

ОБНАРУЖЕНИЕ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ВОЛН ИОНИЗАЦИИ
ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ СТРИМЕРОВ© 2022 г. В. А. Панарин^а, *, В. С. Скакун^а, Е. Х. Бакшт^а, Э. А. Соснин^а,
В. С. Кузнецов^а, Д. А. Сорокин^а^а Институт сильноточной электроники Сибирского отделения РАН, Томск, Россия

*e-mail: Robert_smith_93@mail.ru

Поступила в редакцию 21.03.2022 г.

После доработки 02.05.2022 г.

Принята к публикации 11.05.2022 г.

В условиях свободного и поверхностного стримерного разрядов в воздухе при умеренных давлениях (30–150 Торр) получены новые данные о тонкой структуре волны ионизации. Методом высокоскоростной фотографии показано, что головка стримера состоит из яркой основной волны ионизации и менее яркого свечения предвестника основной волны, расстояние между которыми зависит от условий распространения стримера, форма предвестника волны близка к форме основной волны. Определены отличия в спектральном составе основной волны ионизации и ее предвестника. Найденные факты следует использовать для внесения дополнений в модель катодонаправленного стримера.

Ключевые слова: стример, пониженное давление, волна ионизации

DOI: 10.31857/S0367292122100158

1. ВВЕДЕНИЕ

Пробой длинных разрядных промежутков часто происходит при посредстве движения фронта ионизации в газе (т.н. волновой [1] или стримерный [2] пробой) с типичными скоростями 10^5 – 10^9 см s^{-1} [3]. Свойство ионизационных волн создавать сильное электрическое поле на своих фронтах позволяет им проникать в области с низким полем. При этом визуально фронт волны ионизации наблюдаются как светящееся образование, которое может иметь различную форму.

Специфическая форма волн ионизации была получена в экспериментах с источниками т.н. плазменных струй атмосферного давления (ПСАД), в которых поток плазмы как правило формируется в разрядном промежутке, и создаваемая плазма принудительно выдавливается в окружающий воздух через узкий капилляр или щель из разрядного промежутка, окруженного диэлектриком, за счет избыточного давления различных газов, подаваемых в область разряда. Возбуждение тлеющим, коронным, барьерным разрядом и в разряде полого катода создает неравновесную плазму со средней температурой газа от 20 до 400°C и плотностью заряженных частиц типичной для слабоионизованных газов (обычно не выше 10^{11} – 10^{12} см) [4–11]. Было показано, что формируемые таким образом плазменные струи,

образуемые кГц-импульсами напряжения, состоят из множества светящихся объектов, которые были названы “плазменными пулями”, представляющими собой послесвечение волн ионизации, и которые сегодня трактуются как специфические управляемые стримеры [12–14]. От стримеров, распространяющихся в свободном пространстве форма волн ионизации, образующихся в ПСАД, отличается тем, что их траектории движения не ветвятся, волны движутся вдоль оси разрядной трубки, в направлении выдувания газа. Эта особенность была использована в прикладных целях для точечной доставки формирующихся в плазме, особенно на фронте волны ионизации, химически активных атомарных и молекулярных частиц к различным мишеням (см. ссылки в [15–18]).

Волны ионизации также были зафиксированы в т.н. апокампическом разряде, в котором стример стартует не от высоковольтного электрода, а от изгиба высоковольтного канала импульсного разряда [19, 20]. В отличие от устройств ПСАД апокампический разряд не требует принудительной прокачки газа через разрядную область и позволяет получать плазменный шлейф длиной до нескольких сантиметров даже в воздухе атмосферного давления. Эта и другие его особенности впоследствии позволили сделать ряд фундаментальных заключений об условиях формирования

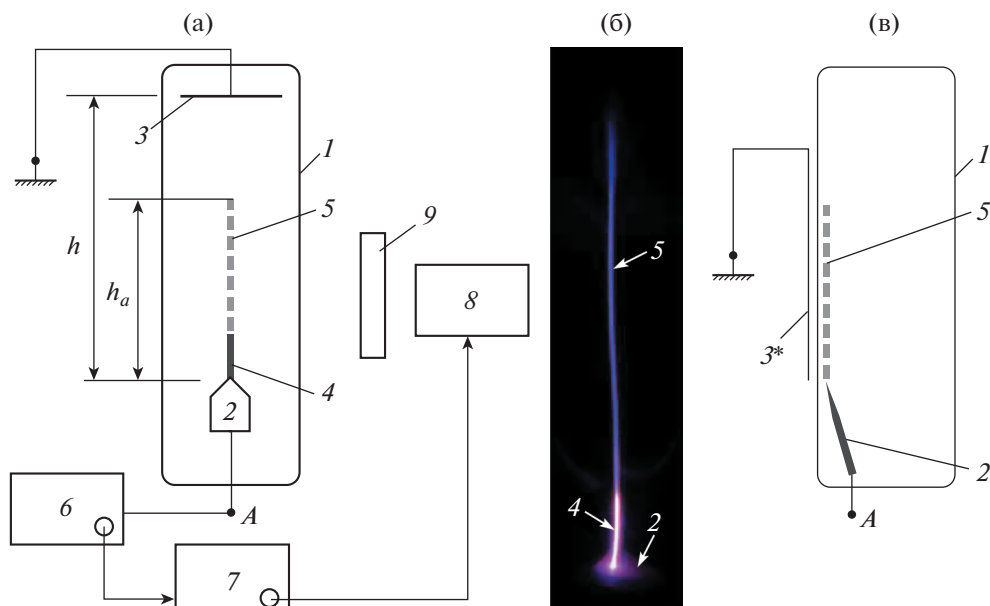


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки для получения стримеров, стартующих от конденсатора (а) и острейного электрода (в), а также внешний вид стримерного разряда, стартующего от конденсатора (б): 1 – кварцевая колба; 2 – высоковольтный электрод-конденсатор (а), 2* – острейный электрод; 3 – заземленный плоский электрод; 3* – заземленный проволочный электрод; 4 – “отросток”; 5 – плазменный шлейф; 6 – генератор импульсов напряжения положительной полярности; 7 – задающий генератор; 8 – высокоскоростная камера; 9 – объектив-конденсор.

гигантских транзитных световых явлений в средней атмосфере Земли [21, 22].

Хотя формирование и динамика стримеров в ПСАД хорошо изучены экспериментально и теоретически, это поле исследований периодически дает новые экспериментальные факты, расширяющие наши представления о стримерных разрядах. В частности, в работе [23] было обнаружено явление спирального распространения волн ионизации по внутренней поверхности диэлектрической трубки в азоте низкого давления (отсюда и название – спиральные стримеры без какого-либо внешнего управляющего магнитного поля. Введение магнитного поля за счет наложения на поверхность трубки проволочного спирального электрода значительно расширило диапазон параметров, при которых появляется спиральный плазменный шлейф [24].

Недавно в работах [25, 26] сообщалось об устройстве, в котором при атмосферном давлении и температуре в потоке гелия формируется плазменная струя диаметром 20 мм, похожая на пламя свечи. Авторы считают, что имеют дело с положительными стримерами, которые случайным образом завихряются по поверхности выходной трубки.

В этой статье мы сообщаем о плазменных шлейфах, формирующихся в воздухе при умеренных давлениях как в свободном пространстве, так и по поверхности кварцевой трубки. Полученные

нами оптические изображения с наносекундным временным разрешением показывают, что головку стримера нельзя рассматривать как единую волну ионизации: перед яркой частью всякой волны почти всегда фиксируется значительно менее интенсивный предвестник основной волны, форма которого зависит от условий формирования плазменного шлейфа (похожее явление уже наблюдалось в работе [27] для случая с барьерным разрядом). Таким образом, цель работы – представить новые факты о развитии положительных стримерных разрядов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Опыты проводили на экспериментальной установке, блок-схема которой представлена на рис. 1. Разряд зажигали внутри цилиндрической кварцевой колбы 1 диаметром 6.5 и высотой 60 см (кварц марки GE 214). Колбу заполняли воздухом, давление которого можно было варьировать в диапазоне от 10 до 760 Торр.

Использовались два способа формирования положительных стримеров:

В первом варианте (рис. 1а) в колбу помещали конденсатор К15-4 (470 пФ, 40 кВ) (2), один из торцов которого был сошлифован так, чтобы была сформирована четырехгранная пирамида с углом примерно 120°. В верхней части колбы разме-

шался заземленный латунный диск 3 диаметром 5 см. Расстояние h между диском и острием конденсатора 4 можно было дискретно изменять в промежутках между экспериментами. Второй торец конденсатора 2 соединялся с источником питания 6, формирующим импульсы напряжения положительной полярности величиной до 18 кВ, длительностью по основанию 1.5 мкс и частотой от 15 до 60 кГц.

В этих условиях при умеренных давлениях воздуха с острия конденсатора 2 развивается стримерный разряд высотой h_a , состоящий из двух частей – яркого короткого “отростка” 4 и менее яркого, но протяженного плазменного шлейфа 5. Именно этой части разряда отвечает область распространения волн ионизации. Типичный внешний вид разряда в этой конфигурации показан на рис. 1б. Стоит отметить, что аналогичную структуру свечения мы наблюдаем в условиях апокампического разряда [20, 21]. Об отличительных свойствах “отростка” 4 сообщалось в [28].

Во втором варианте (рис. 1в) в колбу вместо конденсатора 2 помещали острый электрод 2* с малым радиусом кривизны, направленный на стенку под углом 30° от нормали. В продолжении электрода на внешнюю стенку колбы помещали проволоку 3* диаметром 0.8 мм, один из концов которой заземляли. При включении источника питания 6 в этой сборке вдоль проволоки 3* развивается плазменный шлейф 5, а яркий “отросток”, как было в первом варианте, не наблюдался. С помощью проволоки 3* положением стримера можно управлять, что удобно для регистрации его оптических характеристик.

Для регистрации быстропотекающего процесса появления и развития апокампа была использована четырехкадровая ICCD-камера HSFC-PRO (PCO AG) 8, которая позволяла задавать время экспозиции и задержку между кадрами в широком диапазоне (от 3 нс до 1000 с). Изображение на входе камеры формировали с помощью объектива-конденсора 9, позволяющего выделять для наблюдения поле высотой 17 мм и шириной 22 мм. Для синхронизации и управления запуском камеры генератор 6 имел отдельный выход, сигнал с которого подавался на генератор задающих импульсов 7 BNC 565 (Berkeley-Nucleonics Corp.). С его помощью выставлялись задержки запуска срабатывания как камеры 8, так и осциллографа (TDS 3034, Tektronics, Inc.), на котором регистрировали напряжение на электроде 2 в точке “А” и сигнал запуска. Запуск процесса съемки происходил по фронту сигнала запуска от источника питания 6. Это обеспечивало контроль и регулировку времени запуска ICCD-камеры относительно начала импульса напряжения на электродах. Напряжение в точке “А” регистрировали высоковольтным делителем напряжения

АСА-6039 (ЗАО НПП “Эликс”), сигнал с которого подавался на осциллограф. Сигналы каналов ICCD-камеры через оптоволоконный кабель подавались на компьютер (на рисунке не показано).

Эмиссионные спектры излучения от различных участков разряда получали с помощью сборки, включающей в себя коллимирующую линзу с фокусным расстоянием 30 мм, оптоволоконно с известным спектром пропускания, и спектрометр высокого разрешения HR2000+ES (OceanOptics) на основе многоканальной ПЗС-линейки Sony ILX511B, с известной спектральной чувствительностью. Спектрометр имел рабочий диапазон 200–1100 нм, спектральную полуширину аппаратной функции ~ 0.15 нм. Коллимирующую линзу располагали напротив различных участков протяженной плазменной струи, собирая излучение из области диаметром 5 мм.

Для получения полной картины свечения использовалась камера Canon Power Shot SX60 HS в режиме последовательной покадровой записи с выдержкой не менее 0.125 с.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 даны типичные оптические изображения светящегося шлейфа волны ионизации, полученные в различных условиях с временем экспозиции одного кадра 3 нс. Как в этих, так и других условиях (а всего было получено 120 кадров) мы наблюдали аномалию в изображении волн ионизации – всякий раз перед яркой основной волной наблюдался менее яркий предвестник основной волны (факт 1). Далее будем называть их основной волной и предвестником основной волны.

При анализе полученных изображений также выяснилось, что расстояние между центрами основной волны и ее предвестником по мере их распространения почти не меняется (факт 2). Но на конце плазменного шлейфа интенсивность свечения предвестника может стать настолько низкой, что высокоскоростная камера перестает ее фиксировать, даже при увеличении экспозиции одного кадра. Аналогичное снижение интенсивности происходит и при уменьшении давления воздуха примерно ниже 20 Торр.

Форма предвестника близка к форме основной волны (факт 3). Например, на рис. 2а, б предвестник имеет округлую форму, а на рис. 2в полусферическую, что в каждом случае отвечает форме основной волны.

Эти же факты имеют место при переходе от одиночной проволоки, расположенной на внешней поверхности колбы, к проволоке с вилкой, что показано на рис. 3. Здесь, вдоль внутренней поверхности кварцевой колбы, до достижения точки ветвления “У” имеем форму свечения, ана-

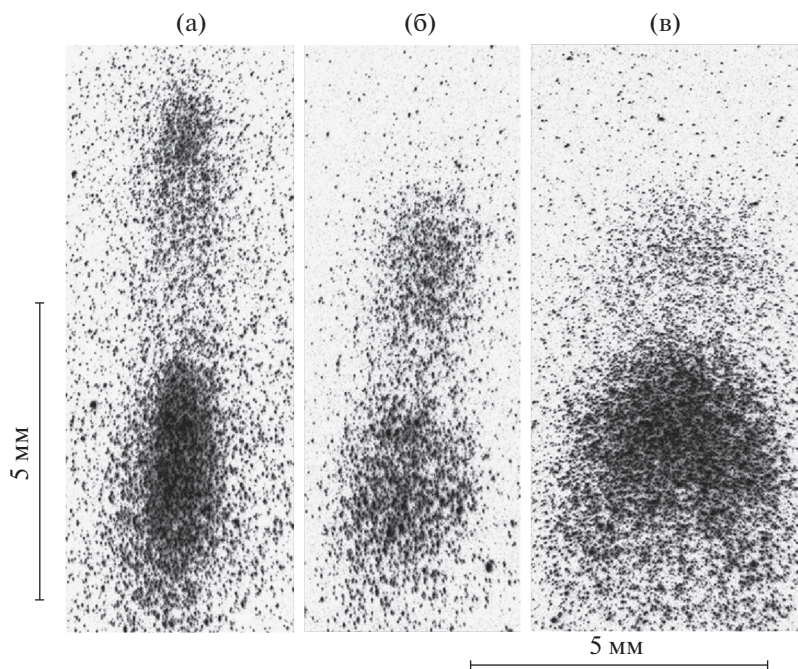


Рис. 2. Форма стримеров, стартующих от конденсатора (а, б) и от острейного электрода (в) в различных условиях. Высота кадра 9.8 мм. $p =$ (а) 150, (б) 120, (в) 30 Торр; $h = 120$ (а, б), высота от острей электрода до центра кадра (в) 18 мм; $U =$ (а, б) 10.26, (в) 2.1 кВ; частота (а, б) 60, (в) 15 кГц.

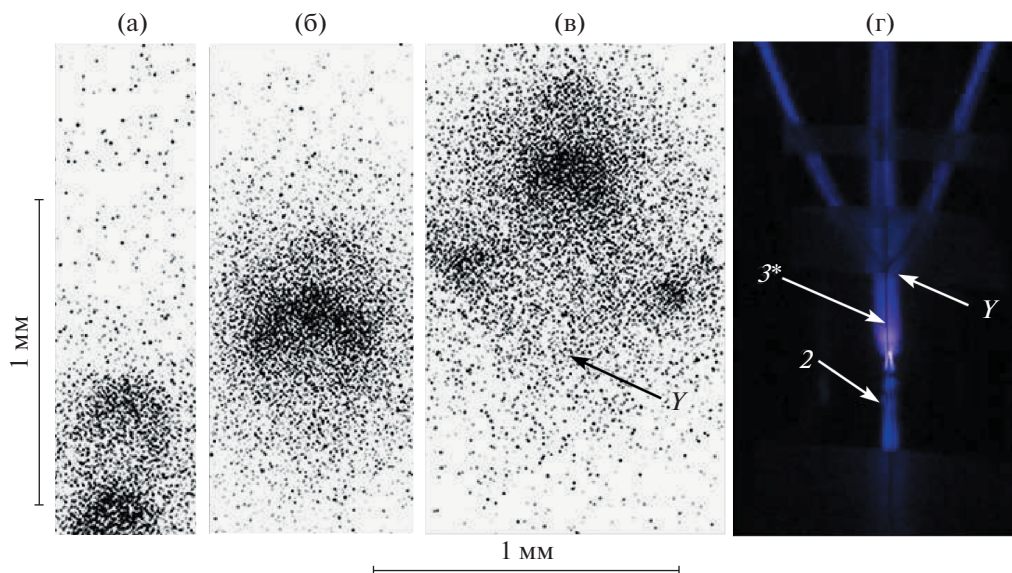


Рис. 3. Форма пристеночного стримера в плазменном шлейфе в случае его разветвления (а–в) и внешний вид разряда (г): 2 – острейный электрод; 3* – заземленный проволочный электрод, имеющий разветвление в точке “Y”. Высота кадра (а–в) 1.64 мм и (г) 22 см. $p = 75$ Торр; $U = 3.2$ кВ; частота 15 кГц. Нанесенный масштаб к рисунку (г) не относится.

логичную той, что имели при движении стримера вдоль одиночной проволоки (рис. 3а). В месте ветвления основная волна и ее предвестник сближаются, причем фронт свечения становится широким (рис. 3б), а его последующее движение делит его на две, интенсивность всех волн падает,

хотя для центральной волны интенсивность свечения предвестника еще позволяет его зарегистрировать (рис. 3в). С учетом того, что задержка между кадрами а – в составляет 30 нс, можно оценить скорость основной волны ионизации, которая до разделения составляет ~ 200 км/с, а после

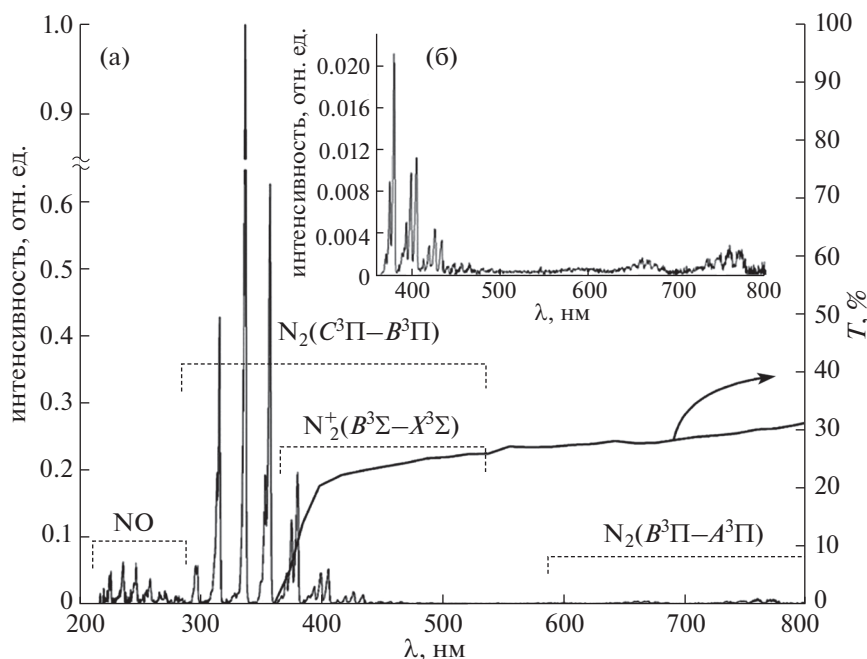


Рис. 4. Оптические параметры: (а) справа – спектр излучения плазменного шлейфа стримера, стартующего от конденсатора ($p = 120$ Торр), слева – спектр пропускания объектива-конденсора; (б) спектр излучения, пропущенного объективом-конденсором.

разделения несколько падает до 100–150 км/с. Эти значения по порядку величины близки к типичным скоростям в этих условиях формирования.

Интересно, что в известной нам научной литературе двояных изображений волн ионизации не наблюдалось, за исключением работы [29], где при синусоидальном, а не импульсном возбуждении двойные волны были получены в гелии в режиме ПСАД. Авторы связали раздвоение свечения с изменением полярности напряжения и охарактеризовали полученные изображения как “стример для положительного периода напряжения и свечение для отрицательного периода”. В нашем случае наблюдаемые двояные волны ионизации зафиксированы на фронте положительного импульса напряжения вблизи его максимума, где никакого изменения полярности напряжения не происходит. Отличаются и условия получения стримеров, а также найдены новые факты 2 и 3, показывающие, что предвестник волны ионизации распространяется с основной волной ионизации на протяжении всего пути.

Впервые тонкую структуру волны ионизации мы обнаружили в 2021 г., что отметили в [30], но не были уверены в том, что наблюдаемая аномалия не является ошибкой оптической регистрации. В настоящем исследовании мы видим, что двояные волны ионизации имеют место в самых разных условиях эксперимента.

Необычность полученных нами данных нуждалась в дополнительной валидации. Чтобы проверить, не является ли изображение предвестника основной волны оптическим искажением, мы разместили на задней поверхности колбы 4 (рис. 1а) черную бумагу, исключая отраженный свет. Наблюдаемые волны ионизации по-прежнему оставались двояными. Кроме того, для проверки возможных искажений от объектива-конденсора 9 (рис. 1а), был поставлен дополнительный эксперимент, где на ICCD-камеру через указанный объектив снималось изображение квазиточечного источника. Это был отшлифованный торец медной проволоки диаметром 0.6 мм. Торец освещали и отраженный сигнал регистрировали. Изображение торца проволоки не удваивалось, что также свидетельствует о достоверности полученных нами изображений свечения волн ионизации.

Еще одним аргументом в пользу достоверности служит то, что при изменении давления и положения верхнего электрода 3 (рис. 4а) расстояние между основной волной и ее предвестником изменялось, что, в частности, видно при сравнении кадров а и б на рис. 2.

Стоит отметить, что регистрацией волн ионизации мы занимаемся уже несколько лет, но двояная волна была замечена только в 2021 г. Анализ экспериментов, проведенных на рубеже 2020–2021 гг. показал, что с тех пор в схеме опыта

изменился только объектив-конденсор. Ранее вместо него использовалась кварцевая линза, и переход на новый объектив привел к тому, что мы обнаружили тонкую структуру волн ионизации. Значит причина может быть объяснена сменой оптики.

В настоящее время механизм формирования предвестника перед основной ионизационной волной и наличие темного пространства между предвестником и основной волной является неизвестным, и авторы планируют в ближайшее время провести численные расчеты с целью выяснения данного механизма, а также дополнительные экспериментальные исследования.

На рис. 4 дан спектр пропускания объектива-конденсора, а также спектр излучения плазменного шлейфа стримеров, стартующих от конденсатора, в том числе спектр излучения с учетом пропускания объектива-конденсора (рис. 4б). Видно, что новый объектив, который мы стали применять некоторое время назад:

- снижает интегральную энергию излучения в 8.5 раза;

- не пропускает излучение NO, существенно снижает интенсивность 2^+ полосы молекулярного азота, и пропускает излучение 1^+ полосы N_2 , а также 1^- полосу иона N_2^+ .

Следует также иметь в виду, что ПЗС-линейка применяемой нами ICCD-камеры не регистрирует излучение ≤ 280 нм. Это объясняет, почему при переходе к новому объективу мы были вынуждены программно увеличивать ее чувствительность в 2–3 раза. Ранее, в опытах с кварцевой линзой, камера регистрировала интенсивную 2^+ полосу N_2 и чувствительность ПЗС-линейки приходилось принудительно снижать, чтобы не получать засвеченные кадры. Естественно, в этих условиях слабое свечение остальных компонент спектра ПЗС-линейка не фиксировала. Теперь, напротив, интенсивности свечения 2^+ полосы N_2 , а также 1^- полосы N_2^+ не хватало, и чувствительность повысили. Это и привело к выявлению тонкой структуры свечения волн ионизации.

Из сказанного следует, что свечение предвестника волны в большей степени обусловлено свечением ионных переходов N_2^+ , а свечение основной волны – указанным переходом и 2^+ полосы молекулярного азота. Для более точного выделения вкладов указанных полос необходимо впоследствии провести отдельные эксперименты.

На наш взгляд, наблюдаемая тонкая структура свечения не противоречит известной модели катодонаправленного (положительного) стримера [31, 32]. Согласно ей, выдвигается гипотеза о том, что определяющая роль в распространении стримера принадлежит энергичным фотонам, кото-

рые излучаются фронтом стримера – из области сильного электрического поля. Они ионизируют среду перед фронтом, а образовавшиеся электроны, двигаясь к нему навстречу, генерируют лавины и усиливают положительный пространственный заряд и электрическое поле перед фронтом развивающегося плазменного канала. Новые и новые поколения лавин приводят к удлинению канала. Для стримеров, распространяющихся вдоль диэлектрических поверхностей (в нашем случае это ситуации на рис. 2в и 3, затравочные электроны могут быть получены также путем фотоэмиссии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены изображения сдвоенных волн ионизации.

В условиях свободного и поверхностного стримерного разрядов в воздухе при умеренных давлениях (30–150 Торр) получены новые данные о тонкой структуре волны ионизации. Методом высокоскоростной фотографии показано, что головка стримера состоит из яркой основной волны и менее яркого свечения предвестника основной волны, расстояние между которыми зависит от условий распространения стримера, форма предвестника волны близка к форме основной волны. Определены отличия в спектральном составе основной волны и ее предвестника. Предложена гипотеза, объясняющая такую пространственную структуру свечения. Найденные факты следует использовать для внесения дополнений в модель катодонаправленного стримера.

Сообщается о необычной структуре плазменных шлейфов, формирующихся в воздухе при умеренных давлениях, как в свободном пространстве, так и по поверхности кварцевой трубки. Оптические изображения, полученные с наносекундным временным разрешением, показывают, скорости их передвижения являются типичными для катодонаправленных стримеров. Но головку стримера в условиях наших экспериментов нельзя рассматривать как единую волну ионизации: перед яркой частью всякой волны ионизации почти всегда фиксируется значительно менее интенсивный предвестник этой волны, форма которого зависит от условий распространения. Определены отличия в спектральном составе основной волны и ее предвестника. Обнаружение тонкой пространственной структуры головки стримера может оказаться полезным для лучшего понимания механизмов распространения волн ионизации в плазме, по крайней мере, для тех случаев, когда распространение происходит при умеренных давлениях воздуха.

Впоследствии также есть смысл проверить наличие предвестника волны в анодонаправленных

стримерах и получить детальные данные о влиянии условий формирования стримера на форму и дистанцию между основной волной ионизации и ее предвестником.

Работа выполнена в рамках государственного задания Института сильноточной электроники Сибирского отделения РАН, проект № FWRM-2021-0014.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Agaev M.N., Sadykh-zade G.M., Efendiev K.I.* // High-Temp. 1992. V. 30. № 4. P. 674–677.
2. *Bazelyan E.M., Raizer Y.P.* // Spark Discharge. Boca Raton, FL: CRC Press, 1998. 312 p.
3. *Lagarkov A.N., Rutkevich I.M.* // Ionization Waves in Electric Breakdown of Gases. Springer, New York, 1994. 244 p.
4. *Winter J., Brandenburg R., Weltmann K.-D.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2015. V. 24. № 10. P. 064001.
5. *Sosnin E.A., Stoffels E., Erofeev M.V., Kieft I.E., Kunts S.E.* // IEEE Transactions on Plasma Science, 2004. V. 32. № 4. P. 1544–1550.
6. *Law V.J., O'Neill F.T., Twomey B., Milosavljevi V., Kong M.G., Anghel S.D., Dowling, D.P.* // IEEE Transactions on plasma science, 2012. V. 40. № 11. P. 2994–3002.
7. *Deng X.L., Nikiforov A.Yu., Vanraes P., Leys Ch.* // J. Appl. Phys. 2013. V. 113. P. 023305.
8. *Li X., Bao W., Jia P., Di C.* // Journal of applied physics, 2014. V. 116. 023302.
9. *Zhdanova O.S., Kuznetsov V.S., Panarin V.A., Skakun V.S., Sosnin E.A., Tarasenko V.F.* // Plasma Physics Reports, 2018. V. 44. № 1. P. 153–156.
10. *Pinchuk M., Nikiforov A., Snetov V., Chen Z., Leys Ch., Stepanova O.* // Sci. Rep. 2021. V. 11. P. 17286.
11. *Jiang Y., Wang Y., Zhang J., Cong Sh., Wang D.* // J. Appl. Phys. 2021. V. 130. P. 233301.
12. *Sands B.L., Ganguly B.N., Tachibana K.* // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. P. 151503.
13. *Lu X., Naidis G.V., Laroussi M., Ostrikov K.* // Physics Reports. 2014. V. 540 № 3. P. 123–166.
14. *Naidis G.V.* // Journal of Applied Physics. 2012. V. 112. № 10. P. 103304.
<https://doi.org/10.1063/1.4766297>
15. *Lu X., Naidis G.V., Laroussi M., Reuter S., Graves D.B., Ostrikov K.* // Physics Reports. 2016. V. 630. № 4. P. 1–85.
16. *Laroussi M.* // Frontiers in Physics. 2020. V. 8. P. 74.
17. *Lin L., Wang Q.* // Plasma Chemistry and Plasma Processing, 2015. V. 35. № 6. P. 925.
18. *Yamamoto I.Sh., Nakazawa K., Ogino A., Iwata F.* // Micromech. Microeng. 2021. V. 32. № 1. P. 015006.
19. *Skakun V.S., Panarin V.A., Pechenitsyn D.S. Sosnin E.A., Tarasenko V.F.* // Russ. Phys. J. 2016. V. 59. № 5. P. 707–711.
20. *Sosnin E.A., Skakun V.S., Panarin V.A., Pechenitsin D.S., Tarasenko V.F., Baksht E.Kh.* // JETP Letters. 2016. V. 103. № 12. P. 761–764.
21. *Sosnin E.A., Babaeva N.Yu., Kozyrev A.V., Kozhevnikov V.Yu., Naidis G.V., Skakun V.S., Panarin V.A., Tarasenko V.F.* Modeling of transient luminous events in Earth's middle atmosphere with apokamp discharge // Phys. Usp. 2021. V. 64. Issue 2. P. 191–210.
22. *Sosnin E.A., Kuznetsov V.S., Panarin V.A.* // Atmospheric and Oceanic Optics, 2021. V. 34. № 6. P. 722–725.
23. *Zou D., Cao X., Lu X., Ostrikov K.* // Phys. Plasmas, 2015. V. 22. P. 103517.
24. *Nie L.L., Liu F.W., Zhou X.C., Lu X.P., Xian Y.B.* // Phys. Plasmas, 2018. V. 25. P. 053507.
25. *Kim H.-H., Takeuchi N., Teramoto Y., Ogata A., Abdelaziz A.A.* // Int. J. Plasma Environ. Sci. Technol. 2020. V. 14. P. e01004.
26. *Abdelaziz A.A., Teramoto Y., Kim H.-H.* // Journal of Physics D: Applied Physics, 2021. V. 55. № 6. P. 065201.
27. *Kosarev I.N., Khorunzhenko V.I., Mintousov E.I., Sagulenko P.N., Popov N.A., Starikovskaia S.M.* // Plasma Sources Science and Technology. 2012. V. 21. № 4. P. 045012.
28. *Sosnin E.A., Panarin V.A., Skakun V.S., Tarasenko V.F.* // Technical Physics, 2018. V. 63. № 6. P. 924–927.
29. *Kim D.B., Jung H., Gweon B., Choe W.* // Physics of Plasmas. 2010. V. 17. P. 073503.
30. *Kuznetsov V.S., Baksht E.Kh., Panarin V.A., Skakun V.S., Sorokin D.A., Sosnin E.A.* // Proc. SPIE (XV International Conference on Pulsed Lasers and Laser Applications), 2021. V. P. 12086. P. 1208613.
31. *Raether H.* Electron Avalanches and Breakdown in Gases. Butterworths. London, 1964. 191 p.
32. *Raizer Yu.P.* Gas discharge physics. Springer-Verlag, 1991. 460 p.