

ХИМИЧЕСКАЯ ФИЗИКА, ФИЗИЧЕСКАЯ КИНЕТИКА И ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

Исследование взаимодействия ударной волны с областью поверхностного импульсного разряда в прямоугольном каналеИ. А. Знаменская, И. Э. Иванов, Е. Ю. Коротева^а, Д. М. Орлов*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра молекулярной физики. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.
E-mail: ^а koroteeva@physics.msu.ru*

Статья поступила 23.05.2012, подписана в печать 11.07.2012.

Работа посвящена анализу влияния зоны плоского поверхностного энергоподвода на газодинамическое течение с ударной волной ($M = 2.3-2.7$) в канале прямоугольного сечения. Источником импульсного энергоподвода служит распределенный скользящий разряд наносекундной длительности, развивающийся в слое толщиной порядка 1 мм на поверхности площадью 100×30 мм². Приводятся результаты трехмерного численного моделирования задачи на основе уравнений Навье–Стокса для сжимаемого газа, а также их сравнения с экспериментальными теневыми снимками.

Ключевые слова: поверхностный разряд, ударная волна, импульсный энерговклад, 3D-CFD-моделирование.
УДК: 533.6.07, 537.525. PACS: 47.40.Nm, 52.80.-s, 47.11.Df.

Введение

В последние годы наблюдается усиленный интерес к задачам активного управления высокоскоростными газодинамическими течениями с разрывами путем направленного энергетического воздействия на область разрыва. Такое воздействие может быть обеспечено инициированием на обтекаемой поверхности электрических разрядов (так называемых «плазменных актуаторов» [1, 2]). Физический механизм воздействия плазмы на течение с разрывом определяется типом разряда, его энергией, длительностью воздействия.

Эффективным методом управления, особенно при сверхзвуковых скоростях, считается «мгновенное» (относительно характерных газодинамических времен) внесение энергии в среду с помощью импульсных разрядов либо сфокусированного лазерного излучения [3, 4]. Локальный нагрев воздуха перед фронтом ударной волны может привести к возникновению зоны низкой плотности, способной ослабить ударную волну.

В настоящей работе рассматривается локализованный импульсный энерговклад, создаваемый особым типом газового разряда — скользящим распределенным разрядом наносекундной длительности («плазменным листом»). Геометрия разряда позволяет осуществлять вложение большого количества энергии в узкий (толщиной порядка 1 мм) слой газа в протяженной области размера 100×30 мм².

В экспериментах энерговклад был реализован на нижней стенке канала ударной трубы, по которому распространялась плоская ударная волна с числом Маха $M = 2.3-2.7$ [5]. Основной целью работы было исследование влияния скользящего разряда на ударную волну и поток за ней на сравнительно больших временах после инициирования разряда (больше 40–50 мкс). Взрывные ударные волны от разрядных каналов к этому моменту ослабевали, вблизи поверхности шли релаксационные процессы и расширение нагретого разрядом неравновесного слоя.

1. Экспериментальное исследование взаимодействия ударной волны с поверхностным разрядом**1.1. Описание установки**

Эксперименты проводились на установке, состоявшей из однодиафрагменной ударной трубы прямоугольного поперечного сечения высотой 24 и шириной 48 мм. В камеру низкого давления была встроена разрядная секция того же внутреннего сечения. Толкающим газом служил гелий, рабочим — воздух при комнатной температуре и давлении 20–50 торр. Рассматривались ударные волны с числами Маха 2.3–2.7.

Импульсный поверхностный разряд типа «плазменный лист» создавался на нижней стенке разрядной секции в области длиной 100 и шириной 30 мм. Система электродов скользящего разряда была изготовлена из двухстороннего фольгированного стеклотекстолита толщиной 1 мм. Рабочее напряжение на разрядном промежутке составляло 24–30 кВ, ток разряда достигал 1–2 кА. Исследования [6] показали, что в этих условиях за время протекания тока разряда (сотни наносекунд) происходит практически мгновенное (с точки зрения характерных газодинамических времен) выделение энергии в узком приповерхностном слое толщиной 0.5–1.0 мм без предварительного нагрева самой поверхности. Вся вкладываемая в «плазменный лист» энергия принималась равной электрической энергии, запасенной в основной накопительной емкости при рабочем напряжении в предположении отсутствия потерь в цепи за время разряда, и составляла $W \sim 0.33$ Дж.

Оптическая диагностика процессов в разрядной камере осуществлялась через плоскопараллельные кварцевые стекла, которыми были частично заменены две боковые стенки разрядной секции. Течение, образованное при движении плоской ударной волны по области разряда, визуализировалось теневым методом. В качестве источника подсветки использовалось излучение

Nd:YAG-лазера на длине волны 532 нм с длительностью импульса 6 нс, а также непрерывное излучение He-Ne лазера на длине волны 630 нм.

1.2. Порядок эксперимента

В ходе экспериментов сначала в неподвижном воздухе в рабочей камере инициировался скользящий разряд и снималось его интегральное свечение, представлявшее собой систему ярких распределенных по поверхности параллельных каналов. Быстрое введение энергии в ограниченную область пространства приводило к возникновению полуцилиндрических взрывных ударных волн от отдельных каналов, и в результате их интерференции формировался квазиплоский фронт огибающей ударной волны, распространявшийся от зоны разряда.

Момент инициирования разряда был согласован с процессом разрыва диафрагмы таким образом, что плоская ударная волна подходила к началу разрядного промежутка не менее чем через 40–50 мкс после вложения энергии. В этом случае на динамику течения основное влияние оказывала уже не столько взрывная волна от разряда [5], сколько нестационарная нагретая приповерхностная область возбужденного разрядом газа. В момент, когда ударная волна находилась внутри разрядного промежутка, теневым методом регистрировалась определенная стадия ее взаимодействия с этой нестационарной областью. При одних и тех же начальных условиях (числе Маха падающей ударной волны и давлении в разрядной камере) полученные в экспериментах конфигурации различались в зависимости от времени после разряда, положения волны в разрядной камере, а также особенностей распределения энерго-вклада в газ.

2. Математическая модель и численный метод

Для моделирования течения с ударной волной в канале ударной трубы с источником импульсного поверхностного энерговклада была использована численная модель, построенная на основе нестационарных уравнений Навье–Стокса для вязкого сжимаемого газа:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F(Q)}{\partial x} + \frac{\partial G(Q)}{\partial y} + \frac{\partial H(Q)}{\partial z} = S(Q), \quad (1)$$

где

$$Q = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ E \end{pmatrix},$$

$$F(Q) = \begin{pmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 - \tau_{xx} \\ \rho uv - \tau_{xy} \\ \rho uw - \tau_{xz} \\ u(E + p) - u\tau_{xx} - v\tau_{xy} - w\tau_{xz} + q_x \end{pmatrix},$$

$$G(Q) = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho vu - \tau_{yx} \\ p + \rho v^2 - \tau_{yy} \\ \rho vw - \tau_{yz} \\ v(E + p) - u\tau_{yx} - v\tau_{yy} - w\tau_{yz} + q_y \end{pmatrix},$$

$$H(Q) = \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho wu - \tau_{zx} \\ \rho wv - \tau_{zy} \\ p + \rho w^2 - \tau_{zz} \\ w(E + p) - u\tau_{zx} - v\tau_{zy} - w\tau_{zz} + q_z \end{pmatrix}.$$

Компоненты тензора вязких напряжений и составляющие вектора теплового потока находятся из следующих соотношений:

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right).$$

Здесь t — время; ρ — плотность; p — давление; T — температура; u, v, w — компоненты скорости в координатных направлениях x, y и z ; E — полная энергия в единице объема; $S(Q) = (0, 0, \rho g, 0, \rho g v)^T$ — источник член, учитывающий, что система находится в поле силы тяжести; g — ускорение свободного падения; μ и η — коэффициенты вязкости и теплопроводности соответственно.

Система (1) замыкается уравнением состояния совершенного газа

$$p = (\gamma - 1) [E - 0.5\rho(u^2 + v^2 + w^2)], \quad (2)$$

где γ — показатель адиабаты.

Для численной аппроксимации уравнений (1), (2) была применена явная квазимонотонная схема повышенного порядка точности, основанная на модификации метода С.К. Годунова [7]. Для расчета конвективных потоков через грани контрольных объемов использовались приближенные решения задачи Римана о распаде разрыва. Вязкие потоки вычислялись с помощью центральных разностей. Интегрирование по времени проводилось методом Рунге–Кутты второго порядка точности.

Расчетная область представляла собой часть канала ударной трубы размером $144 \times 24 \times 48$ мм (рис. 1). Зона энерговклада занимала пространство $24 < x < 124$ мм, $9 < z < 39$ мм, $0 < y < h(x)$ мм, где значение $h(x)$ задавалось с учетом анализа экспериментальных картин свечения разряда и ранее проведенных оценок [6]. С учетом симметрии течения расчет выполнялся в области $0 < x < 144$ мм, $0 < y < 24$ мм, $0 < z < 24$ мм с плоскостью симметрии $z = 24$ мм. Расчетная сетка была сгущена к зоне энерговклада и содержала до $600 \times 100 \times 100$ ячеек. На левой и правой границе задавались «мягкие» граничные условия. На всей твердой поверхности (плоскости $y = 0$ мм, $y = 24$ мм и $z = 0$ мм) ставились граничные условия прилипания (равенство нулю компонент вектора скорости). Для учета теплового потока из области энерговклада через стенку канала ударной трубы на нижней границе также поддерживалось постоянное значение температуры («изотермическая стенка»).

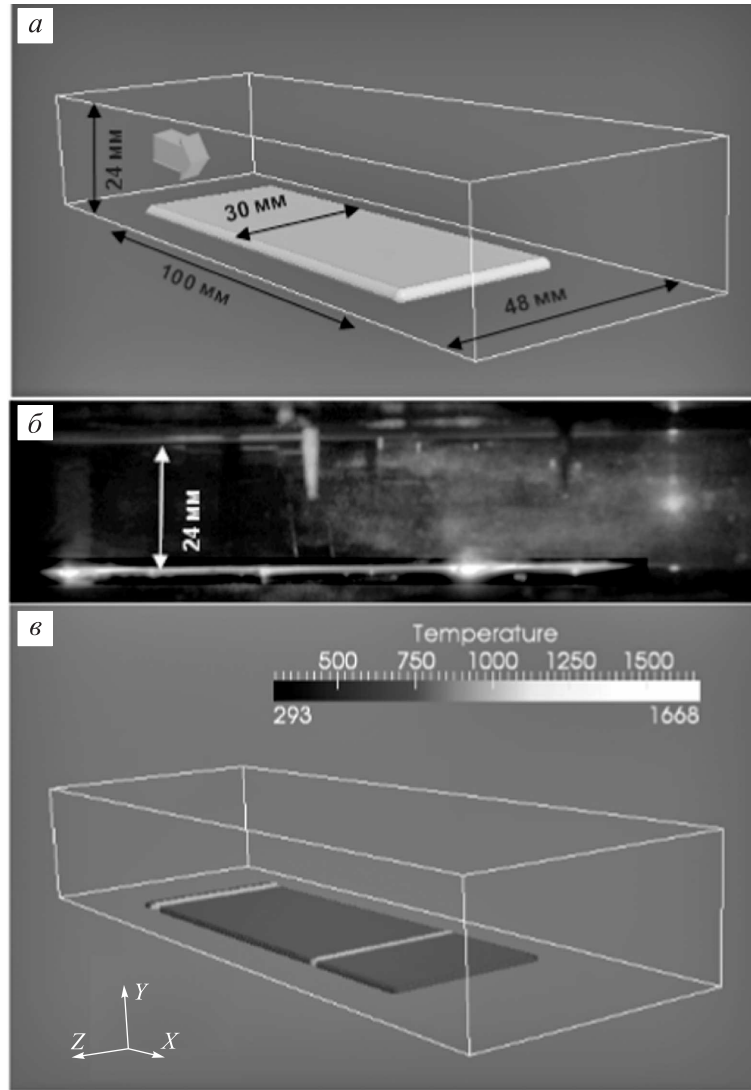


Рис. 1. а — «Плазменный лист» в разрядной камере (стрелкой указано направление распространения ударной волны). б — Свечение разряда в неподвижном воздухе. в — Соответствующее распределение температуры в расчетной области (начальное условие численного моделирования)

Расчет проводился для воздуха с постоянным показателем адиабаты $\gamma = 1.4$ и числом Прандтля $Pr = 0.71$. Начальные параметры невозмущенного газа задавались в соответствии с экспериментальными условиями: $p_0 = 20-80$ торр, $T = 293$ К.

Поскольку время энерговыделения в область разряда (менее 1 мкс) оказывалось существенно меньше, чем характерные времена газодинамических процессов, и, кроме того, взаимодействие рассматривалось на относительно больших временах после прекращения тока разряда (десятки и сотни микросекунд), в расчете использовалась модель мгновенного импульсного энерговыклада. Предполагалось, что в результате инициирования «плазменного листа» происходит увеличение внутренней энергии в зоне энерговыклада на величину ΔW , приводящее к локальному повышению давления на $\Delta p = (\gamma - 1)\Delta W/V$ (V — объем зоны энерговыложения) и образованию взрывной волны.

Набегающая ударная волна задавалась в расчете с помощью соотношений Рэнкина-Гюгонио в точке с координатой $x = 0.005$ мм так, чтобы она подходила

к левой границе зоны разряда через определенное время задержки (t_{delay}), соответствовавшее экспериментальному.

Для прямого сравнения с экспериментальными снимками, полученными теньвым методом, в численных расчетах визуализировалось распределение второй производной (лапласиана) плотности.

3. Результаты и их обсуждение

Расчет проводился для каждого экспериментального теневого снимка с известными параметрами: начальным давлением воздуха в разрядной камере (p_0), числом Маха падающей ударной волны (M), а также временными интервалами:

- между теньвым снимком и завершением разряда (t);
- после завершения разряда до начала взаимодействия (время задержки, t_{delay});
- взаимодействия ударной волны с разрядной областью ($t - t_{\text{delay}}$).

В ходе численных экспериментов варьировалась величина вложенной энергии ΔW , а также геометрия зоны энерговыклада ($h(x)$) до достижения максимального совпадения расчетных картин течения с экспериментальными. Рассматривались случаи как однородного, так и неоднородного по пространству вложения энергии (с учетом наличия в картинах свечения разряда отдельных более ярких каналов (рис. 1, б, в)).

В случае совпадения экспериментальных данных с расчетом можно было определить параметры течения, а также восстановить динамику движения плоской ударной волны по разрядной камере. Кроме того, решалась обратная задача — оценивались параметры энерговыклада в газ от «плазменного листа», а именно доля энергии, мгновенно переходящая в тепло от всей электрической энергии разряда ($K = \Delta W/W$), а также ее пространственное распределение.

Численное моделирование позволило воссоздать трехмерную структуру взаимодействия ударной волны с зоной импульсного энерговыложения, что проиллюстрировано на рис. 2, где представлены изоповерхности градиента плотности на временах 55, 93 и 135 мкс после разряда. Моделирование проводилось при начальных параметрах: давление в камере $p_0 = 25$ торр, число Маха набегающей ударной волны $M = 2.5$, время задержки $t_{\text{delay}} = 40$ мкс. Задавался однородный энерговыклад плотностью 23.65 кДж/м³ в слое толщиной $h = 0.7$ мм (что соответствовало $K = 15\%$).

Расчетные картины течения демонстрируют искривление формы фронта набегающей ударной волны, связанное с тем, что часть фронта волны вблизи нижней стенки канала распространяется по более горячему, а следовательно, менее плотному газу с большей скоростью. При этом в продольных сечениях численной теневой картины (плоскостями $z = \text{const}$), а также на экспериментальных теневых снимках наблюдается характерная ударно-волновая конфигурация с предвестником, размеры которой увеличиваются по мере движения волны по зоне разряда (с увеличением времени взаимодействия). Таким образом, инициирование «плазменного листа» приводит к образованию плоского «теплого слоя» [8] вблизи поверхности за время порядка нескольких микросекунд. При этом и в экспериментах и в расчетах (в условиях однородного энерговыклада

в размере $K = 10\text{--}20\%$ от всей запасенной электрической энергии) течение, соответствующее нестационарному взаимодействию ударной волны с «теплым слоем», переставало наблюдаться на временах, превышающих 300–400 мкс после разряда, что говорит также и об относительно быстром исчезновении теплового эффекта от инициирования «плазменного листа».

Расчет динамики трехмерной ударно-волновой конфигурации показывает, что отклонение от двумерности течения существенно лишь в небольших областях вблизи боковых стенок разрядной камеры, где плоский фронт ударной волны практически не искажается (рис. 2). В экспериментах на ударной трубе для получения теневых изображений течения в разрядной камере цифровой фотоаппарат фокусировался на центр камеры. В то же время на многих теневых снимках помимо искривленного фронта и неоднородного течения за фронтом регистрировался также и прямолинейный скачок уплотнения. На рис. 3 представлены теневые снимки течений для двух экспериментов при $p_0 = 25$ торр и числом Маха ударной волны $M = 2.4$, соответствующие различным промежуткам времени после инициирования разряда — 134 и 176 мкс (времена взаимодействия 100 и 110 мкс соответственно). Сходные ударно-волновые конфигурации были получены с помощью трехмерного численного моделирования при задании неоднородного по пространству начального энерговыложения (как на рис. 1, б, в). Общее количество энергии, моментально переходящей в тепло за время тока разряда, составило $K = 17\%$ (рис. 3, а) и $K = 13\%$ (рис. 3, б) от всей электрической энергии. Максимальное совпадение численных и экспериментальных результатов было достигнуто при визуализации продольных срезов расчетного поля течения плоскостями $z = 0$ и $z = 0.024$ м, что говорит о наличии краевых эффектов у передней и задней стенок разрядной камеры.

Заключение

В работе экспериментально и численно исследован нестационарный процесс взаимодействия плоской ударной волны с неоднородной нагретой областью газа, сформированной вблизи поверхности через 40–500 мкс после инициирования импульсного скользящего разряда типа «плазменный лист».

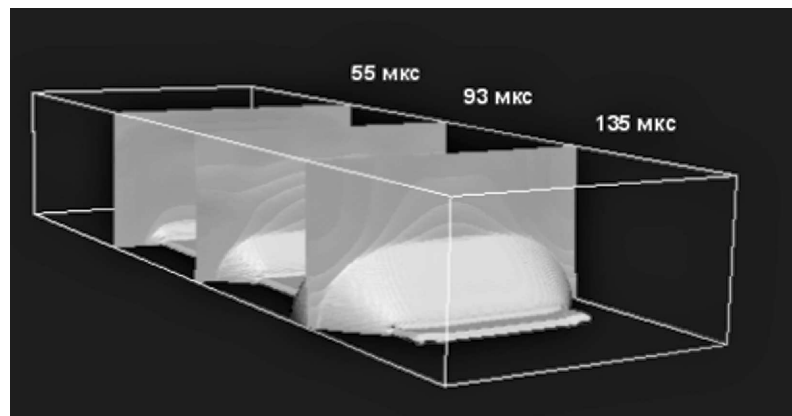


Рис. 2. Изоповерхности плотности на различных временных стадиях после разряда, параметры расчета: $p_0 = 25$ торр, $M = 2.5$, $t_{\text{delay}} = 40$ мкс, $K = 15\%$

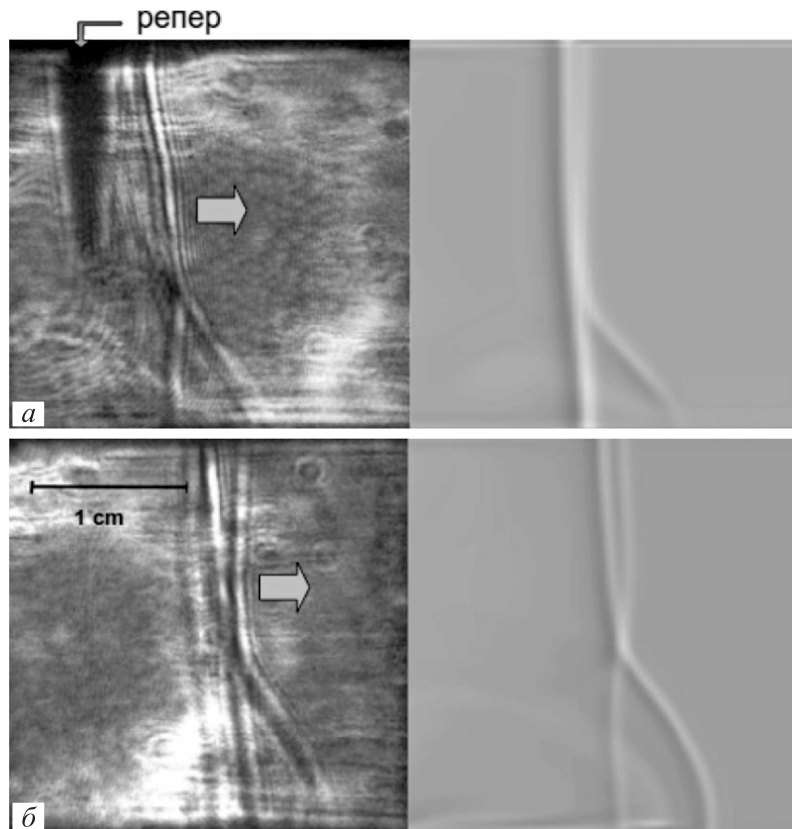


Рис. 3. Течение в разрядной камере 134 мкс (а) и 176 мкс (б) после разряда при $p_0 = 25$ торр, $M = 2.4$: сравнение теневых снимков (слева, стрелкой указано направление распространения ударного фронта) и результатов численного моделирования (справа, визуализация продольных сечений плоскостями $z = 0$ и $z = 0.024$ м)

При инициировании «плазменного листа» в неподвижном воздухе происходил быстрый нагрев газа в тонком слое вблизи поверхности, формировались взрывные ударные волны на границе зоны энерговыделения. В результате анализа течения, наблюдавшегося при движении ударной волны по разрядной камере, было показано, что общее количество энергии, выделявшееся в виде тепла в приповерхностном слое, составило $15 \pm 5\%$ (0.05 ± 0.01 Дж) от всей запасенной электрической энергии. Различия в наблюдаемых экспериментально в разрядной камере газодинамических конфигурациях (размер предвестника, его угол наклона, структура вихревого течения за фронтом), возникавшие при одних и тех же начальных условиях и на одинаковых временах после инициирования разряда, являлись следствием различий в характере пространственного распределения энергии в каждом случае.

Трехмерное численное моделирование позволило восстановить пространственную структуру фронта ударной волны в зоне энерговыделения, недоступную для визуализации экспериментальными теневыми методами. Расчеты показали, что геометрия эксперимента в канале сечением высотой 24 и шириной 48 мм позво-

ляет получать близкие к двумерным газодинамические течения; в задачах с поверхностным энерговыделением отклонение от двумерности происходит в небольших областях протяженностью 8–9 мм вблизи стенок канала ударной трубы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 11-07-93959 и 12-08-31293).

Список литературы

1. Cattafesta L.N., Sheplak M. // Annu. Rev. Fluid Mech. 2011. **43**. P. 247.
2. Bletzinger P., Ganguly B., Wie D. Van, Garscadden A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. **38**. P. 33.
3. Moreau E. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. **40**. P. 605.
4. Knight D. D., Yan H., Candler G. et al. // Proc. of European Conf. for Aerospace Sci. (EUCASS). Moscow, 2005. P. 7.
5. Ivanov I., Kryukov I., Orlov D., Znamenskaya I. // Experiments in Fluids. 2010. **48**. P. 607.
6. Знаменская И.А., Латфуллин Д.Ф., Луцкий А.Е., Мурсенкова И.В. // Письма в ЖЭТФ. 2010. **36**, № 17. P. 35.
7. Глушко Г.С., Иванов И.Э., Крюков И.А. // Матем. моделирование. 2009. **21**, № 12. С. 103.
8. Артемьев В.И., Маркович И.Э., Немчинов И.В., Суляев В.А. // Докл. АН СССР. 1987. **293**, № 5. С. 1082.

The interaction of a shock wave with a pulsed surface discharge zone in a rectangular channel**I. A. Znamenskaya, I. E. Ivanov, E. Yu. Koroteeva^a, D. M. Orlov***Department of Molecular Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.**E-mail: ^a koroteeva@physics.msu.ru.*

The work is concerned with the analysis of the effect of a plane surface energy deposition zone on the gas-dynamic flow with a shock wave ($M = 2.3-2.7$) in a channel of rectangular cross-section. The source of pulsed energy is a distributed sliding nanosecond-lasting discharge that develops in a layer of about 1 mm on the surface of $100 \times 30 \text{ mm}^2$. The results are given of the 3D numerical simulation of the problem based on Navier–Stokes equations, as well as their comparison with the experimental shadow images.

Keywords: surface discharge, shock wave, pulsed energy deposition, 3D CFD.

PACS: 47.40.Nm, 52.80.-s, 47.11.Df.

Received 23 May 2012.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 6(2012).

Сведения об авторах

1. Знаменская Ирина Александровна — докт. физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-44-28, e-mail: znamen@phys.msu.ru.
2. Иванов Игорь Эдуардович — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495) 939-27-41, e-mail: ivanovmai@gmail.com.
3. Коротеева Екатерина Юрьевна — вед. инженер; тел.: (495) 939-27-41, e-mail: koroteeva@physics.msu.ru.
4. Орлов Денис Михайлович — канд. физ.-мат. наук; тел.: (495) 939-44-28, e-mail: duleb@list.ru.