УДК 537.56

Неоднородности лазерной искры в пучках с компенсацией дифракционной расходимости

Л. Н. Пятницкий
Институт высоких температур РАН, Москва, Россия

Показано, что неоднородности искр в лазерных пучках с компенсированной расходимостью образуют несколько типичных конфигураций. Эти конфигурации определяются структурой волнового пучка. В радиальном направлении структура пучка задана распределением поля бесселева типа, а в продольном — она формируется в результате нелинейного взаимодействия поля пучка со средой. Если длительность греющего импульса превышает наносекунду, на конфигурацию искры, как в гауссовых пучках, влияет процесс распространения оптического разряда, но при этом ведущая точка разряда движется скачкообразно, и наклон ее траектории не совпадает с наклоном падающих лучей.

Неустранимую в принципе дифракционную расходимость можно компенсировать, применяя для фокусировки излучение с коническим волновым фронтом, сходящимся к оси симметрии под углом, равным углу расходимости, $\gamma \sim \lambda/d$ (λ — длина волны излучения, d — диаметр пучка). Образующийся при этом волновой пучок имеет протяженность $L \approx D/2\gamma$ (D — диаметр конуса), которая не зависит от λ и на много порядков превосходит его диаметр, $L/d \sim D/\lambda$.

Ожидалось, что в таком пучке должна была возникать однородная нитевидная лазерная искра, что важно для многих приложений. Однако в действительности в искре часто наблюдались значительные структурные неоднородности, и в работе ставилась задача установления механизма их формирования.

Структурные конфигурации искры

Эксперименты проводились с излучением неодимового лазера (λ = 1,06 мкм), фокусируемого аксиконом. Угол γ у основания конуса варьировался от 18 до 1°, что соответствовало диаметру компенсированного пучка 3—50 мкм при длине 1,5—130 см. Искры создавались в газах разного состава при давлении 0,05—10 атм. Длительность греющего импульса варьировалась в диапазоне 0,1—50 нс, энергия импульса, соответственно, 70—0,6 Дж.

Для изучения состояния структуры плазменного канала был привлечен ряд методов лазерной диагностики. Распределение оптических неоднородностей в канале визуализировалось в свете собственного и рассеянного излучения теневым и шлирен-методами [1]. Эксперименты с импульсом 0,1 нс проводились на установке [2]. Полученные изображения структур регистрировались с помощью электронно-оптических и CCD-камер.

Характерные конфигурации неоднородностей оптического разряда представлены на рис. 1. Кадры *а*1 и *а*2 получены с импульсом энергии E = 0,6 Дж при длительности τ = 0,1 нс. Уровень энергии обусловил выбор среды (закиси азота) и относительно большого угла γ = 18°, которому соответствовал диаметр центральной части пучка $2a$ = 2,6 мкм при длине L = 1,5 см. Состояние неоднородностей в разряде контролировалось с помощью интерферометра Маха-Цендера с лазерной подсветкой (0,53 мкм, 70 пс). Увеличенное изображение интерферограмм регистрировалось CCD-камерой с матрицей длиной 512 мкм. На интерферограммах цифрами указаны номера пикселей матрицы размером 1,6 мкм каждый. Кадры *а*1 и *а*2 (см. рис. 1) зарегистрированы при давлениях 0,27 и 0,67 атм в момент пробоя закиси азота (подсветка, 70 пс, включалась одновременно с греющим импульсом, 100 пс).

Неоднородности оптического разряда проявляются в смещении интерференционных полос равного наклона. На кадрах *а*1 и *а*2 (см. рис. 1) видно, что при давлении 0,27 атм оптический разряд практически однороден, тогда как при 0,67 атм в нем достаточно сильно развиты возмущения. В экспериментах с коротким импульсом малые размеры и быстрое развитие искры не позволили получить картину распределения очагов пробоя непосредственно в момент зарождения. В экспериментах с греющим импульсом большой длительности конфигурацию первичных очагов пробоя удавалось зарегистрировать в свете рассеянного греющего излучения. Типичные картины этих конфигураций воспроизведены на рис. 1, *б*—*ж*, где волновой фронт распространяется слева направо. Приведенные кадры показывают, как выглядят эти структуры при пробое воздуха и аргона.

© Пятницкий Л. Н., 2003

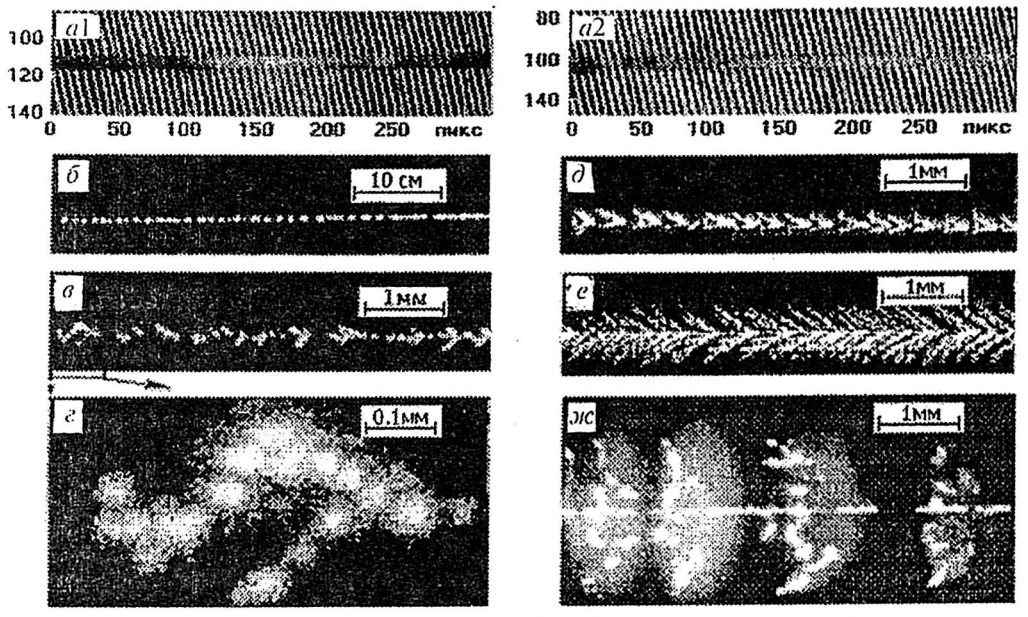

Рис. 1. Характерные конфигурации неоднородного оптического разряда:
*а*1, *а*2 — N_2O при 0,27 и 0,67 атм, τ = 100 пс, E = 0,6 Дж, γ = 18° (пиксель составляет 1,6 мкм); *б* — Ar 0,2 атм, 0,8 нс, 10 Дж, 1°; *в* — воздух 1 атм, 0,8 нс, Дж, 2,5°; *г* — фрагмент кадра (в); *д* — воздух 1 атм, 20 нс, 20 Дж, 5°; *е*, *ж* — воздух и аргон при 1 атм, 40 нс, 70 Дж, 7,5°

На рис. 1, *б* представлен пробой аргона при давлении 0,2 атм в пучке с параметрами E = 10 Дж, τ = 0,8 нс, γ = 1°. При протяженности пучка $L \approx 130$ см в кадр попадает интервал длиной 50 см. Ближе к аксикону (на рисунке слева) интенсивность в пучке ненамного превышает уровень порога пробоя и составляет примерно 1/4 часть от среднего по всей длине значения. Здесь очаги пробоя расположены на оси пучка в виде последовательности точек с пространственным периодом $l \approx 7$ мм. При удалении от аксикона по мере роста интенсивности в пучке отдельные точки пробоя начинают сливаться, проявляя тенденцию к образованию сплошного канала.

На кадре рис. 1, *в* зарегистрирован оптический разряд в воздухе атмосферного давления в пучке с параметрами E = 17 Дж, τ = 0,8 нс, γ = 2,5° ($L \approx 52$ см) при интенсивности, возросшей примерно в 100 раз. Судя по этому кадру, можно говорить не об очагах пробоя, а о структурных блоках. Период продольного распределения таких блоков составляет $l \approx 1{,}1$ мм. В свою очередь, каждый блок состоит из более мелких ячеек размером 0,02—0,05 мм, которые группируются в линии, примыкающие к оси канала. Выделенный фрагмент кадра рис. 1, *в* представлен в увеличенном масштабе на рис. 1, *г*. На нем отчетливо видны и сами ячейки, и как они группируются в отдельные линии. Заметим, угол наклона β этих линий относительно оси значительно превышает угол γ. Поэтому их появление нельзя объяснить движением пробоя навстречу лучу греющего излучения, как это делается при исследовании оптических разрядов в фокусе сферической линзы [3, 4].

Далее, на рис. 1, *д*—*ж* приводятся результаты воздействия волновых пучков, созданных более длинными импульсами. Так, структура рис. 1, *д* создана в атмосферном воздухе пучком с параметрами: E = 20 Дж, τ = 20 нс, γ = 5° ($L \approx 26$ см). По сравнению с экспериментом рис. 1, *в* интенсивность здесь снизилась почти в три раза, но на порядок возросла удельная энергия излучения. Осевая периодичность структуры пробоя проступает и в этом случае, но ее период уменьшился до $l \approx 0{,}28$ мм, а структурные блоки, оставаясь в приосевой зоне, превратились в сплошные плазменные образования.

При дальнейшем повышении энергии и длительности лазерного импульса конфигурация пробоя в атмосферном воздухе сильно изменяется. На рис. 1, *е* оптический разряд сформирован пучком с параметрами: E = 70 Дж, τ = 40 нс, γ = 7,5° ($L \approx 0{,}17$ см). Здесь по отношению к эксперименту рис. 1, *д* интенсивность увеличена в шесть, а удельная энергия в двенадцать раз. К особенностям структуры можно отнести появление лепестков, отходящих от оси симметрии под углом $\beta >> \gamma$, что напоминает елочку. Лепестки расположены вдоль оси на расстоянии $l \approx 0{,}12$ мм друг от друга, и каждый из них состоит из дискретных микроочагов пробоя.

Но особенно заметные изменения структуры происходят при замене атмосферного воздуха аргоном. Конфигурация оптического разряда в

аргоне для пучка с теми же параметрами, что и на рис. 1, *е* (E = 70 Дж, τ = 40 нс, γ = 7,5°), показана на рис. 1, *ж*. В этом эксперименте на первый план выступают крупномасштабные структурные образования воронкообразной формы, разделенные интервалом, превышающим 1 мм. Как известно [4], в аргоне уровень пороговой интенсивности в 5,3 раза ниже (I_{th} = 1,5·10^{10} Вт/см^2), чем в воздухе (I_{th} = 8·10^{10} Вт/см^2). Поэтому при одних и тех же параметрах пучка превышение пороговой интенсивности в аргоне оказывается значительно более существенным, с чем связано изменение структуры при переходе от воздуха (рис. 1, *е*) к аргону (рис. 1, *ж*). Заметим, что и в этом случае на оси видны периодически расположенные очаги пробоя, причем период их распределения, $l \approx 0{,}12$ мм, совпадает с периодом структуры рис. 1, *е*.

Как следует из приведенных данных, в рассмотренных случаях оптического разряда наблюдается продольная периодическая (четочная) структура. Масштаб ее распределения не зависит от сорта газа, давления, энергии и длительности греющего импульса и связан только с углом наклона γ образующей конического волнового фронта. Существуют также и другие виды структуры, более крупного и мелкого масштабов. Очевидна зависимость конфигурации крупномасштабных возмущений не только от свойств пучка, но и от других условий эксперимента, чего нельзя с определенностью сказать о мелкомасштабных возмущениях, обычно присутствующих во всех структурах искр волновых пучков, создаваемых конической волной. Поэтому ниже рассмотрим структуру самого волнового пучка при его взаимодействии со средой распространения.

Структура пучка, создаваемого коническим волновым фронтом

В первых же попытках изучения структуры искры в волновом пучке с компенсацией расходимости была обнаружена продольная структура. Вначале она была обнаружена на ЭОП фотографиях теневограмм [5]. Визуализация первичных очагов пробоя на ранних стадиях в свете рассеянного греющего излучения показала, что продольная структура искры является периодической (четочной) [6]. Одной из причин возникновения структуры предполагается сложный модовый состав излучения лазера. Но эксперименты с одночастотным лазером дали еще более четкие доказательства ее существования [7]. Поэтому по аналогии с гауссовыми пучками [8] появление четочной структуры в такой искре стали связывать [9, 10] с нелинейным распространением лазерного излучения в среде с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = \varepsilon_0 + i\varepsilon'' + \varepsilon_{NL}(|E|^2)$, где ε'' — приводящая к затуханию мнимая часть, а ε_{NL} — определяемый материальными уравнениями среды нелинейный функционал, от которого зависят особенности взаимодействия.

При описании комплексной амплитуды напряженности $E(r, t) = \mathrm{Re}\{eE(r, z)\exp[-i(\omega t - kz)]\}$ поля за аксиконом (с апертурой R) использовалось уравнение

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

где $k^2 = (\omega/c)^2\,\varepsilon_0$, с граничным условием фокусировки излучения аксиконом

$$E(r, z = 0) = E_{in}(r)\exp(-i\,kr\sin\gamma). \quad (2)$$

В условии (2) $E_{in}(r > R) = 0$, $E_{in}(r \le R) = I^{1/2}(r)$, $I_{in}(r)$ — интенсивность фокусируемого пучка.

Линейное ($\varepsilon'' = \varepsilon_{NL} = 0$) решение $E^{(0)}$ граничной задачи (1) и (2) в приосевой ($r < z\sin\gamma$, $kr^2 < z$) области дает на участке $\lambda/\sin^2\gamma << z < L$ распределение поля, которое с хорошим приближением можно выразить через функцию Бесселя $J_0(kr\sin\gamma)$ с медленно меняющейся амплитудой $E_0(z)$

$$\left|^{(0)}(r,z)\right| = \left|E_0(z)\right|J_0(kr\sin\gamma), I \sim E_0^2(z)J_0^2(kr\sin\gamma). \quad (3)$$

Как показано в [10], для различных видов нелинейности решение (1), (2) может приводить к модуляции продольного распределения амплитуды поля $E(z)$ с характерным масштабом

$$l = 2\,\lambda/\sin^2\gamma. \quad (4)$$

На рис. 2, *а* показано радиальное распределение интенсивности в эксперименте для угла γ = 5°. Значения нулей функции Бесселя, r_n, приведены на шкале справа. Рис. 2, *б* демонстрирует продольную модуляцию поля $|E|/E_0$ на оси в зависимости от длины z/l для четырех значений параметра E_0/E_*. Графики построены по результатам [9] численного решения системы (1), (2) в условиях квазистационарного нагрева плазмы без учета отражения греющего излучения и при $\varepsilon_{NL} = (n/n_{cr})(|E|/E_*)^2$, где n и n_{cr} — концентрация электронов и ее критическое значение для частоты ω, а E_* — критическое значение поля для самофокусировки при данном виде нелинейности. Комбинация радиального и продольного распределений поля в бесселевом пучке образуют систему максимумов интенсивности, фрагмент структуры которой показан на рис. 3 [11].

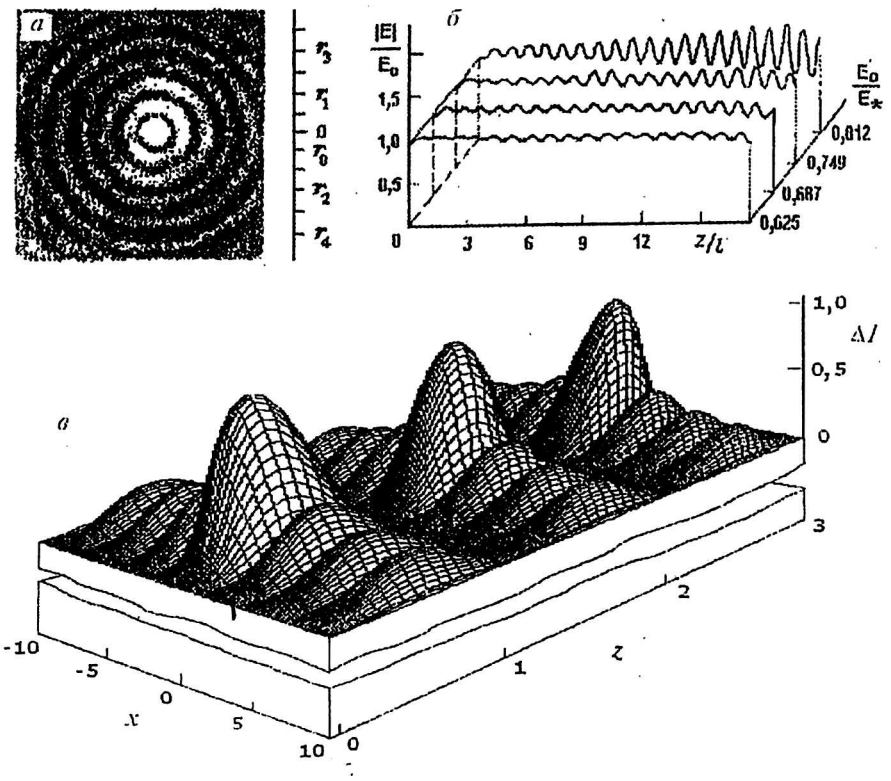

Рис. 2. Поле в пучке за аксиконом:
а — радиальное распределение для γ = 5°;
б — продольное распределение;
в — схема структуры

На рис. 2, *в* радиус пучка представлен аргументом функции Бесселя, $x = kr \sin\gamma$, а его длина выражена в масштабе l продольной структуры, z/l. Чтобы подчеркнуть эффект, относительная интенсивность условно изображена в виде ее переменной части ΔI в осевом (горизонтальном) сечении. Значение $x = 0$ соответствует оси симметрии пучка. Расстояния между соседними радиальными и продольными максимумами составляют $\delta r \approx \lambda/2\sin\gamma$ и $l = 2\lambda/\sin^2\gamma$, $\delta r << l$.

Модуляция (4) возникает, когда мощность излучения в центральной (а следовательно, и в каждой кольцевой) зоне радиального распределения (3) соответствует значению, близкому к критическому E_*^2 для самофокусировки. Например, в случае нелинейности, принятой при расчете зависимостей рис. 2, *б*, это значение должно удовлетворять условию [10]

$$0{,}2 \le \frac{n}{n_{cr} - n} \frac{1}{\sin^2\gamma} \frac{\left|E^{(0)}\right|^2}{E_*^2} \le 1. \qquad (5)$$

При ослаблении поля его продольная модуляция убывает, и за нижним пределом условия (5) она не возникает. В противоположном случае одновременно с основной структурой (4) возможно появление крупномасштабной структуры с периодом $l_1 \sim 10\ l$ [10]. В пользу структуры типа (4) были высказаны соображения, основанные на учете рефракции греющего излучения при движении фронта ионизации [12]. При уровне интенсивности $5\cdot10^{13}$ Вт/см^2 на аксиальную модуляцию могут также влиять процессы нелинейного поглощения поля пучка. Эти процессы развиваются в результате взаимодействия поля с резонансными модами образующегося плазменного канала искры, что приводит к модуляции нагрева плазмы и распределению неоднородностей канала, зависящему от начального давления среды [13].

Определение структуры пробоя при длительности импульса 100 пс

Искры рис. 1 получены с интенсивностями в пучке до 10^{12} Вт/см^2, что ниже той, при которой начинается нелинейное поглощение излучения. Исключение составляют только оптические разряды на кадрах *а*1 и *а*2 (см. рис. 1), которые получены с коротким греющим импульсом. Так как при этом интенсивность была порядка $5\cdot10^{13}$ Вт/см^2, структура первичных очагов пробоя требует дополнительного анализа. Проблема состоит в том, что интерферограммы *а*1 и *а*2 (см. рис. 1) с импульсом $\tau = 100$ пс не позволяют непосредственно определить структуру первичных очагов пробоя из-за недостаточного пространственно-временного разрешения. Поэтому рассмотрим состояние этих каналов (N_2O при давлениях 0,27 и 0,67 атм) на более поздних стадиях развития. Для этого обратимся к интерфе-

рограммам рис. 3, которые зафиксированы соответственно через 100 и 250 пс после старта греющего импульса.

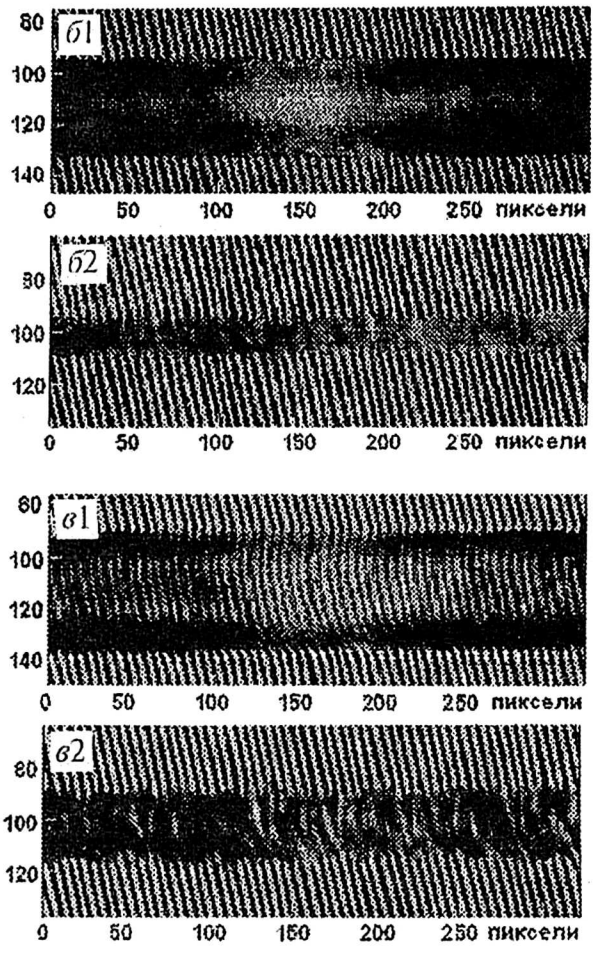

Рис. 3. Состояние каналов искр а1 и а2 (рис. 1) в развитии: б, в — задержки подсветки 100 и 250 пс; б1, в1 — 0,27 атм N_2O; б2, в2 — 0,67 атм N_2O

Интерферограммы *а*1 (см. рис. 1), *б*1 и *в*1 (см. рис. 3) показывают, что при давлении 0,27 атм канал сохраняет однородность. И, наоборот, из кадров *а*2 (см. рис. 1), *б*2 и *в*2 (см. рис. 3) следует, что при давлении 0,67 атм интерферометр регистрирует неоднородности с самого начала, в период действия греющего импульса. Заметим, контуры искровых каналов видны на фоне интерференционных полос равного наклона, смещение которых соответствует изменению плотности среды. При этом картина их смещения на интерферограммах *а*2 (см. рис. 1), *б*2 и *в*2 (см. рис. 3) свидетельствует в пользу дискретного характера разряда, т. е. можно считать, что канал в целом формируется на фоне волн возмущений, источниками которых являются первичные микроочаги пробоя. На основе этого наблюдения восстановим структуру оптического разряда в момент пробоя расчетным путем, пользуясь интерферограммой *в*2 (см. рис. 3).

По оси z в поле зрения CCD-камеры попадает $N = 56$ интерференционных полос, и можно построить зависимость их смещения от координаты $z = Nh$ (h — расстояние между полосами), которая дает распределение возмущений плотности $\delta(N)$ по длине канала для данного радиуса r. Такие зависимости $\delta(N)$ построены на рис. 4 для разных значений радиуса r канала разряда.

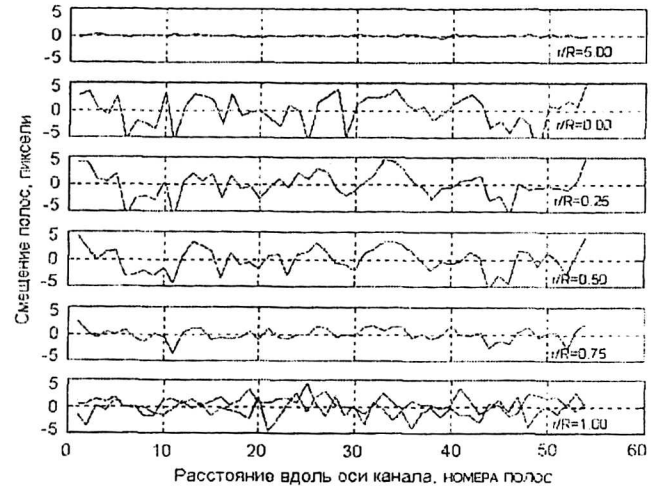

Рис. 4. Продольные распределения пульсаций в канале (кадр в2 рис. 3) для разных r/R

На рис. 4 радиус дан как отношение r/R, где $2R = 41{,}0$ мкм — средний диаметр канала *в*2 (см. рис. 3). Верхний график рис. 4 отражает поведение полос вдали от канала, $r/R = 5$, и фактически демонстрирует периодичность их расположения. Далее приведены зависимости смещения полос на оси канала, $r/R = 0$, а также вдоль линий, удаленных от оси на расстояния $r/R = 0{,}25$; 0,50 и 0,75. Последний график, $r/R = 1$, описывает радиальное смещение верхней и нижней границ канала.

Картина распределения возмущений плотности подтверждает дискретный характер пробоя. Очевиден и механизм образования распределений рис. 4. Каждый микроочаг создает зону повышенной температуры и давления, которая затем распространяется как сферическая волна. Она представляет собой шаровой слой с пульсирующими гидродинамическими параметрами [14]. Суперпозиция этих волн формирует наблюдаемые пульсации плотности.

Естественно предполагать, что очаги пробоя возникают в максимумах интенсивности пучка. Если справедливо решение (3), и структура пучка соответствует схеме рис. 3, *в*, то вдоль оси образуется периодическая цепочка максимумов, разделенных расстоянием $l = 2\lambda/\sin^2\gamma$, равным в нашем случае $l \approx 21$ мкм. В сечении пучка структура определяется кольцами функции Бесселя, радиусы которых в масштабе радиуса $R = 20{,}5$ мкм

заданы последовательностью безразмерных значений: a = 0,063; 0,145; 0,227,... . Однако возникает вопрос, в каких именно максимумах происходит пробой. Для решения этого вопроса применим метод моделирования [15].

Пусть зона пробоя ограничена одним из колец функции Бесселя (или ее центральной частью) диаметром $2a$ и рассредоточена по продольным максимумам, число которых (на длине 512 мкм) равно 24. В силу симметрии задачи процесс распространения можно описать двумя координатами: продольной z и радиальной r. Для сопоставления расчетов с результатами измерений координату z и смещение полос удобно выразить в масштабе h (шаг интерференционных полос вдоль оси z), и исследовать структуру на том же отрезке, который наблюдается в эксперименте, $\{z_1, z_2\} = \{0,55\}$. Следует учесть также то обстоятельство, что смещение интерференционных полос соответствует суммарному набегу фазы волны вдоль хорды y цилиндрического канала.

Зададим положение хорды координатами $z = (z_2 - z_1)/2$, $r_0 = R/2$. Ее длина составит $2r_0\mathrm{tg}\varphi$, где φ — азимутальный угол, а координата y меняется вдоль половины хорды от 0 до $r_0\mathrm{tg}\varphi$. Суммирование по длине хорды должно включать все возмущения, которые возникают в точках $pz(z)$ на длине $\{z_1, z_2\}$. Не ограничиваясь никакими предположениями, введем следующие параметры: возможное смещение Q последовательности точек $pz(z)$ в целом, $Q < 1$; интервал случайных отклонений точек $pz(z)$ от их равномерного распределения, $q < 0,5$; длительность t_0 той части греющего импульса τ, в течение которой возникает пробой; интервал случайного разброса pt момента пробоя в точках $pz(z)$; число возмущений k на длине исследуемой части канала $\{z_1, z_2\}$ с учетом краевых эффектов; функцию $f(r)$ распределения параметров в исходном возмущении; число элементов суммирования m вдоль хорды y. Величины pt, t_0 и τ выразим в масштабе времени развития канала до момента наблюдения структуры, 250 пс, так что длительность греющего импульса окажется равной τ = 0,4. Выпишем вариант начальных условий задачи полностью:

$$a = \{0,063;\ 0,145;\ 0,227\};\ k = 25;\ \tau = 0,4;$$

$$t_0 = 0,4;\ \{z_1, z_2\} = \{-1,56\};\ \{y_1, y_2\} = \{0,\ r_0\mathrm{tg}(\pi/3)\};$$

$$f(r) = 1;\ m = 11;\ Q = 1;\ q = 0.$$

Пусть в момент $t = 0$ зона пробоя имеет вид шарика радиуса a с центром в начале координат. Внутри шарика, $r < a$, возмущение плотности ρ представим произвольной функцией $f(r)$. Вне шарика, $r > a$, плотность $\rho_0 = 1$, и ее избыток $\rho = 0$. Для распространения возмущения имеем:

если $r - a > c\,t > r + a$: если $r - a < c\,t < r + a$:

$$\rho = 0; \qquad \rho = f(r)\frac{(r - ct)}{r}. \quad (6)$$

На расстоянии $r >> a$ возмущение, независимо от первоначальной формы, приобретает вид шарового слоя толщиной $2a$, в котором пульсации плотности заданы функцией $f(r)$. Таким образом, выражение (6) определяет конфигурацию возмущения и его внутреннюю структуру при распространении в канале. Суммарное возмущение находится суперпозицией волн (6).

Результаты расчетов для исходных размеров возмущений a = 0,063; 0,145; 0,227 (центральная часть, первое и второе кольца функции Бесселя) приведены на рис. 5 (кривые 1—3, соответственно). Там же воспроизведено экспериментальное распределение возмущений (кривая E) с принятым в расчетах рис. 4 прицельным параметром r_0/R = 0,5. Слева собраны распределения возмущений плотности, а справа — пространственные спектры этих распределений вдоль линии r_0/R = = 0,5. Жирными линиями выделены данные эксперимента (E) и результаты расчетов для a = 0,145.

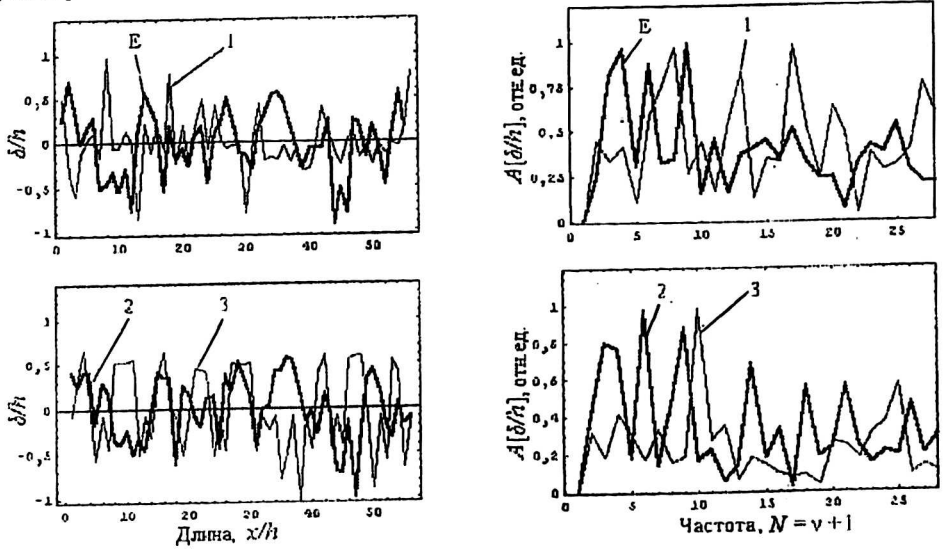

Рис. 5. Продольная (r_0/R =0,5) структура пульсаций плотности в искровом канале по данным эксперимента (E) и результатам расчета для значений a = 0,063 (1); 0,145 (2); 0,277 (3)

Сравнение зависимостей показало, что наибольшее согласие с экспериментом демонстрируют графики для $a = 0{,}145$. В случае $a = 0{,}063$ масштаб структур был слишком мал, тогда как при $a = 0{,}277$ — слишком велик. Поэтому дальнейшее уточнение характеристик структуры и подбор исходных параметров производились для $a = 0{,}145$. Варьировались: число возмущений k, распределение pz (включая смещение Q всей последовательности и диапазон разброса q), период t_0 зарождения микропробоев и вид функции $f(r)$.

Оказалось, что точнее всего структура возмущений в канале описывается при следующих значениях варьируемых параметров: $k = 25$; $t_0 = 0{,}2$; $Q = 0{,}17$; $q = 0$; $f(r) = 1$. Согласно этим данным, микропробои N_2O возникают в течение $t_0 = 0{,}2$ (~50 пс) в каждом осевом максимуме (4), и отклонение от периода $l = 21$ мкм не превышает нескольких процентов. Область первичного очага не выходит за пределы второго нуля функции Бесселя, что соответствует радиусу 2,9 мкм. Заметим, что $t_0 = 0{,}2$ означает, что среда пробивается при интенсивности излучения на уровне 0,8 от ее максимума, и для пробоя в следующих кольцах радиального распределения пучка интенсивность становится недостаточной.

Таким образом, при длительности греющего импульса $\tau = 100$ пс и энергии $E = 0{,}6$ Дж в основе структуры оптического разряда лежит механизм нелинейного взаимодействия, который соответствует схеме рис. 3. Продольная структура искры реализуется в максимумах тех колец радиальной структуры, где интенсивность достаточна для пробоя и удовлетворяется условие (5).

Механизм образования сложных структур искры

В рассмотренном случае $t_0 = 50$ пс за время действия излучения граница микропробоя успевает сместиться не более чем на 1 мкм, и сам микропробой напоминает точечный взрыв со свободно движущейся взрывной волной. Но при затягивании импульса излучение может влиять на этот процесс. Большой материал по распространению оптического разряда накоплен при изучении лазерной искры в фокусе сферической линзы [3, 4]). Установлено, что порог пробоя пропорционален потенциалу ионизации и снижается при увеличении давления, диаметра фокального объема и длительности лазерного импульса. Навстречу лазерному излучению пробой распространяется со скоростью 10^7—10^8 см/с как волна ионизации, волна пробоя или световая детонация. Оптический разряд развивается асимметрично, так как скорость бокового расширения близка к скорости звука в возникающей плазме, что значительно ниже указанных величин.

Подобные явления происходят и при фокусировке излучения аксиконом, однако здесь необходимо учитывать еще и структуру поля бесселева пучка (см. рис. 2, *в*). Когда интенсивность только начинает превышать пороговое значение, пробой происходит лишь в центральной каустике, $x_0 = 2{,}4$. При соблюдении условия типа (5) вдоль оси z формируется модуляция с периодом l. По мере повышения энергии лазерного импульса зона первичного пробоя охватывает последовательно удаленные от кольца функции Бесселя ($x_i = 5{,}52$; 8,65; ...).

С ростом диаметра микропробоя увеличивается и расстояние в отношении a_i/a_0, на котором он влияет на структуру канала. Это влияние может проявиться в понижении потенциала ионизации и изменении ограничений (5) в соседних радиальных максимумах. На этом этапе сказывается увеличение длительности импульса, которое может создать условия для взаимодействия излучения с созданной пробоем плазмой. В результате пробой распространяется скачкообразно.

Рассмотрим структуры для импульсов наносекундного диапазона (см. рис. 1, *б*—*е*). В эксперименте с аргоном (0,2 атм) при длительности импульса $\tau = 0{,}8$ нс (см. рис. 1, *б*) хорошо различимы и сами микропробои, и соответствие их распределения позициям центральных максимумов бесселева пучка. Разрешение структуры стало возможным благодаря ее наблюдению в свете рассеянного излучения и малому углу $\gamma = 1°$ ($l \approx 7$ мм). И хотя импульс стал длиннее почти на порядок, примерно во столько же раз ($\delta a \approx 30$ мкм) увеличилось расстояние до следующего ряда максимумов, расположенных в каустике первого бесселева кольца.

Интенсивность на начальном (слева) участке разряда находится на уровне порога пробоя, а ее фактическое значение соответствует энергии импульса $E \approx 2{,}5$ Дж. Воспользуемся этим при сопоставлении условий пробоя в разных экспериментах. Заметим, что порог пробоя в аргоне при давлении 0,2 атм в 5,3 раза выше, чем при атмосферном давлении, и в 2,6 раза ниже по сравнению с атмосферным воздухом [4]. Поэтому для пороговых параметров пучка в воздухе примем $E^* = 6{,}5$ Дж, $\gamma = 1°$, $\tau = 0{,}8$ нс, полагая, что при этих параметрах пробой в атмосферном воздухе возникает в пределах максимумов продольной структуры центральной каустики, разделенных расстоянием l.

Для оценки условий образования структур, показанных на рис. 1, найдем отношение плотности мощности и энергии излучения в пучках

к их пороговым значениям с помощью соотношений $w \sim E\gamma^3/\tau$ и $\varepsilon \sim E\gamma^3$. Приведем также экспериментальные данные о радиусах r_i структуры пробоя. Для пучка рис. 1, *б* значения этих величин примем равными единице, $w_b = \varepsilon_b = 1$. Тогда для пучков рис. 1, *в—ж* получим ($w_c = w_d$, $\varepsilon_c = \varepsilon_d$, $r_c = r_d$):

$$w_c = 40{,}6;\ \varepsilon_c = 40{,}6;\ r_c = 0{,}1 \text{ мм};$$

$$w_f = 91{,}2;\ \varepsilon_f = 4{,}56\cdot10^3;\ r_f = 0{,}31 \text{ мм};$$

$$w_e = 15{,}4;\ \varepsilon_e = 384;\ r_e = 0{,}08 \text{ мм};$$

$$w_g = 1250;\ \varepsilon_g = 6{,}3\cdot10^4;\ r_g = 1{,}1 \text{ мм}.$$

Функция Бесселя позволяет с помощью имеющихся данных по w_i найти номер n кольца, в котором относительная плотность мощности достигает порога пробоя, а также значение аргумента функции, $x = kr\sin\gamma$:

$$x_c = 25{,}7;\ n_c = 8; \quad x_e = 10{,}0;\ n_e = 3;$$

$$x_f = 59{,}0;\ n_f = 19; \quad x_g = 803;\ n_g = 251. \quad (7)$$

Но те же величины можно определить по экспериментальным значениям радиусов r_i (m — другое обозначение номера кольца функции Бесселя):

$$x_c = 25{,}8;\ m_c = 8; \quad x_e = 51{,}7;\ m_e = 16;$$

$$x_f = 238;\ m_f = 74; \quad x_g = 850;\ m_g = 266. \quad (8)$$

В канале рис. 1, *в, г* плотность мощности возрастает почти в 41 раз по сравнению с каналом рис. 1, *б* при той же длительности импульса, что дает более сложную структуру. Вместо отдельных центров пробоя появляется множество микропробоев, которые объединены в группы. Расстояние между их центрами равно периоду продольной структуры $l = 1{,}1$ мм (угол $\gamma = 2{,}5°$), а оба метода определения номера кольца (7) и (8) дают одно и то же значение $n_b = m_b = 8$. Как видно из рис. 1, *г*, структурная группа очагов пробоя по форме напоминает распределение поля в максимуме продольной структуры пучка, показанной на рис. 2, *в*. Поэтому пробой, скорее всего, локализуется в точках пересечения продольной структуры пучка с тем внешним кольцом радиальной структуры, в котором интенсивность достигает порогового значения.

Продольная структура рис. 1, *д* имеет период $l = 0{,}28$ мм и точно соответствует его расчетному значению для $\gamma = 5°$. Но значения номера кольца бесселевой функции, вычисленные двумя указанными методами, дают совершенно разные результаты, $n_e = 3$ и $m_e = 16$. Причина такого расхождения, видимо, связана с длительностью импульса, которая составляет $\tau = 20$ нс и более чем в 20 раз превосходит длительность импульса предыдущего испытания. При низкой удельной мощности излучения $w_e = 15{,}4$ (9) энергия $\varepsilon_e = 384$ возрастает почти в 10 раз. При таком уровне мощности первичные очаги пробоя, скорее всего, возникают в области локализации первых трех колец структуры пучка ($n_e = 3$). Но цуг волн греющего излучения [16] длиной 6 м поддерживает процесс распространения пробоя и после появления первичных очагов.

В таких условиях в фокусе сферической линзы фронт пробоя движется навстречу излучению со скоростью $\upsilon \sim 10^7$ см/с. В других направлениях происходит тепловое расширение плазмы, но с гораздо меньшей скоростью, $u \sim 10^6$—$5\cdot10^6$ см/с [17]. Появлению плазмы предшествует волна ионизации. При аксиконной фокусировке фронт первичного пробоя тоже может двигаться навстречу лучу. Однако, в отличие от случая сферической фокусировки, в бесселевом пучке вне пределов зоны пробоя могут возникать другие максимумы интенсивности. В каждом таком максимуме поле пучка способно поддержать распространение пробоя. И если максимум попадает в область распространения ионизационной волны, которая снижает порог пробоя, то в нем образуется новый очаг пробоя. Получается своеобразная комбинация радиационного (ионизационного) механизма и механизма волны пробоя.

Пусть υ и u — скорости распространения пробоя навстречу лучу и в боковом направлении, δr_i — расстояние между соседними кольцами радиальной структуры, а δr_γ — расстояние между теми же кольцами, но в направлении угла γ, т. е. $\delta r_\gamma = \delta r_i/\sin\gamma$. Так как угол γ мал и $\delta r_i << \delta r_\gamma$, то фронт бокового расширения плазмы проходит через максимум соседнего кольца раньше, чем волна, движущаяся навстречу лучу. Поэтому направление распространения пробоя отклоняется от угла γ. В результате волна пробоя распространяется по точкам структуры бесселева пучка под углом $\beta >> \gamma$.

Составляющие суммарной скорости в направлении оси z и вдоль радиуса r можно представить как $\upsilon_z \approx \upsilon\cos\gamma$ и $\upsilon_r \approx \upsilon\sin\gamma + u$. Тогда угол β определится соотношением

$$tg\beta \approx \frac{\upsilon\sin\gamma + u}{\upsilon\cos\gamma}. \quad (9)$$

Например, для $\upsilon = 10^7$ см/с, $u = 2\cdot10^6$ см/с имеем $\beta = 16°$, что совпадает с наклоном $\beta = 13$—$17°$, измеренным по изображению канала рис. 1, *д*.

В дальнейшем при достаточно длинном греющем импульсе и малом угле γ область снижения порога пробоя может заполнить пространство между первичными очагами, и тогда скопление близко расположенных микроочагов

сливается в сплошное плазменное тело. Например, в случае бесселева пучка рис. 1, *д* за время $t \sim 0{,}5\tau$ ($\tau = 20$ нс) при скорости $u = 2 \cdot 10^6$ см/с размер плазменного образования увеличивается на $\delta r \geq 0{,}2$ мм, тогда как $\delta r_i = 0{,}006$ мм. Следовательно, в этом эксперименте условие $\delta r > \delta r_i$ выполняется, и в областях скопления микропробоев рис. 1, *д* наблюдаются сплошные плазменные сгустки.

Структура рис. 1, *е* отличается от структуры рис. 1, *д* в количественном отношении, но не качественно. Действительно, нахождение номера кольца радиальной структуры пробоя по интенсивности излучения (7) дает $n_f = 19$ ($x_f = 59{,}0$), тогда как измеренное значение радиуса зоны пробоя (8) соответствует кольцу, номер которого $m_f \approx 74$ ($x_f = 283$). Понятно, что в формировании структуры участвуют те же механизмы, а увеличение числа колец, вовлеченных в процесс пробоя, связано с повышением плотности мощности и энергии излучения. Поэтому боковые лепестки структуры оказываются длиннее, чем в случае рис. 1, *д*. Увеличение удельной мощности и угла γ приводит также к росту наклона лепестков (угла β). Однако больший угол γ препятствует слиянию микропробоев, и этот процесс можно наблюдать только в приосевой зоне структуры. Пользуясь выражением (9), можно оценить отношение скоростей (u/υ). Для структуры рис. 1, *е* угол наклона лепестков $\beta \approx 36°$, откуда $(u/\upsilon) \approx 0{,}56$.

В эксперименте рис. 1, *ж* удельная мощность ($w_g = 1250$), как и удельная энергия ($\varepsilon_g = 6{,}3 \cdot 10^4$), увеличена еще на порядок при той же длительности импульса, что и на рис. 1, *е*. Соответственно, интенсивность намного превосходит пороговое значение, и пробой захватывает кольцо радиальной структуры $n_g \approx 250$ (при значении $x_g \approx 803$). В то же время по измерениям радиуса (8) $m_g \approx 266$, $x_g = 851$. Поэтому можно предполагать, что механизм структурообразования в своей основе сохраняется. Однако высокий уровень превышения порогового значения интенсивности приводит к важным изменениям.

Очаги пробоя на рис. 1, *ж* имеют вид крупных ярких пятен и расположены по периферийным кольцам радиальной структуры. Большие размеры очагов и, по-видимому, высокая концентрация электронов плазмы в значительной степени экранируют внутреннее пространство канала от воздействия излучения. Интенсивности в центре канала хватает только для пробоя в осевой каустике, и то не на всем протяжении. Поэтому, как видно из рис. 1, *ж*, можно обнаружить только прерывающиеся фрагменты боковых лепестков структуры. Экранированием объясняется и редкое расположение групп пробоев.

Найдем отношение скоростей (u/υ) для этих групп пробоя. Измеряя угол β по наклону контуров лепестков, имеем $\beta \approx 48°$, что соответствует $(u/\upsilon) \approx 1$ и свидетельствует о детонационном механизме распространения пробоя. Таким образом, при сильном превышении интенсивности над порогом структура оптического разряда вырождается в систему групп пробоев, и очаги пробоя распространяются в соответствии с детонационным механизмом.

Заключение

Неоднородности лазерной искры в волновых пучках с компенсацией дифракционной расходимости связаны прежде всего со структурой самого пучка. Радиальное распределение поля пучка описывается функцией Бесселя с кольцевыми максимумами. Нелинейное взаимодействие со средой распространения обусловливает продольную модуляцию поля. Совокупность этих распределений образует пространственную структуру максимумов, в которых возникают предпочтительные условия для микропробоев. Структура искры зависит от интенсивности и длительности греющего импульса. Короткие импульсы создают микропробои, подобные точечным взрывам, из которых каждый охватывает соответствующее интенсивности число колец функции Бесселя. Длинные импульсы взаимодействуют с созданной пробоем плазмой, формируя структуры разных конфигураций, вид которых зависит от длительности и интенсивности греющего излучения. Общим свойством этих структур является их дискретный характер. Для интенсивности до $\sim 5 \cdot 10^{13}$ Вт/см^2 периодическая продольная структура не зависит от сорта газа и давления. При более высоких интенсивностях такая независимость может нарушаться. Тем не менее в экспериментах с лазерными импульсами наносекундного диапазона продольная структура с характерным масштабом $l = 2\lambda/\sin^2\gamma$ наблюдалась для всех использованных длин волн (0,53; 0,69; 1,06 и 10,6 мкм) и углов γ (1—20°), в разных газах (благородные газы, воздух, азот, закись азота, двуокись углерода и др.) и в широком диапазоне давлений от 0,05 до 100 атм [17—19].

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект 02-02-16613).
Автор выражает благодарность Л. Я. Марголину за совместные полезные дискуссии.

Литература

1. *Пятницкий Л. Н., Коробкин В. В.* Волновые пучки с компенсированной дифракцией и протяженные плазменные каналы на их основе. Труды ИОФАН. 2000. Т. 57. С. 59—111.

2. *Clark R., Milchberg H. M.*//Phys. Rev. E. 1998. V. 57. P. 3417; *Fan J., Clark T. R. Milchberg H. M.*//Applied Physics Letters. 1998. V. 73. P. 3064.

3. *Райзер Ю. П.* Пробой и нагревание газов под действием лазерного луча//УФН. 1965. Т. 87. В. 1. С. 29—64; Лазерная искра и распространение разрядов//УФН. М., 1974; 1080. Т. 132. С. 549.

4. *Островская Г. В., Зайдель А. Н.* Лазерная искра в газах//УФН. 1973. Т. 111. В. 4. С. 579—615.

5. *Воробьев В. Б., Марин М. Ю., Пильский В. И., Полонский Л. Я., Пятницкий Л. Н.* Модуляторы добротности резонатора лазера и их применение для исследования структуры сплошного оптического разряда в воздухе: Преп. ИВТАН № 5—145. М., 1984. — 25 с.

6. *Марголин Л. Я., Полонский Л. Я., Пятницкий Л. Н.* Рассеяние греющего излучения протяженной лазерной искрой//Письма ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 4. С. 218—223.

7. *Камушкин А. А., Клинков В. К., Коробкин В. В., Марголин Л. Я., Полонский Л. Я., Пятницкий Л. Н.* Пробой воздуха одночастотным лазерным излучением, сфокусированным аксиконом//Краткие сообщения по физике. 1988. № 11. С. 40—41.

8. *Луговой В. Н., Прохоров А. М.* Теория распространения мощного лазерного излучения в нелинейной среде//УФН. 1983. Т. 111. В. 2. С. 203—260.

9. *Андреев Н. Е., Батенин В. М., Марголин Л. Я., Полонский Л. Я., Пятницкий Л. Н., Аристов Ю. А., Зыков А. И., Тертеров Н. М.* Эффект самомодуляции бездифракционных лазерных пучков//Письма ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 3. С. 83—87.

10. *Андреев Н. Е., Аристов Ю. Ф., Полонский Л. Я., Пятницкий Л. Н.* Бесселевы пучки электромагнитных волн: самовоздействие и нелинейные структуры//ЖЭТФ. 1991. Т. 100. В. 6. С. 1756—1766.

11. *Пятницкий Л. Н.* Структуры плазменных каналов бесселевых пучков//Физика плазмы. 2001. Т. 27. № 9. С. 846—858.

12. *Марголин Л. Я., Чеготов М. В., Шпатовская Г. В.* Численное моделирование ионизационной рефракции бесселева пучка в гелии. Тр. XVI Междун. конф. "Воздействие интенсивных потоков энергии на вещество". 2001. С. 32—34.

13. *Cooley J., Antonsen T.* (IREAP, USA); *Milchberg H., Fan J., Parra E.* (IPST, USA); *Margolin L., Pyatnitskii L.* (IHT RAS, RF). Parametric Instability in the Formation of Plasma Waveguides//Phys. Rev. Let. (в печати).

14. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Гидродинамика. — М.: Наука. 1988.

15. *Пятницкий Л. Н.* Моделирование турбулентности// ЖЭТФ. 2001. Т. 119. В. 4. С. 665—684.

16. *Коробкин В. В., Костиков К. А., Марголин Л. Я., Полонский Л. Я., Пятницкий Л. Н.* Рассеяние греющего излучения при оптическом пробое газов атмосферного давления в каустике аксикона. Преп. ИВТАН № 5-215. М., 1987. — 31 с.

17. *Зельдович Б. Я., Мультченко Б. Ф., Пилипецкий.* Наблюдение протяженной световой искры//ЖЭТФ. 1970. Т. 58. В. 3. С. 793—795.

18. *Apollonov V. V., Firsov K. N., Kazantsev S. Yu., Kononov I. G., Polyakov D. N., Saifulin A. V., Vasiliak L. M.* Electric discharge guiding by continous laser spark produced with conical mirror. Proc. XXV Conf. Phen. Ionized Gases. Nagoya, Japan. 2001. V. 1. P. 259—260.

19. *Ping Y., Geltner I., Suckever S.* Formation of periodic structure in laser spark//Physics of Plasmas. 2001. V. 8. № 9. P. 4174—4179.

Non-uniformities of optical discharges generated by the wave beam with Rayleigh divergence compensated

L. N. Pyatnitsky

Institute for High Temperatures, RAS, Moscow, Russia

Wave beam Rayleigh divergency can be compensated. Laser sparks generated within such kind of the beams have some typical configurations which depend on the wave field structure. The field radial profile takes shape of Bessel function. The field longitudinal contour is formed as a result of the wave nonlinear interaction. The heating pulse duration being longer 1 ns induces propagation process of the first microdischarges, that influences greatly the spark configuration, similar Gauss beams. However, the discharge leading points move by leaps, and inclination angle of their tracks is found to be much more steeper than the one of the heating radiation rays direction of their tracks is found to differ violently from the one of the heating radiation rays.