

03
Прохождение плоской ударной волны через область тлеющего газового разряда

© Т.А. Лапушкина,¹ А.В. Ерофеев,¹ О.А. Азарова,² О.В. Кравченко³

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

² Вычислительный центр им. А.А. Дородницына Федерального исследовательского центра
„Информатика и управление“ РАН,
119333 Москва, Россия

³ Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН,
117342 Москва, Россия
e-mail: tanyusha@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 21 марта 2018 г.)

Экспериментально и численно рассмотрена задача о взаимодействии прямой ударной волны ($M = 5$) с ионизированной плазменной областью, заранее сформированной до прихода ударной волны слаботочным тлеющим газовым разрядом. В результате взаимодействия в эксперименте получены шпирен-имиджи движущейся ударно-волновой структуры, состоящей из двух разрывов, выпуклость которых направлена в сторону движения первоначальной волны. Моделирование распространения ударной волны по области энергетического воздействия проводилось на основе двумерной задачи о распаде произвольного разрыва с учетом влияния горизонтальных стенок. Численно решались системы уравнений Эйлера и Навье–Стокса. Неравновесность происходящих процессов в газоразрядной области моделировалась эффективным показателем адиабаты γ . На основании проведенных расчетов для равновесного воздуха ($\gamma = 1.4$) и для ионизированной неравновесной газовой среды ($\gamma = 1.2$) показано, что наблюдаемые в эксперименте разрывы могут трактоваться как элементы решения двумерной задачи о распаде разрыва — ударной волной и следующим за ней контактным разрывом. Показано, что изменение γ влияет на форму фронтов и значение скоростей полученных разрывов. Получено хорошее согласие экспериментальных и расчетных имиджей плотности и скоростей разрывов при остаточной температуре газа в газоразрядной области 373 К.

DOI: 10.21883/JTF.2019.01.46960.121-18

Введение

Воздействие тепловых областей на ударную волну, а также сверхзвуковой слой перед телом являлось ранее и остается в настоящее время обширной областью исследований с приложениями к классу задач управления сверхзвуковым потоком [1–4]. Впервые задача нестационарного взаимодействия источника энергии со сверхзвуковым ударным слоем была поставлена и рассмотрена в [5], что дало начало широкому распространению идей о контроле потока за счет вложения энергии во внешний поток и локализованные области вблизи обтекаемого тела [6,7]. Управление потоком с помощью внешнего источника в первую очередь сводилось к получению уменьшения волнового сопротивления и выяснению механизмов этого феномена [8,9], воздействия на подъемные силы [10] и на создание новых структур в зоне энергоподвода [11–13], в том числе и для широкого диапазона изменения эффективного показателя адиабаты γ [14]. Рассматривалась также возможность провоцирования пульсационных режимов течения за счет внешнего энерговклада в поток [15,16].

В ряде работ с целью воздействия на сверхзвуковое течение и пограничные слои используются высокоэнергетичные плазменные листы [17,18], слаботочные барьерные разряды (DBD) [19], а также плазменные

струи [20]. Формирование косоугольной ударной волны в пограничном слое посредством плазменного актуатора получено в [21]. Отмечалось, что взаимодействие падающих и отраженных косых ударных волн осуществляется с помощью волн сжатия, генерируемых в плазме, которые оказывают влияние на область отрыва потока. Плазменные актуаторы применялись также для управления процессом отрыва в потоках с числами Маха 2.3 и 3 [22,23].

Воздействие плазменных областей на структуру и динамику ударных волн исследовалось в [24–27]. В работах [24–26] была показана возможность управления ударно-волновыми конфигурациями при помощи создания локальных плазменных газоразрядных областей в потоке перед телом или непосредственно у поверхности обтекаемого тела. Получена возможность как чисто плазменного воздействия при изменении степени неравновесности набегающего потока [24], так и магнитогазродинамического при дополнительном наложении внешнего магнитного поля. При этом продемонстрировано воздействие не только на положение головной ударной волны, но и на величину аэродинамического сопротивления и подъемную силу. В [27] экспериментально исследовалось взаимодействие сильной одиночной ударной волны с областью заранее сформированного тлеющего слабонергетичного газового разряда. В результате

взаимодействия обнаружено образование новой ударно-волновой конфигурации.

В [28] проводилось экспериментальное моделирование аналогичной задачи о распаде произвольного разрыва в условиях быстрого энерговысвобождения в поток, повышающего давление в газоразрядной области. Получена ударно-волновая структура, состоящая из двух расходящихся ударных волн, разделенных контактным разрывом. Распад разрыва в микроканале в условиях, когда влияние вязкости существенно, рассмотрен в [29]. Проведено сравнение результатов моделирования с использованием системы уравнений Навье–Стокса и на основе решения уравнения Больцмана для пограничных чисел Кнудсена.

В настоящей работе экспериментально и численно рассматривается задача о прохождении прямой ударной волны через слабоионизованную плазменную область в канале прямоугольного сечения. С этой целью экспериментально изучался процесс распада разрыва, инициированный взаимодействием ударной волны с плазменной областью, заранее сформированной слаботоковым тлеющим газовым разрядом. В результате взаимодействия получена движущаяся ударно-волновая структура, состоящая из двух разрывов, выпуклость которых направлена в сторону движения первоначальной волны.

Численное моделирование распространения ударной волны по области энергетического воздействия проводилось на основе двумерной задачи о распаде произвольного разрыва с учетом влияния стенок трубы. Плазменная область моделировалась областью разреженного газа с повышенной температурой и неизменным давлением. Численно решались системы уравнений Эйлера и Навье–Стокса. Неравновесность происходящих процессов в газоразрядной области моделировалась эффективным показателем адиабаты γ . Проводилось сравнение шпирен-имиджей и экспериментальной динамики полученных разрывов с результатами расчетов для равновесного воздуха ($\gamma = 1.4$) и для ионизованной неравновесной газовой среды ($\gamma = 1.2$).

1. Экспериментальное исследование прохождения ударной волны через область тлеющего разряда

1.1. Экспериментальная установка

Установка была создана для проведения экспериментов в области магнитогидродинамической аэродинамики. В рамках настоящей работы исследования проводились в прямом канале с квадратным сечением, сопряженном с ударной трубой круглого сечения, в которой происходит формирование ударных волн. Схема эксперимента приведена на рис. 1. Рабочей средой являлся воздух. Для получения одиночной ударной волны при переходе из канала круглого сечения в канал квадратного сечения перед входом в рабочую камеру дополнительно ставилась лавсановая диафрагма (4 на рис. 1), которая

также дала возможность задавать в зоне воздействия низкие давления воздуха для формирования тлеющего разряда. Газовый разряд создавался за счет приложения постоянного напряжения (10 на рис. 1) к штыревым электродам, расположенным на верхней и нижней стенках канала (5 на рис. 1). Однородность разряда в зоне воздействия обеспечивалась специально подобранным нагрузочным сопротивлением. Зона воздействия имела размер $8 \times 4 \text{ см}^2$ и включала 34 штыревых электрода сверху и столько же снизу. В данном эксперименте были подключены все электроды. При изменении газоразрядного тока в пределах 10–160 мА в зоне воздействия наблюдался тлеющий диффузный разряд.

Для визуализации процесса прохождения ударной волны через область воздействия использовалась шпирен-система с подсветкой от непрерывного лазера с длиной волны 532 нм. Приемной частью системы являлась высокоскоростная CCD камера, позволяющая получать до 6 кадров с разной скважностью и временем экспозиции до десятков наносекунд, что позволяло фиксировать весь процесс прохождения ударной волны через зону воздействия.

Измерялась скорость распространения ударной волны до зоны воздействия и после нее при помощи смонтированных в стенку канала пьезодатчиков, которые также фиксировали статическое давление в канале. Дополнительно снимались вольт-амперные характеристики разряда.

1.2. Взаимодействие ударной волны с газоразрядной областью

На рис. 2 показан процесс распространения ударной волны по каналу в зоне наблюдения без внешних воздействий. Видно, что в рабочей камере получена одиночная плоская ударная волна, фиксируемая шпирен-системой во всей зоне наблюдения.

Для создания плазменной среды в данном эксперименте зажигался диффузный тлеющий разряд при рабочем давлении воздуха 7 Торг и газоразрядном токе

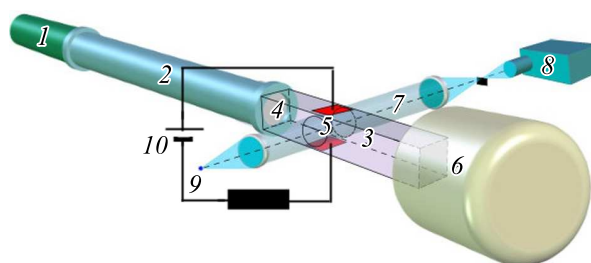


Рис. 1. Схема эксперимента: 1, 2 — ударная труба (1 — камера высокого давления, 2 — камера низкого давления), 3 — рабочая камера, 4 — лавсановая диафрагма, 5 — зона газового разряда и наблюдения, 6 — демпферный бак, 7 — шпирен-система, 8 — CCD камера, 9 — лазер, 10 — схема подключения электродов с источником постоянного напряжения и нагрузочным сопротивлением.

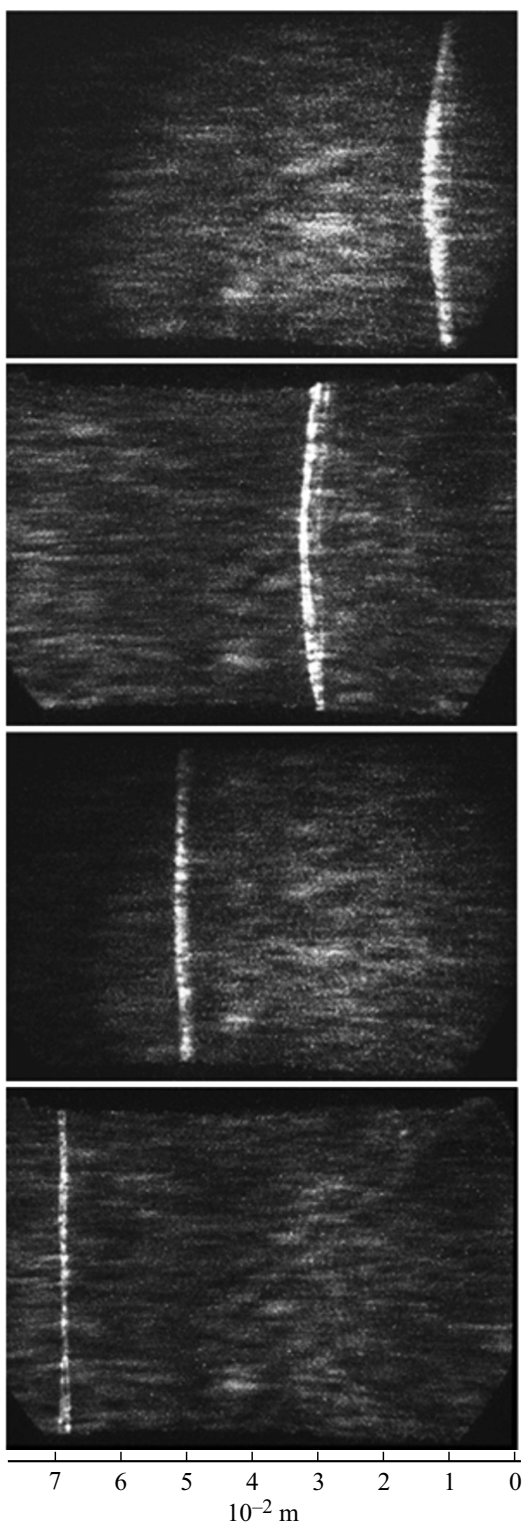


Рис. 2. Прохождение ударной волны через область наблюдения в отсутствие газового разряда, время между кадрами $10\ \mu\text{s}$.

160 мА, аналогичный разряду, приведенному на рис. 3. На рис. 4 представлена динамика прохождения ударной волны через область газоразрядной плазмы. Видно, что в результате взаимодействия одиночной ударной волны с

плазменной областью образуется новая ударно-волновая конфигурация, состоящая из двух разрывов, распространяющихся через зону воздействия, практически не изменяя формы. Выпуклость полученных разрывов направлена в сторону движения первоначальной ударной волны.

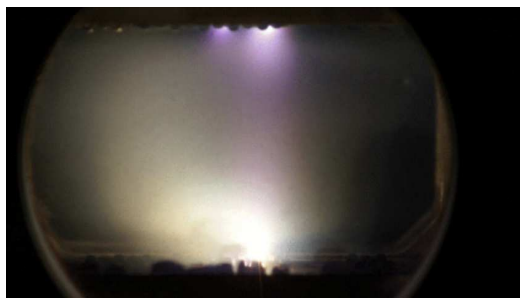


Рис. 3. Типичный вид однородного газового разряда в области наблюдения.

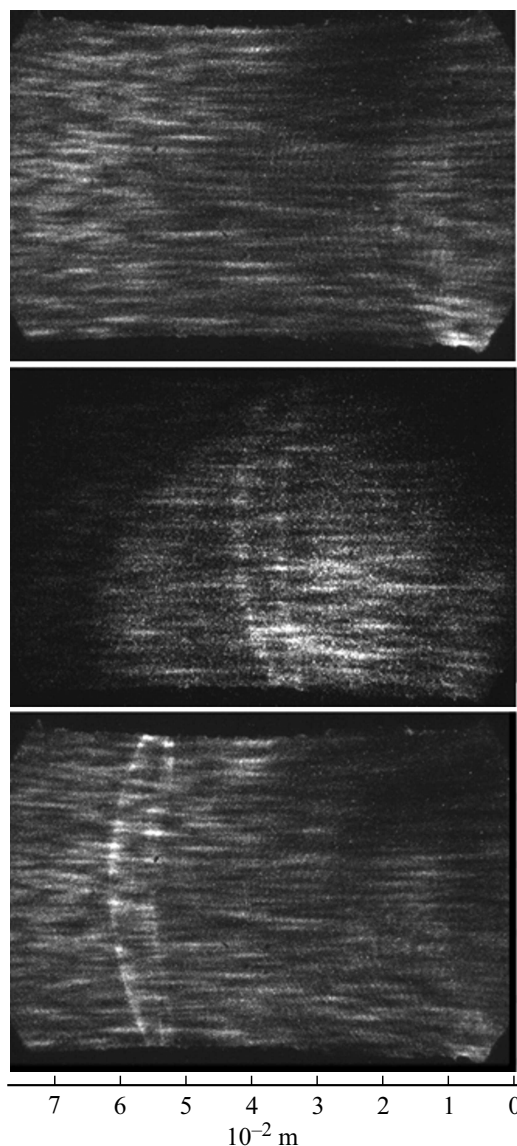


Рис. 4. Прохождение ударной волны через область газоразрядной плазмы, время между кадрами $10\ \mu\text{s}$.

Определяющие параметры потока и тепловой области

Параметр	Размерное значение	Безразмерное значение	Нормировочный коэффициент
Число Маха ударной волны M_{sw}		4.98	
Число Рейнольдса Re		9562.760	$Re = \rho_n u_n l_n / \mu_{vn}$
Динамическая вязкость μ_v (18°C)	$1.827 \cdot 10^{-5} \text{ kg/(s} \cdot \text{m)}$	1	$\mu_{vn} = 1.827 \cdot 10^{-5} \text{ kg/(s} \cdot \text{m)}$
Константа в законе Сазерленда s (18°C)	120 K	0.4096	$T_n = 293 \text{ K}$
Начальное давление в газе p_∞	0.01 atm	1.0	$p_n = 0.01 \text{ atm} = 1.01325 \cdot 10^3 \text{ Pa}$
Начальная плотность газа ρ_∞	0.01205 kg/m^3	1.0	$\rho_n = 0.01 \cdot 1.205 \text{ kg/m}^3$
Начальная скорость газа u_∞	0 m/s	0	$u_n = (p_n/\rho_n)^{0.5} = 289.9778 \text{ m/s}$
Начальная температура газа T_∞	293 K (20°C)	1.0	$T_n = 293 \text{ K}$
Начальная скорость ударной волны D	1710 m/s	5.897	$u_n = (p_n/\rho_n)^{0.5} = 289.9778 \text{ m/s}$
Температура в разогретой области T_i	373 K (100°C)	1.2730	$T_n = 293 \text{ K}$
Плотность в разогретой области ρ_i	0.00947 kg/m^3	0.7855	$\rho_n = 0.01 \cdot 1.205 \text{ kg/m}^3$
Длина разогретой области	$7 \cdot 10^{-2} \text{ m}$	1.4	$l_n = 5 \cdot 10^{-2} \text{ m}$
Высота разогретой области	$5 \cdot 10^{-2} \text{ m}$	1.0	$l_n = 5 \cdot 10^{-2} \text{ m}$

2. Численное моделирование распространения ударной волны по ионизированной разогретой области

2.1. Постановка задачи

Моделирование взаимодействия разогретой ионизированной области с плоской ударной волной проводилось при параметрах потока, получаемых в эксперименте (см. таблицу). Здесь приведены также нормирующие величины для рассмотрения задачи в безразмерном виде. Численно решались система уравнений Эйлера ($\mathbf{F}_v = 0, \mathbf{G}_v = 0$) и система уравнений Навье–Стокса ($\mathbf{F}_v \neq 0, \mathbf{G}_v \neq 0$) в безразмерном виде для идеального равновесного газа с постоянным отношением удельных теплоемкостей γ (см., например, [30]).

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial (\mathbf{F} + \mathbf{F}_v)}{\partial x} + \frac{\partial (\mathbf{G} + \mathbf{G}_v)}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ \rho uv \\ u(E + p) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ p + \rho v^2 \\ v(E + p) \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{F}_v = - \begin{pmatrix} 0 \\ \mu/Re(4/3u_x - 2/3v_y) \\ \mu/Re(v_x + u_y) \\ \mu\pi_1/Re \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{G}_v = - \begin{pmatrix} 0 \\ \mu/Re(v_x + u_y) \\ \mu/Re(4/3v_y - 2/3u_x) \\ \mu\pi_2/Re \end{pmatrix},$$

$$\pi_1 = u(4/3u_x - 2/3v_y) + v(v_x + u_y),$$

$$\pi_2 = v(4/3v_y - 2/3u_x) + u(v_x + u_y).$$

Здесь ρ и p — плотность и давление газа, u и v — x -я и y -я компоненты скорости, $\varepsilon = p/(\rho(\gamma - 1))$, $E = \rho(\varepsilon + 0.5(u^2 + v^2))$, Re — число Рейнольдса. Для приближения зависимости динамической вязкости от температуры использовалась формула Сазерленда

$$\mu = T^{1.5}(1 + s_1)/(T + s_1).$$

Теплопроводность среды не учитывалась.

В расчетах использовались комплексно-консервативные разностные схемы второго порядка аппроксимации [31] на ортогональной шахматной сетке с одинаковыми шагами по пространству. Второй порядок точности по пространству и времени обеспечивался использованием продолженных систем для пространственных производных системы (1). На поперечный размер трубы приходилось 1000–2000 узлов.

Плазменная область моделировалась неподвижной областью разреженного газа, расположенной внутри трубы на некотором расстоянии перед ударной волной. Вертикальный размер области совпадал с шириной ударной трубы. Внутри этой области задавалась пониженная плотность газа $\rho_i = \alpha_\rho \rho_\infty$. Остальные параметры задавались равными начальным параметрам потока внутри ударной трубы (обозначенными индексом ∞). При этом температура внутри плазменной области являлась повышенной по сравнению с начальной температурой газа в трубе, $T_i = \alpha_\rho^{-1} T_\infty$.

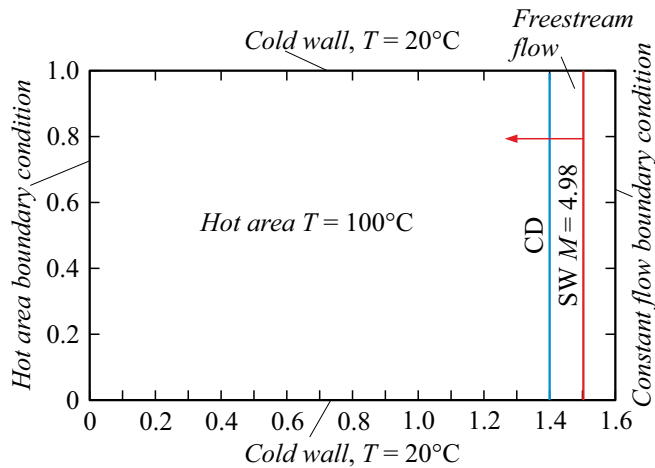


Рис. 5. Постановка задачи (схема).

2.2. Моделирование взаимодействия плазменной области с ударной волной

Ударная волна движется влево и взаимодействует с плазменной областью. При взаимодействии передней

границы тепловой области возникает ударно-волновая конфигурация, которая в одномерном приближении описывается решением задачи Римана о распаде произвольного разрыва, подобной приведенной в [32]. От центра взаимодействия влево распространяются ударная волна и контактный разрыв и вправо — волна разрежения. Заметим, что в [28] экспериментально моделируется другая возможная конфигурация, когда вместо волны разрежения образуется вторая ударная волна ([32]).

Для моделирования эксперимента проводился учет влияния стенок ударной трубы. На рис. 5 представлена схема постановки задачи. Полагалось, что плазма занимает все пространство рабочей камеры между горизонтальными стенками, при этом стенки не успевают прогреться и остаются холодными, и параметры на них равны начальным параметрам газа. Помимо этого считалось, что газ затормаживается у стенок камеры (использовались условия прилипания). Воздействие горизонтальных стенок обуславливает двумерный характер рассматриваемого взаимодействия. На правой границе расчетной области задавались либо точные параметры за ударной волной, либо использовалось условие отсутствия отражения на границе. Расчеты проводились

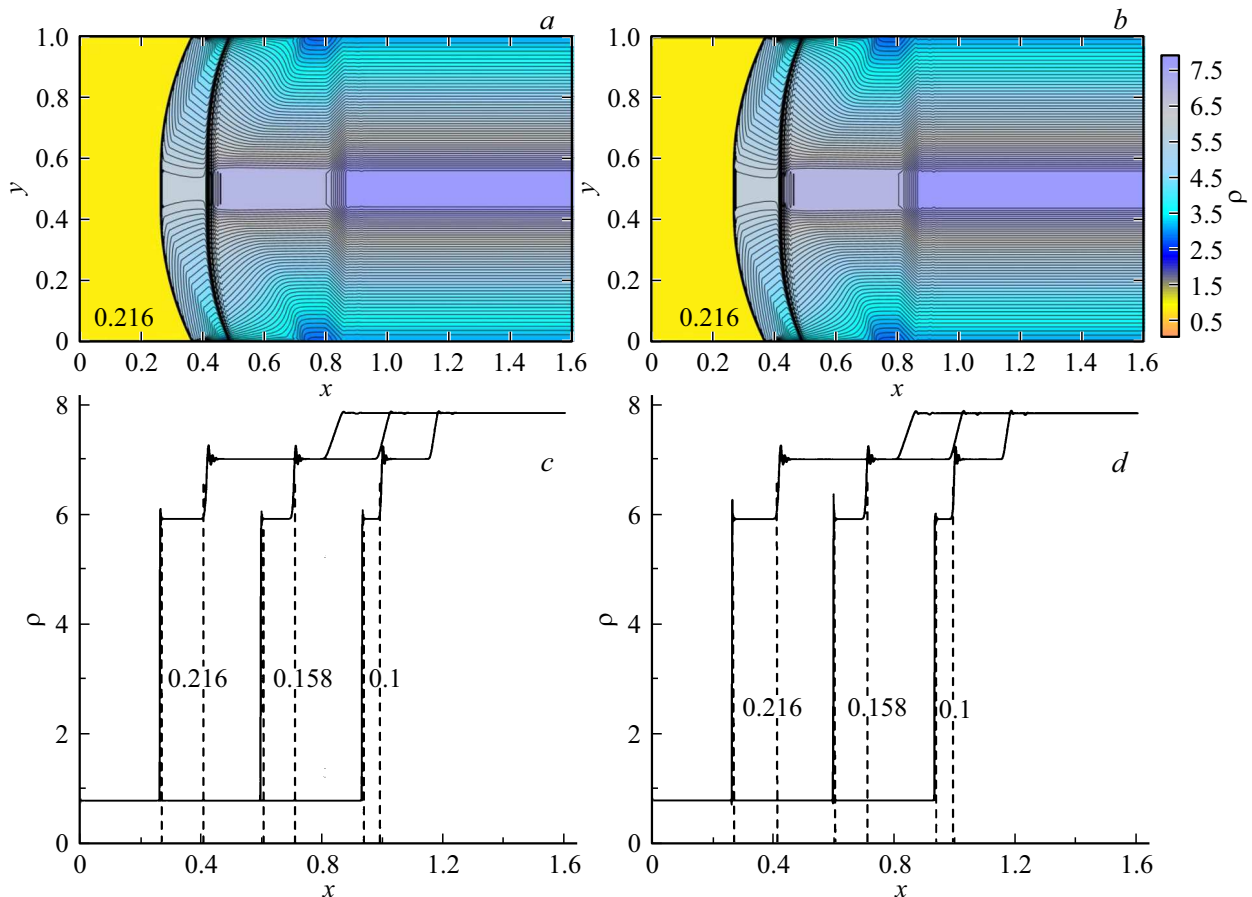


Рис. 6. Расчеты систем уравнений Навье–Стокса (a) и Эйлера (b), плотность, $t = 0.216$, $\gamma = 1.2$; c, d — соответствующая динамика профиля плотности на оси симметрии, штриховые линии — положение ударной волны и контактного разрыва из аналитического решения задачи о распаде разрыва.

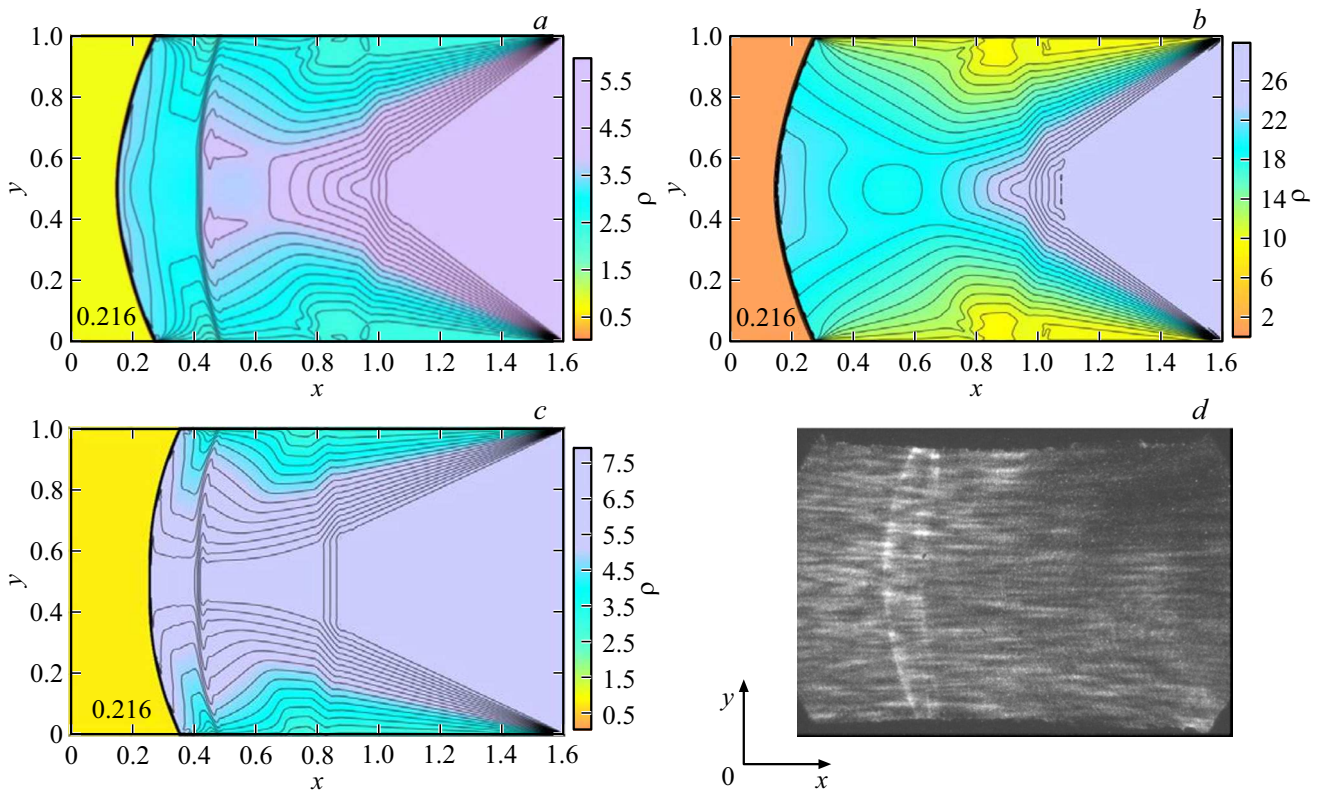


Рис. 7. Взаимодействие плазменной области с ударной волной: *a* — поле плотности, $\gamma = 1.4$; *b* — поле давления, $\gamma = 1.4$; *c* — поле плотности, $\gamma = 1.2$; *d* — шпирен-имидж плотности.

для значений показателя адиабаты газа $\gamma = 1.4$ и 1.2 (в последнем случае отличие динамической вязкости газа от ее значения для воздуха не учитывалось).

На рис. 6, *a, b* представлены расчетные имиджи потока, полученные по системам уравнений Навье–Стокса и Эйлера, цифры на рисунках — безразмерные моменты времени, на осях использовались также безразмерные величины. Расчетные имиджи практически совпадают, за исключением фронтов разрывов и тонких слоев вдоль горизонтальных стенок. Заметим, что в [33] для ширины ламинарного погранслоя δ (для несжимаемой среды) приведена оценка: $\delta = Re^{-0.5}$, что для условий рассматриваемой задачи составляет $\delta \approx 0.01$. Для сжимаемой среды данная оценка дает порядок ширины погранслоя, которая хорошо согласуется с расчетными значениями: в расчетах при $y = 0.01$ отличие завихренности от 0 составляет 0.003%, а отличие на 1% наблюдается при $y = 0.007$.

На рис. 6, *c, d* представлены соответствующие профили плотности на оси симметрии, полученные из систем уравнений Навье–Стокса и Эйлера (здесь начальные координаты ударной волны и контактного разрыва равны соответственно 1.5 и 1.4). Штриховые вертикальные прямые указывают точное положение фронтов разрывов, полученное из аналитического решения задачи Римана. Сравнение профилей показывает, что воздействие вязкости сосредоточено на фронтах разрывов и границах

волны разрежения и составляет величину порядка процента.

Из приведенного сравнения можно сделать вывод, что в данной задаче на рассматриваемых интервалах времени положения фронтов разрывов с высокой точностью совпадают в расчетах системы уравнений Эйлера и в расчетах системы уравнений Навье–Стокса, а также могут оцениваться из одномерной задачи Римана о распаде произвольного разрыва.

2.3. Сравнение расчетных и экспериментальных результатов

Здесь и далее расчеты основываются на системе уравнений Эйлера. На правой границе расчетной области используются точные параметры за фронтом ударной волны (отметим, что на рассматриваемых временах граничные условия на правой границе не влияют на положения фронтов разрывов). Поля плотности и давления при взаимодействии плазменной области с ударной волной с учетом влияния горизонтальных стенок представлены на рис. 7, *a, b*. Отсутствие второго разрыва на рис. 7, *b* доказывает, что этот разрыв является контактным (так как давление на нем является непрерывной функцией). Осциллограмма статического давления также показывает отсутствие второго скачка давления.

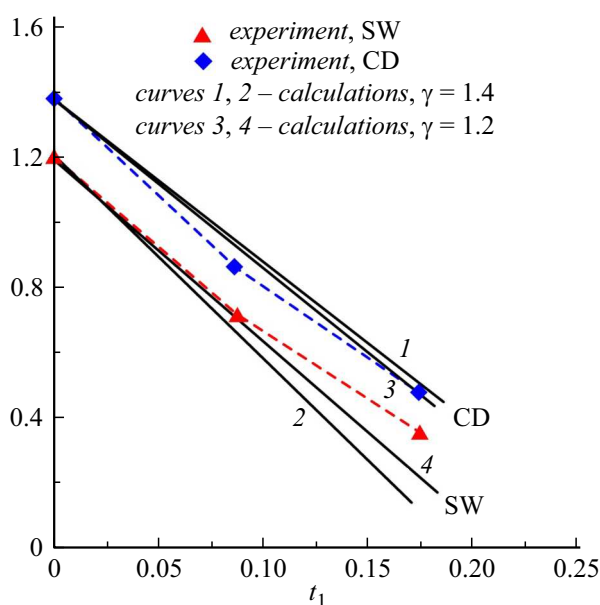


Рис. 8. Сравнение экспериментальной (штрих) и расчетной динамики x -координаты на оси симметрии ударной волны (SW) и контактного разрыва (CD); (кривые 1, 2 — $\gamma = 1.4$, кривые 3, 4 — $\gamma = 1.2$).

Так как плазменная область является ионизованной, происходящие физико-химические превращения оказывают влияние на эффективный показатель адиабаты среды. Этим параметром можно характеризовать неравновесную газовую среду в предположении локального термодинамического равновесия происходящих процессов (при более общем подходе необходимо учитывать происходящие химические реакции). Динамика взаимодействия для пониженного значения γ ($\gamma = 1.2$) приведена на рис. 7, с. Как получено в [34], такое значение γ соответствует степени ионизации газовой среды порядка 0.00015 и степени неравновесности 0.015. Видно, что изгибы фронтов разрывов для $\gamma = 1.2$ ближе к изгибам фронтов на полученных шпирен-имиджах (рис. 7, d), чем в случае $\gamma = 1.4$.

На рис. 8 приведено сравнение экспериментальной и расчетной динамики x -координат ударной волны и контактного разрыва на оси симметрии. Начальный момент времени в расчетах выбирался из условия совпадения экспериментальных и расчетных величин расстояния между разрывами. Видно, что зависимость координаты ударной волны близка к зависимости для $\gamma = 1.2$, что указывает на наличие физико-химических превращений, изменяющих показатель адиабаты среды, связанных со степенью ионизации и неравновесности плазмы в зоне воздействия. Наблюдаемое расхождение со временем между численными и экспериментальными значениями координат ударной волны можно объяснить падением степени ионизации в зоне воздействия и понижением температуры в ней со временем в процессе прохождения ударной волны, а также уменьшением эффективного

показателя адиабаты в окрестности фронта волны. Отметим, что изменение показателя адиабаты среды γ влияет на форму фронта контактного разрыва, а его влияние на траекторию контактного разрыва незначительно.

Таким образом, проведенные расчеты показывают, что полученные экспериментальные результаты моделируют решение задачи Римана о распаде произвольного разрыва в рабочей камере (с учетом влияния горизонтальных стенок) при пониженных значениях показателя адиабаты газовой среды $\gamma \sim 1.2$. При этом наблюдаемые в эксперименте разрывы являются элементами решения задачи о распаде разрыва — ударной волной и следующим за ней контактным разрывом. Показано, что изменение γ влияет на форму фронтов и значение скоростей полученных разрывов. Помимо этого, в результате полученного хорошего согласия экспериментальных и расчетных имиджей плотности и скоростей разрывов можно сделать вывод, что остаточная температура газа в плазменной области, полученной с помощью газового разряда, есть величина порядка 300–400 К.

Выводы

В экспериментах по исследованию прохождения ударной волны через разогретую ионизованную область, сформированную тлеющим газовым разрядом, обнаружено, что вследствие взаимодействия ударной волны с газоразрядной плазменной областью образуется новая ударно-волновая конфигурация, состоящая из двух разрывов. Выпуклость фронтов разрывов в полученной конфигурации направлена в сторону движения первоначальной ударной волны.

Численное моделирование показало, что наблюдаемые в эксперименте разрывы могут трактоваться как элементы решения двумерной задачи Римана о распаде произвольного разрыва — ударной волной и следующим за ней контактным разрывом. Показано, что изменение γ влияет на форму фронтов и значение скоростей полученных разрывов. На основе полученного хорошего согласия экспериментальных и расчетных имиджей плотности и скоростей разрывов для пониженных значений показателя адиабаты газовой среды ($\gamma = 1.2$) сделан вывод о наличии физико-химических процессов (ионизации и неравновесности газа) в газоразрядной области при остаточной температуре газа 373 К.

О.А. Азарова приносит благодарность А.И. Толстых за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Knight D. // J. Propulsion and Power. 2008. Vol. 24. N 6. P. 1153–1167.
- [2] Knight D. // Aerospace Lab Journal. 2015. N 10. P. 1–12. DOI: 10.12762/2015.AL10-02
- [3] Russel A., Zare-Bentash H., Kontis K. // J. Electrostatics. 2016. Vol. 80. P. 34–68.

- [4] *Fomin V., Tretyakov P., Taran J.-P.* // *Aerospace Sci. Technol.* 2004. Vol. 8. N 5. P. 411–421.
- [5] *Георгиевский П.Ю., Левин В.А.* // *Письма в ЖТФ.* 1988. Т. 14. Вып. 8. С. 684–687.
- [6] *Kazanskiy P.N., Moralev I.A., Bityurin V.A., Efimov A.V.* // *J. Phys.: Conference Series.* 2016. Vol. 774. N 1. С. 012153. DOI: 10.1088/1742-6596/774/1/012153
- [7] *Мунхоз Д.С., Битюрин В.А., Климов А.И., Казанский П.Н., Моралев И.А., Поляков Л.Б., Толкунов Б.Н.* // *ЖТФ.* 2017. Т. 87. Вып. 7. С. 997–1002.
- [8] *Георгиевский П.Ю., Левин В.А.* // *Известия РАН. МЖГ.* 1993. Вып. 4. С. 174–183.
- [9] *Kolesnichenko Yu.F., Brovkin V.G., Azarova O.A., Grudnitsky V.G., Lashkov V., Mashek I.* // *Paper AIAA-2002-0353.* 2002. P. 1–13. DOI: 10.2514/6.2002-353
- [10] *Azarova O.A., Knight D., Kolesnichenko Yu.F.* // *Paper AIAA-2011-1026.* 2011. Vol. 1. P. 1–14. DOI: 10.2514/6.2011-1026
- [11] *Shneider M.N., Macheret S.O., Zaidi S.H., Gurgis I., Miles R.B.* // *J. Propulsion Power.* 2008. Vol. 24. N 5. P. 900–915.
- [12] *Желтоводов А.А., Пимонов Е.А.* // *ЖТФ.* 2013. Т. 83. Вып. 2. С. 21–35.
- [13] *Azarova O.A., Knight D.D., Kolesnichenko Yu.F.* // *J. Aerospace Engineering.* 2013. Vol. 227. N 9. P. 1498–1515.
- [14] *Азарова О.А., Гвоздева Л.Г.* // *Письма в ЖТФ.* 2016. Т. 42. Вып. 15. С. 59–66.
- [15] *Georgievsky P.Y., Levin V.A.* // *Paper AIAA-2005-1047.* 2005. P. 1–9. DOI: 10.2514/6.2005-1047
- [16] *Azarova O.A., Knight D.D., Kolesnichenko Yu.F.* // *Shock Waves.* 2011. Vol. 21. N 5. P. 439–450.
- [17] *Jin J., Znamenskaya I.A., Sysoev N.N.* // *Technic. Phys. Lett.* 2013. Vol. 39. N 5. P. 418–420. DOI: 10.1134/S1063785013050131
- [18] *Jin J., Mursenkova I.V., Sysoev N.N., Vinnichenko N.A., Znamenskaya I.A., Glazyrin F.N.* // *J. Flow Visualization Image Process.* 2011. Vol. 18. N 4. P. 311–328.
- [19] *Starikovskiy A., Post M., Tkach N., Miles R.* // *AIAA Paper-2014-0144.* 2014. DOI: 10.2514/6.2013-754
- [20] *Narayanaswamy V., Clemens N.T., Raja L.L.* // *AIAA Paper-2010-1089.* 2010. DOI: 10.2514/6.2010-1089
- [21] *Nishihara M., Gaitonde D., Adamovich I., Klochko A.* // *51st AIAA Aerospace Sci. Meet. AIAA 2013-0461.* 2013. Virginia. P. 1–17. DOI: 10.2514/6.2013-461
- [22] *Webb N., Clifford C., Samimy M.* // *Exp Fluids.* 2013. Vol. 54. P. 1–13. DOI: 10.1007/s00348-013-1545-z
- [23] *Narayanaswamy V., Raja L.N., Clemens N.T.* // *AIAA Journal.* 2012. Vol. 50. N 1. P. 246–249. DOI: 10.2514/1.J051246
- [24] *Лапушкина Т.А., Ерофеев А.В., Поняев С.А., Бобашев С.В.* // *ЖТФ.* 2009. Т. 79. Вып. 6. С. 78–86.
- [25] *Lapushkina T.A., Erofeev A.V.* // *Aerospace Sci. Technol.* 2017. Vol. 69. P. 313–320.
- [26] *Азарова О.А., Ерофеев А.В., Лапушкина Т.А.* // *Письма в ЖТФ.* 2017. Т. 43. Вып. 4. С. 401–404.
- [27] *Лапушкина Т.А., Ерофеев А.В.* // *Письма в ЖТФ.* 2017. Т. 43. Вып. 5. С. 17–23.
- [28] *Doroshchenko I., Znamenskaya I., Koroteev D., Kulizade T.* // *Phys. Fluid.* 2017. Vol. 29. N 10. P. 1–4. DOI: 10.1063/1.4991072
- [29] *Zeitoun D.E., Graur I.A., Burtschell Y., Ivanov M.S., Kudrayvtsev A.N., Bondar Ye.A.* // *Rarefied Gas Dynamics: 26th International Symposium.* Ed. T. Abe. American Institute of Physics. 2009. P. 464–469. DOI: 10.1063/1.3076523
- [30] *Роуч П.* *Вычислительная гидродинамика.* М.: Мир, 1980. 616 с.
- [31] *Азарова О.А.* // *ЖВМ и МФ.* 2015. Т. 55. Вып. 12. С. 2067–2092.
- [32] *Рождественский Б.Л., Яненко Н.Н.* *Системы квазилинейных уравнений.* М.: Наука, 1978. 687 с.
- [33] *Лойцянский Л.Г.* *Механика жидкости и газа.* М.: Наука, 1978. 736 с.
- [34] *Kourtzanidis K., Raja L., Coumar S., Lago V.* // *Proc. 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting, AIAA SciTech Forum, (AIAA 2016-2157).* 2016. P. 1–11. DOI: 10.2514/6.2016-2157