

ИМПУЛЬСНЫЙ ОБЪЕМНЫЙ РАЗРЯД С ПРЕДЫОНИЗАЦИЕЙ В ДВУМЕРНОМ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМ ПОТОКЕ

И. А. Знаменская, И. Э. Иванов, И. А. Крюков, Т. А. Кули-заде*

*Московский авиационный институт (государственный технический университет)
125871, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 6 июня 2002 г.

Экспериментально исследуется взаимодействие импульсного объемного разряда с предыонизацией ультрафиолетовым излучением от плазменных листов с газодинамическим потоком с известным распределением плотности. Экспериментально и численно моделируется сложное квазидвумерное течение, возникающее после дифракции плоской ударной волны на прямоугольных препятствиях в канале. Впервые получены изображения полей интенсивности свечения нестационарного газодинамического потока при интегральной регистрации излучения плазмы импульсного разряда в потоке. Ввиду кратковременности ионизации (150–200 нс) не происходит изменения структуры течения газа и теплового нагрева потока за время свечения плазмы разряда в потоке. Проведено сравнение полученных изображений с полями обратной плотности соответствующего двумерного течения газа. Проведен анализ влияния газодинамических структур на перераспределение плазмы разряда в потоке. Локализация энерговклада происходит в зоны низкой плотности (вихри, волны разрежения), а также в области скачков и значительных градиентов плотности. В эти зоны перераспределяется ток разряда из прилегающих областей с малым значением E/N . Между областями высокой концентрации электронов формируются каналы пробоя вдоль волн разрежения, вихрей, поверхностей разрыва.

PACS: 52.35.Tc, 52.90.+z

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы достаточно широко исследуются проблемы взаимодействий газовых разрядов различных типов с газодинамическими потоками. В основном обсуждается возможность воздействия на обтекание тел с помощью газового разряда. Получены теоретические [1] и экспериментальные [2–4] данные по влиянию разрядов на газодинамическое течение. Было показано, что разряд может оказать существенное влияние на параметры течения, структуру разрывов, аэродинамическое сопротивление модели. При этом вопрос о физическом механизме воздействия разряда на поток остается весьма актуальным. Ионизация среды разрядом сопровождается изменением поступательной температуры потока, что затрудняет экспериментальное исследование влияния ионизации на разрывы и течение в целом. Выделение ионизационной и тепловой составляющих в неравновесной плазме разряда, исследо-

вание пространственно-временных параметров разрядной области и прогнозирование их воздействия на газодинамические структуры является сложной задачей, требующей специальных исследований. Интерес представляют исследования взаимодействия разряда с газовым потоком в условиях отсутствия теплового нагрева потока разрядом. Такие условия обеспечиваются при импульсной объемной ионизации участка потока в течение времени, за которое не изменяется поступательная температура газа. Для исследования процессов импульсной ионизации газодинамических потоков и визуализации пространственной структуры нестационарных течений было предложено использовать импульсный объемный разряд с предыонизацией ультрафиолетовым излучением от плазменных листов [5]. Такой вид разряда широко используется для накачки эксимерных и CO_2 -лазеров [6, 7]. Ультрафиолетовое излучение от плазменных листов обеспечивает предыонизацию основного разрядного промежутка, после чего (через несколько наносекунд) происходит импульсная

*E-mail: znamen@rdm.ru

ионизация объема. Предварительная подсветка ультрафиолетовым излучением обеспечивает нарастание тока объемного разряда за несколько наносекунд, способствует формированию диффузного свечения на начальных этапах развития разряда. Наличие возмущений плотности в зоне разряда приводит к значительным флуктуациям локального энергоклада [7].

Инициирование импульсного объемного разряда с предыонизацией в ударной трубе позволяет равномерно ионизовать участок однородного потока в межэлектродной области на время менее 200 нс. Таким образом, время ионизации существенно меньше характерных времен взаимодействий элементов газодинамического течения (микросекунды). За такое короткое время ионизации потока структура газодинамического течения не изменяется и не происходит теплового нагрева газа разрядом.

Наличие газодинамических неоднородностей приводит при ионизации потока разрядом к перераспределению плазмы за счет зависимости электронной концентрации от плотности. При интегральной регистрации свечения импульсного объемного разряда в газодинамическом течении получают изображения пространственных нестационарных газодинамических структур. На основе предложенного метода была визуализирована и исследована структура некоторых газодинамических потоков, моделируемых в ударной трубе [5, 8].

Целью настоящего исследования является изучение и анализ перераспределения плазмы импульсного объемного разряда в неоднородном потоке газа с известным полем плотности. Актуальными задачами являются локализация энергоклада в заданные участки потока, управление структурой разряда.

Проведена регистрация свечения нестационарных полей двумерного течения при импульсной объемной ионизации разрядом, иницируемым на различных стадиях газодинамического процесса. Проведено сравнение экспериментально визуализированных свечением плазмы газодинамических полей с результатами численного моделирования полей плотности соответствующих сложных нестационарных течений (при наличии в потоке препятствий). При наличии модели распределения тока объемного разряда в известном поле параметров возможно осуществление коррекции газодинамических полей за счет воздействия локализованного энергоклада на элементы потока. С другой стороны, возможно контролируемое перераспределение тока объемного разряда в заданном поле плотности.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОЙ ИОНИЗАЦИИ ДВУМЕРНОГО ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО ПОТОКА

Экспериментальные исследования проводились на ударной трубе (рис. 1) сечением 48×24 мм, состоящей из камеры высокого давления (1), диафрагменной секции (2), разрядной секции (3). Исследования проводились в воздухе, в качестве «толкающего» газа использовался гелий. Реализовывался импульсный объемный разряд с предыонизацией ультрафиолетовым излучением от плазменных электродов на участке потока протяженностью 10 см в разрядной камере. Межэлектродное расстояние составляло 2.4 см. Две боковые стенки камеры представляют собой кварцевые окна; верхняя и нижняя — плоские плазменные электроды. Разряд иницируется в заданный момент нестационарного газодинамического процесса, протекающего в канале в области межэлектродного промежутка. В ударной трубе плазменные электроды, расположенные заподлицо со стенками трубы, максимально приближены к исследуемому потоку и вносят минимальные возмущения в течение. Ток объемного разряда в газодинамическом потоке измерялся с помощью безындукционного шунта. Анализ разверток свечения разряда в потоке, полученных с помощью электронно-оптических преобразователей (5 на рис. 1), показал, что все участки газодинамического течения ионизируются за время менее 10 нс, затем разряд горит около 150–180 нс и гаснет за 15–20 нс (рис. 2а). Газодинамические возмущения и разрывы перемещаются за время горения разряда на расстояние,

Рис. 1. Схема установки

Рис. 2. *а* — Фоторазвертка свечения импульсного объемного разряда в канале ударной трубы, скорость развертки 250 нс/см. *б* — Щелевая фоторазвертка свечения участка потока с плоской ударной волной. Давление воздуха перед ударной волной 15 Торр, число Маха ударной волны 3.9, скорость развертки 50 нс/см

не большее чем 10^{-4} м, поэтому интегральная регистрация свечения разряда в потоке дает мгновенное с точки зрения динамики газа изображение распределения интенсивности свечения плазмы разряда. На рис. 2*б* приведена щелевая фоторазвертка свечения участка течения с падающей плоской ударной волной, движущейся в области разрядного промежутка в момент инициирования разряда. Давление за плоской ударной волной, рассчитанное из соотношений Рэнкина–Гюгонио на ударной волне, составило 260 Торр, увеличившись на фронте ударной волны примерно в 18 раз. Как видно на рис. 2*б*, в данном случае разряд горит только в области перед фронтом ударной волны — в области низкого давления. Анализ пространственно-временных характеристик свечения разряда в потоке с неоднородностями и разрывами по разверткам свечения показал, что изменения пространственной локализации свечения разряда в поле течения газа за время горения разряда незначительны и имеют место только на начальной и конечной стадиях в течение 10–15 нс.

Для исследования пространственного перераспределения свечения импульсного объемного разряда при ионизации газодинамического потока с разрывами и неоднородностями проведено экспериментальное моделирование импульсной объемной ионизации двумерного течения в прямоугольном канале с уступами, возникающего после прохождения плоской ударной волны, и сравнение с расчетами соответ-

Рис. 3. Схема эксперимента

ствующего течения. Численно решена соответствующая газодинамическая двумерная задача. Проведено сравнение изображений, полученных при интегральной регистрации свечения объемного разряда в потоке и полей плотности соответствующих двумерных течений. Проанализировано влияние газодинамических неоднородностей на перераспределение свечения импульсного объемного разряда.

Исследовалось течение, возникающее в канале с уступами за падающей ударной волной с числами Маха $M = 2.5$ –4.5. На верхней и нижней стенках канала располагались прямоугольные препятствия $2 \times 6 \times 48$ мм (рис. 3). Импульсный объемный разряд инициировался с помощью системы синхронизации (рис. 1, *б*) в заданный момент времени в течении, возникающем в канале после прохождения плоской ударной волны. Интегральное свечение поля течения за время ионизации регистрировалось фотокамерой (рис. 1, *4*) через окна рабочей камеры в направлении, перпендикулярном оси течения.

При поджиге плазменных листов начинается фотоионизация газа, концентрация электронов достигает 10^9 см $^{-3}$. Затем происходит поджиг объемного разряда, ионизация; концентрация электронов возрастает до 10^{12} – 10^{13} см $^{-3}$. По окончании импульса тока объемного разряда происходит перекачка энергии в колебательные и электронно-возбужденные состояния молекул. Величина вводимой энергии составляет 0.01–0.05 Дж/см 3 . Ток объемного разряда достигает значения 1000 А.

На рис. 4 приведена интегральная фотография свечения разряда в потоке после прохождения плоской ударной волны через препятствия; число Маха невозмущенного потока за плоской ударной волной составляло 1.5.

Рис. 4. Свечение разряда в нестационарном потоке за препятствиями через 70 мкс после прохождения плоской ударной волны с числом Маха $M = 3.8$. Плотность однородного потока газа за плоской ударной волной равна $2 \cdot 10^{-5}$ г/см³

Неоднородности плотности в потоке газа приводят при ионизации импульсным объемным разрядом к перераспределению тока объемного разряда, так как электронная концентрация и проводимость зависят от значения коэффициента ионизации, являющегося нелинейной функцией E/ρ , где E — напряженность электрического поля. Удельный энергосклад в газ в пересчете на частицу

$$\frac{W}{N} = n_e(\rho)\tau e^2 m_e \langle \sigma_0(\rho) V_0(\rho) \rangle \frac{E^2(\rho)}{N^2(\rho)}.$$

Здесь τ — длительность импульса тока, n_e — концентрация электронов, V_{dr} — дрейфовая скорость электронов:

$$V_{dr} = \frac{eE}{m_e \langle \sigma_0 V_0 \rangle N},$$

σ_0 — сечения столкновения, V_0 — тепловая скорость молекул.

Области пониженной плотности ρ (или концентрации частиц N) газа соответствуют повышенной интенсивности свечения плазмы разряда. Представляет интерес прямое сравнение расчетов нестационарных полей плотности двумерного течения с полем свечения, полученным при интегральной регистрации изображения за время импульса тока объемного разряда.

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ

При проведении вычислительного эксперимента в качестве физической модели среды выбрана модель идеального однокомпонентного газа с показателем адиабаты $\gamma = 1.4$. Анализ локальных термо-

динамических параметров потока показывает, что диапазон температур в исследуемом поле течения составляет 600–2000 К. При этом возбуждение колебательных степеней свободы молекул воздуха приводит к тому, что минимальное локальное значение показателя адиабаты γ в поле течения составляет 1.31 [9]. Это значение реализуется в небольшой области за ударной волной. В среднем по расчетной области значение показателя адиабаты не ниже, чем 1.38–1.41, поэтому использование модели идеального двухатомного газа представляется правомерным.

В качестве математической модели принята система двумерных нестационарных уравнений Эйлера с соответствующими граничными условиями, которая для сжимаемого течения идеального, калорически совершенного газа записывается в следующем виде:

$$\mathbf{q}_t + \mathbf{f}_x(\mathbf{q}) + \mathbf{g}_y(\mathbf{q}) = \mathbf{H}, \quad (1)$$

$$\mathbf{q} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E \end{bmatrix}, \quad \mathbf{f}(q) = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (E + p)u \end{bmatrix}, \quad (2)$$

$$\mathbf{g}(q) = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (E + p)v \end{bmatrix}.$$

Здесь ρ , p , E — соответственно плотность, давление и полная энергия, u , v — декартовы компоненты вектора скорости, \mathbf{H} — вектор источников членов. Система (1), (2) из четырех уравнений замыкается уравнением состояния политропного газа:

$$p = (\gamma - 1) \left(E - \frac{\rho}{2(u^2 + v^2)} \right), \quad (3)$$

где γ — отношение удельных теплоемкостей.

Для численного решения системы уравнений использовалась явная квазимонотонная численная схема повышенного порядка точности, являющаяся модификацией схемы Годунова. Используется кусочно-линейное распределение параметров на расчетном слое и существенно двумерные процедуры «восстановления» данных в расчетных ячейках [10, 11]. В качестве граничных условий на стенках канала задавались условия непротекания, во входном сечении задавались условия сверхзвукового потока, в выходном — условия отсутствия отражения. Используемая численная схема имеет особенности, которые позволяют выявить тонкие детали течения, недоступные при использовании традиционных схем.

Рис. 5. Численный расчет течения

Рис. 6. Примеры визуализации численного расчета поля плотности течения и соответствующих изображений свечения импульсного разряда в потоке. *a* — 165 мкс после прохождения ударной волны ($M = 3.1$) через препятствие, плотность однородного потока газа за плоской ударной волной $17 \cdot 10^{-5}$ г/см³; *b* — 150 мкс после прохождения ударной волны ($M = 2.9$) через препятствие, плотность однородного потока газа за плоской ударной волной $24 \cdot 10^{-5}$ г/см³

В дифференциально-разностном представлении исходная система уравнений, записанная для расчетной ячейки четырехугольной формы $ABCD$, имеет вид

$$\frac{\partial \bar{q}_{ij}(t)}{\partial t} = -\frac{1}{a_{ij}} \left[\hat{f}_{AB}(t) + \hat{f}_{BC}(t) + \hat{f}_{CD}(t) + \hat{f}_{DA}(t) \right], \quad (4)$$

где a_{ij} — площадь ячейки,

$$\bar{q}_{ij}(t) = \frac{1}{a_{ij}} \iint_{ABCD} q(x, y, t) dx dy \quad (5)$$

— усредненное по ячейке значение q в момент времени t . Поток \hat{f} через грань ячейки $ABCD$ определяется в виде контурного интеграла второго рода

$$\hat{f}_{AB}(t) = \oint_{AB} (\mathbf{f} dy - \mathbf{g} dx), \quad (6)$$

для численной аппроксимации которого используются квадратурные формулы Гаусса.

Для определения численных потоков через боковые грани ячейки (в точках Гаусса) используется решение задачи о распаде произвольного разрыва (задача Римана). В данной работе применяется алгоритм точного решения задачи Римана.

Уравнение (4) дискретизируется по времени с помощью варианта метода Рунге–Кутты:

$$\bar{q}_{ij}^{(l)} = \sum_{m=0}^{l-1} \left[\alpha_{lm} \bar{q}_{ij}^{(m)} + \beta_{lm} \Delta t L_{ij}^{(m)} \right], \quad l = 1, 2, \dots, p,$$

$$L_{ij}^{(m)} = (L\bar{q})_{ij}^{(m)}, \quad \bar{q}_{ij}^{(0)} = \bar{q}_{ij}^{(n)}, \quad \bar{q}_{ij}^{(n+1)} = \bar{q}_{ij}^{(p)}.$$

Порядок точности, так же как сохранение TVD-свойств (схема с уменьшаемой полной вариацией решения), достигается при помощи выбора соответствующего набора α_{lm} , β_{lm} и p .

В численной схеме используется кусочно-линейное распределение параметров на расчетном слое и существенно двумерные процедуры «восстановления» данных в расчетных ячейках для определения значений вектора \mathbf{q} на гранях ячейки (в точках Гаусса) по осредненным значениям в центрах ячеек [10]. Процедура восстановления параметров течения по расчетному слою позволяет более точно и корректно аппроксимировать потоки через боковые грани расчетных ячеек и повышает возможности метода по учету двумерных эффектов.

4. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 5а приведены результаты расчета изолиний плотности в потоке за препятствиями в диапазоне $1.1 \cdot 10^{-5} < \rho < 2 \cdot 10^{-5}$ г/см³ (зоны минимальной плотности). Для анализа пространственной ионизации газодинамического течения предложено сравнение изображений свечения потока при импульсной ионизации с расчетным полем обратной плотности течения. На рис. 5б численные расчеты поля обратной плотности ($1/\rho$) визуализированы в непрерывной шкале градаций серого цвета. Условия в потоке — те же, что и на рис. 4 и 5а. На рис. 6 приведены результаты визуализации численных расчетов поля плотности течения (нижняя часть изображения) с полем свечения импульсного разряда в потоке (верхняя часть изображения).

При сравнении оцифрованных изображений полей свечения разряда в потоке с расчетным полем обратной плотности течения при тех же условиях, что и в эксперименте, отмечается достаточно хорошее воспроизведение основных структурных элементов квазидвумерного течения полем свечения плазмы разряда в потоке. Области отрыва потока и вихри за препятствиями (1 на рис. 6) соответствуют областям максимальной интенсивности свечения. Области низкой плотности перед косыми скачками уплотнения (2 на рис. 6) и веер разрежения отмечены интенсивным свечением.

На рис. 7а приведен профиль распределения интенсивности свечения плазмы разряда (величина, обратная почернению пленки) вдоль стенки канала разрядной камеры за препятствием ($x = 540$). Условия эксперимента — те же, что для рис. 4, 5. Следует отметить, что выбранная область располо-

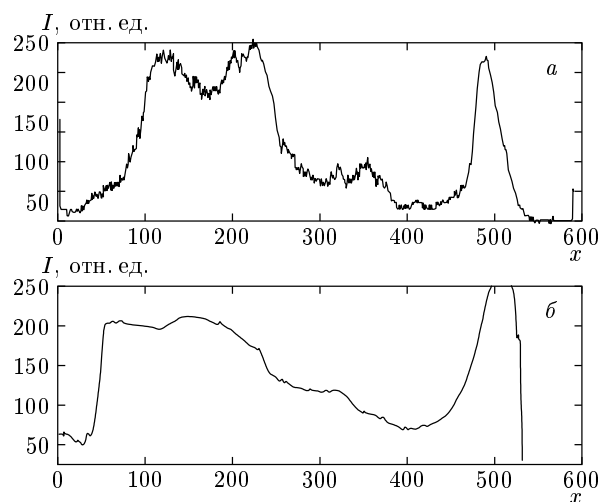


Рис. 7. Профиль интенсивности свечения плазмы разряда I вдоль стенки канала разрядной камеры за препятствием (а) и расчетный профиль относительной обратной плотности газа (б)

жена вблизи пограничного слоя сложного течения и около области плазменного электрода, т. е. интенсивность свечения определяется как особенностями разряда, скользящего по поверхности диэлектрика и формирующего плазменный электрод, так и неоднородностями плотности, определяемыми взаимодействием газодинамических структур со стенкой камеры и пограничным слоем. Тем не менее профиль интенсивности свечения плазмы разряда в потоке качественно совпадает с соответствующим распределением обратной плотности при визуализации результатов расчета обратной плотности в градациях серого цвета (рис. 7б).

Были получены изображения нестационарной маховской конфигурации (при пересечении скачков уплотнения в области плоскости симметрии течения) при ионизации потока. Маховская конфигурация, визуализированная разрядом через 150 мкс после прохождения ударной волны через препятствие, видна на рис. 6б (3). В расчетах двумерная маховская конфигурация зарегистрирована для данного режима на более ранней стадии процесса и после 90 мкс взаимодействие скачков переходит в регулярную стадию. Возможно, данное расхождение связано с явлением гистерезиса при переходе от маховского отражения к регулярному и обратно [12].

Значения плотности в равномерном потоке воздуха за падающей ударной волной, рассчитанные по соотношениям Рэнкина–Гюгонно,

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma + 1)M_0^2}{(\gamma - 1)M_0^2 + 2},$$

в экспериментах составляли 10^{-5} г/см³– $5 \cdot 10^{-4}$ г/см³. Величина параметра E/N в однородном потоке изменялась в пределах 100–700 Тд (Таундсен). При увеличении плотности газа в потоке за плоской ударной волной (увеличении числа Маха M_0 и плотности перед волной ρ_0) среднее значение E/N уменьшается. При этом в различных участках газодинамического течения создаются локальные условия для пробоя. В областях повышенных локальных значений E/N образуются сильноточные шнуры, в которые перераспределяется энергия из близлежащих зон разряда.

Локальная плотность энерговыклада определяется как

$$\varepsilon = \iint_s j(x, y)E(x, y) dx dy,$$

где x — координата разрядной области в направлении потока, y — координата разрядной области в направлении вектора электрического поля. Вдоль оси z распределение параметров однородно. При заданном не зависящем от времени токе разряда I электрическое поле

$$E(x, y) = \frac{I}{e \iint_s n_e(x, y)\mu(x, y) dx dy},$$

где $n_e(x, y)$ и $\mu(x, y)$ — пространственные распределения концентрации и подвижности электронов.

Значения локальной плотности в околосвуковом потоке за препятствиями менялись весьма существенно. В области вихрей в зоне отрыва за препятствиями на участке 1 см перепад плотности составлял (700–900)%. В области пересечения ударных волн на оси течения скачок плотности достигал (200–300)%. Энерговыклад происходил в зоны низкой плотности (вихри, волны разрежения), а также в области скачков и резких градиентов плотности — в эти области перераспределяется ток разряда из прилегающих областей с малым значением E/N .

Две противоположные вихревые зоны отрыва потока за препятствиями, ввиду наличия области низкой плотности газа и, соответственно, высокой концентрации электронов при ионизации, представляют собой эффективные плазменные электроды. При увеличении плотности в невозмущенном набегающем потоке между этими областями возникают локальные пробойные условия, и в области веера разрежения при плотностях в потоке за падающей ударной волной выше $3 \cdot 10^{-4}$ г/см³ формируется канал

Рис. 8. Формирование канала пробоя. Плотность однородного потока газа за плоской ударной волной $44 \cdot 10^{-5}$ г/см³

пробоя (рис. 6б, 8). На рис. 8 приведено изображение свечения разряда в потоке при плотности в невозмущенном потоке за падающей ударной волной $4.4 \cdot 10^{-4}$ г/см³. Видны следующие газодинамические структуры: следы ударных волн (1) при пересечении с плазменными листами, волна торможения (2), формирующаяся вверх по потоку от препятствий (3); веер разрежения (4) между зонами отрыва (5) за препятствиями, в котором формируется канал пробоя между зонами повышенной электронной концентрации.

При плотности в потоке за падающей ударной волной 10^{-5} г/см³– $2 \cdot 10^{-4}$ г/см³ общая структура течения, определенная по мгновенному изображению свечения потока, достаточно хорошо согласуется со структурой расчетной области — визуализируются скачки уплотнения, вихри, локальные области разрежения. Используемая методика численной визуализации результатов в режиме градаций серого цвета при послойном воспроизведении областей с постоянной обратной плотностью может рассматриваться как численная визуализация свечения импульсного объемного разряда в потоке в рамках рассматриваемой модели (зависимости локальной интенсивности свечения плазмы разряда от значения обратной плотности газа в потоке при отсутствии условий локального пробоя).

Трехмерная цветная анимация процесса позволяет визуализировать и проследить динамику развития областей с минимальной плотностью газа и, соответственно, перераспределения тока объемного разряда при наличии предпробойных условий при иницировании разряда на различных стадиях газодинамического процесса. На рис. 9 представле-

Рис. 9. Численная поверхность обратной плотности в потоке

но изображение изоповерхности плотности (элемент численной анимации).

Таким образом, сравнение результатов визуализации квазидвумерного потока по методу импульсного объемного разряда и визуализации численного расчета полей обратной плотности в непрерывной шкале градаций серого показывает, что модель пропорциональности интенсивности свечения обратной плотности газа достаточно хорошо описывает перераспределение плазмы импульсного объемного разряда в заданном поле плотности потока. Повышенная интенсивность свечения плазмы разряда визуализирует области пониженной плотности ρ (или концентрации частиц газа N) или области градиента плотности. Анализ изображений позволяет определять границы применимости такой пропорциональности для конкретной конфигурации потока и геометрии канала. При повышении давления в потоке между локальными зонами повышенной концентрации электронов в областях низкой плотности формируются каналы пробоя вдоль волн разрежения и разрывов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование двумерного нестационарного газодинамического течения в канале с уступами, ионизованного импульсным объемным разрядом с предьонизацией. В сравнении с другими видами разрядов импульсный объемный разряд с предьонизацией ультрафиолетовым излучением от плазменных электродов обеспечивает высокую про-

странственную однородность в невозмущенном газе, отсутствие теплового нагрева потока за время свечения разряда, кратковременность экспозиции при интегральной регистрации свечения разряда в потоке. Интегральная регистрация свечения разряда в потоке позволяет получать изображения основных элементов структуры течения — нестационарных конфигураций разрывов, вихрей, волн разрежения и сжатия.

Сравнение результатов регистрации свечения импульсного объемного разряда и результатов визуализации численного расчета полей обратной плотности в непрерывной шкале градаций серого цвета позволяет определить рамки применимости физической модели пропорциональности интенсивности свечения обратной плотности газа, проанализировать границы применимости такой пропорциональности для конкретных конфигураций потока. Возникновение в потоке областей с локальными пробойными условиями (связанными с высокими значениями E/ρ) приводит к отклонениям от модели зависимости интенсивности свечения плазмы разряда от обратной плотности газа. В силу резкой зависимости скоростей ионизации и возбуждения газа электронным ударом от величины E/ρ происходит быстрое стягивание разряда в эти области и существенное возрастание там плотности тока. Между областями высокой концентрации электронов, возникающими в зонах низкой плотности, формируются каналы пробоя вдоль волн разрежения, вихрей, поверхностей разрыва. Инициирование импульсного объемного разряда в потоке газа с заданным распределением плотности позволяет прогнозировать и корректировать пространственное распределение тока объемного разряда.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Министерства образования РФ (ГОО-6-7-778) и научно-технической программы МО РФ (проект 09.01.023)

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Ф. Авраменко, А. А. Рухадзе, С. Ф. Теселкин, Письма в ЖЭТФ **34**, 485 (1981).
2. П. К. Третьяков, А. Ф. Гаранин, Г. Н. Грачев и др., ДАН **351**, 339 (1996).
3. С. А. Быстров, И. С. Заслонко, Ю. К. Мукосеев, Ф. В. Шугаев, ДАН **310**, 70 (1990).

4. Y. Ionikh, N. Chernysheva, A. Meshchanov et al., *Phys. Lett. A* **259**, 387 (1999).
5. И. А. Знаменская, Т. А. Кули-заде, И. В. Степанец, *ЖПМТФ* **3**, 84 (1995).
6. Н. В. Карлов, Г. П. Кузьмин, А. М. Прохоров, *Изв. АН СССР, сер. физ.* **48**, 1430 (1984).
7. Е. П. Велихов, В. Ю. Баранов, В. С. Летохов и др., *Импульсные СО₂-лазеры и их применение для разделения изотопов*, Наука, Москва (1983).
8. I. A. Znamenskaya, in *Proc. 21th Int. Symp. on Shock Waves*, Keppel (1997), p. 489.
9. А. Л. Сурис, *Термодинамика высокотемпературных процессов*, Наука, Москва (1985).
10. И. Э. Иванов, И. А. Крюков, *Матем. моделирование*, **8**, 47 (1996).
11. U. G. Pirumov, I. E. Ivanov, I. A. Kryukov, *Progress and Challenges in CFD Methods and Algorithms*, Seville, Spain (1995), p. 13.
12. N. Sudani, M. Sato, T. Karasawa et al., *Proc. 22th Int. Symp on Shock Waves*, London (1999), p. 1223.