

Влияние сверхзвукового потока на характеристики импульсного поверхностного скользящего разряда

© А.С. Сазонов, И.В. Мурсенкова

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет,
119991 Москва, Россия
e-mail: as.sazonov@physics.msu.ru

Поступило в Редакцию 1 августа 2025 г.

В окончательной редакции 1 октября 2025 г.

Принято к публикации 1 октября 2025 г.

Представлены результаты экспериментального исследования токовых и излучательных характеристик импульсного поверхностного скользящего разряда в сверхзвуковых потоках воздуха с числами Маха 1.20–1.70, плотности 0.01–0.32 kg/m³. Разряд длительностью 500 ns инициировался в режиме одиночного импульса при напряжении 25 kV; ток разряда достигал 1 kA. Протяженность разрядной области в направлении потока составляла 100 mm. Регистрация тока разряда и определение характера излучения проведены в однородных потоках и в потоках с наклонной ударной волной. Показано, что неоднородность распределения плотности в пограничном слое сверхзвукового потока приводит к отличительным особенностям протекания тока разряда и пространственного распределения излучения по сравнению с неподвижным воздухом.

Ключевые слова: наносекундный поверхностный скользящий разряд, ток разряда, распределение свечения, сверхзвуковой поток, наклонная ударная волна.

DOI: 10.61011/JTF.2026.03.62532.191-25

Введение

Поверхностные разряды разных типов приобретают все большее значение благодаря своему потенциалу в управлении сверхзвуковыми потоками в аэродинамике. Возможность изменения характеристик потока, в частности, пограничного слоя, посредством плазменного воздействия открывает пути для повышения эффективности контроля потоков. Поверхностный скользящий разряд субмикросекундной длительности является одним из перспективных типов разрядов для задач аэродинамики.

С конца XX в. и до настоящего времени поверхностный скользящий разряд как источник квазиоднородной плазмы эффективно используется в мощных газоразрядных CO₂-лазерах, эксимерных лазерах, источниках ультрафиолетового излучения [1–6]. Спектр излучения плазмы разряда имеет максимум в ультрафиолетовом диапазоне и может достигать области мягкого рентгеновского излучения [2,7]. В воздухе спектр определяется в основном полосами второй положительной системы азота [8–10].

В классической конфигурации скользящего разряда импульс высокого напряжения подается на инициирующий электрод, находящийся на диэлектрической пластине. Заземленный электрод расположен на краю диэлектрика и продолжается вдоль обратной стороны пластины. В такой геометрии при подаче высокого напряжения в газе формируется электрическое поле большой напряженности с преобладанием нормальной составляющей к поверхности диэлектрика [2,3,7]. Это поле приводит к мощной ионизации газа и образованию плазмы в приповерхностном слое. Возможности

практического применения скользящего поверхностного разряда определяются, в первую очередь, пространственной однородностью создаваемой плазмы. Важным параметром является крутизна фронта нарастания импульса высокого напряжения на инициирующем электроде.

В моноимпульсном режиме однородность распределенного поверхностного скользящего разряда связана с рядом взаимосвязанных параметров, таких как зарядное напряжение, крутизна фронта импульса напряжения, толщина диэлектрика, его диэлектрическая проницаемость [3], а также с наличием распределенной емкости диэлектрика, определяющей однородное распространение скользящего разряда при высоких значениях приведенного электрического поля E/N (E — напряженность электрического поля, N — концентрация молекул газа). Повышенное значение приведенного электрического поля в скользящем разряде связано с высоким значением нормальной к диэлектрику составляющей поля на начальном этапе распространения волны ионизации по диэлектрику, приводящей к активному формированию электронных лавин [3,11]. Оптические исследования плазменного слоя, создаваемого скользящим разрядом при атмосферном давлении [2], позволили определить значение приведенного электрического поля путем обработки спектров излучения в диапазоне 300–900 nm. Величина приведенного электрического поля составила (500 ± 100) Td при разных условиях эксперимента, что указывает на стабильность электрического поля в разряде. Излучение обусловлено процессами, связанными с прямыми ударами электронов с молекулами газа. В областях с высоким значением электрического

поля происходит интенсивная ионизация и возбуждение молекул, что приводит к повышенной светимости этих областей.

Первые исследования скользящих искр на поверхности тонкопленочных диэлектриков [1] показали, что пробой промежутков длиной до 140 см происходит в течение нескольких полупериодов при приложении высокого напряжения. Минимальное напряжение пробоя зависит от длины разряда, толщины диэлектрика и его диэлектрической проницаемости. При приложении пробойного напряжения скользящий разряд развивается в форме набора каналов разной интенсивности, количество которых увеличивается с ростом перенапряжения. При приложении пробойного напряжения скользящий разряд развивается в форме набора каналов разной интенсивности, количество которых увеличивается с ростом перенапряжения. Развитие разряда самосогласованно: интенсивность ионизационных процессов определяется проводимостью канала, зависящей от ионизационных процессов, поэтому определяющим параметром является напряженность поля. При приложении импульса напряжения на поверхности диэлектрика возникает ток смещения, который определяется зарядным напряжением U , крутизной переднего фронта импульса напряжения dU/dt и переменной емкостью C между поверхностным разрядом и иницирующим электродом [2]. Для равномерного растекания тока разряда при значительной длине электродов в схему включается дополнительная обострительная емкость. Протекание тока в скользящем разряде и в импульсно-периодическом режиме, и в моноимпульсном происходит в одну или две стадии [3]. Первая стадия характеризуется током зарядки распределенной емкости диэлектрика. На этой стадии волна ионизации движется от высоковольтного к заземленному электроду, и ток предпробоя играет роль интенсивной и равномерной предыонизации. Вторая стадия представляет собой пробой предыонизованного слоя газа у поверхности диэлектрика. Она характеризуется максимальной мощностью, начинается с момента прихода волны ионизации к заземленному электроду, и энергия вкладывается в плазменный слой. При этом возникает интенсивный второй пик тока, а накопительная емкость разряжается через набор сильноточных каналов, достигая 6–10 каналов на сантиметр длины разрядного промежутка. При положительной полярности импульса напряжения разряд более однородный, и позволяет достичь более высокого энерговклада в газ [3]. В целом исследования скользящего по поверхности диэлектрика разряда показали, что он локализуется вблизи поверхности диэлектрика, имеет толщину менее 1 мм [13] и может быть получен в азоте и воздухе при частотах повторения до 10 кГц в широком диапазоне давлений [14]. Численное моделирование скользящего разряда в вакууме [15] дало возможность определить оптимальные режимы для ионизации газа, определить температуру электронов, пространственные профили плотности и зарядовые распределения ионов.

Предложенная численная модель, описывающая развитие разряда около поверхности диэлектрика, показала хорошее согласие с экспериментальными данными.

Управление потоками газа с помощью плазмы газовых разрядов стало новым направлением исследований в области аэродинамики [8,10,16–18]. Использование разрядов в качестве плазменных актуаторов требует, как правило, большой площади организации поверхностной плазмы для увеличения области взаимодействия с потоком. В экспериментах воздействие на поток осуществлялось разрядами разного типа, и наиболее изученным остается воздействие поверхностного диэлектрического барьерного разряда [16,19–21]. В экспериментах, проведенных в аэродинамических трубах, показана эффективность его применения для управления возмущениями в пограничном слое, отрывом и вихрями на крыльях летательных аппаратов, аэроакустическими характеристиками [16,18,21]. Численное моделирование показало, что наносекундный плазменный актуатор с диэлектрическим барьером может влиять на область взаимодействия ударной волны с пограничным слоем [16]. Это подчеркивает важность дальнейших экспериментальных исследований импульсных разрядов в высокоскоростных потоках для оптимизации параметров разряда. В отличие от слаботочного диэлектрического барьерного разряда скользящий разряд относится к сильноточным разрядам с килоамперными токами [1–4]. Скользящий разряд в трехэлектродной геометрии исследовался в покоящемся воздухе [17,18], и на интенсивность и скорость распространения стримеров влияло постоянное напряжение, приложенное к третьему электроду. Ударные волны, индуцированные разрядом, качественно проанализированы с использованием шпирен-визуализации и измерений давления [17]. Было показано, что серия повторяющихся наносекундных импульсов может значительно изменять генерируемую разрядом ударную волну, а максимальная скорость потока и завихренность, индуцируемые скользящим разрядом, превышают аналогичные параметры для диэлектрического барьерного разряда [18]. Все эти факторы позволяют расширить степень воздействия разряда на поток, что особенно важно для задач управления аэродинамическими потоками [19,20]. Сравнительный анализ течений, индуцированных поверхностными диэлектрическим барьерным и скользящим разрядами [22], показал, что дополнительный электрод в конфигурации скользящего разряда также влияет на распределение пространственного заряда и характер действующих сил при сохранении одинаковых электрических параметров.

В сверхзвуковых потоках воздуха распределенный поверхностный скользящий разряд в классической конфигурации инициировался при разных условиях [8–10,23–25]. Были отмечены отличия разрядного тока, спектров излучения, пространственного распределения интенсивности излучения в сверхзвуковых потоках различной скорости и плотности [8,10,23,24]. Динамика ударных волн, вызванных быстрым энерговкладом в ограниченный объем газа, подробно изучена в

неподвижном воздухе и в однородных высокоскоростных потоках [8,23]. Актуальным в настоящее время остается описание режимов разряда в неоднородных сверхзвуковых потоках, определение параметров плазмы, изучение влияния потока на характеристики разряда.

Цель настоящей работы — экспериментальное исследование пульсационных характеристик тока и излучения поверхностного скользящего разряда наносекундной длительности при инициировании в сверхзвуковых потоках воздуха с числами Маха 1.20–1.70, в том числе при неоднородном распределении плотности с наклонной ударной волной в канале. Основным методом анализа пульсаций было фурье-разложение временных зависимостей на гармоники и их сравнение в неподвижном воздухе и в потоках воздуха.

1. Описание экспериментов

Экспериментальная установка представляет собой ударную трубу с разрядной камерой (рис. 1, *a*, [8–10]). В камере низкого давления находился рабочий газ — воздух при начальном давлении до 190 Торт (0.32 кг/м³); в камере высокого давления — гелий при давлении до 10 atm. В результате саморазрыва диафрагмы между секциями в ударной трубе формировались ударные волны, за которыми распространялись сверхзвуковые потоки с числами Маха в диапазоне 1.20–1.70. Ударные волны и потоки двигались по прямолинейному

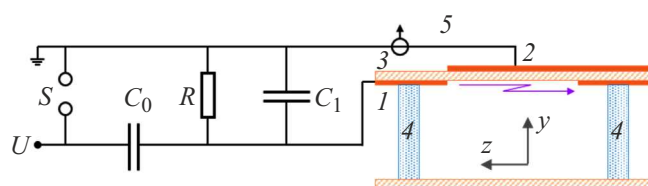


Рис. 2. Электрическая схема поверхностного скользящего разряда: 1 — высоковольтный электрод; 2 — заземленный электрод; 3 — диэлектрик; 4 — кварцевые стекла; 5 — шунт; C_0 — накопительная емкость (2300 пФ); C_1 — обострительная емкость (470 пФ); R — зарядное сопротивление (1 кОм); U — напряжение (25 кВ); S — управляемый разрядник.

каналу прямоугольного сечения и достигали разрядной камеры (размеры поперечного сечения — 24 × 48 мм). Плотность воздуха в экспериментах варьировалась в диапазоне 0.01–0.32 кг/м³.

Синхронизация работы разрядной системы с моментом прохождения ударной волны осуществлялась с помощью пьезодатчиков, размещенных в канале ударной трубы. Свечение разряда регистрировалось через кварцевые стекла (плоскопараллельные стенки разрядной камеры) фотокамерами и электронно-оптической камерой.

В экспериментах разряд был реализован в неподвижном воздухе, в однородных сверхзвуковых потоках, и в потоках с наклонными ударными волнами. Наклонные ударные волны формировались при обтекании препятствия, установленного на нижней стенке разрядной камеры (рис. 1, *b*, [9,10]). Поверхностный скользящий разряд длительностью ~ 500 нс протяженностью 100 мм в направлении основного потока инициировался на верхней стенке.

Для инициирования разряда использовалась электрическая схема с управляемым разрядником (рис. 2) [8,10]. Электродная система изготавливалась из стеклотекстолитовой пластины толщиной 1 мм, фольгированной с двух сторон; участки медной фольги частично удалялись методом травления. В схему включались накопительный конденсатор емкостью $C_0 = 2300$ пФ и обострительная емкость C_1 . Для скользящего разряда характерно относительно высокое распределенное сопротивление тонкого плазменного канала, что стабилизирует разряд и обеспечивает согласованное внесение энергии при единичном импульсном возбуждении. Полярность инициирующего электрода была положительной.

При приложении напряжения 25 кВ ток разряда достигал 1–2 кА. Излучение разряда регистрировалось через кварцевые окна разрядной камеры фотокамерами и электронно-оптической камерой. Ток измерялся с использованием специального малоиндуктивного шунта [8,10]. Электронно-оптическая камера работала в режиме временной развертки общей длительностью до 2000 нс (спектральный диапазон 380–800 нм).

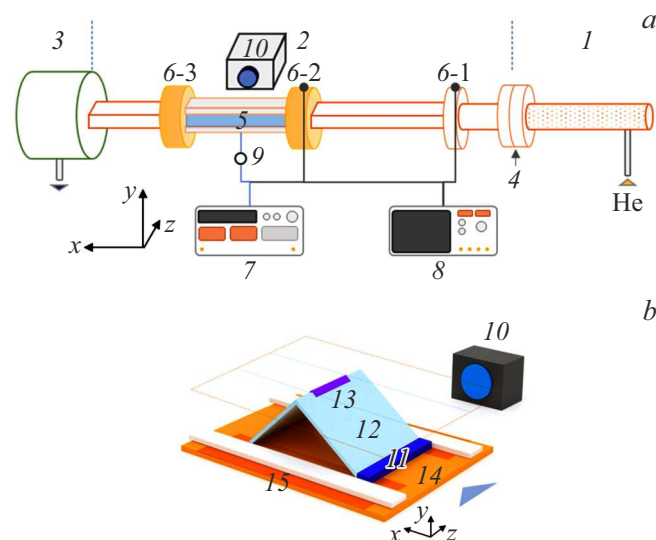


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: *a* — ударная труба с разрядной камерой: 1 — камера высокого давления, 2 — камера низкого давления, 3 — гасящий бак, 4 — диафрагма, 5 — разрядная камера, 6 (-1, -2, -3) — пьезодатчики давления, 7 — генератор импульсов, 8 — осциллограф, 9 — шунт, 10 — фотоаппарат/электронно-оптическая камера; *b* — поток с наклонной ударной волной в разрядной области: 11 — препятствие, 12 — наклонная и отраженная ударные волны, 13 — разрядный канал, 14 — стеклотекстолит, 15 — электроды разряда.

2. Экспериментальные результаты и обсуждение

2.1. Анализ токовых характеристик

После пробоя промежутка в разрядной цепи возникал колебательный процесс с экспоненциальным затуханием тока. Ток поверхностного скользящего разряда в неподвижном воздухе имеет характер затухающих колебаний с периодом около 210–230 ns (рис. 3). Максимальная амплитуда тока достигала ~ 1.5 kA, а характерное время его полного затухания составляло 500–700 ns (рис. 3–5). За момент пробоя условно принимался момент начала роста тока и соответственно спада напряжения. Для анализа осциллограмм тока выполнялось разложение в ряд Фурье (рис. 3–5). Полученные амплитудно-частотные ха-

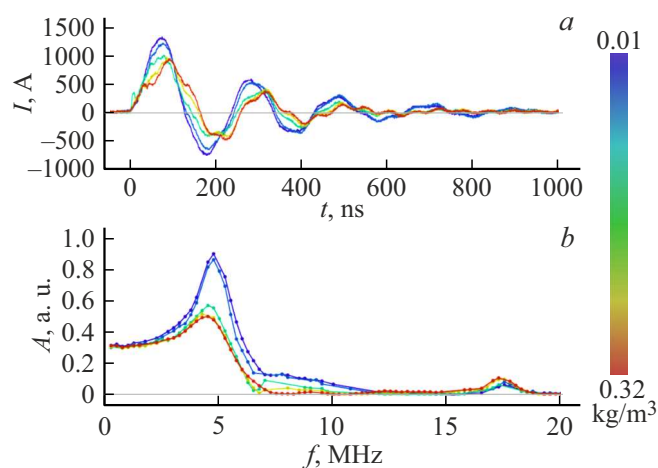


Рис. 3. Осциллограммы тока скользящего разряда в неподвижном воздухе (a) и соответствующие фурье-разложения по частотам (b). Цветовая шкала привязана к плотности воздуха.

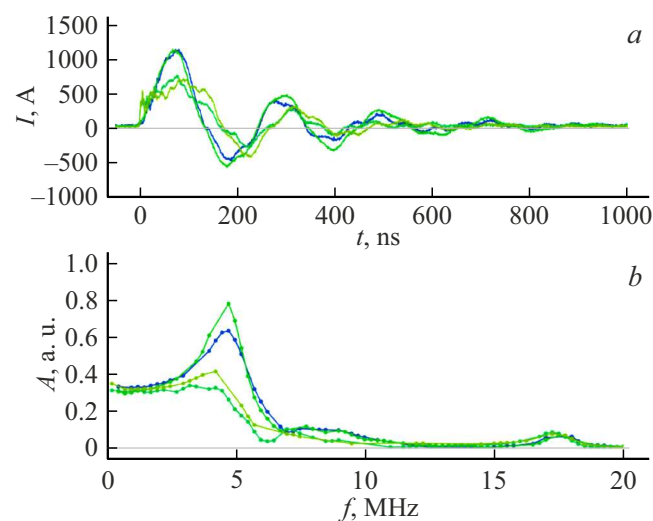


Рис. 4. Осциллограммы тока скользящего разряда в однородных потоках воздуха (a) и соответствующие разложения по частотам (b). Цветовая шкала показана на рис. 3.

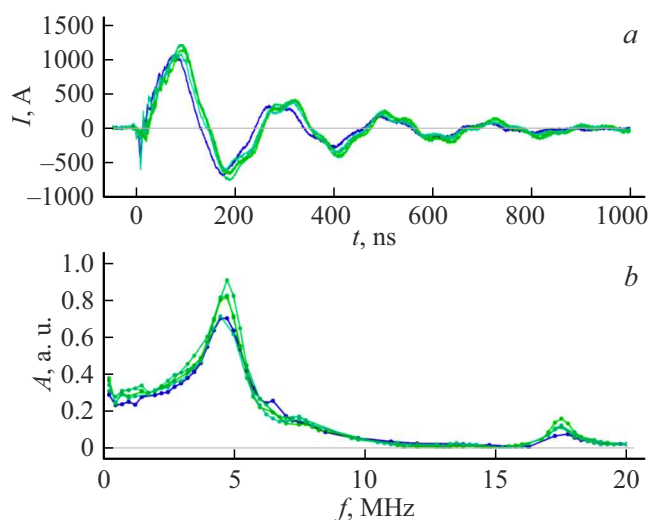


Рис. 5. Осциллограммы тока скользящего разряда в потоках воздуха с наклонной ударной волной (a) и соответствующие разложения по частотам (b). Цветовая шкала показана на рис. 3.

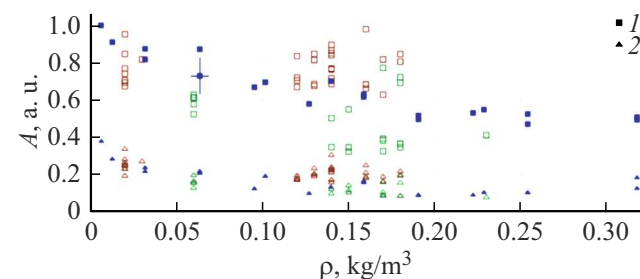


Рис. 6. Зависимость амплитуд основных гармоник колебаний тока от плотности воздуха. Цветом обозначены: неподвижный воздух (синий), однородные потоки (зеленый) и потоки с наклонной ударной волной (красный). 1 — гармоника ~ 5 , 2 — ~ 7.3 MHz.

рактеристики продемонстрировали выраженную зависимость от плотности среды: в неподвижном воздухе и однородных сверхзвуковых потоках увеличение плотности приводило к снижению амплитуды основной гармоники с частотой около 5 MHz (рис. 6). Эта гармоника определяется величиной основной накопительной емкости и индуктивностью подводящих элементов контура, а также переменным сопротивлением плазменного слоя при прорастании каналов разряда. При давлениях воздуха до 60 Torr (плотности до 0.10 kg/m^3) характер тока близок к монотонно затухающим гармоническим колебаниям с доминирующей частотой ~ 5 MHz. По мере роста плотности воздуха наблюдается уменьшение максимума тока, изменение характера затухания, а также появление дополнительной гармоники с частотой около 7.3 MHz. Дальнейшее возрастание давления приводит не только к расплыванию максимума основной гармоники, но и к усложнению частотного состава колебаний тока.

В однородных сверхзвуковых потоках воздуха наблюдается аналогичная зависимость амплитудно-частотных характеристик тока разряда от плотности среды (рис. 4). С увеличением плотности максимум основной гармоники становится менее острым по сравнению с неподвижной средой. В неоднородных сверхзвуковых потоках с наклонной ударной волной колебания тока близки к гармоническим при исследованных условиях. Время затухания колебаний может достигать 1000 ns (рис. 5). Амплитуда основной и дополнительной гармоник превышает значения, наблюдаемые в однородных условиях, а максимум основной гармоники становится более выраженным и узким. Во всех исследованных режимах на амплитудно-частотных характеристиках стабильно присутствует компонента с частотой около 17.5 MHz, что может быть связано с резонансными явлениями в электрической цепи разряда.

Обнаруженные отличия колебаний тока поверхностного скользящего разряда в сверхзвуковых потоках, несомненно, обусловлены процессом размножения электронов в среде при разных условиях в области приложения электрического поля. Напряженность приведенного электрического поля и соответственно концентрация электронов прямо связаны с организацией протекания тока разряда. При этом в экспериментах возможно анализировать только среднее по разрядному промежутку значение напряженности электрического поля E . В условиях однородной среды при повышении плотности уменьшается величина приведенного электрического поля E/N , уменьшается концентрация электронов, эффективное сопротивление плазмы возрастает, что ведет к большему затуханию колебаний тока в цепи. Отметим, что в однородных сверхзвуковых потоках наблюдается значительный разброс амплитуды основной гармоники при плотности воздуха больше 0.10 kg/m^3 (рис. 6). Это, очевидно, связано с развитием турбулентности в пограничном слое и изменением геометрии разрядных каналов [8,23]. В условиях неоднородного потока с наклонной ударной волной ток протекает по одному локализованному каналу, формирующемуся в области пониженной плотности газа и соответственно повышенной величины приведенного электрического поля [9,10,24,25]. Распределение плотности воздуха в сверхзвуковом потоке вблизи наклонной ударной волны достаточно сложное с присутствием областей пониженной и повышенной плотности [25]. Численные газодинамические расчеты показали, что минимальная плотность в области взаимодействия наклонной ударной волны с пограничным слоем составляет 0.4–0.7 от плотности набегающего потока для исследованного диапазона условий. При этом в разрядном канале реализуется высокая концентрация электронов, что приводит к меньшему затуханию колебаний тока при сравнительно низком сопротивлении.

2.2. Анализ излучательных характеристик

Регистрация свечения скользящего поверхностного разряда с помощью фотокамер и электронно-оптической камеры с наносекундным временным разрешением выявила существенные различия в характере излучения в зависимости от условий среды и структуры потока (рис. 7). В неподвижном воздухе свечение поверхностного скользящего разряда достаточно однородно по всей длине разрядного промежутка. При низких давлениях наблюдается равномерное диффузное свечение в видимом диапазоне. С повышением давления излучение эволюционирует в форму множества относительно ярких плазменных каналов (рис. 7, а).

В однородных сверхзвуковых потоках воздуха свечение поверхностного скользящего разряда определялось состоянием пограничного слоя течения, как отмечалось ранее [8–10,23]. Распределение свечения коррелировало с распределением флуктуаций плотности, так как локальная величина приведенного электрического поля E/N определяет локальную концентрацию электронов и соответственно локальную интенсивность излучения плазмы. В областях с меньшей плотностью интенсивность излучения выше, и это дает возможность наблюдать искривление каналов разряда в турбулентном пограничном слое (рис. 7, б).

В неоднородных сверхзвуковых потоках, содержащих наклонные ударные волны, свечение концентрируется в узком канале, который формируется в области пониженной плотности газа (рис. 7, в, [9,10,24]). Вблизи зоны взаимодействия падающей ударной волны с пограничным слоем образуется ярко выраженный локализованный плазменный канал с высокой интенсивностью и длительностью послесвечения в несколько микросекунд [24]. Визуализация его структуры затруднена ввиду широкого динамического диапазона интенсивности: наиболее яркая область переэкспонируется, в то время как соседние области могут оказаться недоэкспонированными. На рис. 7, с фотоизображение канала зарегистрировано при минимальном открытии диафрагмы фотоаппарата.

Временная динамика свечения изучалась с применением электронно-оптической камеры с временной раз-

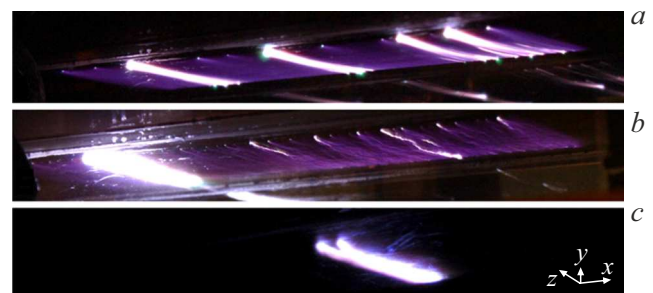


Рис. 7. Фотоизображения поверхностного скользящего разряда: а — в неподвижном воздухе; б — в однородном потоке, $M_f = 1.39$; в — в потоке с наклонной ударной волной, $M_f = 1.32$. Плотность 0.11 kg/m^3 .

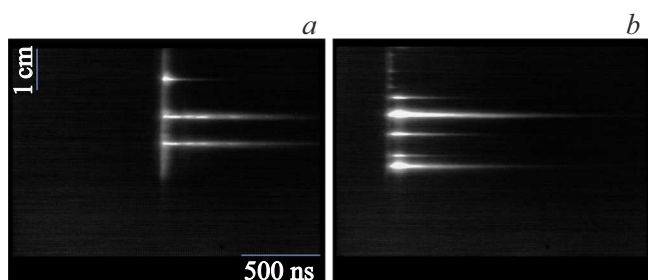


Рис. 8. Развертки свечения разряда в неподвижном воздухе: *a* — при давлении 25 Торг (плотность 0.04 kg/m^3), *b* — 125 Торг (0.21 kg/m^3).

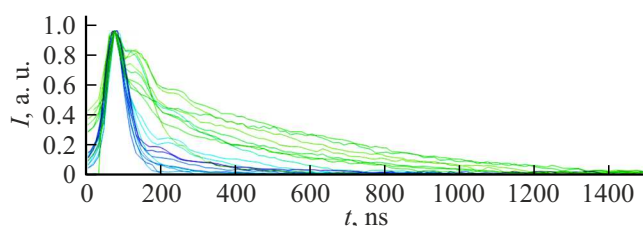


Рис. 9. Временные зависимости интенсивности излучения разряда в неподвижном воздухе в диапазоне плотностей 0.02 – 0.20 kg/m^3 . Цветовая шкала привязана к плотности воздуха (рис. 3).

верткой изображения, чувствительной к излучению в диапазоне 380 – 800 nm (рис. 8). Основной вклад в излучение разряда вносит вторая положительная система молекулярного азота, которая охватывает диапазон 280 – 500 nm [8,10,23]. Таким образом, электронно-оптическая камера регистрирует диапазон 380 – 500 nm второй положительной системы азота. Для анализа разверток свечения рассчитывалась суммарная интенсивность свечения по видимой ширине разряда. Области с переэкспозицией вблизи ярких каналов были исключены из обработки из-за искажения данных. Полученные временные зависимости, нормированные на максимум интенсивности, показаны на рис. 9.

Временная эволюция свечения характеризуется фазой нарастания, продолжающейся $\sim 80 \text{ ns}$, за которой следует стадия пульсаций интенсивности, и затем длительная стадия послесвечения продолжительностью свыше $1 \mu\text{s}$ (рис. 9). Первый максимум свечения коррелирует с максимумом тока в цепи, при этом в течение времени протекания тока наблюдаются дополнительные максимумы интенсивности. Они выражены особенно хорошо при плотности выше 0.10 kg/m^3 . Далее следует экспоненциальный спад интенсивности свечения, характер этого спада зависит от плотности воздуха. При плотности выше 0.17 kg/m^3 фиксируется дополнительный максимум, запаздывающий примерно на 60 ns относительно основного пика и не связанный с минимумом тока. Наличие данного максимума может свидетельствовать о влиянии дополнительных гармоник тока на свечение

разряда. Следует отметить, что колебательный характер тока разряда в меньшей степени отражается на динамике свечения. Это может быть связано как с доминирующим энерговкладом в первый полупериод колебаний, так и с особенностями излучательных процессов в плазме.

Заключение

Проведенные экспериментальные исследования токовых и излучательных характеристик импульсного поверхностного скользящего разряда в условиях неподвижного воздуха, однородных и неоднородных сверхзвуковых потоков воздуха (числа Маха 1.20 – 1.70 , плотность 0.01 – 0.32 kg/m^3) позволили установить ключевые закономерности взаимодействия разряда с потоком.

Установлено, что структура течения и плотность среды оказывает принципиальное влияние на динамику тока разряда и характер излучения. Основной акцент был сделан на сравнительный фурье-анализ колебаний тока в сверхзвуковых потоках воздуха. Определение амплитудно-частотного состава дополнило результаты предыдущих исследований тока скользящего разряда. В условиях однородной среды наблюдается снижение максимума тока и колебательных гармоник с увеличением плотности среды. В неоднородных потоках, формируемых с наклонной ударной волной, наблюдается усиление колебательных составляющих тока и увеличение времени их затухания, что связано с локальным повышением приведенного электрического поля в области пониженной плотности.

Анализ излучения показал, что морфология разряда и локальная интенсивность чувствительны к структуре пристеночного течения сверхзвукового потока. В однородных условиях пространственное распределение свечения коррелирует с турбулентными структурами пограничного слоя, а в присутствии наклонной ударной волны проявляется концентрация свечения в виде узкого канала, формирующегося в зоне наибольшего значения приведенного электрического поля.

Новым в проведенном исследовании стало сопоставление токовых и излучательных характеристик наносекундного поверхностного скользящего разряда при разных режимах инициирования (в неподвижном воздухе, в однородных и неоднородных сверхзвуковых потоках) в достаточно широком диапазоне плотностей воздуха и чисел Маха потока. Полученные результаты указывают на высокую чувствительность характеристик поверхностного скользящего разряда к газодинамическим параметрам пристеночного слоя газа. Это может определять особенности применения поверхностных разрядов разного типа в задачах активного управления сверхзвуковыми потоками.

Благодарности

Исследование выполнено в рамках государственного задания Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] С.И. Андреев, Е.А. Зобов, А.Н. Сидоров. Журнал прикладной механики и технической физики, **3**, 38 (1978). [S.I. Andreev, E.A. Zobov, A.N. Sidorov. J. Appl. Mech. Tech. Phys., **19** (3), 309 (1978). DOI: 10.1007/BF00850811]
- [2] В.Ю. Баранов, В.М. Борисов, А.М. Давидовский, О.Б. Христофоров. Квантовая электроника, **8** (1), 77 (1981). [V.Yu. Baranov, V.M. Borisov, A.M. Davidovskii, O.B. Khristoforov. Sov. J. Quantum Electron., **11** (1), 42 (1981). DOI: 10.1070/QE1981v011n01ABEH005338]
- [3] Б.М. Борисов, Ф.И. Высикайло, Ю.Б. Кирюхин, О.Б. Христофоров. Квантовая электроника, **10** (10), 2110 (1983). [V.M. Borisov, P.I. Vysikaylo, Yu.B. Kiryukhin, O.B. Khristoforov. Sov. J. Quant. Electron., **13** (10), 1408 (1983). DOI: 10.1070/QE1983v013n10ABEH004934]
- [4] G.N. Tsirikas, A.A. Serafetinides. J. Phys. D: Appl. Phys., **29** (11), 2806 (1996). DOI: 10.1088/0022-3727/29/11/012
- [5] А.Б. Трещалов, А.А. Лисовский. Опт. журн., **79** (8), 15 (2012). [A.B. Treshchalov, A.A. Lisovskii. J. Opt. Technol., **79** (8), 456 (2012). DOI: 10.1364/JOT.79.000456]
- [6] П.П. Брынзалов, Б.О. Зикрин, Н.В. Карлов, И.О. Ковалев, А.В. Кораблев, Г.П. Кузьмин. Квантовая электроника, **15** (10), 1971 (1988). [P.P. Brynzalov, B.O. Zikrin, N.V. Karlov, I.O. Kovalev, A.V. Korabev, G.P. Kuz'min. Sov. J. Quant. Electron., **18** (10), 1232 (1988).]
- [7] R.E. Beverly III. J. Appl. Phys., **60** (1), 104 (1986).
- [8] I.V. Mursenkova, I.A. Znamenskaya, A.E. Lutsky. J. Phys. D: Appl. Phys., **51** (5), 105201 (2018). DOI: 10.1088/1361-6463/aaa838
- [9] И.В. Мурсенкова, А.С. Сазонов, Ю. Ляо, И.Э. Иванов. Научная визуализация, **11** (3), 76 (2019). DOI: 10.26583/sv.11.3.07 [I. Mursenkova, A. Sazonov, Yu. Liao, I. Ivanov. Scientific Visualization, **11** (3), 76 (2019). DOI: 10.26583/sv.11.3.07]
- [10] I. Mursenkova, I. Ivanov, P. Ulanov, Yu. Liao, A. Sazonov. J. Phys.: Conf. Ser., 1698, 012001 (2020). DOI: 10.1088/1742-6596/1698/1/012001
- [11] Л.Н. Галль, А.Г. Кузьмин. Журнал аналитической химии, **50** (5), 505 (1995).
- [12] V. Lago, D. Grondona, H. Kelly, R. Sosa, A. Marquez, G. Artana. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, **16** (2), 292 (2009). DOI: 10.1109/TDEI.2009.4815155
- [13] В.М. Борисов, А.М. Давидовский, С.Г. Мамонов, О.Б. Христофоров. Квантовая электроника, **10** (5), 1065 (1983). [V.M. Borisov, A.M. Davidovskii, S.G. Mamonov, O.B. Khristoforov. Sov. J. Quant. Electron., **13** (5), 681 (1983). DOI: 10.1070/QE1983v013n05ABEH004266]
- [14] В.М. Борисов, Ф.И. Высикайло, Ю.Б. Кирюхин, О.Б. Христофоров. XV Междунар. конф. по явлениям в ионизированных газах (Минск, 1981), ч. II, с. 1111.
- [15] И.В. Курнин. Научное приборостроение, **16** (4), 55 (2006).
- [16] A. Nazarian, M. Bazazzadeh, R. Khoshkhoo. Intern. J. Aerospace Eng., ID 2047162 (2021). DOI: 10.1155/2021/2047162
- [17] K.D. Bayoda, N. Benard, E. Moreau. J. Appl. Phys., **118**, 063301 (2015). DOI: 10.1063/1.4927844
- [18] H.M. Song, M. Jia, H. Liang, Y. Wu. Experimental investigation of the plasma aerodynamic actuation generated by nanosecond-pulse sliding discharge. Proc. 3rd Int. Conf. on Measuring Technology and Mechatronics Automation (ICMTMA-2011) (Shanghai, IEEE, 2011), p. 116–119. DOI: 10.1109/ICMTMA.2011.316
- [19] R. Sosa, E. Arnaud, E. Memin, G. Artana. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, **16** (2), 305 (2009). DOI: 10.1109/TDEI.2009.4815157
- [20] N. Benard, E. Moreau. Experiments in Fluids, **55**, Art. 1846 (2014). DOI: 10.1007/s00348-014-1846-x
- [21] А.Ю. Стариковский, Н.Л. Александров. Физика плазмы, **47** (2), 126 (2021). [A.Yu. Starikovskiy, N.L. Aleksandrov. Plasma Phys. Rep., **47** (2), 148 (2021).]
- [22] П.А. Поливанов, О.И. Вишняков, А.А. Сидоренко, А.А. Маслов. Прикладная механика и техническая физика, **54** (3), 21 (2013). [P.A. Polivanov, O.I. Vishnyakov, A.A. Sidorenko, A.A. Maslov. J. Appl. Mech. Tech. Phys., **54** (3), 359 (2013). DOI: 10.1134/S0021894413030036]
- [23] И.А. Знаменская, Д.Ф. Латфуллин, И.В. Мурсенкова. Письма в ЖТФ, **34** (15), 75 (2008). [I.A. Znamenskaya, D.F. Latfullin, I.V. Mursenkov. Techn. Phys. Lett., **34** (8), 668 (2008).]
- [24] И.В. Мурсенкова, А.Ф. Зиганшин. Письма в ЖТФ, **50** (10), 11 (2024). [I.V. Mursenkova, A.F. Ziganshin. Techn. Phys. Lett., **50** (10), 11 (2024). DOI: 10.61011/PJTF.2024.10.57702.19791]
- [25] И.В. Мурсенкова, И.Э. Иванов, Ю. Ляо, А.Ф. Зиганшин. Физика плазмы, **49** (6), 600 (2023). [I.V. Mursenkova, I.E. Ivanov, Y. Liao, A.F. Ziganshin. Plasma Phys. Reports, **49** (6), 795 (2023). DOI: 10.31857/S0367292123600164]