

03;04

Энерговклад в пристеночный слой газа при инициировании наносекундного скользящего поверхностного разряда

© И.А. Знаменская, Д.Ф. Латфуллин, А.Е. Луцкий,
И.В. Мурсенкова

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

E-mail: murs_i@mail.ru

Министерство промышленности и торговли РФ, Москва

Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва

Поступило в Редакцию 26 апреля 2010 г.

Приведены результаты исследования уровня быстрого нагрева газа в области скользящего распределенного разряда наносекундной длительности (плазменного листа). Оценки доли энергии разряда, переходящей в тепловую энергию за время протекания тока разряда, проведены на основе детального исследования динамики ударно-волновых полей, возникающих при инициировании разряда. Эксперименты проведены в неподвижном воздухе, азоте, гелии и в сверхзвуковых потоках воздуха за плоской ударной волной в канале ударной трубы при плотностях $0.04\text{--}0.45\text{ kg/m}^3$, скоростях потока до 1600 m/s .

Исследования взаимодействия плазмы с высокоскоростными потоками газа включают как фундаментальное изучение кинетических процессов и процессов теплообмена, так и анализ возможности их приложения к задачам газодинамики и плазмохимии [1]. Воздействие на высокоскоростное пристеночное течение можно эффективно осуществлять с помощью поверхностного распределенного скользящего разряда наносекундной длительности (плазменного листа) [2]. Его инициирование дает возможность реализовать вложение энергии в приповерхностный слой газа малой толщины ($\sim 0.5\text{ mm}$) на значительной площади. Импульсный ввод энергии приводит к образованию ударных волн, вызванному резким повышением давления в области энерговложения. Повышение давления является следствием быстрого нагрева газа в результате протекания тока через газовую среду [2]. Целью работы было экспериментальное исследование динамики ударных волн, возникающих

при иницировании разряда в неподвижной среде (воздух, азот, гелий) и в высокоскоростном потоке воздуха, и на этой основе оценка доли энергии разряда, переходящей в тепловую энергию за время протекания тока разряда.

Эксперименты проводились на ударной трубе с разрядной секцией [2], на двух противоположных стенках которой иницировались плазменные листы размером $3 \cdot 10 \text{ cm}^2$ на расстоянии 24 mm друг от друга. Напряжение составляло 25 kV, ток $\sim 1 \text{ kA}$, длительность тока разряда $\sim 200 \text{ ns}$. В каждый плазменный лист вкладывалась энергия 0.36 J, обеспечивая удельный энерговыход $\sim 0.24 \text{ J/cm}^3$. Приведенная напряженность электрического поля в разрядном промежутке составляла $E/N = (1 \div 10) \cdot 10^{-19} \text{ V} \cdot \text{m}^2$ (E — напряженность электрического поля, N — концентрация молекул).

Разряды иницировались в неподвижной среде и в потоках воздуха за плоской ударной волной при плотностях 0.04–0.45 kg/m³, скоростях потока до 1600 m/s. Поле течения после иницирования разряда исследовалось теневым методом. В качестве источника света использовался лазер с длиной волны излучения 532 nm и длительностью импульса 6 ns; теневые изображения регистрировались матрицей цифрового фотоаппарата.

Исследование динамики движения ударных волн проводилось путем регистрации теневых изображений течений в разрядной камере от момента начала движения ударных волн из пристеночной области (1 μs после разряда) до момента их встречного взаимодействия в плоскости симметрии камеры. Время, соответствующее определенной стадии движения ударных волн, определялось по промежутку времени между регистрируемыми цифровым осциллографом сигналами, соответствующими моментам иницирования разряда и генерации лазерного излучения. В потоках воздуха за ударной волной иницирование разряда и лазерного импульса осуществлялось при помощи сигналов от пьезоэлектрических датчиков, фиксирующих прохождение фронта плоской ударной волны по каналу ударной трубы. Эксперименты проводились в дозвуковом потоке (число Маха 0.8, плотность 0.23 kg/m³) и в сверхзвуковых потоках за плоской ударной волной (числа Маха 1.2–1.5, плотность 0.09–0.14 kg/m³).

На рис. 1 показаны теневые изображения фронтов двух ударных волн, идущих от верхнего и нижнего плазменных листов навстречу друг другу. Канализованная структура разряда является причиной форми-

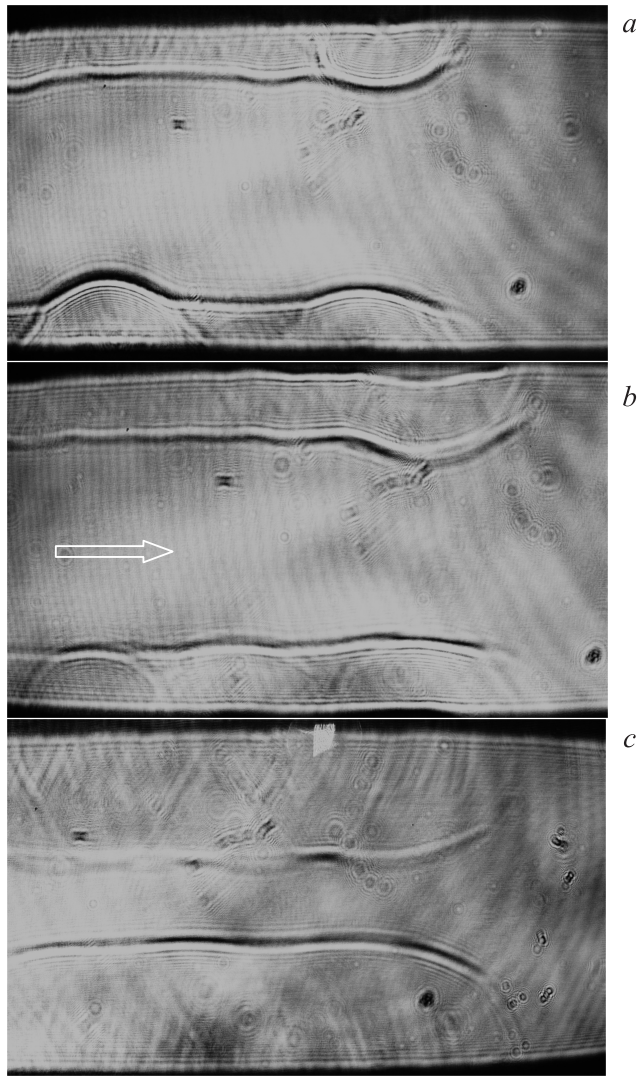


Рис. 1. Теневые изображения поля течения через $7.5 \mu\text{s}$ после инициирования разряда: *a* — неподвижный воздух, плотность 0.14 kg/m^3 ; *b* — сверхзвуковой поток воздуха, плотность 0.14 kg/m^3 , число Маха 1.2 (стрелкой показано направление потока); *c* — неподвижный гелий, плотность 0.16 kg/m^3 .

рования в начальные моменты времени после разряда множественных полуцилиндрических ударных волн от отдельных каналов. В результате интерференции этих волн в течение $3-5 \mu\text{s}$ формируется близкий к плоскому фронт огибающей ударной волны [2]. В сверхзвуковом (ударно нагретом) потоке воздуха (рис. 1, *b*) и в гелии (рис. 1, *c*) ударные волны движутся быстрее, чем в неподвижном воздухе (рис. 1, *a*). В потоке за ударной волной (рис. 1, *b*) на поперечное движение накладывается движение в направлении потока в канале ударной трубы. Обработка и анализ теневых изображений показали, что через $8-10 \mu\text{s}$ после разряда устанавливается постоянная скорость движения ударных волн, соответствующая числам Маха $\sim 1.3-1.4$. Далее происходит встречное взаимодействие ударных волн от двух плазменных листов, затем их затухание.

Для анализа движения ударных волн из области разряда определялась усредненная координата огибающего фронта ударной волны путем специальной цифровой обработки полученных теневых изображений [2]. Находилась зависимость положения фронта от времени для разных условий эксперимента и определялась скорость фронта на разных стадиях движения (рис. 2). Изучение динамики ударных волн в неподвижном воздухе, азоте и гелии показало, что характер движения ударных волн из области разряда зависит от плотности незначительно. При понижении плотности выше становится начальная скорость фронта и увеличивается скорость установившегося движения ударных волн. В потоках воздуха за счет повышенной температуры скорость ударных волн выше, чем в неподвижном воздухе. Во всех проведенных экспериментах числа Маха ударных волн, образовавшихся при инициировании разряда, составляли $\sim 1.2-1.4$ на стадии установившегося движения.

Для определения доли энергии, переходящей в поступательные степени свободы газа за время тока разряда (менее $1 \mu\text{s}$), решалась обратная задача с применением метода подбора: проводилось сравнение движения ударных волн от плазменных листов с численными расчетами газодинамических течений, возникающих при импульсном энерговыделении в условиях, соответствующих экспериментальным [2,3]. Двумерные расчеты для сжимаемого газа на основе уравнений Навье–Стокса проводились для различных величин теплоподвода в газовый слой. Анализировались параметры, наилучшим образом соответствующие экспериментальным данным о движении ударных волн из области разряда.

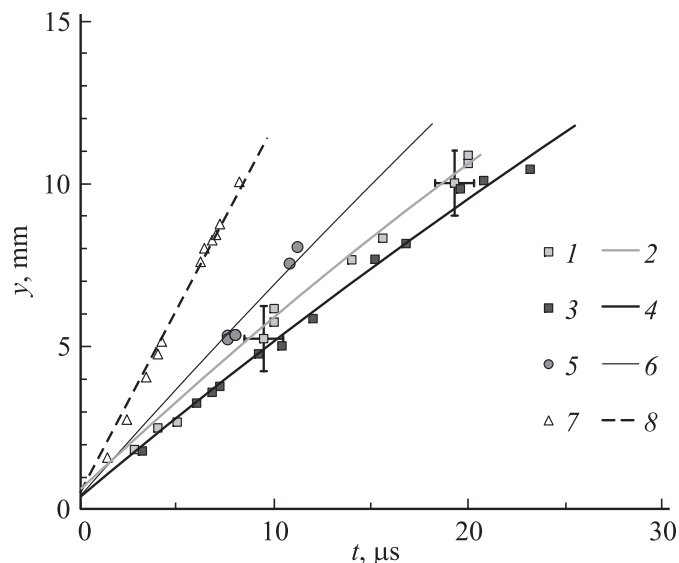


Рис. 2. Зависимость положения фронта ударной волны от времени: 1, 3, 5, 7 — эксперимент; 2, 4, 6, 8 — расчет; 1, 2 — неподвижный воздух, 0.042 kg/m^3 ; 3, 4 — неподвижный воздух, 0.42 kg/m^3 ; 5, 6 — поток воздуха, 0.14 kg/m^3 , число Маха 1.2; 7, 8 — неподвижный гелий, 0.15 kg/m^3 .

Исследования показали, что величина тепловой энергии, мгновенно выделяющейся в тонком газовом слое и приводящей к образованию ударных волн, растет с увеличением плотности воздуха. В потоках воздуха эта величина соответствует значению в неподвижном воздухе при той же плотности [3]. Анализ динамики ударных волн из области разряда в гелии и в азоте технической чистоты также показал увеличение тепловыделения в газовом слое с ростом плотности.

На рис. 3 приведен обобщающий график зависимости доли электрической энергии разряда, переходящей в тепловую энергию, от плотности среды. Результаты, полученные при инициировании разряда в неподвижном воздухе, азоте и гелии и в потоках воздуха, показывают увеличение доли переходящей в тепло энергии разряда от 15% до 60–65% (с выходом на насыщение) с увеличением плотности в диапазоне $0.05\text{--}0.45 \text{ kg/m}^3$. Такая зависимость может быть связана с изменением

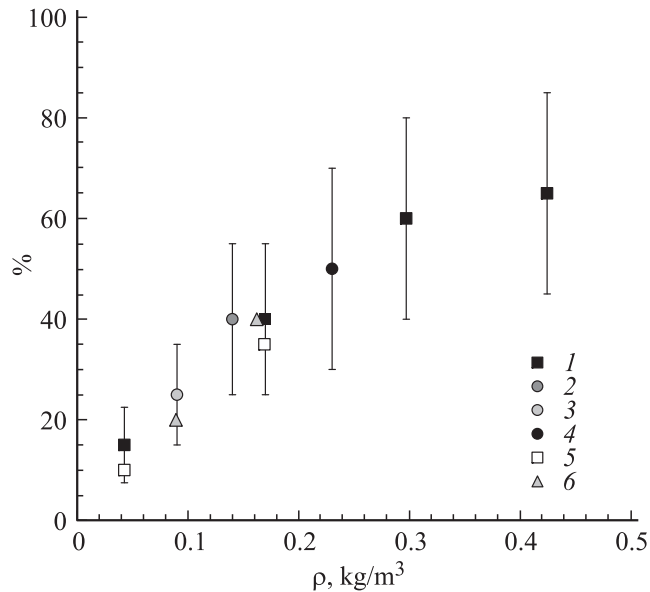


Рис. 3. Доля электрической энергии разряда, переходящая в тепловую энергию: 1 — неподвижный воздух; 2 — поток воздуха, число Маха 1.5; 3 — поток воздуха, число Маха 1.2; 4 — поток воздуха, число Маха 0.8; 5 — неподвижный азот; 6 — неподвижный гелий.

характера кинетических процессов в плазме импульсного скользящего разряда при изменении приведенного электрического поля E/N . При увеличении параметра E/N (уменьшении плотности среды) возрастает доля энергии, идущая на электронное возбуждение, ионизацию и диссоциацию молекул.

В воздухе значительная часть энергии разряда идет на возбуждение электронных степеней свободы азота и кислорода, времена жизни метастабильных состояний которых достаточно велики. В ряде работ отмечается, что в разрядах в азоте и в воздухе при высоких степенях диссоциации молекул (т.е. высоких энергозатратах) следует учитывать нагрев газа в реакциях преддиссоциации сильновозбужденных электронных состояний кислорода, которые заселяются либо электронным ударом, либо при тушении электронно-возбужденных молекул азота

$N_2(A^3\Sigma_u^+, v')$, $N_2(B^3\Pi_g)$, $N_2(C^3\Pi_u)$, $N_2(a'^1\Sigma_u^-)$ [4,5]. Заметный вклад в нагрев газа могут вносить реакции VT-релаксации на атомах кислорода (ее скорость при фиксированной степени диссоциации повышается с ростом давления). Следует также учитывать увеличение скорости колебательной релаксации в присутствии паров воды, которые невозможно исключить в условиях проведения экспериментов на ударных трубах.

Таким образом, существенная часть энергии скользящего поверхностного разряда трансформируется в тепловую энергию в субмиллиметровом приповерхностном слое газа за время менее $1\ \mu\text{s}$, что в воздухе приводит к быстрому нагреву на 600–1000 К. Темп нагрева в плазменном листе выше, чем в других типах поверхностных разрядов (СВЧ-разряд [6], барьерный разряд [7]). Полученные результаты могут быть основой для нахождения механизмов, объясняющих быстрый нагрев газа в импульсных и частотных разрядах.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 08-08-90003-Бел-а и № 08-08-00903-а.

Список литературы

- [1] *Bletzinger P., Ganguly B.N., Van Wie D.M., Garscadden A.* // J. Physics D: Applied Physics. 2005. V. 38. N 4. P. R33–R57.
- [2] *Знаменская И.А., Латфуллин Д.Ф., Луцкий А.Е., Мурсенкова И.В., Сысоев Н.Н.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. В. 5. С. 10–18.
- [3] *Знаменская И.А., Латфуллин Д.Ф., Луцкий А.Е., Мурсенкова И.В.* // Материалы VII Международной конференции по неравновесным процессам в соплах и струях (NPNJ-2008). М., 2008. С. 207–210.
- [4] *Попов Н.А.* // Физика плазмы. 2001. Т. 27. № 10. С. 940–950.
- [5] *Русанов В.В., Силаков В.П., Чеботарев А.В.* Кинетические характеристики процесса нагрева молекулярного азота, протекающего во время неравновесного электрического разряда и в послеразрядный период // Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН. № 42. М., 2004.
http://www.keldysh.ru/papers/2004/prep42/prep2004_42.html.
- [6] *Шибков В.М., Ершов А.П., Черников В.А., Шибкова Л.В.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. В. 4. С. 67.
- [7] *Unfer T., Boeuf J.P.* // J. Physics D: Applied Physics. 2009. V. 42. N 19. P. 194 017–194 028.