

04

Образование ударно-волновых структур от наносекундного разряда в гелии

© И.А. Знаменская, И.Э. Иванов, И.А. Крюков,
И.В. Мурсенкова, М.Ю. Тимохин

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва
E-mail: timokhin@physics.msu.ru

Поступило в Редакцию 14 февраля 2014 г.

Представлены результаты экспериментального исследования и численного расчета ударно-волнового течения, возникающего при развитии системы микроканалов импульсного поверхностного скользящего разряда в гелии при низких давлениях. Численные результаты получены на основе решения регуляризированной системы уравнений Грэда (R13) и уравнений Навье–Стокса, проведено сравнение результатов для различных чисел Кнудсена. Показано, что влияние разреженности на возникающее в результате плазменного взрыва ударно-волновое течение реализуется при переходном режиме ($Kn = 10^{-1}$).

Экспериментальное и численное исследование влияния электрических разрядов на характеристики высокоскоростных газовых потоков представляет значительный интерес, связанный с рядом практических приложений, в том числе с их использованием для перестройки структуры течения, управления процессами обтекания или воспламенения воздушно-топливных смесей [1,2]. Поверхностный энерговклад может эффективно обеспечить сильноточный разряд наносекундной длительности (плазменный лист), представляющий систему скользящих по поверхности диэлектрика каналов [3]. В газодинамическом потоке такой разряд дает возможность воздействовать на течение за счет образования ударных волн и быстрого нагрева приповерхностного слоя газа толщиной ~ 0.5 mm [3].

Динамика нагрева газа после инициирования разряда связана с кинетикой неравновесно возбужденного газа в результате протекания тока через газовую среду [2–5]. Импульсный ввод энергии в зоне разряда приводит к образованию ударных волн, вызванному резким повышением давления в области энерговложения. Целью данной работы

было исследования течения, возникающего в результате инициирования плазменного листа, и учет влияния эффектов разреженности газа в переходном режиме течения на примере одноатомного газа (гелия).

Экспериментально исследовалась динамика возмущений от плазменных листов в неподвижном гелии при давлениях $5 \cdot 10^4$ Па и 10^5 Па (плотности 0.09 и 0.18 kg/m^3 соответственно) и температуре 293 K . Эксперименты проводились на ударной трубе с разрядной камерой [3]. Два плазменных листа площадью $30 \times 100 \text{ mm}^2$ инициировались на противоположных стенках камеры секции на расстоянии 24 mm друг от друга. Канализованная структура разряда является причиной формирования полуцилиндрических ударных волн от отдельных тонких плазменных каналов в начальные моменты времени протекания тока разряда. В результате интерференции этих волн в течение $1\text{--}3 \mu\text{s}$ формируется фронт огибающей ударной волны [3]. Поле течения после инициирования разряда визуализировалось теневым методом; изображения регистрировались в течение $40 \mu\text{s}$ после импульса тока разряда. Напряжение на разрядном промежутке было 25 kV , ток разряда $\sim 1 \text{ kA}$, обеспечивая энерговыклад 0.36 mJ в плазменный лист за время первого периода тока ($\sim 200 \text{ ns}$). Приведенная напряженность электрического поля составляла $E/N \sim 10^{-20} \text{ V} \cdot \text{m}^2$ (E — напряженность электрического поля, N — концентрация молекул гелия).

Исследованный процесс локализованного импульсного энерговыклада имеет физическую аналогию с процессом взрыва („плазменный взрыв“): в результате возникает затухающая ударная взрывная волна, контактная поверхность, ограничивающая зону неравновесных процессов, зона разрежения, локализованная на месте энерговыделения. Динамика среды достаточно адекватно описывается гидродинамическими уравнениями с энергоподводом. Измерения показали, что характерный линейный размер для начальной стадии процесса — диаметр плазменного канала — составляет менее $100 \mu\text{m}$. Это позволяет говорить о нарушении континуальности среды, возможном влиянии эффектов разреженности. Поэтому для моделирования разряда в данной работе в качестве математических моделей для получения численных результатов использовались как система уравнений Навье–Стокса, так и регуляризованная тринадцатимоментная система уравнений Грэда (R13) [6]. Данная система уравнений позволяет учитывать эффекты разреженности газа [7]. Величина энерговыклада от прохождения электрического разряда моделируется путем задания дополнительного давления в области разряда.

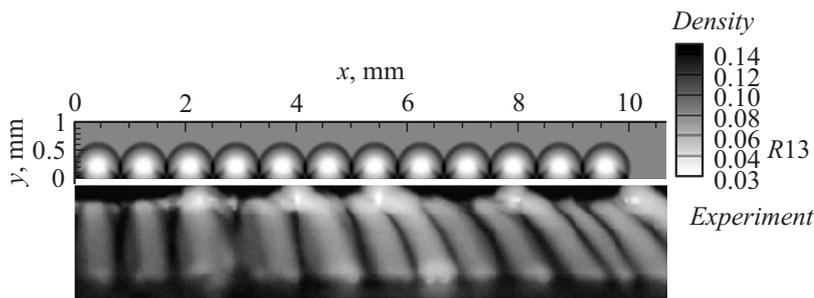


Рис. 1. Образование полумиллиметровых ударных волн субмиллиметрового диаметра (верх) и фотоизображение каналов разряда (низ).

Регуляризация оригинальной системы уравнений позволяет избавиться полученную систему от сложностей, возникающих при моделировании сильнонеравновесных, в том числе и сверхзвуковых, течений [6,8].

Разрядные каналы задаются в виде цилиндров, прижатых к стенке. Диаметр одного разряда равен $d = 100 \mu\text{m}$. При этом принимается в расчет, что в поступательные степени свободы газа идет $\beta = 20$ или 40% выделяемой энергии (для давлений $5 \cdot 10^4$ и 10^5 Па соответственно) [3]. Тогда значение избыточного давления в области разряда рассчитывалось следующим образом:

$$\Delta p = \frac{2\beta E}{3V} = \frac{8\beta E}{3\pi L d^2},$$

где $V = \frac{1}{4}\pi L d^2$ — объем одного канала разряда.

В качестве характерного размера для вычисления числа Кнудсена (отношение средней длины свободного пробега к характерному линейному размеру данной задачи) здесь может быть выбран диаметр микроканала. В таком случае число Кнудсена в экспериментах было равно $\text{Kn} = 4 \cdot 10^{-3}$ и $\text{Kn} = 2 \cdot 10^{-3}$ для давлений $5 \cdot 10^4$ и 10^5 Па соответственно. Помимо реализованных экспериментальных условий были проведены численные расчеты и дальнейшее сравнение результатов для системы R13 и для уравнений Навье–Стокса при значениях давлений $2.0 \cdot 10^3$, $2.5 \cdot 10^3$ и $5.0 \cdot 10^3$ Па. В этом случае значения числа Кнудсена равны 10^{-1} , $8 \cdot 10^{-2}$ и $4 \cdot 10^{-2}$ соответственно.

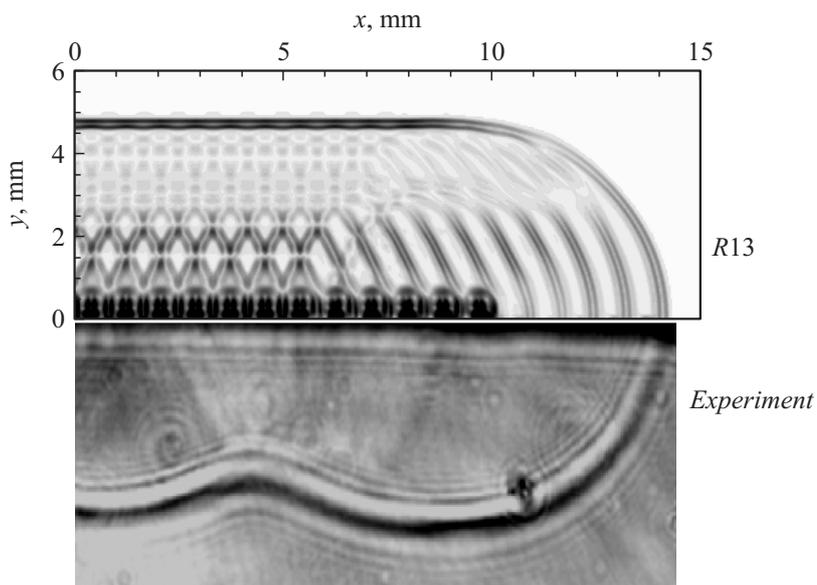


Рис. 2. Сравнение численного результата системы R13 (верх) с экспериментальным теньвым изображением (низ) при давлении $5 \cdot 10^4$ Па.

Скачок давления в области каналированного энерговклада (плазменный взрыв микроканала) инициирует набор полуцилиндрических ударных волн субмиллиметрового диаметра [2,3]. На рис. 1 представлены распределение плотности в численном расчете для момента времени $0.2 \mu\text{s}$ и экспериментальное изображение свечения каналов разряда (регистрация под углом к плоскости разряда). В дальнейшем фронты инициированных полуцилиндрических волн интерферируют друг с другом на начальной стадии газодинамического процесса и образуют фронт огибающей ударной волны в течение $1-3 \mu\text{s}$. На рис. 2 приведено сравнение теневого изображения возмущенной области с численным теньвым аналогом (пространственное распределение численного значения $f(x, y) = (\frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \rho}{\partial y^2})^{1/2}$, полученным с помощью системы уравнений R13 через $3.8 \mu\text{s}$ после инициирования разряда. Оклонения формы фронта ударной волны от квазиплоского на экспериментальном

изображении соответствуют влиянию фронтов ударных волн от более интенсивных каналов скользящего разряда. Экспериментальное значение скорости движения фронта ударной волны в течение первых $2\mu\text{s}$ составило $\sim 1400 \pm 200\text{ m/s}$, что соответствует числу Маха около 1.4. Затем движение фронта замедляется, и далее волна движется с почти постоянной скоростью $V \approx 1150 \pm 50\text{ m/s}$ (при давлении $5 \cdot 10^4\text{ Pa}$).

Численный метод для решения системы уравнений Навье–Стокса, используемый в данной работе, подробно описан в [9]. Для расчета внутренних пространственных ячеек используется метод Годунова повышенного порядка [7,10]. При моделировании взаимодействия газа с твердой изотермической стенкой используются кинетические граничные условия, дополненные аппроксимациями уравнений основного потока. Полученная система нелинейных уравнений на стенке численно решается с помощью итерационного метода Ньютона с обращением матрицы Якоби [7,10].

Численно решалась нестационарная двумерная задача в плоскости, перпендикулярной направлению прохождения электрических разрядов. Расчетная область представляет собой прямоугольник с размерами $10 \times 13\text{ mm}$ с равномерной декартовой сеткой. Нижняя граница представляет собой изотермическую твердую стенку, верхняя и правая — выходные границы, левая граница — плоскость симметрии течения. Моделировался энерговклад от 24-канального разряда (с учетом симметрии вдоль линии, равноудаленной от 12-го и 13-го разрядов) с помощью системы уравнений R13 и уравнений Навье–Стокса. На ut -диаграмме распространения лидирующего скачка уплотнения (рис. 3) представлено сравнение численных расчетов (для системы R13 и уравнений Навье–Стокса) и экспериментальных данных при различных значениях давления (различных числах Кнудсена). Экспериментальные значения положения фронта огибающей ударной волны получены усреднением координаты фронта волны по видимому полю изображения (около 7 cm). Положение фронта ударной волны из численного расчета определялось по усредненному положению максимального значения второй производной плотности.

Из ut -диаграммы видно, что с уменьшением давления газа, а соответственно и с увеличением разреженности газа, увеличивается скорость распространения ударной волны. Во всех случаях обе модели предсказывают резкое возрастание скорости волны на начальном этапе с дальнейшим понижением и выходом на почти постоянное значение.

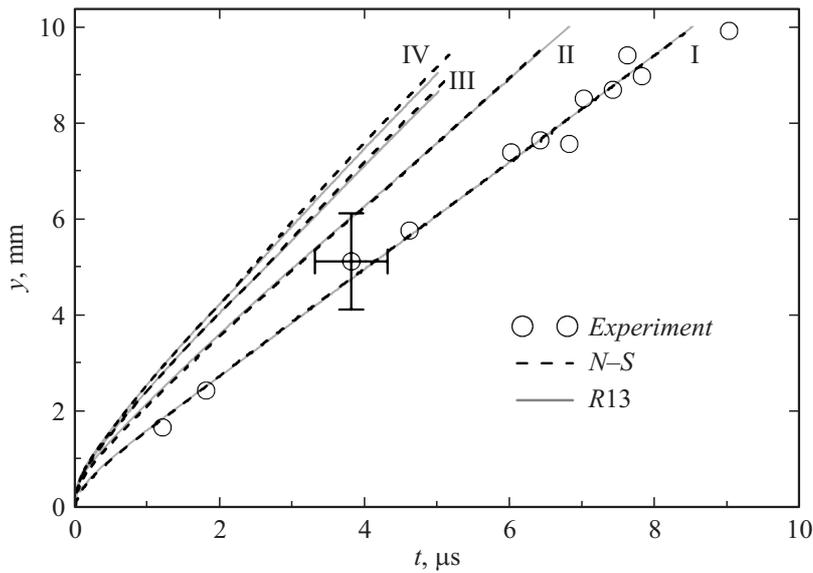


Рис. 3. yt -диаграмма распространения скачка уплотнения Kn : I — 0.004, II — 0.040, III — 0.080, IV — 0.100.

Заметное различие между результатами уравнений Навье–Стокса и системы уравнений R13 начинает наблюдаться в скорости распространения волны только при числе Кнудсена порядка 0.1 т.е. уже в переходном режиме.

При детальном сравнении профилей температуры на ранних моментах времени развития возникающего в результате плазменного взрыва микроканалов ударно-волнового течения, присутствует разница в результатах R13 и уравнений Навье–Стокса в области начального энерговклада. Так, для момента времени $1.0 \mu s$ при давлении $5 \cdot 10^4 Pa$ максимальное значение температуры для R13 оказывается на 75 K меньше, чем в распределении температуры, полученном с помощью уравнений Навье–Стокса. Таким образом, результаты, полученные с помощью системы уравнений R13, дают значения температуры около стенки ближе к экспериментальным значениям, нежели результаты уравнений Навье–Стокса [11]. Представленное сравнение численных

результатов двух математических моделей (системы R13 и классических уравнений газовой динамики), а также сравнение этих же результатов с данными эксперимента в гелии при давлении $5 \cdot 10^4$ и 10^5 Па говорит о применимости обоих подходов для моделирования течения, возникающего при условиях проведения данного эксперимента. В то же время при понижении давления (увеличении числа Кнудсена) с приближением к переходной области газового течения, возникает разница в таком параметре течения, как результирующая скорость распространения ударной волны.

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 14-08-00777а, 14-01-31079 мол_а).

Список литературы

- [1] Ларин О., Левин В. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. В. 5. С. 1–6.
- [2] Benard N., Zouzou N., Claverie A., Sotton J., Moreau E. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2012. V. 111. P. 033 303.
- [3] Знаменская И.А., Латфуллин Д.Ф., Луцкий А.Е., Мурсенкова И.В. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 17. С. 35–41.
- [4] Unfer T., Voeuf J.P. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. P. 194 017.
- [5] Nagaraja S., Yang V., Adamovich I. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. V. 46. P. 155 205.
- [6] Struchtrup H., Torrilhon M. // Phys. Fluids. 2003. V. 15. P. 2668–2680.
- [7] Иванов И.Э., Крюков И.А., Тимохин М.Ю. // ЖВМ. 2013. Т. 53. № 10. С. 1721–1738.
- [8] Коган М.Н. Динамика разреженного газа. М.: Наука, 1967.
- [9] Глушко Г.С., Иванов И.Э., Крюков И.А. // Математическое моделирование. 2009. Т. 21. № 12. С. 103–121.
- [10] Timokhin M.Yu., Ivanov I.E., Kryukov I.A. // Proc. of 28th Int. Symp. on RGD. New York: AIP, 2012. P. 843–848.
- [11] Знаменская И.А., Иванов И.Э., Коротеева Е.Ю., Орлов Д.М. // Доклады Академии наук. 2011. Т. 439. № 5. С. 609–612.