

03;04;12

Развитие газодинамических возмущений из зоны распределенного поверхностного скользящего разряда

© И.А. Знаменская,¹ Д.Ф. Латфуллин,¹ А.Е. Луцкий,² И.В. Мурсенкова,¹ Н.Н. Сысоев¹

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119992 Москва, Россия
e-mail: znamen@phys.msu.ru

² Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН,
125047 Москва, Россия
e-mail: lutsky@kiam.ru

(Поступило в Редакцию 4 июля 2006 г.)

Проведены эксперименты по определению структуры плазменного слоя поверхностного распределенного скользящего разряда в неподвижном воздухе и в однородном потоке за плоской ударной волной в диапазоне плотностей $0.03\text{--}0.30\text{ kg/m}^3$. Исследована динамика слабых ударных волн после инициирования разряда. На основе экспериментальных измерений и численного моделирования сделан вывод о трансформации в тепло 40% энергии разряда на стадии энергоподвода (до 200 ns) в приповерхностном слое газа средней толщиной 0.5 mm.

PACS: 52.80.-s, 52.30.-q, 52.35.Tc

Введение

Энергоподвод в приповерхностную область течений газа используется для изменения условий обтекания, включая воздействие на поверхностное трение [1], температуру [2], коррекцию локальной структуры пограничного слоя (зоны отрыва, скачки уплотнения) [3], управление зоной ламинарно-турбулентного перехода [4,5]. Распределенный поверхностный энерговклад такого типа может обеспечить СВЧ-разряд [6], барьерный разряд [7], скользящий разряд на поверхности раздела твердого и газообразного диэлектриков [8–10]. Характерные временные масштабы высокоскоростных газодинамических течений (микросекунды) предполагают энергоподвод длительностью в сотни наносекунд в качестве импульсного вложения энергии. В последние годы большой интерес вызывают исследования поверхностных скользящих разрядов в связи с перспективами их использования при решении задач плазменной аэродинамики [2,3]. Существует ряд модификаций поверхностных разрядов: канал, скользящий по поверхности диэлектрика [3,8]; разряды барьерного типа. Различают завершенную и незавершенную фазы поверхностных разрядов. Особенностью скользящих поверхностных разрядов является возможность быстрой конверсии энергии разряда в энергию газа.

Скользящий поверхностный разряд (плазменный лист) — распределенное плазменное образование в виде системы параллельных скользящих по поверхности диэлектрика каналов [8,9]. Разряды такого типа применяются в качестве плазменных электродов в газоразрядных и эксимерных лазерах [10,11] и как источники ультрафиолетового излучения для однородной предьонизации основного разрядного объема [12,13]. Инициирование скользящего разряда в газодинамическом потоке в удар-

ной трубе позволяет экспериментально моделировать импульсный поверхностный энерговклад в области пограничного слоя [14,15]. Скользящий поверхностный разряд обладает свойствами, позволяющими эффективно воздействовать на газодинамический поток, а именно: разряд развивается в тонком приповерхностном слое газа на границе раздела твердого и газообразного диэлектриков; имеет значительную мощность энерговложения в газ, определяющуюся высокими значениями напряжения и тока в разрядной системе; разряд имеет малую длительность по сравнению с характерными временами газодинамических процессов, а также плоскую геометрию и возможность существования на поверхности значительной площади.

Для учета влияния поверхностного энергоподвода на течение в пограничном слое необходимо определение структуры поверхностного энерговложения и анализ трансформации энергии разряда в тепло после инициирования разряда. Исследование перехода электрической энергии импульсного разряда в энгалпию потока связано с расчетом сложной кинетики неравновесно возбуждаемой области газа. При изучении динамики нагрева газа альтернативным методом является анализ газодинамических возмущений, возникающих вблизи зоны разряда [15,16].

Инициирование импульсного разряда сопровождается газодинамическими возмущениями среды, вызванными быстрым введением энергии в ограниченный объем. Так, от одиночного канала скользящего разряда в воздухе при атмосферном давлении распространяются затухающие полуцилиндрические ударные волны, начальная скорость которых порядка 1 km/s, а спустя 20 μs после прекращения разряда — около 400 m/s [17]. Радиус плазменного канала скользящего разряда, измеренный по теньвым изображениям, составлял 0.2–0.3 mm. Оп-

тическое зондирование разрядной области CO_2 -лазера с двумя плазменными электродами показало, что после инициирования разрядов образуются слабые ударные волны с числом Маха $M = 1.2\text{--}1.3$ [18]. Методом голографической интерферометрии было определено, что фронт образующихся ударных волн близок к плоскому и имеет значительную ширину, что могло быть следствием большой величины оптического пути зондирующего луча вдоль возмущенной области (800 мм). Оптическое зондирование проводилось в направлении, поперечном к направлению распространения каналов скользящего разряда.

Электрическое поле в импульсном скользящем поверхностном разряде распределяется резко неравномерно с преобладанием нормальной составляющей к поверхности диэлектрика. При прорастании каналов скользящего разряда реализуются высокие значения и нормальной, и касательной к диэлектрику компоненты напряженности электрического поля (до $10^7\text{--}10^8$ В/м) при умеренных амплитудах питающих разряд высоковольтных импульсов, что подтверждается регистрацией в спектре излучения скользящего разряда высокоэнергичного излучения от ультрафиолетового до рентгеновского [19]. При этом достигаются значительные величины параметра Таунсенда $E/N \sim 10^{-15}$ В · см² (E — напряженность электрического поля, N — концентрация молекул). Скорость развития каналов $\sim 10^6$ м/с [10].

Пробой слоя газа вблизи поверхности диэлектрика характеризуется резким возрастанием тока (до кА), при этом в межэлектродном промежутке образуются ярко светящиеся каналы [8,20]. Эта фаза сильноточного разряда определяет энерговыдел в приповерхностный слой газа. Плазма завершеного скользящего разряда обладает большим погонным сопротивлением, которое сохраняется высоким в течение всего разряда и обеспечивает выделение в нем практически 100% энергии, запасенной в основной накопительной емкости [20]. В момент завершения разряда резко возрастает продольный градиент поля в канале разряда, так как все напряжение источника прикладывается к завершеному каналу; последующий спад напряжения определяется нагревом и газокинетическим расширением канала разряда.

При исследовании одиночного канала скользящего разряда в воздухе при атмосферном давлении было показано [21], что вклад значительной энергии в узкую область поверхности за время около $1\ \mu\text{s}$ приводит к высокой излучательной способности канала скользящего разряда — в суммарный поток излучаемой энергии составлял около 80% энергии, выделяющейся в канале разряда. Максимальная яркостная температура канала разряда составляла около 40 000 К, она наблюдалась в течение 8–10 μs после начала разряда. В то же время измерения температуры газа в канале скользящего разряда при давлении 20–760 Торг [22] показали, что газовая температура в разрядной области в течение времени излучения не превышает 2000 К (по распределению

интенсивности компонент разрешенной вращательной структуры полос второй положительной системы азота).

С точки зрения оптимизации энерговыдела в пограничный слой представляет интерес выяснение условий локализации и конверсии энергии скользящего разряда в тепловую энергию приповерхностного слоя газа. Несмотря на многочисленные исследования скользящего поверхностного разряда связь интенсивности возмущений с величиной и структурой поверхностного энерговыдела на основе разряда не выяснена.

Задачей настоящего исследования является анализ пространственного распределения (локализации) энергии распределенного поверхностного скользящего разряда (плазменного листа). Исследования проводились на основе анализа свечения плазмы разряда и динамики возмущений, вызванных импульсным вводом энергии разряда в газ.

Экспериментальная установка

Эксперименты проводились на ударной трубе с разрядной камерой, поперечное сечение которой 24×48 мм совпадало с сечением камеры низкого давления ударной трубы (рис. 1). Скользящие поверхностные распределенные разряды (плазменные листы) инициировались на двух стенках разрядной камеры на расстоянии 24 мм друг от друга. Две другие противоположные стенки разрядной камеры представляли собой плоскопараллельные кварцевые стекла длиной 17 см.

Для создания плазменного листа — системы разрядов, скользящих по поверхности диэлектрика, — использовалась конфигурация электродов, показанная на рис. 2. (Электроды скользящего разряда были изготовлены из

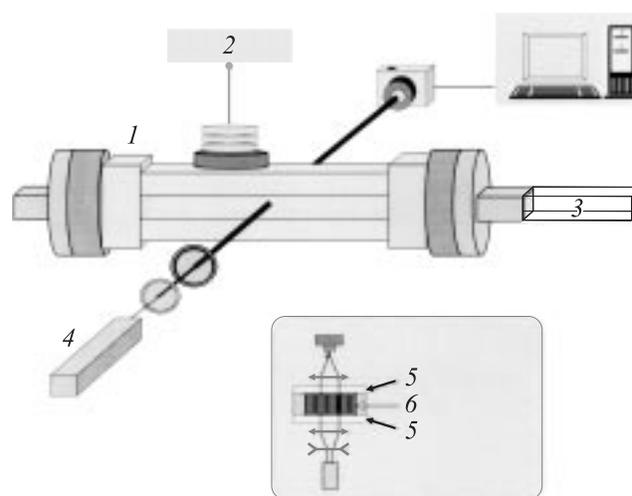


Рис. 1. Экспериментальная установка и схема оптического зондирования: 1 — разрядная камера, 2 — блок питания разряда, 3 — канал ударной трубы, 4 — лазер, 5 — стекло, 6 — область разряда.

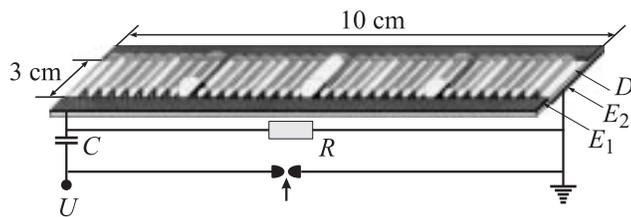


Рис. 2. Электрическая схема разряда.

двустороннего фольгированного стеклотекстолита толщиной 1 мм.) При приложении к электроду E_1 высоковольтного импульса напряжения на поверхности диэлектрика D возникает ток смещения, который определяется величиной напряжения, скоростью его нарастания и переменной емкостью между поверхностным разрядом и электродом E_2 , покрывающим противоположную сторону диэлектрика. Импульс напряжения с крутизной нарастания $10^{10}–10^{12}$ V/s инициирует развитие скользящего разряда, в котором при напряжении выше пробойного для данного разрядного промежутка вдоль поверхности диэлектрика D формируется система каналов скользящего разряда.

В проведенных экспериментах импульсное напряжение 30 kV прикладывалось к разрядному промежутку шириной 3 и длиной 10 см: завершённые скользящие разряды развивались на поверхности площадью $3 \times 10 \text{ cm}^2$. В электрической схеме использовался конденсатор емкостью 2700 pF и одноканальный управляемый разрядник. Эксперименты проводились при положительной полярности высоковольтного электрода. Ток разряда регистрировался с помощью шунта специальной конструкции. В экспериментах ток достигал максимума ($\sim 1–2$ kA) за время ~ 50 ns. По осциллограммам тока было определено, что после пробоя основной энерговклад в разряд происходит за время ~ 100 ns. Были получены развертки свечения плазмы скользящего разряда (АГАТ СФ-3М в режиме усиления интенсивности при скорости развертки 50 ns/cm). Анализ разверток показал, что свечение ярких каналов может превышать $1 \mu\text{s}$ (рис. 3).

Вкладываемая в оба плазменных листа энергия принималась равной запасенной в основной накопительной емкости электрической энергии (при рабочем напряжении)

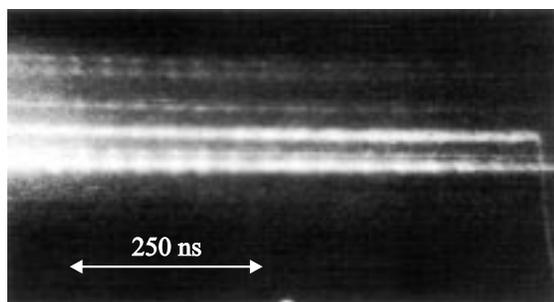


Рис. 3. Развертка свечения каналов скользящего разряда.

в предположении отсутствия потерь в цепи за время разряда. Таким образом, полагалось, что в каждый плазменный лист вкладывается энергия ~ 0.6 J. Энерговклад на поверхности составлял 0.02 J/cm^2 (в приповерхностном слое газа удельный энерговклад достигал $0.4–4$ eV на частицу). Значения приведенного электрического поля, оцененные по величине прикладываемого к разрядному промежутку напряжения, составляли в экспериментах $E/N = 100–500$ Td.

Интегральное свечение скользящего разряда регистрировалось через стекла разрядной камеры фотографическим методом; цифровые изображения свечения обрабатывались с помощью стандартных пакетов программ. Пространственное и временное распределения свечения скользящего разряда исследовались в неподвижном воздухе и в потоке за плоской ударной волной (числа Маха до 3.5) при скорости потока до 900 m/s (числа Маха потока до 1.5), плотности $0.03–0.30 \text{ kg/m}^3$. Путем анализа и обработки изображений свечения поверхностного разряда изучались структура и характер развития разряда в потоке и без потока, определялись толщина плазменного слоя и геометрия каналов разряда.

Вследствие быстрого ввода энергии в тонкий слой газа от плазменного листа распространяются слабые ударные волны [16,20]. Динамика этих волн определяется величиной и распределением удельного энерговклада по поверхности диэлектрика.

Для визуализации приэлектродных ударных волн от плазменных листов и анализа динамики их движения были получены теневые и шпирен-изображения течения в различные моменты времени после инициирования скользящих разрядов. В качестве диагностирующего излучения использовался многомодовый рубиновый лазер с энергией в импульсе 0.64 J, длительностью импульса 20 ns, длиной волны 0.6943 μm . Регистрировалось изображение центральной части разрядной области протяженностью 35 mm. Схема синхронизации позволяла зондировать разрядный объем в интервале задержки 0–100 μs относительно импульса тока скользящего разряда. Одновременно регистрировалась осциллограмма тока разряда.

Теневым методом исследовалась динамика возмущений от плазменных листов, образованных скользящими по поверхности разрядами; процесс регистрировался в газодинамическом канале в направлении, совпадающем с направлением распространения скользящих разрядов.

Экспериментальные результаты

Для определения геометрии зоны энерговложения в неподвижном воздухе и в потоке за ударной волной была проведена серия экспериментов по регистрации свечения поверхностного распределенного разряда. Фоторегистрация свечения проводилась в двух направлениях, оптическая ось регистрирующей аппаратуры располагалась перпендикулярно кварцевым стеклам на оси сим-

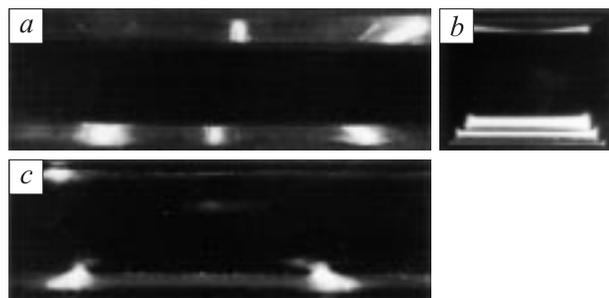


Рис. 4. Свечение плазмы поверхностного разряда: *a, b* — в неподвижном воздухе ($\rho = 0.17 \text{ kg/m}^3$), *c* — в дозвуковом потоке ($\rho = 0.34 \text{ kg/m}^3$, число Маха потока 0.8); *a, c* — при фоторегистрации через стекла разрядной камеры, *b* — при фоторегистрации в поперечном сечении разрядной камеры.

метрии разрядной камеры или в плоскости плазменного листа. В неподвижном воздухе также регистрировалось свечение в поперечном сечении разрядной камеры.

При интегральной регистрации свечения плазменного листа в неподвижном воздухе в диапазоне давлений от 20 до 300 Торг наблюдалась квазиплоская структура разряда в виде набора каналов: однородное заполнение диффузно светящимися прямолинейными каналами области плазменного листа с присутствием отдельных более ярких каналов (рис. 4). Толщина плазменного слоя, расстояние между каналами, количество каналов на единицу длины зависели от давления. В неподвижном воздухе толщина плазменного слоя и радиус ярких каналов убывали с ростом давления (рис. 5). В поперечном (по отношению к направлению распространения каналов разряда) потоке воздуха за плоской ударной волной при скоростях от транс- до сверхзвуковых ($M = 0.9 - 1.3$) наблюдалось более диффузное распределение свечения плазмы скользящего разряда. Распределение свечения отдельных ярких каналов в потоке отличалось от прямолинейного.

Толщина слоя плазмы определялась по полученным фотоизображениям путем сканирования области свече-

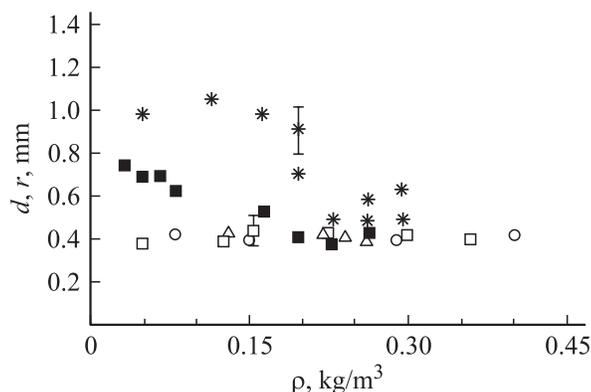


Рис. 5. * — яркие каналы (r). Плазменный слой (d): ■ — без потока, в потоке — \triangle — $M = 0.9$, \circ — 1.2, \square — 1.3.

ния (в перпендикулярном диэлектрику направлении) и обработки полученного профиля интенсивности свечения плазмы разряда. Определялась ширина профиля на полувысоте максимума, полученное значение переводилось в размерные единицы. Такое определение толщины зоны энерговложения можно считать вполне оправданным, поскольку интенсивность свечения области энерговклада определяется параметром Таунсенда E/N . Аналогичным образом определялся радиус яркого канала; при этом сканировалось свечение плазмы разряда, полученное при фоторегистрации в поперечном сечении разрядной камеры. Полученные зависимости представлены на рис. 5.

На графике показаны зависимости толщины плазменного слоя и радиуса яркого канала от плотности. Толщина плазменного слоя в неподвижном воздухе уменьшалась от 0.8 до 0.4 mm при изменении плотности от 0.03 до 0.30 kg/m^3 . Толщина плазменного слоя в потоке не зависела от плотности (была практически постоянной) в исследованном диапазоне плотностей и скоростей потока. В ряде работ [6,10] указывалось, что толщина зависит от рода газа и возрастает с понижением давления. Экспериментальные значения толщины плазменного слоя, определяемые как по распределению свечения плазмы разряда, так и по теневым и интерферометрическим изображениям, составляют в разных газах от 0.1–0.35 [8,17] до 1–1.5 mm в CO_2 -смесях и давлении порядка атмосферного [20].

Эксперименты в воздухе показали, что в отсутствие потока при давлении 20–200 Торг структура поверхностного разряда такова: около 5–9 каналов на 1 см длины, из которых один более яркий (интенсивный). Поперечное сечение каналов близко к полукругу с радиусом 0.5–0.8 mm. При давлении 100 Торг в неподвижном воздухе толщина плазменного слоя около 0.5 mm с 7–9 каналами на 1 см, радиус ярких каналов 0.8 mm, на 1 см находится 1 канал.

При развитии импульсного скользящего поверхностного разряда скачок давления в области энерговклада инициирует вблизи поверхности набор ударных волн. При указанной ширине разрядного промежутка прорастание каналов разряда происходило в течение первого полупериода тока, что приводило к формированию полуцилиндрических ударных волн. Фронты этих волн интерферировали друг с другом в течение $\sim 10 \mu\text{s}$ и в результате образовывали гладкий квазиплоский фронт огибающей ударной волны, движущейся от поверхности диэлектрика (рис. 6). Искривления фронта соответствуют полуцилиндрическим фронтам ударных волн от отдельных (разной интенсивности) каналов скользящего разряда. Теневым и шпирен-методом за фронтом волны визуализировались множественные трехударные конфигурации, возникшие в результате взаимодействия полуцилиндрических ударных волн (рис. 6, *a*).

Динамика движения фронтов волн исследована путем цифровой обработки и анализа теневых и шпирен-изображений, полученных в различные моменты вре-

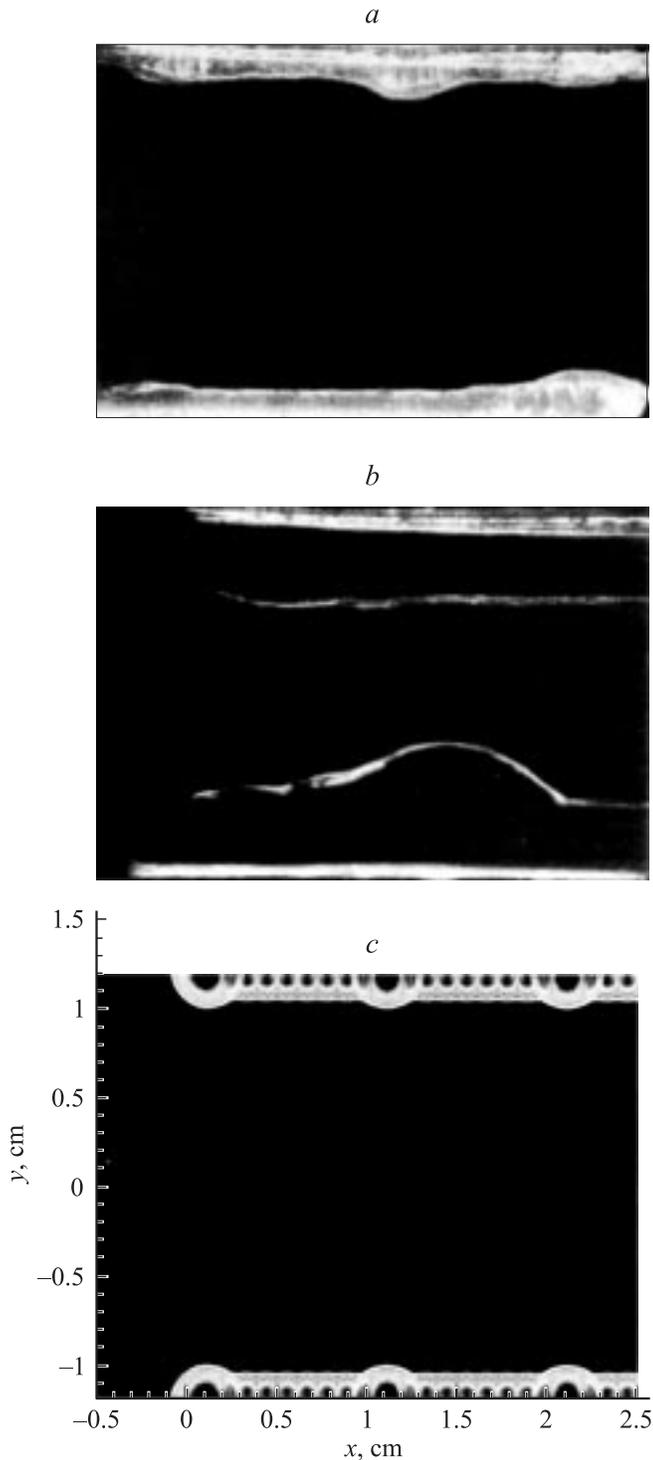


Рис. 6. *a, b* — шлирен-изображения: *a* — 4, *b* — 12 μs ; *c* — численный расчет: поле плотности для момента времени 2 μs .

мени после инициирования поверхностных разрядов. Значения положения фронта огибающей квази плоской ударной волны от каждого плазменного листа получены путем усреднения соответствующих координат фронта волны по видимому полю изображения. На рис. 7 точками показаны экспериментальные значения положения

фронта огибающей ударной волны от поверхностного разряда в зависимости от времени (диаграмма $y-t$), полученные как среднее двух значений для ударных волн от двух плазменных листов (на противоположных стенках рабочей камеры). Обработка соответствующих участков диаграммы показала, что фронт квази плоской ударной волны начинает движение от электродов со скоростью $\sim 800 \pm 200 \text{ m/s}$ (первые 1–2 μs). Затем движение замедляется (в течение 5–6 μs), и через 10–20 μs после разряда волна движется с постоянной скоростью $V_s \approx 450 \pm 50 \text{ m/s}$. Замедление ударной волны, очевидно, связано с движением волн разрежения внутри слоя энерговыделения. Далее (через 20–25 μs после разряда) происходит встречное взаимодействие ослабленных ударных волн от двух плазменных листов, и в течение следующих 10–20 μs ударные волны затухают.

Так как при обработке теневых изображений положение фронта определялось по дискретному набору значений положения фронта огибающей ударной волны, то погрешность измерения координаты фронта на начальном этапе была достаточно большой за счет множественных искривлений фронта ударной волны. На этапе установившегося движения фронт более плоский, погрешность измерения меньше, и определение скорости движения фронта ударной волны точнее. Сопоставляя координату фронта огибающей ударной волны и скорость его движения на стадии формирования и на этапе установившегося движения, можно сравнивать экспериментальные значения скорости движения возмущений в определенном временном интервале с результатами других работ [18,23] и численных расчетов.

В работе [23], посвященной электрическим, газодинамическим и излучательным свойствам скользящего поверхностного разряда в инертных газах, экспериментально измерялись установившиеся скорости движения ударных волн, инициированных разрядом, и проводилось сравнение полученных результатов с теорией оптической детонации. Хорошее согласие было достигнуто только для тяжелых инертных газов при высоких давле-

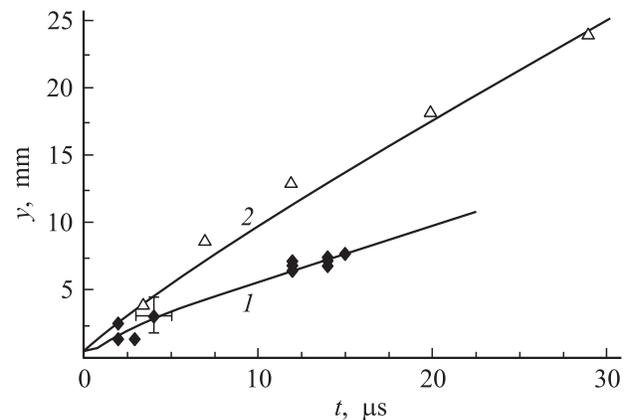


Рис. 7. Воздух (100 Torr). ◆ — эксперимент, 1 — численный расчет (40%); CO_2 -смесь (760 Torr). ▲ — эксперимент [18], 2 — численный расчет (20%).

ниях (экспериментальный диапазон от 10^4 до $2 \cdot 10^5$ Па), при этом скорость ударной волны с хорошей точностью определялась из уравнения [24]:

$$V_s = [2(\gamma^2 - 1)\chi G/\rho]^{1/3}, \quad (1)$$

где γ — отношение теплоемкостей, ρ — плотность невозмущенного газа, G — мощность вкладываемой на поверхности энергии и χ — доля энергии разряда, идущая на излучение и образование детонационной ударной волны. Для разрядов, инициированных при низких и средних давлениях, поведение скорости как функции плотности не описывалось уравнением (1).

Измеренные скорости установившегося движения ударной волны, инициированной поверхностным скользящим разрядом в воздухе при давлении 100 Торр (в данной работе) и при атмосферном давлении от скользящей искры в воздухе [19] имеют одинаковый порядок (около 400 м/с). Следовательно, формула (1) дает завышенное значение скорости при низких давлениях по сравнению с экспериментальными, и в этом диапазоне плотностей нельзя сопоставлять картину развития возмущений с теорией оптической детонации.

Следует отметить, что в начальный момент движения фронт ударной волны практически совпадает с границей плазменного слоя. Положение фронта ударной волны, определенное по теневым изображениям поля течения в момент времени $\sim 1 \mu\text{s}$ после разряда, дает оценку толщины плазменного слоя около 0.5 мм, хорошо согласующееся с величиной, полученной по профилю интенсивности свечения плазменного слоя. По теневым изображениям поля течения на начальной стадии развития возмущений ($1-5 \mu\text{s}$ после разряда) можно сделать оценку количественного соотношения вкладываемых в них удельных величин энергии (по соотношению радиусов полуцилиндрических ударных волн от каналов разной интенсивности). При давлении 100 Торр оценка дает отношение энергий яркого и диффузного каналов порядка 8:1.

Численное моделирование процесса образования газодинамических возмущений вблизи зоны поверхностного энерговложения

Численное исследование импульсного энерговклада вблизи поверхности и динамики образующихся возмущений (слабых ударных волн) осуществлялось с целью выяснения уровня мгновенного перехода энергии распределенного поверхностного разряда в тепло. Рассчитывалась газодинамическая картина движения возмущений из области энерговложения.

Численное моделирование выполнено в рамках математической модели нестационарных уравнений Эйлера

(вязкость и теплопроводность среды не учитывались)

$$Q_t + E_x + F_y = 0,$$

$$Q = (\rho, \rho u, \rho v, e)^T,$$

$$E = (\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, (e + p)u)^T,$$

$$F = (\rho v, \rho uv, \rho v^2 + p, \rho(e + p)v)^T. \quad (2)$$

В уравнениях $e = p/(\gamma - 1) + \rho(u^2 + v^2)/2$ — полная энергия; u, v — проекции вектора скорости на оси OX, OY ; γ — показатель адиабаты газа.

Использовалась обобщенная разностная схема С.К. Годунова с кусочно-линейным по времени и пространству представлением полей газодинамических функций [25]. В случае гладких решений на равномерной сетке разностная схема имеет 2-й порядок аппроксимации. Консервативная форма

$$\frac{Q_{k,l}^{n+1} - Q_{k,l}^n}{\Delta t} + \frac{E_{k+1/2} - E_{k-1/2}}{\Delta x} + \frac{F_{l+1/2} - F_{l-1/2}}{\Delta y} = 0 \quad (3)$$

позволяет производить расчет разрывных течений. Потoki $E_{k+1/2}, F_{l+1/2}$ вычисляются по значениям газодинамических величин, полученных в результате расчета распада разрыва в центре соответствующей грани ячейки.

Время горения разряда существенно меньше характерного газодинамического времени, поэтому в расчетах предполагалось, что вложение энергии происходит мгновенно, и учитывалось соответствующим заданием начальных данных. При равномерном по времени и пространству вложении энергии ΔE в объеме V давление увеличивается на

$$\Delta p = (\gamma - 1)E/V. \quad (4)$$

Правомерность такого подхода в рассматриваемом случае проверялась специальными расчетами, в которых в правую часть уравнения энергии в системе (2) добавлялся источник энергии $q(x, y, t)$.

С учетом симметрии течения расчет производился в области $-2 < x < 12$ см, $0 < y < 1.2$ см. Вложение энергии происходило на участке $0 < x < 10$ см. Сетка содержала 3000×256 ячеек.

Ввод энергии моделировался в воздухе вложением энергии по 0.6 Дж в два слоя протяженностью 10 см вблизи двух твердых поверхностей, расположенных на расстоянии 2.4 см друг от друга. В соответствии с экспериментальными условиями параметры невозмущенного неподвижного газа: $P_0 = 100$ Торр, $T = 293$ К. Рассматривались два варианта распределения по пространству вложенной энергии. Простейшим случаем (вариант 1) было равномерное распределение энерговклада в параллелепипеде высотой $d = 0.05$ см.

Анализ теневых изображений позволяет сделать предположение, что результирующий фронт волны формируется в результате интерференции фронтов ударных волн

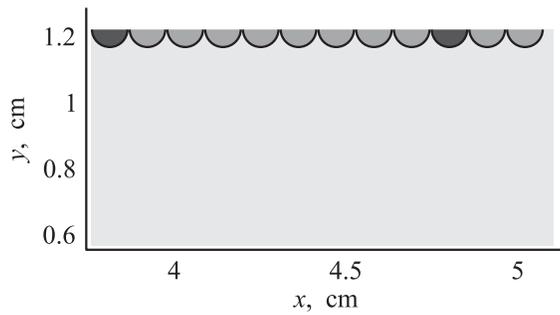


Рис. 8. Начальные условия в модели неоднородного каналированного энергоуклада.

от отдельных скользящих разрядов полуцилиндрической формы. В связи с этим были проведены расчеты с моделью неоднородного каналированного энергоуклада, когда область энерговложения разбивалась на эквидистантно расположенные каналы радиусом d с расстоянием между центрами каналов $2.22d$ (в соответствии с экспериментально определенными значениями). Суммарный объем вкладываемой энергии был таким же, как при однородном вложении в слое высотой d , и соответствовал экспериментальному значению 0.6 J . Первоначально предполагалось, что вся вложенная энергия мгновенно переходит в тепло. Распределение энерговложения по поверхности строилось в соответствии с экспериментальными результатами: соотношение числа интенсивных и диффузных каналов $1:8$, в каждый 9-й канал происходило вложение энергии в 8 раз большее, чем в соседние. Схема распределения давления в начальный момент времени для обоих вариантов показана на рис. 8.

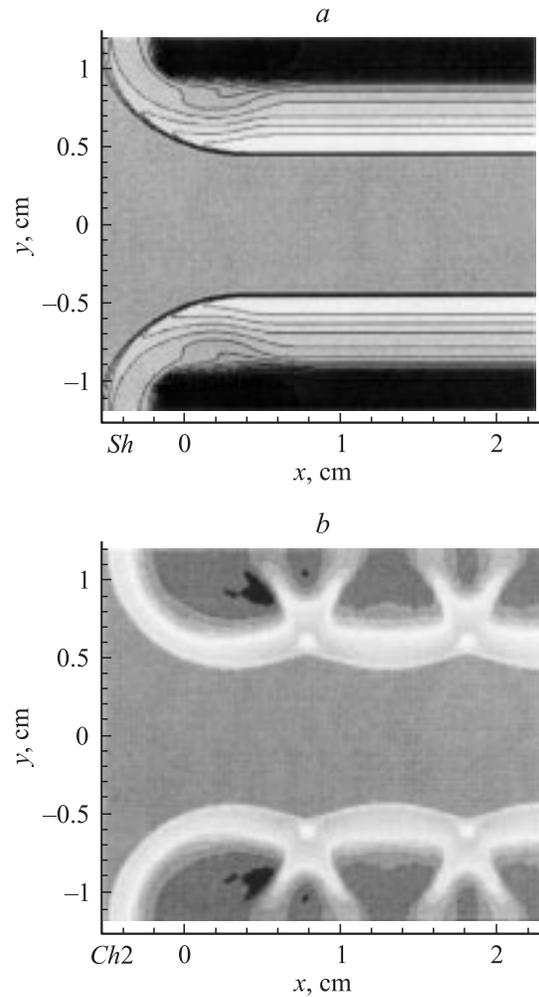


Рис. 9.

Обсуждение результатов

В численном расчете на границах областей энерговложения в начальный момент образуются ударные волны, движущиеся в сторону невозмущенного газа. Внутрь распространяются волны разрежения. При вложении энергии в слой (вариант 1) сразу же образуется единая поверхность разрыва. За исключением окрестности боковых границ ($x = 0$, $x = 10 \text{ cm}$) поверхность ударной волны является плоской. В случае вложения энергии в каналы (вариант 2) в результате интерференции отдельных полуцилиндрических ударных волн от каждого канала постепенно формируется результирующий фронт, движущийся в сторону плоскости симметрии $y = 0$. С течением времени поверхность фронта для варианта 2 становится достаточно плоской. Указанные особенности течения хорошо видны на рис. 9, представляющем собой распределение плотности в один и тот же момент времени для двух вариантов распределения энерговложения.

Рис. 10 иллюстрирует замедление ударной волны после догонного взаимодействия с ней волны разрежения. Волна разрежения возникает в результате распада разрыва в момент $t = 0$ на границе области энерговыделе-

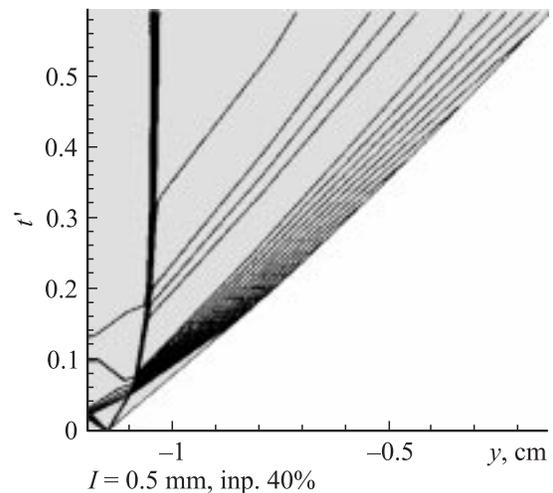


Рис. 10. Расчетная диаграмма поля температуры, поясняющая замедление фронта ударной волны, вследствие движения волн разрежения внутри слоя энергоуклада. t' — безразмерное время (реальное время отнесено к параметру $L/U = L\sqrt{\rho/p} = 3.6 \cdot 10^{-5} \text{ s}$, где $L = 10^{-2} \text{ m}$, $\rho = 0.17 \text{ kg/m}^3$, $p = 1.32 \cdot 10^{-4} \text{ Pa}$).

ния, отражается от поверхности диэлектрика, догоняет ударную волну. Замедление ударных волн, очевидно, связано также трехмерностью процесса.

Сравнение численных полей плотности с данными экспериментальной визуализации ударно-волновых конфигураций свидетельствует о хорошем соответствии эксперименту модели неоднородного каналированного вложения энергии.

Несмотря на значительные отличия в локальной структуре течения для двух рассмотренных вариантов, значения средней скорости движения фронта в сторону плоскости симметрии оказываются во всех случаях достаточно близкими. Вполне наглядно это проявляется при анализе газодинамических полей в плоскости симметрии $x = 5$ см, проходящей через середину области энерговыделения, рассчитанных для обоих видов распределения вложенной энергии. Этот результат подтверждает справедливость использованного подхода к обработке теневых изображений — определение координаты ударной волны путем усреднения по всему фронту.

При качественном сходстве экспериментальной и численной (вариант 2) картин течения в предположении 100% перехода энергии разряда в тепло имеются существенные различия в измеренном и расчетном положениях ударных волн, движущихся в сторону плоскости симметрии $y = 0$. В эксперименте ударная волна движется значительно медленнее, чем это получалось в расчетах. Очевидно, что такое расхождение в значительной степени связано со сделанным предположением, что вся энергия электрического разряда мгновенно переходит в поступательные степени свободы газа. Между тем электрические потери, потери энергии на возбуждение колебательных, электронных степеней свободы, на излучение и т. п. весьма значительны.

Поскольку скорость ударной волны при импульсном энерговыкладе определяется ростом давления в результате вложения энергии, была выполнена серия расчетов с целью оценки доли энергии, мгновенно переходящей в тепло. В силу соотношения (4) прирост давления зависит также от объема области энерговыложения. Поэтому проводилась также вариация толщины слоя.

Наилучшее согласование расчетных и экспериментальной зависимостей $y(t)$ было получено для варианта 2 при толщине (высоте) слоя энерговыклада $d = 0.5$ мм для уровня мгновенного перехода энергии в тепло $\sim 40\%$ (рис. 6). На рис. 11 показано соответствующее расчетное поле плотности.

При таких условиях, как показал расчет, за $1-2$ мс рост температуры приповерхностного слоя газа достигает 1000 К. Это значение существенно выше экспериментальных и расчетных значений, например, для начальной стадии поверхностного СВЧ-разряда на диэлектрической пластине [6]. В этой работе указывалось, что за быстрый нагрев газа ответственен механизм, связанный с эффективными образованием электронно-возбужденных состояний молекул азота с последующим их тушением

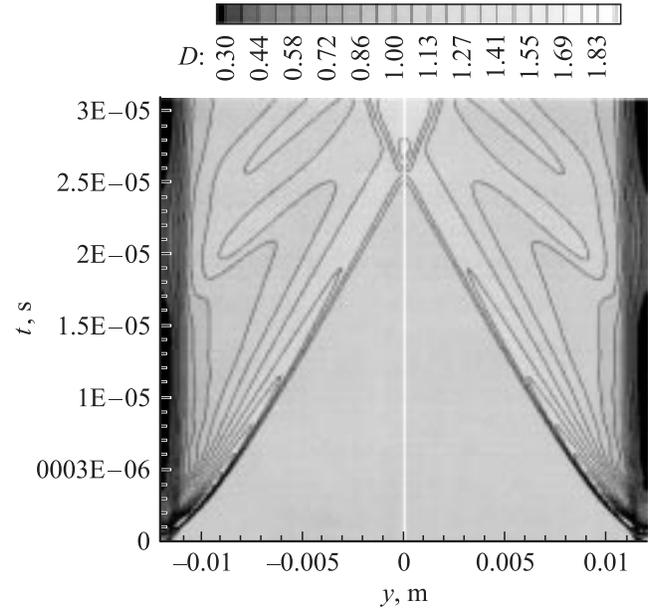


Рис. 11.

при больших значениях приведенного электрического поля ($E/N \geq 10^{-15} \text{ V} \cdot \text{cm}^2$).

Численный расчет был также проведен для анализа движения ударных волн от поверхностного разряда в CO_2 -смеси при давлении 760 Торг (в условиях эксперимента [18]) с целью определения доли энергии поверхностного разряда, мгновенно переходящей в тепло. Сравнение результатов эксперимента с численным расчетом показало, что эта доля составляет около 20% (рис. 6). Очевидно, при существенно меньших значениях параметра Таунсенда, когда наиболее эффективно возбуждаются колебательные степени свободы молекул, динамику нагрева газа определяют времена релаксации колебательной энергии в тепловую. Нагрев приповерхностного слоя газа в зоне скользящего распределенного разряда, таким образом, тесно связан с характером кинетических процессов в газоразрядной плазме.

Заключение

Исследования поверхностного распределенного скользящего разряда и газодинамических возмущений из зоны разряда показали, что $40 \pm 10\%$ энергии наносекундного распределенного скользящего разряда в воздухе, оцененной как энергия, запасенная в конденсаторе, переходит в тепловую энергию в приповерхностном слое газа средней толщиной 0.5 мм за время существенно меньше $1 \mu\text{s}$. При таких условиях, как показал расчет, за $1-2$ мс рост температуры приповерхностного слоя газа достигает 1000 К. В дальнейшем по мере релаксации возбужденных состояний молекул газа поступательная температура газа в приповерхностной области увеличивается. Толщина плазменного слоя в потоке с числом

Маха 0.9–1.3, измеренная по профилю распределения интенсивности свечения, не зависит от плотности и составляет 0.4 mm.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы РАН „Взаимодействие плазмы с высокоскоростными потоками газа“ и гранта РФФИ 06-08-01301-а.

- [22] Дашук П.Н., Зинченко А.К., Меркулова Т.Г., Сергеев Е.А. // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 8. С. 1613.
 [23] Beverly R.E. // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 60 (1). P. 104.
 [24] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
 [25] Куликовский А.Г., Погорелов Н.В., Семенов А.Ю. Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений. М.: Физматлит, 2001.

Список литературы

- [1] Ларин О.Б., Левин В.А. // ПМТФ. 2001. Т. 42. № 1. С. 147.
 [2] Кузьмин Г.П., Минаев И.М., Рухадзе А.А. // ТВТ. 2002. Т. 40. № 3. С. 515.
 [3] Аксенов В.С., Голуб В.В., Губин С.А., Ефремов В.П., Маклашова И.В., Харитонов А.И., Шаров Ю.Л. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 20. С. 62.
 [4] Oraits D.F., Roupassov D.V., Starikovskaia S.M., Starikovskii A.Yu., Zavalov I.N., Saddoughi S.G. // 43rd AIAA Aerospace Sci. Meet. and Exhibit. Reno, Nevada, USA, 2005. Paper AIAA 2005-1180.
 [5] Казаков А.В., Коган М.Н., Купарев В.А. // ТВТ. 1996. Т. 34. № 1. С. 46.
 [6] Шибков В.М., Ершов А.П., Черников В.А., Шибкова Л.В. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 4. С. 67.
 [7] Likhanskii A.V., Shneider M.N., Macheret S.O., Miles R.B. // AIAA 44th Aerospace Sci. Meet. and Exhibit. Reno, Nevada, 2006. AIAA-2006-1204.
 [8] Баранов В.Ю., Борисов В.М., Высикайло Ф.И. и др. // ТВТ. 1984. Т. 22. № 4. С. 661.
 [9] Карлов Н.В., Кислицев А.В., Ковалев И.О., Кузьмин Г.П., Мовшев В.Г., Нестеренко А.А., Прохоров А.М., Токер Г.Р. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 10. С. 617.
 [10] Карлов Н.В., Кузьмин Г.П., Прохоров А.М. // Изв. АН СССР. Сер. Физическая. 1984. Т. 48. № 8. С. 1430.
 [11] Баранов В.Ю., Борисов В.М., Христофоров О.Б. // Квантовая электроника. 1981. Т. 8. № 1. С. 165.
 [12] Знаменская И.А., Иванов И.Э., Крюков И.А., Кули-Заде Т.А. ЖЭТФ. 2002. № 122. Т. 12. С. 1198–1206.
 [13] Знаменская И.А., Кули-Заде Т.А. // Докл. РАН. 1996. Т. 348. № 5.
 [14] Знаменская И.А., Латфуллин Д.Ф., Мурсенкова И.В. // Мат. Всеросс. науч. конф. по физике низкотемпературной плазмы (ФНТП-2004). Петрозаводск, 2004. С. 172.
 [15] Знаменская И.А., Луцкий А.Е., Мурсенкова И.В. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 24. С. 38.
 [16] Tischenko V.N., Grachev G.N., Smirnov A.L., Zapryagaev V.I., Sobolev A.V. // 4rd Workshop On Magneto-Plasma-Aerodynamics In Aerospace Applications. Moscow, 2002. P. 60.
 [17] Зобов Е.А., Сидоров А.Н., Литвинова И.Г. // ПМТФ. 1986. Т. 155. № 1. С. 20.
 [18] Андреев С.И., Знаменская И.А., Ковалев И.О. и др. // Сб. тр. III Всесоюз. совещания „Физика и газодинамика ударных волн“. Владивосток, М., 1996. Ч. II. С. 68.
 [19] Дашук П.Н., Кулаков С.Л. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. Вып. 2. С. 69.
 [20] Ковалев И.О., Кузьмин Г.П., Нестеренко А.А. // Тр. ИОФ РАН. Т. 52. М.: Наука, 1996. С. 1–92.
 [21] Дашук П.Н., Зинченко А.К., Ярышева М.Д. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 2. С. 324.