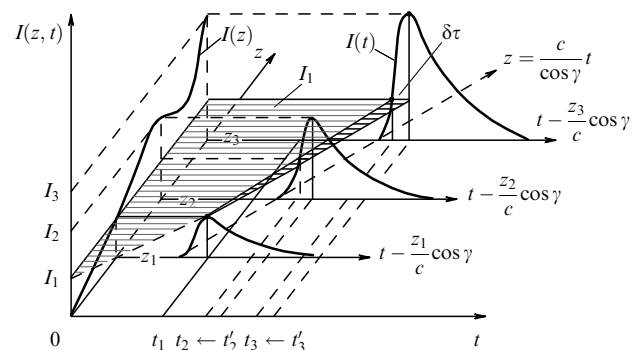


Рис. 9. Схема распространения импульса вдоль оси пучка.

Распределение модуля интенсивности вдоль оси представлено функцией $I(z, t)$, изменение интенсивности греющего излучения во времени приведено для точек z_1, z_2 и z_3 на оси. Заштрихованная поверхность обозначает нижний уровень интенсивности I_1 , при котором в соот-

ветствии с условиями (56) проявляются нелинейные процессы.

До этого уровня, при $I < I_1$, интенсивность пучка возрастает вдоль оси монотонно. При $I > I_1$ происходит продольная модуляция интенсивности с максимумами в точках z_2 и z_3 , что изображает жирная линия $I(z)$ в вертикальной плоскости $z-I$. Этим объясняются укрупнение микропробоев с увеличением координаты z и тенденция к их слиянию. В точках z_1 , z_2 и z_3 интенсивность достигает максимума в моменты времени t_1 , t'_2 и t'_3 соответственно. Но нелинейность взаимодействия проявляется только в точках z_2 и z_3 , причём пробой наступает в моменты t_2 и t_3 ещё до прихода в эти точки максимумов интенсивности.

Таким образом, пробой возникает последовательно в точках z_{n-1} и z_n при условии, что поле в импульсе достигает пробойного значения в следующей точке максимума быстрее, чем фронт волны пробегает расстояние $z_n - z_{n-1}$, т.е. если $\Delta\tau < (z_n - z_{n-1})/V$. Уточняя условие (31), запишем

$$\Delta\tau < \frac{l \cos \gamma}{c}. \quad (60)$$

При более длительном импульсе последовательность пробоев может нарушаться.

Свои особенности есть и в радиальном распространении разряда. Когда интенсивность только начинает превышать пороговое значение, пробой происходит лишь в центральной каустике, $x_0 = 2,4$. По мере повышения энергии лазерного импульса зона первичного пробоя охватывает новые, всё более удалённые от оси кольца функции Бесселя. С возрастанием диаметра микропробоя увеличивается и расстояние (в отношении a_i/a_0), на котором поле волны влияет на структуру канала. Это влияние проявляется в понижении потенциала ионизации и соответственно в изменении ограничений (56) в соседних радиальных максимумах. Поэтому удлинение импульса изменяет характер и направление распространения разряда.

Оценивая это направление β , заметим, что первичные очаги пробоя возникают скорее всего в области локализации центрального максимума и первых колец радиальной структуры пучка. Но, в отличие от случая сферической фокусировки, в бесселевом пучке вне пределов зоны пробоя существуют другие максимумы интенсивности. В каждом таком максимуме поле пучка способно поддержать распространение оптического разряда. И если максимум попадает в область распространения волны ионизации, которая снижает электрическую прочность среды, то в ней соответственно образуется новый очаг пробоя, который определяет направление распространения пробоя β . Получается своеобразная комбинация радиационного (ионизационного) механизма и механизма волны пробоя.

Пусть $\mathbf{v}$ и $\mathbf{u}$ — скорости распространения пробоя навстречу лучу и в боковом направлении, δr_1 — расстояние между соседними кольцами радиальной структуры, δr_γ — расстояние между теми же кольцами, но в направлении угла γ , $\delta r_\gamma = \delta r_1 / \sin \gamma$. Так как $\delta r_\gamma \gg \delta r_1$, то фронт бокового расширения плазмы проходит через максимум соседнего кольца раньше, чем волна, движущаяся навстречу лучу. Составляющие скорости волны в направлении оси z и по радиусу r можно представить как $vz = v \cos \gamma$ и $v_r = v \sin \gamma + u$. Тогда угол β определится из

соотношения

$$\tan \beta = \frac{v \sin \gamma + u}{v \cos \gamma}. \quad (61)$$

Формула (61) позволяет оценить отношение скоростей u/v по измеренному в эксперименте углу β . Так, лепестки на рис. 5а образуют угол $\beta = 36^\circ$, следовательно, $u/v = 0,56$. С увеличением удельной мощности интенсивность намного превосходит своё пороговое значение и пробой захватывает всё больше колец радиальной структуры. Картина разряда на рис. 5б явно указывает на изменение механизма пробоя. Здесь $\beta = 45^\circ$ и $u/v = 1$, что свидетельствует о детонационном механизме распространения очагов пробоя и вырождении структуры оптического разряда в бесселевом волновом пучке в систему групп пробоев.

Большие размеры очагов и высокая концентрация электронов плазмы в значительной степени экранируют внутреннюю область пучка от воздействия излучения. Величины интенсивности в центре канала хватает только для пробоя в осевой каустике, и то не на всём протяжении. Поэтому здесь можно обнаружить только прерывающиеся фрагменты боковых лепестков структуры. Экранированием объясняется и редкое расположение групп пробоев.

Из приведённых наблюдений и фотографии на рис. 1б видно, что при достаточно большой энергии греющего импульса структуру плазменного канала в бесселевом пучке можно проследить лишь до момента слияния первичных очагов пробоя. После слияния канал становится сплошным и практически однородным. Но его дальнейшее развитие и диаметр, который он приобретает в конечном счёте в процессе своего расширения, определяются удельным энергосложением греющего излучения.

Общим свойством наблюдаемых структур первичного пробоя является дискретность, которая определяется соотношениями (55) и (9) или (26), и не зависит от сорта и давления газа. Сопоставление снимков, представленных на рис. 6, показывает, что при длительности греющего импульса порядка или более характерного времени расширения канала $\tau \sim a/c$ и интенсивности до $\sim 5 \times 10^{13}$ Вт см⁻² это свойство разряда в бесселевых пучках сохраняется. Но при более коротких импульсах и больших интенсивностях характер структуры может измениться.

В экспериментах [38] плазменный канал длиной около 8 мм создавался в импульсной струе аргона с помощью аксикона с углом при основании $\alpha = 25^\circ$ ($L \approx 1,5$ мм). Струя рабочего газа, истекающего в вакуум через узкое прямоугольное сопло [93, 98], согласовывалась с геометрией бесселева пучка. Газ подавался через импульсный электромагнитный клапан из ресивера при давлении от 15 до 70 атм. Импульс лазерного излучения ($\lambda = 1,06$ мкм) имел полуширину 100 пс и пиковую интенсивность 5×10^{13} Вт см⁻². Структура плазменного канала визуализировалась методами интерферометрии или тенеграфии и регистрировалась ПЗС-камерой. Канал зондировался лазерным импульсом длительностью несколько пикосекунд на частоте гармоник греющего излучения.

На рисунке 10 приведена серия тенеграмм, зарегистрированных через 330 пс после старта греющего им-

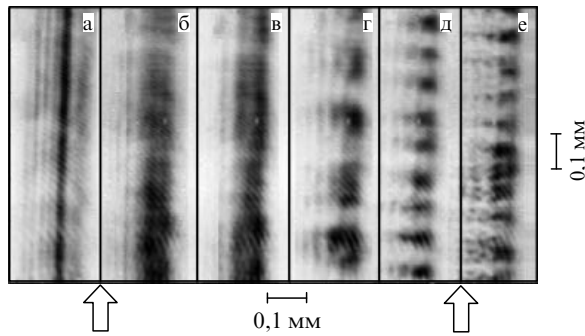


Рис. 10. Тенеграммы плазменного канала в момент $t = 330$ пс при давлении аргона (а) 200, (б) 280, (в) 300, (г) 340, (д) 370 и (е) 420 торр. Длительность греющего импульса $\tau = 100$ пс, $I = 5 \times 10^{13}$ Вт см $^{-2}$.

пульса при давлениях аргона от 200 до 420 торр. На тенеграммах изображён участок канала длиной 0,8 мм. При давлениях, меньших 300 торр, канал выглядит относительно однородным в осевом направлении. Но уже при давлении 340 торр ясно видна аксиальная модуляция, и при больших давлениях пространственный период сильно зависит от давления. По данным, полученным из пространственного преобразования Фурье, период достигает 0,14 и 0,9 мм для давлений 340 и 370 торр соответственно.

Интерферометрические измерения показывают, что осевые колебания плотности составляют не менее 10 %. Согласно модели, предложенной в [38], этот вид модуляции является следствием нелинейного поглощения, которое включает в себя процессы взаимодействия между полем бesselев пучка, волноводной модой канала и аксиальной модуляцией параметров плазмы канала. Со временем плазма пучка образует волновод, свойства которого зависят от профиля параметров плазмы в канале и от радиального и азимутального индекса рассматриваемой моды.

Для определения профилей параметров плазмы при расширении канала, созданного бesselевым пучком, при коротком интенсивном греющем импульсе использовалась компьютерная программа WAKE [99–102]. Результаты расчёта эволюции канала соответствовали данным интерферометрии [94, 103, 104]. На рисунке 11 показаны профили электронной плотности n_e , температуры T_e и скорости ионизации $n^2 S(T_e)$ для трёх моментов развития канала: $t = 88$, 138 и 188 пс. Здесь $S = \sum_i S_i(T_e) n_i / n$, где $S_i(T_e) n_i$ — скорость столкновительной ионизации i -кратно ионизованного иона, $S_i(T_e) = 9 \times 10^{-6} \sqrt{T_e / U_i} \exp(-U_i / T_e) / U_i^{3/2} (T_e / U_i + 4,88)$ [105], U_i — потенциал ионизации i -го электрона.

Свойства канала в аргоне рассчитывались для импульса лазерного излучения ($\lambda = 1,06$ мкм) длительностью 100 пс при интенсивности 5×10^{13} Вт см $^{-2}$. Как видно из рис. 11а,б, сразу после пробоя максимум концентрации электронов плазмы находится на оси канала. При этом происходит столкновительный разогрев электронов до температуры 70 эВ и образуется ударная волна, что следует из рис. 11в, на котором локальная ионизация имеет максимум. К моменту $t = 90$ пс максимум электронной плотности смещается с оси в радиальном направлении. В дальнейшем энергия электронов расходуется на поддержание ударной волны и расширение канала сопровождается падением температуры.

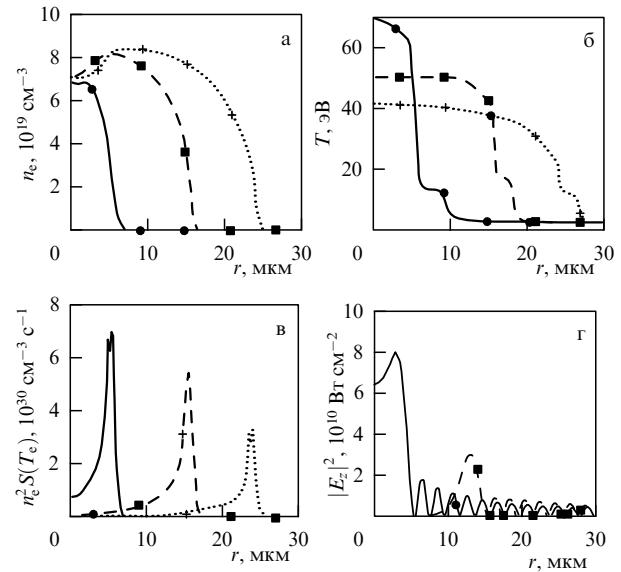


Рис. 11. Эволюция параметров плазменного канала в аргоне при давлении 380 торр, $\tau = 100$ пс, $I = 5 \times 10^{13}$ Вт см $^{-2}$: $t = 88$ пс (—●—), $t = 138$ пс (---■---), $t = 188$ пс (····●····).

Пример, приведённый на рис. 11, соответствует относительно высокому давлению, при котором электронная плотность достаточно велика для того, чтобы повлиять на распределение поля бesselев пучка. Перераспределение этого поля демонстрирует график $|E_z|^2$ (рис. 11г). В начале воздействия греющего импульса наибольшая интенсивность поля пучка сосредоточена у оси. Но уже через 88 пс можно наблюдать частичное вытеснение поля из осевой области, а к моменту $t = 138$ пс поле в центральной части пучка подавляется практически полностью.

В связи с этим рассмотрим модовую структуру канала. Бesselев пучок можно характеризовать аксиальным волновым числом $k_a = k_0 \sqrt{1 + 4\pi\chi \cos\gamma}$, где $k_0 = \omega_0 / c$ — волновое число лазерного излучения, χ — восприимчивость аргона при давлении $P = 200$ торр равная $\chi = (1/4\pi) 1,36 \times 10^{-4}$. Плазменный волновод имеет своё аксиальное волновое число k_g . Когда волновые числа моды пучка и волновода совпадают, $k_a = k_g$, возникает линейное резонансное поглощение поля [106, 107]. В этом случае создаваемое аксиальное поле пучка при некоторых значениях начальной плотности газа в определённый момент может выходить за пределы плазменного канала, возбуждая квазиволноводную моду.

Но если параметры канала испытывают небольшие возмущения с аксиальной модуляцией $k_m = k_g - k_a \neq 0$, то поле пучка будет рассеиваться, вызывая бегущие и локальный нагрев плазмы, пропорциональный интенсивности излучения. Модулированный нагрев экспоненциально усиливает малую аксиальную модуляцию k_m параметров канала, вызывая увеличение поглощения поля бesselев пучка. Этот тип резонансного поглощения является нелинейным и происходит в результате параметрической неустойчивости. Так как угол наклона γ волновых векторов греющего излучения обычно мал и $\cos\gamma \approx 1$, волновое число k_m слабо зависит от угла γ . Эта особенность взаимодействия мощного импульса греющего излучения отличается от рассмотренной

выше неустойчивости, при которой структура плазменного канала весьма чувствительна к величине угла γ .

В данной модели электрическое поле пучка состоит из поля E_a , создаваемого аксионом, и слабого поля рассеянного излучения $\tilde{E}_s$:

$$E(r, t) = \text{Re} \left\{ E_a(r) \exp [i(k_a z - \omega_0 t)] + \tilde{E}_s(r, z, t) \exp [i(k_s z + m\gamma - \omega_0 t)] \right\}. \quad (62)$$

Электронная плотность представляет собой сумму основной симметричной части и связанного с модуляцией малого возмущения:

$$n_e(r, t) = n_0(r) + \text{Re} \left\{ \tilde{n}(r, t) \exp [i(k_m z + m\gamma)] \right\}. \quad (63)$$

Амплитуда радиального поля пучка, которое предполагается линейно поляризованным, удовлетворяет следующему дифференциальному уравнению:

$$[\nabla_{\perp}^2 + \kappa^2(r, \omega_0, k_a)] E_a(r) = 0, \quad (64)$$

где $\kappa^2 = k_0^2(1 + 4\pi\chi) - k_a^2 - 4\pi r_e n_0(r)(1 + v/\omega_0)^{-1}$, v — частота электрон-ионных столкновений, r_e — классический радиус электрона. Профиль плотности электронов $n_0(r)$ определяется с учётом ионизации, джоулевого нагрева и теплопроводности. Биения поля аксикона и модуляция плотности стимулируют образование рассеянной волны с поляризацией падающей волны:

$$[\nabla_{\perp}^2 + 2i \frac{\omega_0}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} + \kappa^2(r, \omega_0, k_s)] \tilde{E}_s(r, t) = 4\pi r_e n_{e0}(r, t) E_a. \quad (65)$$

Комплексная амплитуда возмущения электронной плотности, как и других параметров, представляется в виде $\tilde{n} = \hat{n} \exp(\beta t)$, плазма рассматривается как идеальный газ: $\hat{p} = n_0 \hat{T} + \hat{n} T_0$. Если создаваемое аксионом поле имеет профиль $u_a(r) = E_a(r)/E_{a0}$, амплитуду E_{a0} и профиль поля рассеяния $u_s(r) = \tilde{E}_s(r)/E_{a0}$, то амплитуда модуляции плотности электронов определяется как

$$\frac{\tilde{n}}{n_0} = \frac{c^2}{\omega_p^2 \Delta} \left[\nabla_{\perp}^2 \left(\frac{\beta_0^3}{\beta^3} u_s u_a^* \right) + \nabla_{\perp} \left(\frac{\beta_p^2}{\beta^2} \nabla_{\perp} u_s u_a^* \right) + \frac{\omega_p^2}{c^2} \left(\frac{\beta_1^2}{\beta^2} + \frac{\beta_s^2}{\beta^2} \right) u_s u_a^* \right]. \quad (66)$$

Уравнение (66) является следствием линеаризованных уравнений сохранения [38]. Здесь $\Delta = 1 + v_1(\eta - 2)/\beta$, $v_1 = n_0 S$ — радиальное изменение скорости ионизации, $\eta = d \ln S / d \ln T_e$. Параметры

$$\beta_0^3 = \frac{2}{3} k_p^2 \frac{m_e}{m_i} v V_{\text{osc}}^2, \quad \beta_p^2 = \frac{\beta_0^3}{3v}, \quad \beta_1^2 = \frac{2}{3} v_1 \eta \frac{m_e}{T_e} v V_{\text{osc}}^2, \\ \beta_s = \frac{v_1 \eta V_{\text{osc}}^2}{\omega^2 r_n r_T}, \quad V_{\text{osc}}^2 = \left(\frac{e}{m_e} \right)^2 \frac{|E_{a0}|^2}{\omega_0^2 + v^2}$$

представляют собой скорости роста соответствующих величин и скорость осцилляций электрона в поле аксикона и рассеяния. Параметр $r_{n,T}^{-1} = d \log(n, T) / dr$ определяет величину обратную масштабу плотности и температуры.

Уравнения (63) и (64) приводят к дифференциальному уравнению для профиля поля рассеяния $\hat{u}_s(r)$ и скорости его роста $u_s(r) = \hat{u}_s(r) \exp(im\beta)$ для собственных значений темпа роста $\beta(k_s, t)$, которое можно записать в виде дифференциального уравнения второго порядка

$$M(r) \frac{d^2}{dr^2} \hat{u}_s(r) + N(r) \frac{d}{dr} \hat{u}_s(r) + Q(r) \hat{u}_s(r) = 0 \quad (67)$$

с коэффициентами

$$M(r) = 1 + v_1 \frac{\eta - 2}{\beta} - \frac{\omega_0 |u_a(r)|^2}{2(\omega_0 + iv)} \left(\frac{\beta_0^3}{\beta^3} + \frac{\beta_p^2}{\beta^2} \right), \quad (68)$$

$$N(r) = 1 + v_1 \frac{\eta - 2}{\beta} - \frac{\omega_0 u_a(r)}{2(\omega_0 + iv)} \left[r \frac{d}{dr} \left(\frac{\beta_0^3}{\beta^3} u_a^* \right) + \frac{d}{dr} \left(\frac{r \beta_0^3}{\beta^3} u_a^* \right) + \frac{d}{dr} \left(\frac{r \beta_p^2}{\beta^2} u_a^* \right) + \frac{r \beta_p^2}{\beta^2} \frac{du_a^*}{dr} \right], \quad (69)$$

$$Q(r) = \left(1 + v_1 \frac{2 - \eta}{\beta} \right) \left(\kappa^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) + \frac{\omega_0 |u_a(r)|^2}{2(\omega_0 + iv)} \frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{\beta_1^2}{\beta^2} - \frac{\omega_0 u_a(r)}{2(\omega_0 + iv)} \left[\frac{d}{dr} \frac{r}{dr} \frac{d}{dr} \left(\frac{r \beta_0^3}{\beta^3} u_a^* \right) - \frac{m^2}{r^2} \left(\frac{\beta_0^3}{\beta^3} u_a^* \right) + \frac{d}{dr} \left(\frac{r \beta_p^2}{\beta^2} \frac{du_a^*}{dr} \right) - \frac{m^2}{r^2} \left(\frac{\beta_p^2}{\beta^2} u_a^* \right) \right]. \quad (70)$$

Собственное значение показателя степени $\beta(k_s, t)$ параметрически зависит от времени и волнового числа k_s через ионизацию, нагревание и пондеромоторную физику. Нарастание возмущений в разных модах с различными значениями волнового числа модуляции $k_m = k_s - k_a$ определяется эффективной величиной $\Gamma(k_s) = \int dt \beta(k_s, t)$. В эксперименте, очевидно, наблюдаются модуляции с наибольшим значением $\Gamma(k_s)$. По данным [56] таким условиям отвечают моды с параметрами от $m = 0$ до $m = 2$. Изменение числа k_m с возрастанием давления, полученное экспериментально и вычисленное для мод с наиболее интенсивным развитием, представлено на рис. 12а. Сравнение теоретических зависимостей и данных эксперимента показывает, что результаты согласуются между собой и вполне удовлетворительно описывают увеличение волнового числа k_m с возрастанием давления.

Правильное отображение теорией параметров процесса позволяет оценить инкремент неустойчивости мод, $\Gamma = \int \gamma(k_s, t) dt$, в период действия импульса. Такие зависимости для самых быстро эволюционирующих мод показаны на рис. 12б для давлений 200 и 380 торр. При давлении 380 торр преимущество имеет мода $m = 1$, для которой, как видно из графика, величина Γ становится равной $\Gamma = 20$ к середине времени воздействия греющего импульса, $t = 150$ пс. При давлении 200 торр такой результат достигается к концу действия греющего импульса, к моменту $t = 220$ пс, а в середине периода воздействия импульса $\Gamma = 8$.

Следует заметить, что уравнение (65) получено без учёта электронной теплопроводности в плазменном волноводе. Между тем на ранней стадии эволюции канала, когда температура электронов высока, а диаметр канала мал, она может играть заметную роль,

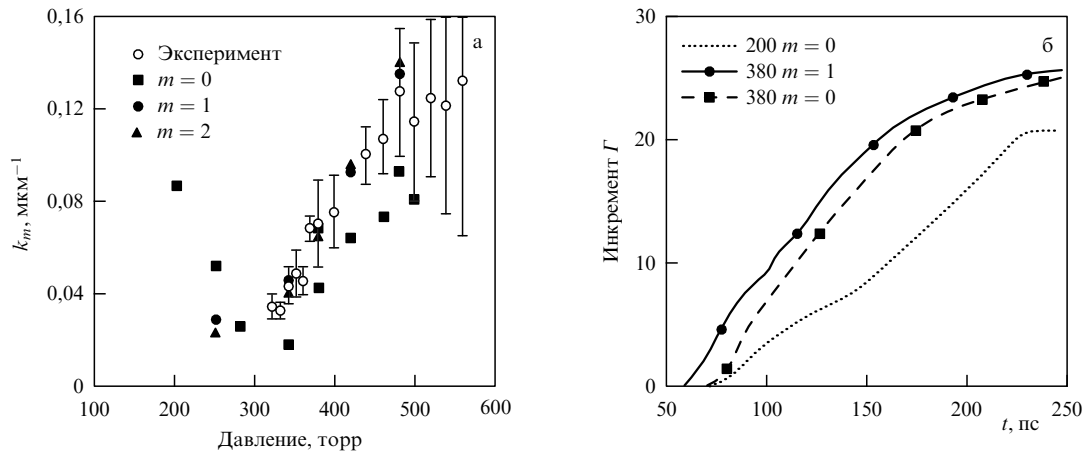


Рис. 12. Параметры модуляции как функции $k_m(p)$ и $\Gamma = \int \beta(k_s, t) dt$.

оказывая влияние на распределение поля $|E_s(r)|^2$ и на уравнение (67). Если при малой теплопроводности неустойчивость в основном обусловлена джоулевым нагревом и ионизацией, то теперь становится существенным вклад пондеромоторной силы. Поэтому общий эффект учёта теплопроводности сводится к подавлению мод $m > 0$ и доминированию мод $m = 0$. Можно предполагать, что действительное решение лежит где-то между этими крайними случаями. Уравнение (67) с учётом электронной теплопроводности, его решение и подробное обсуждение результатов сопоставления рассмотрены в [38].

7. Заключение

В настоящем обзоре рассмотрены процессы, приводящие к возникновению плазменных каналов в каустике аксиона. Отличительная особенность таких каналов состоит в том, что оптический разряд происходит в бесселевом пучке $J_n(r)$, образуя протяжённый плазменный волновод дифракционного диаметра с большим значением параметра рэлеевской длины, $Z_R = \pi d^2/\lambda \gg 1$. При коротком фронте греющего импульса волна пробоя распространяется вдоль оси пучка в режиме бегущего фокуса со скоростью, превышающей скорость света. Расширение плазменного канала примерно соответствует теории цилиндрического сильного взрыва и зависит от энерговклада.

Продольный и поперечный профили параметров плазмы канала зависят от распределения интенсивности в сечении бесселева пучка, которое может иметь разные конфигурации. В частности, интенсивность может иметь трубчатую форму типа J_n^2 ($n > 0$). Возможность варьировать распределение параметров и управлять структурой канала важна для приложений. В этом отношении цилиндрическая симметрия канала даёт дополнительные преимущества по сравнению со сферической, поскольку допускает эффективное применение магнитного поля в разных приложениях, в том числе, например, для магнитного удержания плазмы.

В рассмотренном применении бесселевых пучков разряд создавался в газах в поле лазерного излучения. Но средой воздействия могут служить и прозрачная жидкость, и твёрдое тело. Кроме того, для формирования бесселевых пучков применимо электромагнитное

излучение других диапазонов, а также волновое излучение иной природы, например, акустической [108].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 05-08-50238-а).

Список литературы

1. Maker H D, Terhune R W, Savage C M, in *Quantum Electronics: Proc. of the 3rd Intern. Congress, Paris, France, 1963* (Eds P Grivet, N Bloembergen) (Paris: Dunod; New York: Columbia Univ. Press, 1964) p. 1559
2. Райзер Ю П *УФН* **87** 29 (1965) [Raizer Yu P *Sov. Phys. Usp.* **8** 650 (1966)]
3. Райзер Ю П *Лазерная искра и распространение разрядов* (М.: 1974) [Raizer Yu P *Laser-Induced Discharge Phenomena* (New York: Consultants Bureau, 1977)]
4. Райзер Ю П *УФН* **132** 549 (1980) [Raizer Yu P *Sov. Phys. Usp.* **23** 789 (1980)]
5. Райзер Ю П *Основы современной физики газоразрядных процессов* (М.: Наука, 1980)
6. Островская Г В, Зайдель А Н *УФН* **111** 579 (1973) [Ostrovskaya G V, Zaidel' A N *Sov. Phys. Usp.* **16** 834 (1974)]
7. Райзер Ю П (Ред.) *Действие лазерного излучения. Сборник статей* (М.: Мир, 1968)
8. Durnin J J. *Opt. Soc. Am. A* **4** 651 (1987)
9. Durnin J, Miceli J J (Jr.), Eberly J H *Phys. Rev. Lett.* **58** 1499 (1987)
10. Зельдович Б Я, Пилипецкий Н Ф *Изв. вузов. Сер. Радиофизика* **9** (1) 95 (1966) [Zel'dovich B Ya, Pilipetskii N F *Radiophys. Quantum Electron.* **9** 64 (1966)]
11. Зельдович Б Я, Мульченко Б Ф, Пилипецкий Н Ф *ЖЭТФ* **58** 793 (1970) [Zel'dovich B Ya, Mul'chenko B F, Pilipetskii N F *Sov. Phys. JETP* **31** 425 (1970)]
12. Пятницкий Л Н, Коробкин В В "Волновые пучки с компенсированной дифракцией и протяжённые плазменные каналы на их основе" *Труды ИОФАН* **57** 59 (2000)
13. Бункин Ф В, Коробкин В В, Куриный Ю А, Полонский Л Я, Пятницкий Л Н *Квантовая электроника* **10** 443 (1983) [Bunkin F V, Korobkin V V, Kurinyi Yu A, Polonskii L Ya, Pyatnitskii L N *Sov. J. Quantum Electron.* **13** 254 (1983)]
14. Коробкин В В, Полонский Л Я, Попонин В П, Пятницкий Л Н *Квантовая электроника* **13** 265 (1986) [Korobkin V V, Polonskii L Ya, Poponin V P, Pyatnitskii L N *Sov. J. Quantum Electron.* **16** 178 (1986)]
15. Пятницкий Л Н и др. "Устройство для формирования лазерной искры", Авт. свид. СССР № 1082292 (1984); *Бюлл. изобрет.* (39) 189 (1984); см. также Роспатент. Федеральный институт промышленной собственности. Изобретения (Ретроспективная база данных) — RUPAT_OLD, <http://www.fips.ru/>
16. Пятницкий Л Н и др. "Устройство для получения оптического разряда", Авт. свид. СССР № 1189322 (1986); *Бюлл. изобрет.* (12) 282 (1986); см. также Роспатент. Федеральный институт

- промышленной собственности. Изобретения (Ретроспективная база данных) — RUPAT_OLD, <http://www.fips.ru/>
17. Пятницкий Л Н и др. "Устройство для формирования беселевых пучков электромагнитного излучения в однородной прозрачной среде", Авт. свид. № 1753446 (1992); *Бюлл. изобрет.* (29) 184 (1992); см. также Роспатент. Федеральный институт промышленной собственности. Изобретения (Ретроспективная база данных) — RUPAT_OLD, <http://www.fips.ru/>
 18. Bychkov S, Marin M, Pyatnitsky L, in *X-ray Lasers 1992: Proc. of the 3rd Intern. Colloquium, Schliersee, Germany, 18–22 May 1992* (Ed. E E Fill) (Bristol: IOP Publ., 1992) p. 439
 19. Полонский Л Я, Пятницкий Л Н, Увалиев М И "Плазменный лазер", Авт. свид. СССР № 1432642 (1988); *Бюлл. изобрет.* (39) 243 (1988)
 20. Бычков С С, Марин М Ю, Пятницкий Л Н "Непрерывная лазерная искра", в сб. *Взаимодействие лазерного излучения сверхвысокой интенсивности с плазмой* (Труды ИОФАН, Т. 50) (М.: Наука, 1995) с. 166
 21. Коробкин В В, Пильский В И, Полонский Л Я, Пятницкий Л Н "Импульсный электронный ускоритель", Авт. свид. СССР № 1082294; *Бюлл. изобрет.* (11) (1984)
 22. Марин М Ю и др. *Письма в ЖТФ* **12** 1072 (1986)
 23. Polonskiy L Ya, Goltsov A Yu, Morozov A V *Phys. Plasmas* **3** 2781 (1996)
 24. Бычков С С и др. "Коммутация межэлектродного промежутка плазмой беселева пучка", в сб. *Материалы XIII Междунар. научной школы-семинара Физика импульсных разрядов в конденсированных средах* (Николаев, 2007) с. 51
 25. Марин М Ю, Пильский В И, Полонский Л Я, Пятницкий Л Н "Разрядник", Авт. свид. СССР № 1333180; *Бюлл. изобрет.* (34) 290 (1988); см. также Роспатент. Федеральный институт промышленной собственности. Изобретения (Ретроспективная база данных) — RUPAT_OLD, <http://www.fips.ru/>
 26. Марин М Ю и др. *Письма в ЖТФ* **10** 1322 (1984) [Marin M Yu et al. *Sov. Tech. Phys. Lett.* **10** 558 (1984)]
 27. Полонский Л Я, Пятницкий Л Н, Шейндлин А Е "Способ передачи электроэнергии", Авт. свид. СССР № 1152478; *Бюлл. изобрет.* (12) 184 (1985); см. также Роспатент. Федеральный институт промышленной собственности. Изобретения (Ретроспективная база данных) — RUPAT_OLD, <http://www.fips.ru/>
 28. Марин М Ю, Полонский Л Я, Пятницкий Л Н *Письма в ЖТФ* **12** (3) 146 (1986)
 29. Полонский Л Я, Пятницкий Л Н *Оптика атмосферы* **1** (7) 86 (1988)
 30. Быстров А М, Введенский Н В, Гильденбург В Б *Письма в ЖЭТФ* **82** 852 (2005) [Bystrov A M, Vvedenskii N V, Gildenburg V B *JETP Lett.* **82** 753 (2005)]
 31. Kostin V A, Vvedenskii N V *Czech. J. Phys.* **56** (Suppl. 2) B587 (2006)
 32. Gildenburg V B, Vvedenskii N V *Phys. Rev. Lett.* **98** 245002 (2007)
 33. Liu C S, Tripathi V K *J. Appl. Phys.* **105** 013313 (2009)
 34. Кузелев М В, Рухадзе А А *Физика плазмы* **27** (2) 170 (2001) [Kuzelev M V, Rukhadze A A *Plasma Phys. Rep.* **27** 158 (2001)]
 35. Введенский Н В, Гильденбург В Б *Письма в ЖЭТФ* **76** 440 (2002) [Vvedenskii N V, Gil'denburg V B *JETP Lett.* **76** 380 (2002)]
 36. Бодров С Б, Гильденбург В Б, Сергеев А М *ЖЭТФ* **124** 744 (2003) [Bodrov S B, Gil'denburg V B, Sergeev A M *JETP* **97** 668 (2003)]
 37. Gavrilenko V P et al. *Phys. Rev. A* **73** 013203 (2006)
 38. Cooley J H et al. *Phys. Rev. E* **73** 036404 (2006)
 39. Polesana P et al. *Phys. Rev. A* **77** 043814 (2008)
 40. Akturk S et al. *Opt. Commun.* **282** 129 (2009)
 41. Андреев Н Е и др. *Письма в ЖТФ* **15** (3) 83 (1989) [Andreev N E et al. *Sov. Tech. Phys. Lett.* **15** 116 (1989)]
 42. Андреев Н Е, Аристов Ю А, Полонский Л Я, Пятницкий Л Н *ЖЭТФ* **100** 1756 (1991) [Andreev N E, Aristov Yu A, Polonskii L Ya, Pyatnitskii L N *Sov. Phys. JETP* **73** 969 (1991)]
 43. Andreev N E, Aristov Yu A, in *Nonlinear World: IV Intern. Workshop on Nonlinear and Turbulent Processes in Physics, Kiev, 1989* (Eds V G Bar'yakhtar et al.) Vol. 2 (Singapore: World Scientific, 1990) p. 727
 44. Марин М Ю, Марголин Л Я, Полонский Л Я, Пятницкий Л Н *Письма в ЖТФ* **13** (4) 217 (1987)
 45. Марин М Ю и др. *ЖТФ* **57** 1507 (1987) [Marin M Yu et al. *Sov. Phys. Tech. Phys.* **32** 898 (1987)]
 46. Камушкин А А и др. "Пробой воздуха одночастотным лазерным излучением, сфокусированным аксиконом" *Краткие сообщения по физике ФИАН* (11) 40 (1988)
 47. Pyatnitsky L N, Polonsky L Ya "Optical breakdown plasma in diffraction-free laser beams", in *XIX Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases: ICPIG XIX, Invited Lectures. Studio Plus, Belgrade* (1989) p. 342
 48. Андреев Н Е, Марголин Л Я, Плешанов И В, Пятницкий Л Н *ЖЭТФ* **105** 1232 (1994) [Andreev N E, Margolin L Ya, Pleshanov I V, Pyatnitskii L N *JETP* **78** 663 (1994)]
 49. Mikhaltsova I A, Nalivaiko V I, Soldatenkov I S *Optik* **67** 267 (1984)
 50. Полонский Л Я, Пятницкий Л Н "Фокусирующие системы из конических оптических элементов для спектроскопического лидара", в сб. *Тез. докл. IX Всесоюз. симпозиума по лазерному и акустическому зондированию атмосферы, Туансе, 1986*
 51. Иванов О Г и др. *ЖТФ* **57** 2012 (1987) [Ivanov O G et al. *Sov. Phys. Tech. Phys.* **32** 1212 (1987)]
 52. Пятницкий Л Н *Энергия* (12) 24 (1997)
 53. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Гидродинамика* (М.: Наука, 1988) [Landau L D, Lifshitz E M *Fluid Mechanics* (Oxford: Pergamon Press, 1987)]
 54. Зельдович Я Б, Райзер Ю П *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Физматгиз, 1963) [Zel'dovich Ya B, Raizer Yu P *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (New York: Academic Press, 1966–1967)]
 55. Брагинский С И *ЖЭТФ* **34** 1548 (1958) [Braginskii S I *Sov. Phys. JETP* **7** 1068 (1958)]
 56. Седов Л И *Методы подобия и размерности в механике* (М.: Наука, 1987) [Sedov L I *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics* (Moscow: Mir Publ., 1982)]
 57. Коробкин В В и др. *ЖЭТФ* **53** 116 (1967) [Korobkin V V et al. *Sov. Phys. JETP* **26** 79 (1968)]
 58. Замышляев Б В и др. *Состав и термодинамические функции плазмы*. Справочник (М.: Энергоатомиздат, 1984)
 59. Кестенбойм Х С, Росляков Г С, Чудов Л А *Точечный взрыв. Методы расчета. Таблицы* (М.: Наука, 1974)
 60. Грудницкий В Г, Рыгалин В Н *Журн. вычисл. мат. и мат. физ.* **23** 413 (1983) [Grudnitskij V G, Rygalin V N *USSR Comput. Math. Math. Phys.* **23** (2) 102 (1983)]
 61. Colombant D G, Goldstein S A, Mosher D *Phys. Rev. Lett.* **45** 1253 (1980)
 62. Суходрев Н К "О возбуждении спектра в искровом разряде" *Труды ФИАН* **15** 123 (1961)
 63. Plooster M N *Phys. Fluids* **13** 2665 (1970)
 64. Plooster M N *Phys. Fluids* **14** 2111 (1971)
 65. Карлов Н В и др. *Письма в ЖЭТФ* **14** 214 (1971) [Karlov N V et al. *JETP Lett.* **14** 140 (1971)]
 66. Гасилов В А и др. "Расчет развития осесимметричного теплового взрыва в молекулярном газе", Препринт № 5-138 (М.: ИВТАН, 1984)
 67. Арсеньев Д А, Скворцов В А, Сорокин Г А, в сб. *Вопросы диэлектроматных волн* (М.: Изд-во МФТИ, 1982) с. 63
 68. Гайфулин С А и др., Препринт (М.: ИПМ им. М.В. Келдыша АН СССР, 1983)
 69. Stricker J, Parker J G *J. Appl. Phys.* **53** 851 (1982)
 70. Armstrong R A, Lucht R A, Rawlins W T *Appl. Opt.* **22** 1573 (1983)
 71. Baravian G, Codart J, Sultan G *Phys. Rev. A* **25** 1483 (1982)
 72. Baravian G, Codart J, Sultan G *Phys. Rev. A* **14** 761 (1976)
 73. Мороз П Е *Физика плазмы* **5** 1128 (1979)
 74. Мороз П Е *ЖЭТФ* **77** 1367 (1979) [Moroz P E *Sov. Phys. JETP* **50** 688 (1979)]
 75. Гинзбург В Л, Гуревич А В *УФН* **70** 201 (1960) [Ginzburg V L, Gurevich A V *Usp. Fiz. Nauk* **3** 115 (1960)]
 76. Биберман Л М, Воробьев В С, Якубов И Т *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы* (М.: Наука, 1982) [Biberman L M, Vorob'ev V S, Yakubov I T *Kinetics of Nonequilibrium Low-Temperature Plasmas* (New York: Consultants Bureau, 1987)]
 77. Александров А Ф, Рухадзе А А *Физика сильноточных электро-разрядных источников света* (М.: Атомиздат, 1976)

78. Маркелова Л П, Немчинов И В, Шубадеева Л П *ИМТФ* (2) 54 (1973) [Markelova L P, Nemchinov I V, Shubadeeva L P *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **14** 192 (1973)]
79. Коробкин В В и др. "Динамика сплошного оптического разряда в воздухе", Препринт № 5-127 (М.: ИВТАН, 1984)
80. Андреев Н Е, Плешанов И В, Пятницкий Л Н "Формирование и нелинейное распространение трубчатых пучков электромагнитного излучения", в сб. *Тез. докл. VI Всесоюз. конф. по взаимодействию электромагнитного излучения с плазмой, Душанбе, 1991*
81. Андреев Н Е и др. *Квантовая электроника* **23** 130 (1996) [Andreev N E et al. *Quantum Electron.* **26** 126 (1996)]
82. Марголин Л Я, Пильский В И, Пятницкий Л Н "Условия формирования трубчатых плазменных каналов в лазерной искре", в сб. *VIII конф. по физике газового разряда*. Тез. докл. Ч. 2 (Рязань, 1996) с. 27
83. Андреев Н Е и др. "Моделирование протяженной трубчатой лазерной искры при пробое гелия", в сб. *VIII конф. по физике газового разряда*. Тез. докладов Ч. 2 (Рязань, 1996) с. 29
84. Бычков С С и др. "Протяженная лазерная искра трубчатой конфигурации: экспериментальные исследования и численное моделирование", в сб. *Докл. конф. по физике низкотемпературной плазмы: ФНТП-98* Ч. 1 (Петрозаводск: Петрозаводский университет, 1998) с. 349
85. Бычков С С и др. *Квантовая электроника* **26** 229 (1999) [Bychkov S S et al. *Quantum Electron.* **29** 229 (1999)]
86. Бычков С С и др. "Спектры излучения газовой мишени под воздействием мощных бесселевых пучков нитевидной и трубчатой конфигурации", в сб. *XV Междунар. конф. "Уравнение состояния вещества" Тезисы докладов, Терскол, 2000*, с. 75
87. Пятницкий Л Н *Физика плазмы* **27** 846 (2001) [Pyatnitskii L N *Plasma Phys. Rep.* **27** 799 (2001)]
88. Pyatnitsky L N "Structures of extended laser spark", in *Proc. of the 3rd Intern. Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics in Aerospace Applications* (Moscow: IVTAN, 2001) p. 407
89. Коробкин В В и др. "Физические свойства и закономерности развития сплошных протяженных лазерных искр", Препринт № 5-179 (М.: ИВТАН, 1985)
90. Кобылянский А И и др. "Свойства сплошных протяженных лазерных искр в газах пониженного давления", Препринт № 5-264 (М.: ИВТАН, 1985)
91. Коробкин В В и др. *Квантовая электроника* **12** 959 (1985) [Korobkin V V et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **15** 631 (1985)]
92. Пятницкий Л Н *Прикладная физика* (1) 55 (2003)
93. Milchberg H M, Durfee C G, Lynch J J. *Opt. Soc. Am. B* **12** 731 (1995)
94. Clark T R, Milchberg H M *Phys. Rev. Lett.* **81** 57 (1998)
95. Nikitin S P et al. *Opt. Lett.* **22** 1787 (1997)
96. Fan J et al. *Phys. Rev. E* **62** R7603 (2000)
97. Пятницкий Л Н *Уравнение Навье–Стокса и турбулентные пульсации* (М.: Граница, 2006)
98. Fiedorowicz H et al. *AIP Conf. Proc.* **332** 538 (1994)
99. Mora P, Antonsen T M (Jr.) *Phys. Rev. E* **53** R2068 (1996)
100. Mora P, Antonsen T M (Jr.) *Phys. Plasmas* **4** 217 (1997)
101. Durfee C G (III), Milchberg H M *Phys. Rev. Lett.* **71** 2409 (1993)
102. Durfee C G (III), Lynch J, Milchberg H M *Phys. Rev. E* **51** 2368 (1995)
103. Clark T R, Milchberg H M *Phys. Rev. Lett.* **78** 2373 (1997)
104. Clark T R, Milchberg H M *Phys. Rev. E* **61** 1954 (2000)
105. McWhirter R W P, in *Plasma Diagnostic Techniques* (Eds R H Huddleston, S L Leonard) (New York: Academic Press, 1965) p. 201
106. Fan J, Parra E, Milchberg H M *Phys. Rev. Lett.* **84** 3085 (2000)
107. Fan J et al. *Phys. Rev. E* **65** 056408 (2002)
108. Пятницкий Л Н *Письма в ЖТФ* **28** (6) 66 (2002) [Pyatnitsky L N *Tech. Phys. Lett.* **28** 246 (2002)]

Optical discharge in the field of a Bessel laser beam

L.N. Pyatnitskii

Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences,
ul. Izhorskaya 13, 125412 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-495) 485-99 81. Fax (7-495) 485-99 22
E-mail: pyat7@mail.ru

The propagation features of laser radiation are discussed for the case of axiconic focusing. Issues explored include the nature of gas breakdown in the field of a Bessel laser beam, the gas-dynamic expansion of the breakdown plasma, and how optical discharges and plasma channels are structured.

PACS numbers: **51.50.+v**, **52.80.-s**, **52.90.+z**

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201002c.0165

Bibliography — 108 references

Received 28 February 2009, revised 28 September 2009

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **180** (2) 165–184 (2010)

Physics – Uspekhi **53** (2) (2010)