

Г. В. Гадияк, А. Л. Добривский, К. А. Насыров

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
ДОЗВУКОВОГО НЕИЗОЭНТРОПИЧЕСКОГО ПОТОКА
СЖИМАЕМОГО ГАЗА В РАЗРЯДНОМ ПРОМЕЖУТКЕ
НЕПРЕРЫВНОГО ПРОТОЧНОГО ГАЗОРАЗРЯДНОГО ЛАЗЕРА**

Потребность в численном моделировании дозвукового потока газа через область интенсивного энерговыделения возникла, в частности, в связи с тем, что такое течение реализуется в разрядной камере проточных газоразрядных CO_2 -лазеров [1, 2]. Распределения газодинамических характеристик потока в зоне разряда определяются плотностью мощности Q , идущей в нагрев газа, которая зависит от мощности разряда, эффективности возбуждения лазерных уровней, интенсивности выходного излучения. В большинстве работ, посвященных расчету проточных газоразрядных лазеров непрерывного действия [3—6], течение в зоне разряда моделируется на основе системы уравнений одномерной газовой динамики. Такая квазидвумерная модель течения предполагает расчет газодинамических характеристик по набору горизонтальных сечений потока, что в совокупности дает двумерное поле распределения параметров потока в зоне разряда. В общем случае пространственное распределение энерговыклада Q может быть достаточно неоднородным. Это приведет к возникновению отличной от нуля поперечной составляющей скорости потока v , в конечном счете, к перераспределению газодинамических параметров между соседними продольными сечениями. Учесть этот эффект в квазидвумерном приближении принципиально невозможно, поэтому расчет в одномерной модели даст заведомо неточный результат.

Однако вопрос о погрешности квазидвумерных расчетов в сравнении с приближением двумерной газодинамики, а также о зависимости этой погрешности от параметров потока на входе в разрядный промежуток, от абсолютной величины и степени неоднородности энерговыклада ранее не изучался.

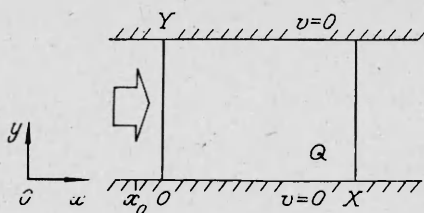
Цель настоящей работы — определить границы применимости модели одномерной газодинамики для расчета параметров потока в разрядном промежутке проточного газоразрядного лазера. Для этого на основе решения системы газодинамических уравнений невязкого нетеплопроводного сжимаемого газа исследованы эффекты двумерности дозвукового установившегося течения в зоне разряда при параметрах потока на входе в разрядный промежуток, характерных для большинства проточных лазеров.

1. Постановка задачи. Рассматривается плоское установившееся течение сжимаемого газа с начальной скоростью u_0 через зону энерговыделения $\{0 \leq x \leq X, 0 \leq y \leq Y\}$ с заданным в ней полем плотности мощности Q . Течение происходит в прямоугольном канале (рис. 1).

Покажем, что в модели движения активной среды проточного газоразрядного лазера с характерными скоростью $u_0 = 30$ м/с, давлением $p_0 = 2,67 \cdot 10^3$ Н/м, плотностью $\rho_0 = 2 \cdot 10^{-2}$ кг/м³ и размерами зоны энерговыклада $l_x = 0,1$ м, $l_y = 0,05$ м можно пренебречь вязкостью и теплопроводностью. Считаем, что коэффициент динамической вязкости смеси газов в активной среде CO_2 -лазера определяется в основном азотом: $\eta = 1,8 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с). Тогда величина погранслоя $\delta \sim l/\sqrt{\rho_0 u_0 l/\eta} \sim 10^{-3}$ м $\ll l_y < l_x$. Таким образом, течение в зоне разряда можно описывать в модели невязкого газа, в том числе и вблизи стенок канала.

Характерный масштаб, связанный с теплопроводностью смеси, определяемой в основном гелием, коэффициент теплопроводности которого $\lambda_{\text{He}} = 0,3$ Вт/(м·К) и теплоемкость $C_p = 1,25 \cdot 10^3$ кал/(кг·К), есть

$$\Delta x_\lambda \sim \lambda_{\text{He}}/(\rho_0 u_0 C_p) \sim 10^{-4} \text{ м} \ll \ll l_y < l_x.$$



Р и с. 1

Следовательно, установившиеся в зоне разряда распределения плотности ρ , продольной u и поперечной v составляющих скорости и давления p будут решениями системы уравнений газовой

динамики

$$(1.1) \quad \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{A} + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{B} = \mathbf{C},$$

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ \rho uv \\ \rho u (\varepsilon + p/\rho + v^2/2) \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ p + \rho v^2 \\ \rho v (\varepsilon + p/\rho + v^2/2) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{C} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ Q \end{pmatrix}$$

(γ — показатель адиабаты, $v^2 = u^2 + v^2$, ε — внутренняя энергия, определяемая из уравнения состояния: $\varepsilon = p/(\rho(\gamma - 1))$).

Систему (1.1) дополним граничными условиями

$$(1.2) \quad \rho(0, y) = \rho_0, \quad u(0, y) = u_0, \quad v(0, y) = 0, \quad p(0, y) = p_0,$$

$$v(x, 0) = v(x, Y) = 0.$$

Температура газа найдена из уравнения $p = \rho RT/\mu$, где R — универсальная газовая постоянная, μ — молекулярная масса смеси.

2. Метод решения. При характерных для нашей задачи дозвуковых скоростях потока система (1.1) имеет эллиптический тип. Для решения подобного рода задач широко применяется метод установления [7]. Вместо (1.1) изучим нестационарную систему уравнений гиперболического типа

$$(2.1) \quad \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{U} + \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{A} + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{B} = \mathbf{C}$$

($\mathbf{U} = (\rho, \rho u, \rho v, \rho \varepsilon)$) с начальными условиями

$$(2.2) \quad \rho(x, y, 0) = \rho_0, \quad u(x, y, 0) = u_0, \quad v(x, y, 0) = 0,$$

$$p(x, y, 0) = p_0.$$

При $t \rightarrow \infty$ решение (2.1), (2.2) стремится к решению стационарной задачи (1.1), (1.2), удовлетворяя законам сохранения массы, импульса и энергии.

Для численного расчета на установление нестационарной задачи (2.1), (2.2) была выбрана явная схема распада разрыва [7], которая позволяет по единой методике определять параметры потока как во внутренних точках счетной области, так и в ее граничных точках.

Рассмотрим подробнее постановку граничных условий. На горизонтальных границах счетной области задаются условия непротекания $v_r = 0$. При расчете распада разрыва на этих границах реализуется процесс отражения от стенки проходящей волны. На правой границе ставится условие отсутствия возмущений, проходящих внутрь счетной области извне [8], что также легко реализуется в алгоритме расчета распада разрыва. На начальной стадии формирования течения от передней границы области энерговыведения распространяются две ударные волны (УВ): вниз и вверх по потоку. Волна, идущая вниз по потоку, проходит сквозь правую границу не отражаясь и, следовательно, не оказывает влияния на развитие течения в области энерговклада. Другая УВ беспрепятственно распространяется вверх по потоку, так как его скорость много меньше скорости звука в газе. В условиях отсутствия диссипации энергии эта волна может идти вверх по потоку до бесконечности, не затухая и оставляя за своим фронтом некоторые ρ^* , u^* , v^* , p^* , зависящие от величины энерговклада. Таким образом, для постановки условия на левой границе требуется моделировать движение УВ по невозмущенному потоку на бесконечности.

Это предлагается делать следующим образом. Левая граница относится от зоны энерговыделения на расстояние трех-четырех межэлектродных промежутков, где фронт приходящей УВ можно считать плоским. В граничной точке x_0 рассчитывается распад разрыва. Слева от x_0 газ предполагается невозмущенным, т. е. с начальными параметрами потока, а справа — с параметрами ρ^* , u^* , v^* , p^* приходящей волны. Устанавливающиеся в процессе граничного распада разрыва параметры потока в точке x_0 принимаются за граничные значения. Таким образом реализуется взаимодействие УВ с начальным потоком, в результате которого на левой границе определяются $R_\Gamma = \rho(x_0)$, $U_\Gamma = u(x_0)$, $P_\Gamma = p(x_0)$, зависящие как от параметров невозмущенного потока, так и от мощности энерговыделения, что отражает процесс воздействия энерговыделения на дозвуковое течение газа перед областью разряда. Как показали расчеты, это воздействие проявляется в эффекте подпирания потока, характерном для задач обтекания. Так, к примеру, установившаяся на левой границе продольная скорость U_Γ меньше начальной скорости потока на 15—20 %, пропорционально вкладываемой мощности. Новые граничные значения плотности и давления слабо отличаются от начальных:

$$(P_\Gamma - p_0)/p_0 \simeq 2\%, (R_\Gamma - \rho_0)/\rho_0 \simeq 2\%.$$

Устойчивость разностной схемы обеспечивается выбором итерационного шага по времени в соответствии с условием

$$\tau = F/(1/\tau_x + 1/\tau_y),$$

где $\tau_x = h_x/(c_0 + u_0)$; $\tau_y = h_y/(c_0 + v_0)$; F — число Куранта; c_0 — скорость звука в невозмущенном газе; h_x, h_y — пространственные шаги сетки.

Существенный недостаток метода установления в применении к поставленной задаче — его медленная сходимость к стационарному решению. Причиной тому — дозвуковая скорость потока во всей исследуемой области, а также отсутствие в математической модели процессов диссипации. При этом начальные возмущения, вызванные нагревом среды в зоне разряда, распространяются как вниз, так и вверх по потоку, взаимодействуя между собой и с границами счетной области. Благодаря отсутствию в модели механизмов гашения возмущений, такие движения могут продолжаться до бесконечности, причем без установления течения. Однако из-за наличия в разностной схеме аппроксимационной вязкости гашение возмущений все-таки происходит и течение устанавливается. Так, в проведенных расчетах для полной сходимости требовалось $\simeq 2500$ шагов по времени, что на сетке в 1200 узлов занимало $\simeq 30$ мин машинного времени ЭВМ БЭСМ-6.

Очевидно, что определение газодинамических характеристик потока активной среды лазера на основе решения двумерных уравнений газодинамики методом установления практически неприемлемо из-за больших затрат машинного времени. Поэтому требуется более экономичный подход к решению системы (1.1), (1.2).

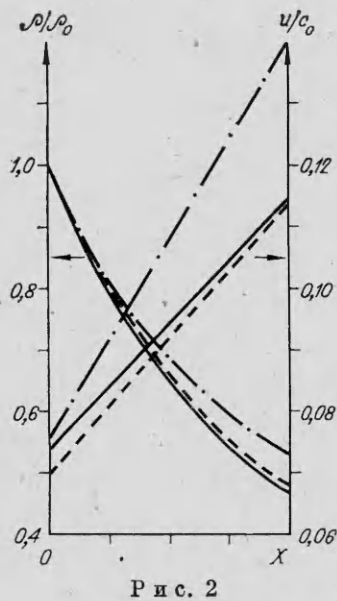
Характерной особенностью установившегося решения нестационарной задачи является почти однородное поле давления в зоне разряда (к примеру, максимальное отклонение от однородности по давлению не превышает 0,5 %). По-видимому, приближение постоянного давления $p(x, y) = \text{const}$ следует считать достаточно хорошим для решения стационарной системы (1.1), (1.2). Однако в уравнении переноса импульса компоненты скорости определяются градиентом давления

$$(2.3) \quad (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = 1/\rho \cdot \nabla p.$$

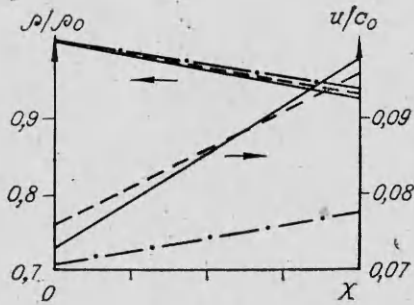
При $p = \text{const}$ из (2.3) невозможно получить удовлетворительной информации о u и v . Эту трудность можно обойти, перейдя к новым переменным ψ, ω , которые вводятся следующим образом:

$$(2.4) \quad \rho u = \partial \psi / \partial y, \quad \rho v = -\partial \psi / \partial x, \quad \omega = \text{rot } \mathbf{v} = \partial v / \partial x - \partial u / \partial y.$$

Уравнения стационарной газодинамики (1.1) в этих переменных преобра-



Р и с. 2



Р и с. 3

зуются к виду [9, 10]

$$(2.5) \quad \begin{aligned} \operatorname{div}(\rho \mathbf{v} \omega) &= -\operatorname{rot}(\rho \cdot \nabla v^2/2), \\ \operatorname{div}(\rho \mathbf{v} H) &= Q \end{aligned}$$

($H = w + v^2/2$, $w = \gamma/(\gamma - 1) \cdot p/\rho$ — энтальпия газа). Полагая $p = p_0 = \text{const}$, замкнем систему (2.4), (2.5). Ее можно решать итерационным методом (подробнее о численном алгоритме этого метода см. [9, 10]).

Как показывают расчеты, приближение постоянного давления $p(x, y) = p_0$ является достаточно надежным для рассматриваемой задачи. Это следует из хорошего согласия результатов решения уравнений газовой динамики методом установления и уравнений в переменных ψ, ω итерационным методом. Отметим, что реализация итерационного метода решения двумерных уравнений позволила получить почти двадцатикратный выигрыш во времени по сравнению с решением методом установления.

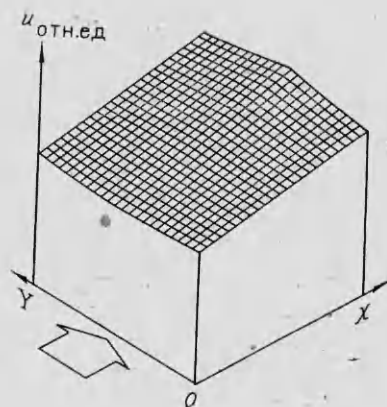
3. Результаты расчетов и их обсуждение. Проведена серия модельных расчетов распределения параметров потока газа в зоне разряда при различных конфигурациях области энерговыделения и распределениях плотности вкладываемой мощности Q по объему. Параметры потока на входе в зону разряда $u_0 = 30$ м/с, $p_0 = 2,67 \cdot 10^3$ Н/м², $T_0 = 300$ К, что характерно для большинства проточных лазеров.

Пусть распределение плотности мощности разряда в зоне энерговыделения

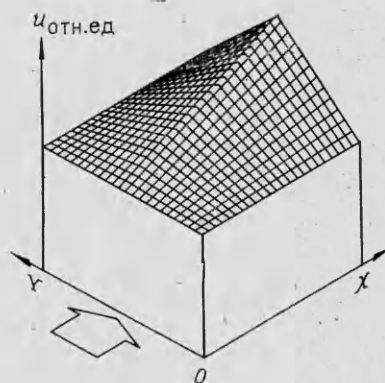
$$(3.1) \quad Q(x, y) = \begin{cases} Q_0 y / (0,5Y), & 0 \leq x \leq X, 0 \leq y \leq 0,5Y, \\ Q_0 (Y - y) / (0,5Y), & 0 \leq x \leq X, 0,5Y \leq y \leq Y, \end{cases}$$

Q_0 выбиралось таким образом, чтобы обеспечить примерно двукратный рост температуры в конце зоны разряда по слою $y = 0,5 Y$. Распределения нормированных продольной скорости u/c_0 ($c_0 = \sqrt{\gamma R T_0}$ — скорость звука) и плотности газа ρ/ρ_0 вдоль по потоку с заданным модельным полем энерговыклада (3.1) представлены на рис. 2 и 3. На рис. 2 приведены распределения вдоль горизонтального сечения $y = 0,5 Y$, где энерговыклад максимален, а на рис. 3 — вдоль сечения $y = 0$ ($Q = 0$). Штриховая кривая соответствует решению двумерных нестационарных уравнений газовой динамики методом установления, сплошная — решению уравнений в переменных ψ, ω итерационным методом в приближении постоянного давления. Отметим хорошее согласие результатов решения двумерных уравнений указанными методами. Так, наибольшее отклонение в решениях для продольной скорости $\delta u = 5\%$ — в начале зоны энерговыклада, что, по-видимому, объясняется эффектом подпирания потока, наиболее сильно проявляющимся в решении нестационарной задачи. Расхождения в решениях для плотности и температуры менее значительны и достигают наибольших значений $\delta \rho \approx 3\%$ и $\delta T \approx 3\%$ на правой границе зоны разряда.

На рис. 2 и 3 штрихпунктирной линией показано квазидвумерное решение уравнений газовой динамики, не учитывающее изменения газоди-



Р и с. 4



Р и с. 5

налических параметров в поперечном потоку направлении. Из сравнения квазидвумерного и двумерного решений следует, что наиболее существенные отклонения наблюдаются в решениях для продольной скорости потока. Для рассматриваемого распределения энерговклада с максимумом в центральном горизонтальном слое учет в двумерной модели поперечных составляющих скорости приводит к тому, что вдоль пристеночных слоев потока, где Q минимально, газ течет быстрее, и наоборот, вдоль слоя наибольшего энерговклада скорость потока замедляется. В результате на правой границе зоны разряда двумерная модель дает занижение продольной скорости почти на 20 % в центральном слое и завышение на 30 % у стенок по сравнению с квазидвумерным решением.

На рис. 4 и 5 представлены поля распределения в зоне разряда продольной скорости потока, полученные соответственно в двумерном и квазидвумерном решениях уравнений газовой динамики. В целом в двумерном решении качественно иная картина течения, чем в квазидвумерном. Благодаря эффекту подпирания потока вблизи левой границы зоны разряда у стенок газ течет быстрее, чем в центре, где велико энерговыделение. Далее вниз по потоку газ в центральных слоях потока ускоряется быстрее, что приводит к выравниванию профиля скорости в поперечных сечениях вблизи середины зоны разряда. Уже на правой границе скорость у стенки составляет 90 % скорости в центральном слое (в квазидвумерном решении 50 %). Таким образом, для двумерного решения характерен более гладкий профиль продольной скорости в поперечных потоку сечениях.

Поперечные составляющие вектора скорости потока в рассматриваемом случае были невелики и составляли не больше 7—8 % от продольных составляющих скорости.

Для плотности и температуры эффект двумерности наиболее сильно проявляется лишь на слоях наибольшего энерговклада. Здесь в конце разряда плотность понижается, а температура повышается на 10 % по сравнению с квазидвумерным решением. Это связано с тем, что в двумерном решении газ в центральных слоях течет медленнее, дольше находится в зоне разряда и, следовательно, сильнее нагревается. Более горячий газ с центральных слоев потока вытесняется на стенки канала. Казалось бы, плотность в пристеночных слоях потока должна возрасти по сравнению с квазидвумерным решением. Однако этого не происходит из-за того, что вблизи стенок газ движется быстрее, чем в квазидвумерном случае, и основной вынос массы газа происходит именно из приграничных областей. Так, поток массы у стенок в двумерном решении в 1,8 раза больше, чем в центре. В результате увеличения плотности газа и соответственно понижения его температуры вблизи стенок, где энерговклад минимален, не происходит.

Учет в двумерной модели поперечных составляющих скорости приводит к существенному перераспределению между горизонтальными сечениями потока массы $m = \rho u$, поле которого в квазидвумерном решении

однородно $m(x, y) = \rho_0 u_0$. Вблизи стенок канала на конце зоны разряда поток массы в двумерном решении возрастает в 1,3 раза по сравнению с квазидвумерным, а по центральному слою наибольшего энерговклада уменьшается в 1,4 раза. При этом расход газа через поперечное сечение $x = X$ в обоих случаях остается постоянным.

Рассмотрим, как велики отклонения решений при изменении начальной скорости потока. На рис. 6 представлено относительное отклонение двумерного решения для скорости $u^{(2)}$ и температуры $T^{(2)}$ от квазидвумерного $u^{(1)}$ и $T^{(1)}$ в поперечном сечении потока на конце зоны разряда $x = X$, полученное при гауссовом распределении в зоне разряда плотности вкладываемой мощности:

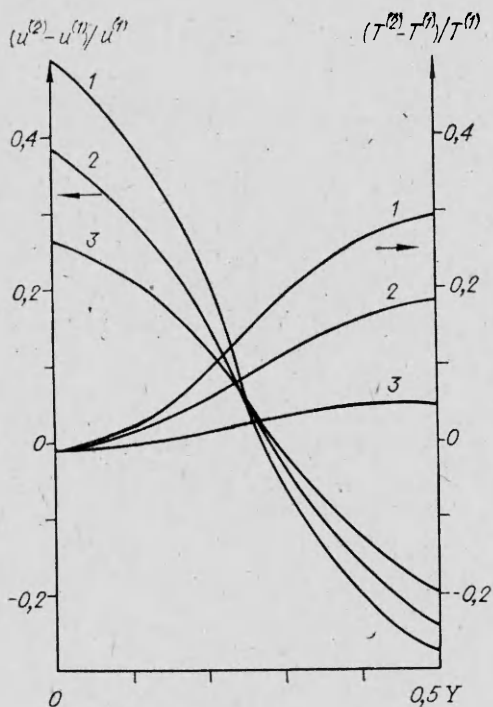
$$Q(x, y) = Q_0 \exp\{-0,01 \times [(x - x^*)^2 + (y - y^*)^2]\}$$

$$(Q_0 = 10 \text{ Вт/см}^3, x^* = 0,5X, y^* = 0,5Y).$$

Приведены кривые, отвечающие различной начальной скорости потока: 1—3 — $u_0 = 20; 40; 70$ м/с при $p_0 = 2,67 \cdot 10^3$ Н/м², $T_0 = 300$ К. Введем в рассмотрение величину, характеризующую степень нагрева газа: $k_T = \max_y T(x, y)/T_0$. Для данного случая $k_T = 3,5; 2; 1,5$.

Из графиков видно, что наибольшее отклонение решений для скорости прослеживается в областях экстремального энерговыведения и уменьшается при повышении начальной скорости потока, что соответствует уменьшению k_T . При этом существует горизонтальный слой, находящийся вблизи слоя половинного энерговклада, вдоль по которому решения для скорости совпадают независимо от начальной скорости потока. Отклонение решений для температуры газа также уменьшается с увеличением начальной скорости. Вблизи стенок, где энерговклад минимален, решения практически совпадают независимо от начальной скорости.

Таким образом, для любого распределения вкладываемой мощности существуют такие начальные скорости потока, при которых различия решений малы, и для нахождения параметров потока в зоне энерговклада с хорошей точностью можно применять квазидвумерную модель. Для рассмотренного случая это возможно при скоростях потока $u_0 \geq 70$ м/с. Нагрев газа зависит как от времени его пребывания в зоне разряда, т. е. скорости потока, так и от абсолютной величины энерговклада Q . В этом смысле распределение температуры в зоне разряда является уже результатом того или иного распределения в зоне разряда продольной скорости потока. Применимость квазидвумерной модели к расчету характеристик потока необходимо оценивать по отклонению в решении именно для температуры и наиболее универсальным критерием применимости квазидвумерной модели считать степень нагрева газа k_T . Поэтому предлагается следующий подход к выбору модели расчета газодинамических характеристик потока активной среды в проточном газоразрядном лазере. Если степень нагрева газа к концу зоны разряда не превышает $k_T = 1,5-1,7$, то для нахождения параметров потока с хорошей точностью ($\delta T/T \leq 5\%$, что сравнимо с погрешностью эксперимента) можно применять квазидвумерную модель.



Р и с. 6

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванченко А. И., Крашенинников В. В., Пономаренко А. Г., Шепеленко А. А. Быстропроточные CO₂-лазеры непрерывного действия ЛОК-3 и ЛОК-3М // Применение лазеров в народном хозяйстве: Всесоюз. конф.— М., 1985.
2. Armandillo E., Kaye A. S. Modelling of transverse-flow cw CO₂ lasers: theory and experiment // J. Phys. D: Appl. Phys.— 1980.— V. 13, N 2.
3. Wu K. H. Influence of aerodynamic and electrical-discharge homogeneity on a transversely excited cw CO₂ laser // Opt. Commun.— 1987.— V. 64, N 1.
4. Герасимов В. Р., Мошин Ю. Н. Численный расчет влияния неоднородностей активной газовой среды в быстропроточном газоразрядном CO₂-лазере со смещением на расходимость излучения.— М., 1982.— (Препр./ИАЭ; № 3545—12).
5. Гадияк Г. В., Добровский А. Л., Насыров К. А. Оптимизация проточных лазеров при численном моделировании // Мощные CO₂-лазеры для плазменных экспериментов и технологии.— Новосибирск, 1988.— (Препр./ИТПМ СО АН СССР; № 24—88).
6. Гадияк Г. В., Насыров К. А. Численное моделирование газоразрядных проточных лазеров.— Новосибирск, 1986.— (Препр./ИТПМ СО АН СССР, № 2).
7. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики.— М.: Наука, 1976.
8. Котеров В. Н., Пригарин В. Е. К расчету динамических равновесных состояний газового потока при объемном импульсном теплоподводе // ЖВММФ.— 1985.— Т. 25, № 11.
9. Яушев И. К., Хахимзянов Г. С. О численном расчете стационарных плоскопараллельных течений идеальной жидкости и газа в каналах сложной конфигурации // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.— 1977.— № 13, вып. 3.
10. Хахимзянов Г. С., Яушев И. К. О расчете давления в двумерных стационарных задачах динамики идеальной жидкости // ЖВММФ.— 1984.— Т. 24, № 10.

г. Новосибирск

Поступила 5/VII 1988 г.,
в окончательном варианте — 11/XI 1988 г.

УДК 533.09+551.594

Е. А. Зобов, А. Н. Сидоров

ЧЕТОЧНАЯ СТРУКТУРА РАЗРЯДА ПРИ ПРОБОЕ В НЕОДНОРОДНОМ ПОЛЕ

Явление, описываемое в литературе как четочная молния, представляет собой прерывистое свечение, которое остается вдоль траектории обычной линейной молнии на время от нескольких десятых долей секунды до 2 с [1]. Канал разряда линейной молнии как бы распадается на отдельные светящиеся области-четки таким образом, что свечение одних участков длится дольше, чем свечение других. Размеры четок оцениваются от нескольких сантиметров до нескольких метров [1, 2]. Размер темного промежутка может составлять несколько диаметров светлого участка.

От обычной линейной молнии четочная отличается следующими особенностями: главная — это ее «пунктирность»; во многих случаях ее прерывающаяся линия имеет синусоидальную форму, но не всегда; ее след не ветвится. Количество сообщений, опубликованных фотографий и обсуждений, касающихся четочной молнии, существенно меньше числа работ, посвященных другому аномальному явлению — шаровой молнии. Чаще всего изображение четочной молнии получается на снимках, сделанных с помощью простых камер в режиме «ожидания». При этом наблюдатель либо отсутствовал, либо глазом четочную молнию не различал.

Разряды со структурой типа четочной молнии получены с помощью системы индукционных катушек [1]. Причем явление четочной молнии не было замечено экспериментаторами, а обнаружено на киноплёнке после окончания экспериментов. Четочная структура представляла собой остаток канала высоковольтного разряда и существовала около 0,16 с.

Представлялось интересным найти условия для наблюдения явлений, подобных четочной молнии, в таком разряде с резконеоднородным полем, как скользящая искра (СИ), так как процессы формирования пробоя в СИ и молнии сходны. Фоторазвертки разряда молнии и СИ имеют продольную неоднородность по свечению как на стадии пробоя, так и на стадии