

ХИМИЧЕСКАЯ ФИЗИКА, ФИЗИЧЕСКАЯ КИНЕТИКА И ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

Характеристики наносекундного поверхностного скользящего разряда в сверхзвуковом потоке воздуха, обтекающем тонкий клинИ. В. Мурсенкова,^a Ю. Ляо,^b И. Э. Иванов, Н. Н. Сысоев*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра молекулярных процессов и экстремальных состояний вещества. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

Поступила в редакцию 20.01.2019, после доработки 30.01.2019, принята к публикации 04.02.2019.

Исследованы характеристики распределенного скользящего поверхностного разряда длительностью ~ 300 нс (плазменного листа) в неоднородном сверхзвуковом потоке воздуха с вихревой зоной за тонким клином в канале ударной трубы. Проанализированы пространственное распределение излучения разряда, спектральный состав излучения и ток разряда в потоках за плоскими ударными волнами с числами Маха 2.4–3.5 (числа Маха потока 1.16–1.47, плотность 0.02–0.20 кг/м³). Показано, что в потоке с вихревой зоной поверхностный разряд развивается в виде канала шириной 1–3 мм, расположенного в области пониженной плотности за клином. Рассчитанная концентрация электронов в канале разряда на порядок превышает концентрацию электронов при инициировании разряда в однородной среде.

Ключевые слова: импульсный скользящий поверхностный разряд, динамика тока, излучение плазмы, сверхзвуковой поток, вихревая зона.

УДК: 533.6.011, 537.52. PACS: 52.80.-s, 47.40.Ki, 47.11.+j.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование процессов, происходящих при быстром локальном выделении энергии, является фундаментальной проблемой газовой динамики [1, 2]. Такие задачи имеют также прикладной интерес при разработке методов плазменной аэродинамики для активного управления высокоскоростными течениями [2–5]. Создание контролируемых областей низкотемпературной неравновесной плазмы газовых разрядов может использоваться для снижения динамических и тепловых нагрузок на поверхность летательного аппарата, коррекции режима течения, воспламенения топлива в двигателях [5–10]. В качестве источников энергии в плазменной газодинамике используются различные типы газовых разрядов (плазменные актуаторы) [3–5, 8, 11]. Энерговклад в пристеночную область течения газа, реализованный при помощи поверхностных разрядов, может использоваться для снижения трения, воздействия на ламинарно-турбулентный переход в пограничном слое, на положение зон отрыва и скачков уплотнения вблизи обтекаемой поверхности. Импульсный скользящий поверхностный разряд (плазменный лист), состоящий из скользящих по поверхности диэлектрика каналов, образует плазменный слой толщиной ~ 0.5 мм [4, 12, 13]. Он развивается в тонком слое газа и обеспечивает значительный удельный энерговклад, позволяющий воздействовать на газодинамические течения.

При импульсном вложении энергии в движущуюся среду с помощью электрического разряда возникает сложный нестационарный процесс взаимодействия газодинамического потока с плазменной областью. В области протекания тока разряда происходит быстрое изменение состояния газа, в том числе

быстрый нагрев, что приводит к образованию и движению газодинамических разрывов от границ газ—плазма [4, 8, 12]. Большая часть электрической энергии в разрядах в воздухе идет на возбуждение колебательных степеней свободы молекул и электронных уровней молекул [14]. Достаточно большая доля электрической энергии, зависящая от параметров разряда и свойств среды, переходит в поступательные степени свободы молекул (нагрев газа) в микросекундном интервале времен [3, 5, 12, 13]. Другая часть переходит в тепловую энергию в процессе колебательно-поступательной релаксации за время порядка нескольких миллисекунд [14]. При инициировании импульсных разрядов в высокоскоростных потоках газа определяющими являются тепловой [3, 12, 13] и ударно-волновой [8, 13, 15] механизмы воздействия на течение. К настоящему времени накоплен достаточно большой объем экспериментальных материалов по воздействию разряда на газодинамические потоки. Однако экспериментальных данных о характеристиках наносекундных поверхностных разрядов в высокоскоростных потоках недостаточно, в частности недостаточно данных о режимах развития разряда в потоке, динамике тока разряда и пространственном распределении излучения.

Численное моделирование газодинамических процессов, в том числе развитие зон энергоподвода в потоках, проводится в рамках математической модели нестационарных двухмерных уравнений Эйлера [1, 2] или уравнений Навье—Стокса [16–18] при расчетах сверхзвуковых течений в каналах. При моделировании взаимодействия разрядов наносекундной длительности с газодинамическими потоками область разряда обычно рассматривается как источник энергии, мгновенно вкладываемой в поток [16, 17].

^a E-mail: murs_i@physics.msu.ru

^b E-mail: 565164346@qq.com

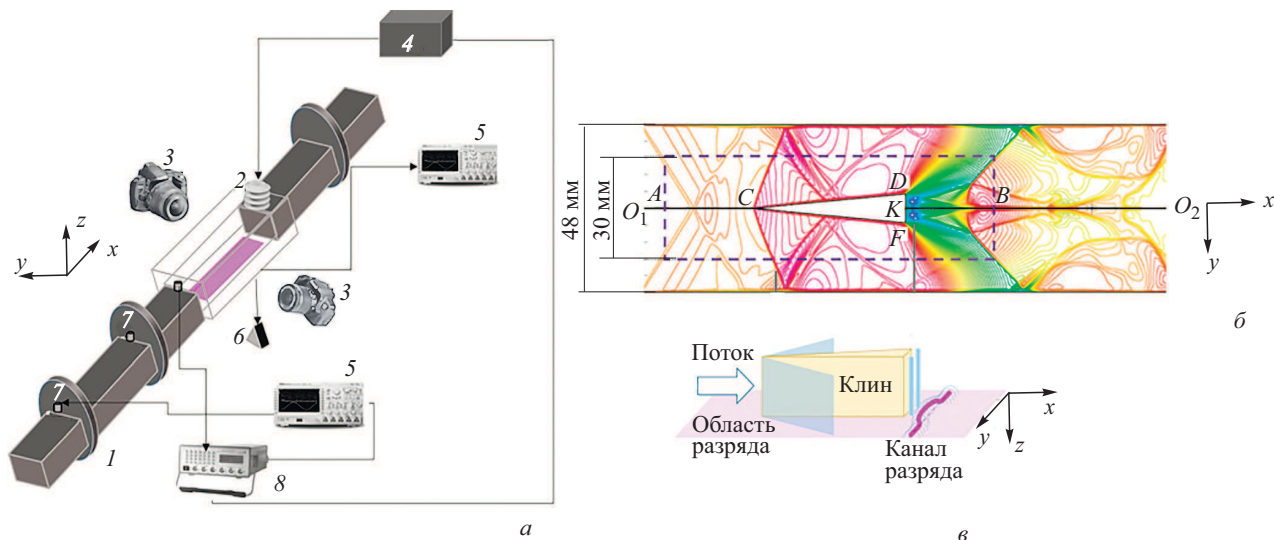


Рис. 1. *а* — Схема ударной трубы с разрядной камерой: 1 — ударная труба, 2 — разрядная камера, 3 — фотокамеры, 4 — блок запуска разряда, 5 — осциллографы, 6 — шунт, 7 — датчики давления Д1, Д2, 8 — генератор импульсов; *б* — расчетное поле плотности около клина в сверхзвуковом потоке с числом Маха 1.30, расположенного в области разряда (показана прямоугольником); $DK = 4.1$ мм; $CK = 49$ мм; $AB = 100$ мм, $AC = 26$ мм, $KB = 25$ мм; O_1O_2 — плоскость симметрии течения; *в* — схема течения около клина

Для осуществления эффективного воздействия газоразрядной плазмы на течение газа в пограничном слое необходимо исследование различных режимов инициирования поверхностного разряда в высокоскоростных потоках с одновременным контролем электроразрядных, излучательных и газодинамических параметров. Цель работы — анализ пространственного распределения излучения скользящего поверхностного разряда в высокоскоростном потоке воздуха, обтекающем тонкий клин с образованием вихревой зоны с одновременной регистрацией тока разряда. Для определения параметров потока проводились численные расчеты сверхзвукового течения около клина в канале.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ

1.1. Характеристики течения в ударной трубе

Эксперименты проводились на установке, состоящей из ударной трубы со специальной разрядной секцией (рис. 1). Ударная труба с каналом прямоугольной формы 24×48 мм² состоит из камеры высокого давления и камеры низкого давления. Рабочим газом в камере низкого давления является воздух, толкающим — гелий. Скорости потоков за ударными волнами с числами Маха до 6 достигают 1600 м/с для данной установки [12, 19]. Скорость ударных волн измерялась базовым методом с помощью сигналов пьезоэлектрических датчиков давления (рис. 1, *а*), подключенных к осциллографу Tektronix TPS 2014. С помощью этих сигналов также осуществлялась синхронизация процессов при инициировании разряда в сверхзвуковом потоке. Расстояние между датчиками Д1 и Д2 составляло 103 см, расстояние от датчика Д2 до области разряда — 11.5 см. Тонкий клин длиной 49 мм, высотой 24 мм, шириной донной части 8 мм и углом раствора $\sim 9^\circ$, изготовленный из диэлектрика (капролона), располагался в области разрядов, как показано на рис. 1, *б, в*. Сверхзвуковые потоки воздуха создавались в экспериментах

за ударными волнами с числами Маха 2.4–3.5. Скорость набегающего на клин потока в экспериментах составляла 570–920 м/с (числа Маха потока 1.16–1.47), плотность 0.08–0.12 кг/м³. При таких условиях в разрядной камере реализовалось однородное сверхзвуковое спутное течение длительностью 300–500 мкс, замыкающееся контактной поверхностью [8, 9]. Число Рейнольдса потока, оцененное по размеру канала ударной трубы, составляло $(1.0\text{--}2.2) \cdot 10^5$. Толщина ламинарного пограничного слоя на стенках канала не превышала 1 мм [8, 13].

Две боковые стенки разрядной камеры представляли собой плоскопараллельные кварцевые стекла (КУ, полоса пропускания 200–2800 нм) длиной 17 см. Через них проводилась фоторегистрация свечения разряда и регистрация эмиссионных спектров. Фотоизображения свечения поверхностного разряда получались с использованием фотоаппаратов, расположенных с двух сторон разрядной камеры, как показано на рис. 1, *а*. Объектив одного фотоаппарата располагался под небольшим углом к плоскости нижнего плазменного листа, в направлении донной части клина. Объектив другого фотоаппарата был расположен перпендикулярно стеклам разрядной камеры.

Порядок проведения экспериментов был следующим: плоская ударная волна двигалась по каналу ударной трубы и набежала на клин, установленный под нулевым углом атаки к ее фронту. После дифракции ударной волны на клине устанавливалось квазистационарное обтекание клина сверхзвуковым спутным потоком с клиновидной головной ударной волной, замыкающими косыми ударными волнами и вихревой зоной пониженной плотности за донной частью (см. рис. 1, *б, в*). Скользящие поверхностные разряды инициировались на верхней и нижней стенках разрядной камеры после установления квазистационарного течения около клина. Время инициирования разрядов задавалось в пределах 100–800 мкс после прихода ударной волны к клину.

1.2. Скользящий поверхностный разряд

При подаче импульсного напряжения положительной полярности на верхней и нижней стенках разрядной камеры инициировались плазменные листы размером 100×30 мм² на расстоянии 24 мм друг от друга [8, 12]. Электрическая схема разряда показана на рис. 2. Импульсное питание разряда осуществлялось от конденсатора C_1 , заряжаемого до рабочего напряжения 25 кВ и коммутируемого разрядником РУ-65. При приложении импульсного напряжения с крутизной нарастания $\sim 10^{11}$ В/с и зарядке распределенных по длине электродов емкостей C_2 формируется система каналов скользящего разряда, образующих верхний и нижний плазменные листы [12, 19]. Ток разряда измерялся с помощью малоиндуктивного шунта специальной конструкции, расположенного в разрыве цепи заземления [8]. В экспериментах ток разряда составлял ~ 1 кА, длительность тока разряда ~ 500 нс. Для оценки равновесной электрической проводимости использовались измерения полного тока разряда и размеров области проводимости газа (зоны излучения разряда). Эмиссионные спектры излучения разряда регистрировались спектрометром AvaSpec-2048FT (диапазон длин волн 174–1100 нм).

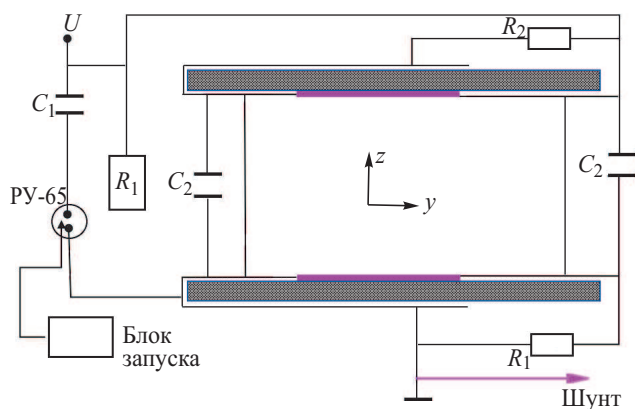


Рис. 2. Электрическая схема разряда: $C_1 = 2267$ пФ, $C_2 = 470$ пФ, $R_1 = R_2 = 1$ кОм

Скользящий поверхностный разряд развивается в тонком слое газа около поверхности диэлектрика; в неподвижном воздухе он состоит из параллельных каналов разной интенсивности. Толщина плазменного слоя зависит от давления и меняется от 0.5 мм (при давлении 100–150 Торр), до 0.7 мм (при давлении 10 Торр) в потоках толщина плазменного слоя составляет ~ 0.4 мм [12].

В каждый плазменный лист вкладывалась электрическая энергия ~ 0.36 Дж, рассчитанная по энергии, запасенной в основной емкости. Приведенная напряженность электрического поля в неподвижном воздухе при давлении 10–100 Торр составляла $E/N \sim (2 - 20) \cdot 10^{-19}$ В $\cdot$ м², где E — электрическое поле, N — концентрация молекул. При таких условиях в разрядах в воздухе происходят в основном процессы возбуждения электронных уровней молекул N_2 и O_2 , колебательных уровней N_2 , ионизация молекул и их диссоциация [14, 20].

В неподвижном воздухе суммарный ток двух скользящих разрядов зависит от приложенного напряжения и плотности среды (давления). По току разряда проводился расчет концентрации электронов с помощью формулы [19]:

$$n_e^0 = \frac{I_m}{S \cdot e \cdot V_d \left(\frac{E}{N} \right)}. \quad (1)$$

где I_m — максимальный ток разряда, S — сечение токового канала разряда, V_d — скорость дрейфа электронов, e — заряд электрона. Скорость дрейфа электронов определялась по зависимости от величины приведенного электрического поля [21].

В целом диагностический комплекс установки позволял в каждом эксперименте регистрировать характеристики генерируемой ударной волны, рассчитывать параметры потока за ее фронтом, определять ток разряда и параметры импульсной плазмы, регистрировать излучение разряда.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ РАЗРЯДА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ПРИ ОБТЕКАНИИ КЛИНА

2.1. Характеристики разряда в потоке с вихревой зоной

В случае инициирования поверхностных разрядов в потоке с вихревой зоной за клином разряды протекают в виде одного или нескольких криволинейных каналов высокой интенсивности (рис. 3, а, б, в): в области расположения клина и перед ним свечение разрядов отсутствует. В спектрах излучения разряда присутствуют полосы второй положительной системы молекулярного азота (длины волн 280–500 нм), полосы первой отрицательной системы иона азота (N_2^+), линии атомов кислорода, азота, атомарного иона азота N^+ . Основной вклад в излучение разряда дает вторая положительная система азота, соответствующая переходам $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ [8, 16]. В воздухе присутствуют пары воды, поэтому наблюдаются линии атомарного водорода H_α (656 нм) и H_β (486 нм). Следует отметить, что основная часть излучения разряда лежит в ультрафиолетовой области спектра, в то время как фотокамеры регистрируют видимую часть излучения с длинами волн 400–750 нм.

Для определения геометрии области разряда в потоке проводилась фоторегистрация свечения разряда с двух сторон разрядной камеры. Объектив одного из фотоаппаратов располагался перпендикулярно стеклам разрядной камеры и оси симметрии течения, объектив другого — под углом к плоскости нижнего плазменного листа (рис. 1, а). По фотоизображениям первого фотоаппарата (рис. 3, а) определялось расстояние от донной части клина до разрядных каналов на верхней и нижней стенках разрядной камеры l , по фотоизображениям второго — форма канала и ширина d (рис. 3, б). Эти величины определялись с помощью специально разработанного метода с использованием свободно доступных программ обработки растровых изображений GIMP 2 и Paint. Для определения геометрии границ области разряда применялась постеризация — выделение

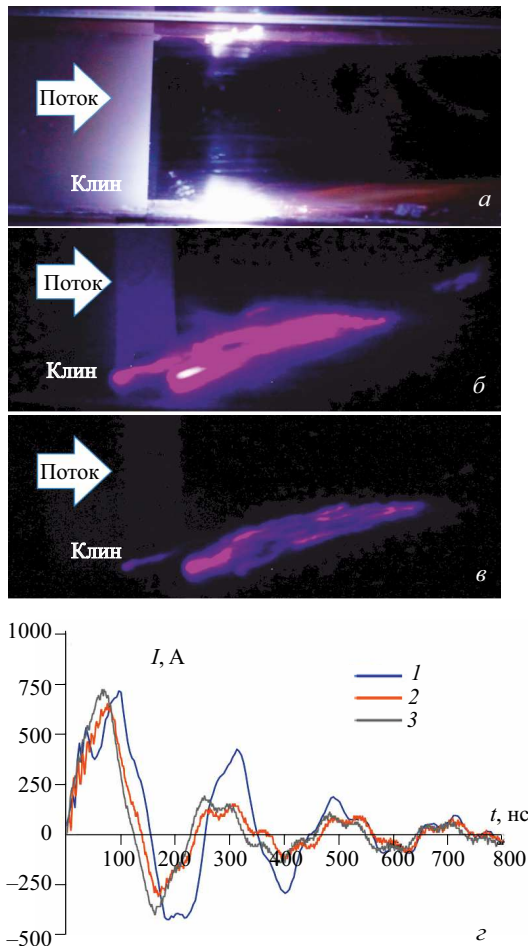


Рис. 3. Фотоизображения свечения поверхностного разряда в вихревой области за клином: а — полученное при расположении фотоаппарата перпендикулярно стеклам разрядной камеры; б, в — полученные при расположении фотоаппарата под углом к плоскости нижнего плазменного листа; г — осциллограммы тока разряда в потоке с вихревой зоной (1), в однородном потоке (2), в неподвижном воздухе (3). Поток направлен слева направо, число Маха потока 1.37. Слева видна донная стенка клина. Изображения б, в зарегистрированы через светофильтр, пропускающий излучение с длиной волны 405 нм

границ областей изображения с уменьшением числа градаций яркости. Для достижения хорошей точности измерения область свечения разряда разбивалась на 7–10 градаций яркости.

Полученные зависимости расстояния l от времени показали, что положение разрядного канала слабо меняется в интервале 100–700 мкс от начала дифракции ударной волны на клине до момента разряда и составляет $(5.5\text{--}9.0) \pm 2$ мм в условиях экспериментов. Положения разрядного канала для разных чисел Маха потока показаны на рис. 5, где они сопоставлены с результатами численных расчетов поля плотности. Ширина разрядного канала составляла 1–3 мм при экспериментальных условиях.

На рис. 3, г показаны осциллограммы тока разряда в неподвижном воздухе и в сверхзвуковых потоках. Осциллограммы тока имеют колебательный характер. Максимальное значение тока разряда, длительность первого полупериода, декремент затухания колебаний различны при разных условиях инициирования разрядов. Видно, что в потоке с вихревой

зоной (1) и в однородном сверхзвуковом потоке (2) динамика тока различна: первые полупериоды тока разрядов отличаются длительностью (160 и 140 нс соответственно), максимумом (720 и 650 А), характером фронта нарастания (в первом случае двухступенчатое нарастание). В первом случае полная длительность тока больше, декремент затухания колебаний меньше. Меньший декремент затухания соответствует большей проводимости (большей концентрации электронов) при развитии разряда в потоке с вихревой зоной. Для сравнения показана осциллограмма тока в неподвижном воздухе при плотности, равной средней плотности газа в вихревой зоне за клином.

2.2. Численный расчет параметров сверхзвукового течения около клина

Математическое моделирование течения газа около клина в канале проводилось на основе решения системы уравнений Навье—Стокса, описывающих нестационарное течение вязкого сжимаемого газа в двумерных областях с соответствующими начальными и граничными условиями и замыкающими соотношениями в виде термического и калорического уравнений состояния [17, 18]. Использовалась модель совершенного газа (воздух) с постоянным показателем адиабаты ($\gamma = 1.4$) и числом Прандтля $Pr = 0.72$. Зависимость коэффициента вязкости от температуры описывалась формулой Сазерленда [18]. Начальные параметры потока газа задавались в соответствии с экспериментальными условиями равными параметрам спутного потока за плоской ударной волной в соответствии с соотношениями Ренкина—Гюгонно [22].

Численный метод для решения системы уравнений подробно описан в [18, 23]. Для аппроксимации невязких потоков через грани внутренних пространственных ячеек используется метод Годунова повышенного порядка, вязкие потоки аппроксимируются с помощью метода контрольного объема. На твердой стенке ставится граничное условие «прилипания» и условие адиабатичности стенки. На левой входной границе задаются условия входного сверхзвукового спутного потока, на правой выходной границе — условия отсутствия отражения. Рассчитывалось течение с учетом симметрии в половине канала. В безразмерных единицах (линейный размер отнесен к полуширине канала 0.012 м) расчетная область была 7×1 ($X \times Y$), размеры клина 2.04×0.17 (длина $\times$ полуширина). Расчетная сетка — регулярная с четырехугольными ячейками и сгущением к твердой стенке. Верхняя граница задавалась как адиабатическая твердая стенка, левая и правая — входная и выходная границы, нижняя граница — плоскость симметрии течения и твердая граница клина (рис. 4). Расчет выполнялся до установления и в пределах существования квазистационарного обтекания клина с головной ударной волной (рис. 1, б, в).

Расчеты параметров течения около клина в сверхзвуковых потоках были проведены при числах Маха исходной ударной волны в канале ударной трубы 2.4, 2.6, 2.8, 3.0 (числах Маха потока 1.16, 1.21, 1.30, 1.37 соответственно). Численно решалась нестационарная двумерная задача в плоскости симметрии

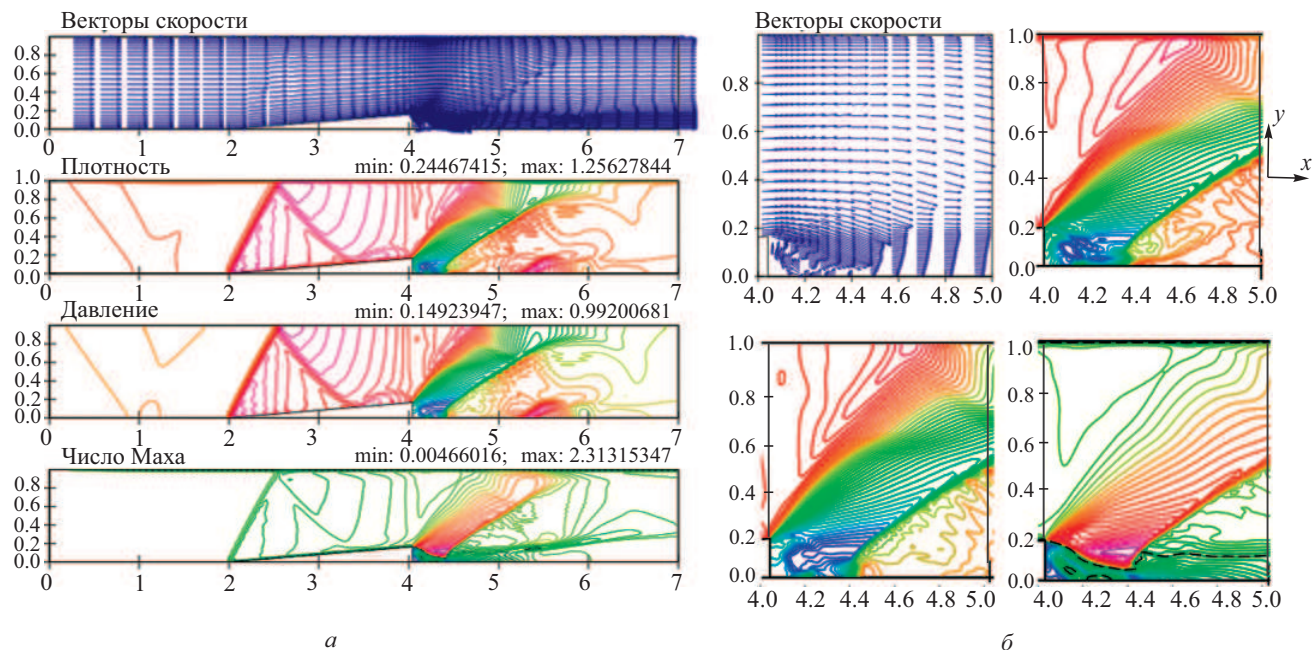


Рис. 4. *а* — Распределения вектора скорости, плотности, давления и местного числа Маха при обтекании клина потоком с числом Маха 1.30; *б* — увеличенные фрагменты полей распределения величин за донной частью клина. Цветные изолинии значений величин построены с равными интервалами изменения в пределах от минимального значения (синий цвет) до максимального (красный цвет)

течения, параллельной плоскостям плазменных листов. Из расчета определялось время установления обтекания клина с головной ударной волной; оно было 70–100 мкс для указанного диапазона чисел Маха потока. Длительность стадии квазистационарного обтекания клина потоком по расчетам составляла 380–550 мкс. В результате получены квазистационарные поля вектора скорости, плотности, давления и числа Маха в потоке, обтекающем клин, которые зависели от числа Маха набегающего потока. Скорость, плотность, давление нормированы на соответствующие величины в набегающем потоке. По расчетным полям определялись характерные особенности течения за клином: протяженность области пониженной плотности, положения минимума плотности и замыкающего скачка уплотнения.

Расчетные картины распределения вектора скорости, плотности, давления, локального числа Маха потока показывают структуру установившегося течения в канале, положение и форму косых ударных волн, положение вихревой зоны за донной частью клина (рис. 4, *а*). Видно, что расчетная толщина пограничного слоя на стенке не превышает 0.5–0.6 мм. На рис. 4, *б* в увеличенном масштабе более подробно показаны поля расчетных величин за донной частью клина. Хорошо видно, что вблизи клина сформировалось течение с вихревой областью. В центре вихря плотность газа минимальна. Общая протяженность области пониженной плотности около 10 мм, она завершается скачком уплотнения, за которым плотность растет. Полученные значения границ области пониженной плотности за клином сравнивались с экспериментальными положениями разрядного канала. Среднее значение плотности в вихревой зоне за клином составляло около 40 % плотности набегающего потока.

Сравнение расчетных полей плотности с экспериментальными результатами показало, что расстояние

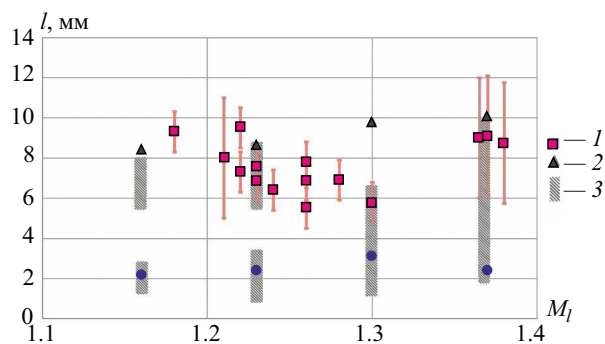


Рис. 5. Положения разрядного канала в зависимости от числа Маха потока (l , эксперимент), замыкающего скачка уплотнения (2, расчет) и областей пониженной плотности ($\rho/\rho \leq 0.5$) за клином (3, расчет). Положение минимума плотности показано символом. $l = 0$ соответствует донной части клина

от дна клина до разрядного канала l в пределах погрешности находится в области пониженной плотности при разных временах инициирования разряда. На рис. 5 показаны экспериментальные значения положения разрядного канала в зависимости от числа Маха потока, положение замыкающего скачка уплотнения и зоны пониженной плотности. Видно, что минимальное значение плотности газа находится на расстоянии 2–3 мм от донной части клина. Канал разряда располагается дальше от дна клина, в конце области пониженной плотности, вблизи замыкающего скачка уплотнения.

2.3. Параметры разряда в сверхзвуковом потоке с вихревой зоной

Для определения параметров плазмы и оценки концентрации электронов были использованы измерения тока разряда и размеров области эффективной проводимости газа. Начальная концентрация

электронов оценивалась по максимальному значению силы тока согласно уравнению (1). В неподвижном воздухе и в однородном потоке газа разрядный объем имеет размеры $10 \times 3 \times 0.05$ см³, поперечное сечение протекания тока 10×0.05 см² (ток протекает по всей длине электродов разряда). При плотности воздуха 0.02–0.20 кг/м³ приведенная напряженность электрического поля составляет $E/N = (2-20) \cdot 10^{-19}$ В · м², скорость дрейфа электронов $\sim 10^5$ м/с [21], начальная концентрация электронов $(0.7-3.7) \cdot 10^{14}$ см⁻³.

В случае инициирования поверхностного разряда в сверхзвуковом потоке с вихревой зоной за клином распределение плотности имеет сложный характер с выраженными минимумами в центрах вихрей. При плотности набегающего потока 0.08–0.12 кг/м³ приведенная напряженность электрического поля вблизи носа клина составляет $(2.5-5.0) \cdot 10^{-19}$ В · м², а в области вихрей может превышать $2 \cdot 10^{-18}$ В · м². Это приводит к быстрой локальной ионизации молекул в вихревой зоне и изменению тока разряда по сравнению с током в однородной среде. Расчеты концентрации электронов в разрядном канале проведены с учетом величины средней плотности в области расположения канала. Сечение токового канала определялось как произведение экспериментально определенной ширины канала $d = (1-3)$ мм на толщину плазменного слоя (0.5 мм). Расчеты показали, что концентрация электронов в разрядном канале составляет $\sim (1.6-4.5) \cdot 10^{15}$ см⁻³ при условиях экспериментов, что в 10–20 раз больше, чем при инициировании разряда в среде с однородным распределением плотности.

Таким образом, неоднородность распределения плотности в сверхзвуковом потоке (наличие зоны пониженной плотности) приводит к изменению геометрии протекания тока импульсного поверхностного скользящего разряда (перераспределению в локализованный канал) и повышенной локальной проводимости среды. В результате поверхностный скользящий разряд развивается в виде канала шириной 1–3 мм в области пониженной плотности за клином.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально исследован наносекундный поверхностный скользящий разряд в сверхзвуковом потоке воздуха, обтекающем тонкий клин, при числах Маха потока 1.16–1.37, плотности в потоке 0.02–0.20 кг/м³. Проведены расчеты полей газодинамических величин в канале около клина при экспериментальных условиях; расчетные поля плотности сопоставлены с положением разрядного канала в сверхзвуковом потоке. Проанализирована динамика тока разряда в однородной среде и в неоднородных сверхзвуковых потоках с вихревой зоной. Показано, что поверхностный разряд развивается в виде локализованного канала, находящегося в зоне пониженной плотности на расстоянии $(5.5-9.0) \pm 2$ мм от дна клина, вблизи замыкающего скачка уплотнения. Определена концентрация электронов в разрядном канале, значительно (в 10–20 раз) превышающая концентрацию электронов при инициировании разряда в однородной среде. Зависимость геометрии

протекания тока импульсного разряда от распределения параметров среды следует учитывать при разработке методов управления высокоскоростными потоками с помощью разрядов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-08-00661).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Георгиевский П. Ю., Левин В. А. // ТВТ. 2010. **48**, № 1 (доп.). С. 77. (Georgievskii P. Yu., Levin V. A. // TVT. 2010. **48**, suppl. iss. P. 77.)
2. Желтоводов А. А., Пимонов Е. А. // ЖТФ. 2017. **43**, № 16. С. 22. (Zheltovodov A. A., Pimonov E. A. // Technical Physics Letters. 2017. **43**, N 8. P. 739.)
3. Benard N., Moreau E. // Exp Fluids. 2014. **55**. P. 1846.
4. Bayoda D., Benard N., Moreau E. // J. Appl. Phys. 2015. **118**. 063301.
5. Russell A., Zare-Behtash H., Kontis K. // Journal of Electrostatics. 2016. **80**. P. 34.
6. Starikovskiy A., Aleksandrov N. // Progress in Energy and Combustion Science. 2013. **39**. P. 61.
7. Ju Y., Sun W. // Progress in Energy and Combustion Science. 2015. **48**. P. 21.
8. Mursenkova I. V., Znamenskaya I. A., Lutsky A. E. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. **51**. 105201.
9. Мурсенкова И. В., Сазонов А. С., Ляо Ю. // Письма в ЖТФ. 2018. **44**, № 4. С. 59. (Mursenkova I. V., Sazonov A. S., Liao Yu. // Tech. Phys. Lett. 2018. **44**, N 2. P. 157.)
10. Алексеев А. И., Ваулин Д. Н., Черников В. А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2015. № 4. С. 36. (Alekseev A. I., Chernikov V. A., Vaulin D. N. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2015. **70**, N 4. P. 251.)
11. Шибков В. М., Шибкова Л. В., Логунов А. А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2017. № 3. С. 75. (Shibkov V. M., Shibkova L. V., Logunov A. A. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2017. **72**, N 3. P. 294.)
12. Знаменская И. А., Латфуллин Д. Ф., Луцкий А. Е. и др. // ЖТФ. 2007. Т. 77. № 5. С. 10. (Znamenskaya I. A., Latfullin D. F., Lutsky A. E. et al. // Technical Physics, 2007. **52**, N 5. P. 546.)
13. Знаменская И. А., Латфуллин Д. Ф., Луцкий А. Е. и др. // Письма в ЖТФ. 2010. **36**, № 17. С. 35. (Znamenskaya I. A., Latfullin D. F., Lutski A. E. et al. // Technical Physics Letters, 2010. **36**, N 9. P. 795.)
14. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М., 1987. (Raizer Yu. P. Gas Discharge Physics. Springer, Berlin, 1991.)
15. Parisse J. D., Leger L., Depussay E. et al. // Physics of Fluids. 2009. **21**, N 10. P. 1063.
16. Кудряшов И. Ю., Луцкий А. Е., Ханхасаева Я. В. // Матем. Моделирование. 2015. **27**, № 9. С. 33. (Kudryashov I. Yu., Lutsky A. E., Khankhasaeva Ya. V. // Matem. Mod. 2016. **8**, N 2. P. 207.)
17. Знаменская И. А., Иванов И. Э., Коротеева Е. Ю. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2012. № 6. С. 81. (Znamenskaya I. A., Ivanov I. E., Koroteeva E. Yu. et al. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2012. **67**, N 6. P. 541.)
18. Глушко Г. С., Иванов И. Э., Крюков И. А. // Матем. моделирование, 2009. **21**, № 12. С. 103. (Glushko G. S., Ivanov I. E., Kryukov I. A. // Matem. Mod., 2010. **2**, N 42. P. 407.)
19. Архипов Н. О., Знаменская И. А., Мурсенкова И. В. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2014. № 1. С. 88. (Arkhipov N. O., Znamenskaya I. A., Mursenkova I. V. et al. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2014. **69**, N 1. P. 96.)

20. Starikovskiy A., Aleksandrov N. // *IntechOpen*. 2011.
21. Brunet H., Vincent P. // *J. Appl. Phys.* 1979. **50**, N 7. P. 4708.
22. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. (Zel'dovich Ya.B., Raizer Yu.P. Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena. Academic Press, New York, 1968.)
23. Ivanov I.E., Kryukov I.A., Orlov D.M. et al. // *Experiments in Fluids*. 2010. **48**, N 4. P. 607.

The Characteristics of a Nanosecond Surface Sliding Discharge in a Supersonic Airflow Flowing around a Thin Wedge

I. V. Mursenkova^a, Yu. Liao^b, I. E. Ivanov, N. N. Sysoev

Department of molecular physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^amurs_i@physics.msu.ru, ^b565164346@qq.com.

The characteristics of a distributed sliding surface discharge with a duration of ~ 300 ns (plasma sheet) in a non-uniform supersonic airflow with a vortex zone behind a thin wedge have been studied in a shock tube channel. The spatial distribution of the discharge radiation, the spectra of the discharge radiation, and the discharge current are analyzed in the flows behind plane shock waves with Mach numbers 2.4–3.5 (the Mach numbers of flows are 1.16–1.47 and the density is 0.02–0.20 kg/m³). It is shown that in an airflow with a vortex zone, the surface discharge develops as a 1–3 mm wide channel located in the region of low density behind the wedge. The calculated electron concentration in the discharge channel is an order of magnitude higher than the electron concentration when a discharge is initiated in a homogeneous medium.

Keywords: pulse sliding surface discharge, discharge current dynamics, plasma radiation, supersonic airflow, vortex zone.

PACS: 52.80.-s, 47.40.Ki, 47.11.+j.

Received 20 January 2019.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2019. **74**, No. 3. Pp. 269–276.

Сведения об авторах

1. Мурсенкова Ирина Владимировна — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495) 939-44-28, e-mail: murs_i@physics.msu.ru.
2. Юйгань Ляо — аспирант; тел.: (495) 939-44-28, e-mail: 565164346@qq.com.
3. Иванов Игорь Эдуардович — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495) 939-44-28, e-mail: ivanovmai@gmail.com.
4. Сысоев Николай Николаевич — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-44-28, e-mail: nn.sysoev@physics.msu.ru.