

О РАЗВИТИИ ИОНИЗАЦИОННЫХ ВОЛН, ПРЕДВАРЯЮЩИХ ПРОБОЙ В ДЛИННОЙ КАПИЛЛЯРНОЙ ТРУБКЕ С ГЕЛИЕМ ПРИ ПОНИЖЕННОМ ДАВЛЕНИИ

© 2021 г. Ю. С. Акишев^{a,b,*}, В. Б. Каральник^a, А. В. Петряков^a, Ю. З. Ионих^c

^a ГНЦ РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”, Москва, Россия

^b Национальный исследовательский ядерный университет — Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия

^c Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: akishev@triniti.ru

Поступила в редакцию 03.07.2020 г.

После доработки 06.08.2020 г.

Принята к публикации 10.08.2020 г.

Выполненные эксперименты выявили основные закономерности развития полного пробоя в длинной капиллярной трубке при разных конфигурациях электродов. Показано, что при наличии дополнительного внешнего электрода вокруг трубки быстрая стадия, завершающая пробой, предваряется медленной стадией, обусловленной развитием внутри трубки слаботоочного поверхностного барьерного разряда. Этот разряд реализуется за счет распространения прямых (от высоковольтного электрода) и встречных (от заземленного электрода) поверхностных волн ионизации. Наличие в трубке заранее и локально отложенного заряда, противоположного по знаку полярности импульсу напряжения, приводит к ускорению распространения ионизационных волн. В отсутствие внешнего электрода пробой происходит гораздо быстрее, но с очень большим разбросом по времени его запаздывания (вплоть до отсутствия пробоя) относительно подачи импульса напряжения. Во многих приложениях нестабильность срабатывания газоразрядного устройства, определяемая формированием пробоя, представляет гораздо большую проблему, чем более медленное, но стабильное его включение. Поэтому результаты исследований, доказывающих возможность управлять процессом пробоя, представляют как научную, так и практическую ценность.

Ключевые слова: электрический пробой, волны ионизации, разряд в трубках

DOI: 10.31857/S0367292121010017

1. ВВЕДЕНИЕ

Для создания неравновесной низкотемпературной плазмы, широко используемой в науке и практике, применяются различные методы, среди которых газовые разряды получили наибольшее распространение [1–4]. В случае формирования низкотемпературной плазмы газовыми разрядами важной стадией является развитие пробоя при подаче напряжения на электроды. Именно стадия пробоя определяет такие важные для практического использования характеристики газоразрядных приборов как быстрота и надежность их включения в работу. Жесткие требования к пробую предъявляются, например, в навигационных лазерных гироскопах [5], а также во многих других газоразрядных устройствах, применяемых в светотехнике и радиоэлектронике.

Сценарий развития пробоя существенно зависит не только от сорта и давления газа и параметров прикладываемого напряжения (амплитуды

напряжения U и скорости его нарастания dU/dt), но также от геометрии газоразрядной системы и конструктивных особенностей электродов. Наиболее простая и хорошо изученная ситуация соответствует пашеновскому пробую при низком давлении между плоскими и близко расположенными электродами, когда аспектный параметр $L/D \ll 1$, где L – длина промежутка между электродами, D – характерный поперечный размер однородной системы. В этом случае поперечно-однородный пробой происходит за счет развития таунсендовских электронных лавин, стартующих с катода [6].

По более сложному сценарию развивается пробой в ситуации, когда аспектный параметр $L/D \gg 1$. Указанное условие соответствует развитию разряда в длинных диэлектрических трубках сравнительно большого диаметра или капиллярных трубках небольшой длины. Зажигание разряда в таких трубках предваряется распространением

ем одной или нескольких волн ионизации, возникающих после приложения к электродам высокого напряжения. Ионизационные волны создают начальную плазму, которая обеспечивает условия для полного завершения пробоя с формированием высокопроводящей плазмы между электродами. Распространение ионизационных волн в диэлектрических трубках сопровождается отложением на их внутреннюю поверхность электрического заряда, который влияет как на скорость распространения волны, так и на развитие последующего быстрого и полного пробоя. Таким образом, выяснение механизмов распространения ионизационных волн в длинных и узких трубках, а также степени влияния заряда стенки на характеристики волн и динамики пробоя являются актуальными исследованиями, имеющими большой научный и практический интерес.

В зависимости от конкретной ситуации, скорости ионизационных волн могут отличаться на много порядков. К настоящему времени достаточно подробно изучено поведение так называемых быстрых волн ионизации (их скорости не менее $\sim 10^9$ см/с), возникающих в длинных трубках при подаче на электроды высоковольтных наносекундных импульсов (вплоть до 180 кВ) с крутым передним фронтом ($dU/dt \sim 10^{12}$ В/с и более). Обзор достижений в этой области был сделан в [7]. Было установлено, что распространение быстрых волн ионизации описывается как “диффузия” потенциала вдоль газоразрядной системы, в которой потенциал обеспечивает на фронте волны необходимое электрическое поле, создающее необходимую скорость ионизации среды. Коэффициент “диффузии” потенциала определяется как $D_\phi \approx 1/RC$, где C – погонная емкость трубки; R – сопротивление всей плазмы, созданной за фронтом волны, которое увеличивается с расстоянием, пройденным быстрой волной. Распространение такой ионизационной волны поддерживается емкостными токами через стенки трубки и сопровождается отложением на ее внутренних стенках заряда, который участвует в формировании суммарного электрического поля, движущего фронт волны. Отложение заряда требует времени, поэтому скорость ионизационных волн, ограниченных диэлектрическими стенками, как правило, ниже скорости волн ионизации в свободном пространстве, например, таких, как объемные стримеры.

Во многих случаях возбуждение ионизационных волн производится не столь экстремальными импульсами напряжения, как указано выше. Обычно используются импульсы с умеренной амплитудой напряжения ($U \sim 10^3\text{--}10^4$ В) и плавно нарастающим фронтом ($dU/dt \sim 10^9$ В/с или ме-

нее). В этом случае ионизационные волны характеризуются более медленными скоростями распространения порядка $10^5\text{--}10^7$ см/с. Наличие медленных волн ионизации в длинных и широких трубках с газом при пониженном давлении было подтверждено в ряде исследований (см. [8] и приведенные там ссылки, а также недавние работы [9–13]). Распространение ионизационных волн от анода может поддерживаться фотоэмиссией электронов со стенки трубки, обеспечивающей затравочные электроны перед фронтом волн ионизации [8]. Этот же процесс может быть существенным и для инициирования самой волны [9, 11, 12]. Кроме того, в работе [13] исследовано влияние полного поверхностного заряда, оставшегося на стенке по всей длине трубки после прохождения ионизационной волны. Оказалось, что этот заряд может приводить к самопробую в трубке между стенкой и высоковольтным электродом уже после окончания приложенного импульса напряжения. При этом возникает вторичная волна ионизации, которая при своем распространении нейтрализует поверхностный заряд, оставшийся на стенке после прохождения первичной ионизационной волны.

По сути предпробойные волны ионизации в диэлектрической трубке являются импульсным барьерным разрядом, создаваемым в цилиндрической конфигурации. В самом деле, барьерный разряд может быть реализован в любой конфигурации, в частности, широко известен так называемый поверхностный барьерный разряд в плоской конфигурации, который используется во многих приложениях, например, в аэродинамике для управления параметрами обтекающего потока [14] или в аэроакустике для подавления шума [15]. Важно отметить, что параметры импульсов напряжений, иницирующих медленные предпробойные волны ионизации в диэлектрических трубках, являются типичными для поверхностных барьерных разрядов при атмосферном давлении. В этих разрядах также формируются ионизационные волны, только в виде стримеров, распространяющихся по поверхности диэлектрических барьеров от высоковольтных электродов. При этом отложение заряда на диэлектрике поверхностными стримерами также является ключевым процессом, влияющим на скорость их распространения. Идентичность механизмов распространения поверхностных стримеров в барьерном разряде и волн ионизации в диэлектрических трубках показана, например, в работах [16–18]. Как оказалось, сравнительно медленное распространение поверхностного стримера по плоскому диэлектрику барьерного разряда описывается той же концепцией диффузии потенциала, что и распространение быстрой волны ионизации в диэлектрической трубке.

Для понимания влияния предпробойных ионизационных волн на процесс формирования последующего полного пробоя в трубках и капиллярах с высоким аспектным отношением $L/D \gg 1$, важна также информация о поперечной структуре медленных волн ионизации. В литературе на эту тему существуют разные данные. Так, в случае барьерного разряда при атмосферном давлении, формируемого в капиллярах, медленная ионизационная волна при своем распространении прижимается к стенкам капилляра и при этом неоднородна по сечению [19]. В то же время, в обзоре [20], также посвященном барьерному разряду при атмосферном давлении, показано, что в узких трубках диаметром около 1–2 мм волна ионизации прижата к стенкам трубки и имеет аксиально-симметричную кольцевую структуру. Что касается медленных ионизационных волн в широких трубках при пониженных давлениях газа, то вопрос об их поперечной структуре в работах [9–13] не рассматривался.

Особый интерес имеет вопрос о поперечной структуре предпробойных волн ионизации в капиллярных трубках, поскольку при пониженных давлениях толщина пристеночной плазменной кольцевой структуры может превысить радиус капиллярной трубки. В этом случае предпробойные ионизационные волны будут однородными по сечению капилляра, что должно сказаться на скорости установления полного пробоя. В литературе этот вопрос не рассматривался, отсутствует также информация о влиянии локального заряда, заранее отложенного на стенке капиллярной трубки, на поведение волны ионизации и последующего пробоя.

В данной работе подробно исследована поперечная структура и поведение медленных ионизационных волн, предваряющих пробой в длинной капиллярной трубке при пониженных давлениях гелия в зависимости от давления газа, полярности и амплитуды прикладываемого напряжения, а также от конфигурации электродной системы и величины и знака заряда, локально отложенного на разных участках внутренней стенки капилляра.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Исследования динамики волн ионизации проводились в гелии при давлениях $P = 1\text{--}10$ Торр. Разряд инициировался в кварцевой трубке длиной 300 мм. Капиллярная трубка имела внутренний и внешний диаметры 2.5 и 4.1 мм соответственно. Уникальность созданной установки в том, что кварцевая трубка имела открытые концы, через которые можно было наблюдать поперечную структуру разряда. Внешний вид и общая схема экспериментальной установки, а также схема электрических измерений приведены на

рис. 1. В экспериментах использовались два типа электродных систем — двухэлектродная и трехэлектродная, имеющая дополнительный внешний электрод. Типы исследованных электродных систем схематически представлены на рис. 2.

Двухэлектродная система (рис. 2а) состояла из двух внутренних электродов, которые располагались на противоположных краях кварцевой трубки. Этими электродами служили полые и тонкостенные медные цилиндры с внутренним диаметром 2 мм, внешним диаметром 2.5 мм и длиной 25 мм, которые плотно прилегали к внутренней поверхности кварцевой трубки. Расстояние между краями внутренних электродов, обращенных друг к другу, составляло 250 мм.

Трехэлектродная система (рис. 2б–г) состояла из двух внутренних электродов, описанных выше, и дополнительного внешнего, который мог находиться под плавающим потенциалом, либо соединяться с землей через токовый шунт. Внешним электродом служила медная фольга, которой была плотно оклеена кварцевая трубка снаружи по всей ее длине. В фольге была вырезана узкая щель по всей длине трубки для наблюдения за развитием ионизационных волн и полного пробоя в трубке. Ширина щели составляла 2.5 мм.

Вдоль щели располагались четыре световода со входными отверстиями 100 мкм. Каждый световод соединен с отдельным ФЭУ. Один световод постоянно находился вблизи края внутреннего высоковольтного электрода (координата $x = 0$). Сигнал ФЭУ с этого световода являлся опорным и определял момент начала развития ионизационной волны в трубке. Три других световода были жестко закреплены на расстоянии 2 см друг от друга на платформе, которая могла передвигаться на оптическом рельсе вдоль оси трубки. Варьируя систему электродов, можно было добиться условий незавершенного пробоя, при котором в капиллярной трубке развиваются только медленные предпробойные волны ионизации (одна или две встречные волны, распространяющиеся от противоположных электродов), или условий, при которых распространение ионизационной волны вдоль трубки завершается полным пробоем.

Электрический заряд, остающийся на внутренних стенках трубки после разрядного импульса, снимался механически заземленным мягким шомполом, сделанным из большого числа очень тонких медных проволочек. Локальный электрический заряд, специально откладываемый в разных местах диэлектрической трубки перед подачей основного импульса напряжения, формировался самоограничивающимся слаботочным импульсным барьерным разрядом между высоковольтным точечным электродом внутри трубки и заземленным внешним электродом (рис. 1г). Точечным электродом служил открытый торец

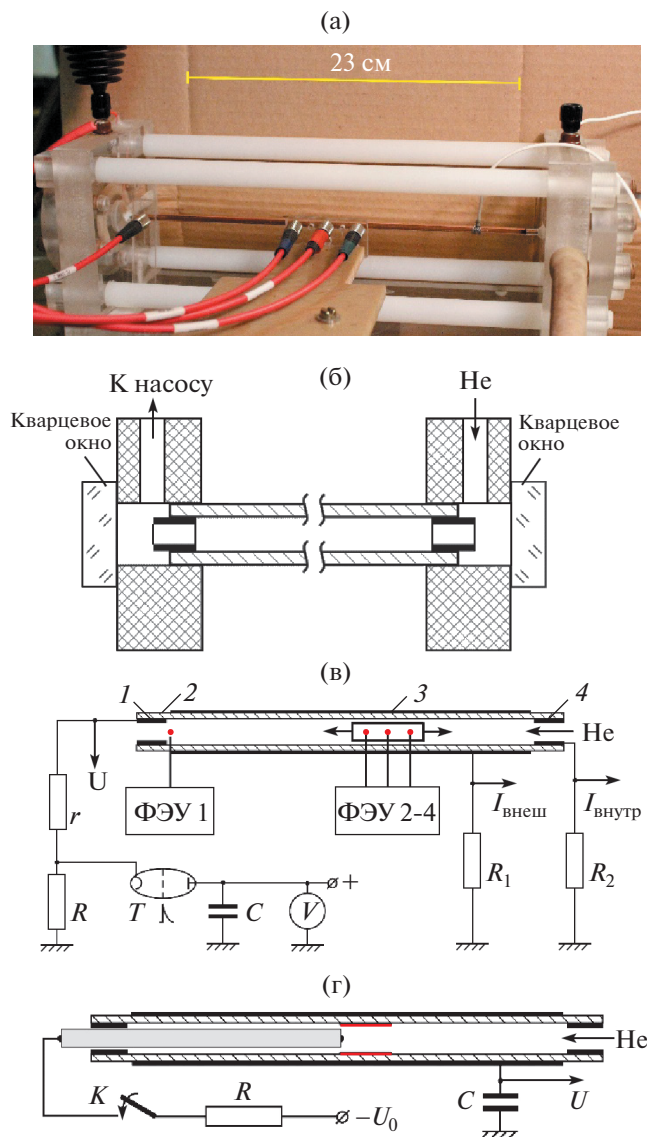


Рис. 1. Внешний вид газоразрядной установки (а); эскиз газоразрядной трубки со съёмными кварцевыми окнами (б); эскизная схема газоразрядной трубки, электрическая схема подачи импульсного напряжения и схема измерений электрических сигналов: 1 – внутренний высоковольтный электрод, 2 – кварцевая капиллярная трубка, 3 – внешний электрод, 4 – внутренний заземленный электрод, ФЭУ 1 – стационарный световод с координатой $x = 0$ см, ФЭУ 2–4 – три световода на платформе, перемещаемой вдоль трубки, T – тиратрон 1000 А/25 кВ, $C = 12.5$ нФ, $R = 100$ кОм, $r = 1.2$ кОм, $R1 = 1$ Ом, $R2 = 0.75$ Ом (в); электрическая схема локального отложения заряда q на стенки капилляра и его измерения: $q = CU$, U_0 – прикладываемое напряжение, U – напряжение на измерительном конденсаторе емкостью C (г).

электрически изолированной проволоки, вносимой внутрь трубки в нужное место.

Скорость подъема напряжения dU/dt на фронте импульса, инициирующего волну ионизации и

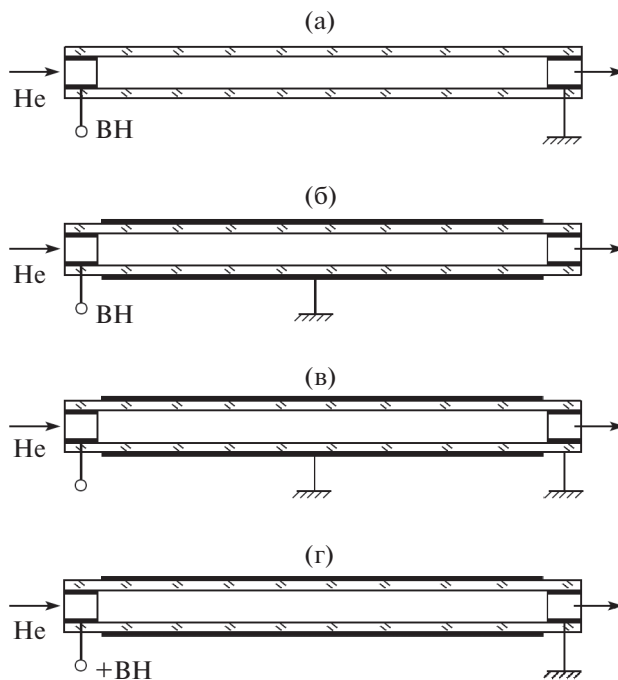


Рис. 2. Схемы электродных систем, исследованных в экспериментах: двухэлектродная конфигурация электродов (а); трехэлектродная конфигурация электродов (б–г): внешний электрод заземлен, внутренний отсоединен от земли (б); внешний и внутренний электроды заземлены (в); внутренний электрод заземлен, внешний отсоединен от земли (г).

последующий пробой, была примерно одинаковой во всех экспериментах и равной 6×10^{10} В/с. Напряжение на разряде измерялось высоковольтным делителем PINTEK HVP-39 (1000:1, 40 кВ, 200 МГц). Электрические сигналы тока, напряжения и всех ФЭУ одновременно записывались двумя осциллографами INSTEKGDS-72204E (200 МГц, частота дискретизации – 1 ГГц). Эксперименты проводились при слабой и непрерывной прокачке газа через капиллярную трубку, обеспечивающей сохранение в ней паспортной чистоты гелия, а также удаление возможных продуктов плазмохимических реакций, происходящих в разряде. Давление газа и его расход измерялись датчиком PIZA 111 и натекателем TinyLeak-2. Газоразрядная трубка откачивалась вакуумным насосом NVR-5D. Изображение разряда с торца трубки снималось фотоаппаратом Canon EOS 550.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Основные эксперименты были проведены с трехэлектродной системой. В ее конфигурации с присоединенным к земле внешним электродом и отсоединенным от земли внутренним электродом на правом конце трубки (рис. 2б) по капилляру

могла распространяться только одна ионизационная волна от высоковольтного электрода, не приводящая к завершению полного пробоя и установлению стационарного разряда, так как в этой электродной конфигурации постоянный ток в трубке течь не может. В таком случае съемка импульсного разряда с торца трубки позволяет получить изображение его поперечной структуры именно на стадии распространения ионизационной волны. Полученные изображения разряда при давлениях гелия $P = 10$ и 1 Торр представлены на рис. 3а, в.

На изображении разряда при $P = 10$ Торр ясно видна кольцевая структура ионизационной волны с прижатым к стенке светящимся плазменным слоем. Такая структура типична для аксиально-симметричного поверхностного барьерного разряда. Другими словами, при давлении в капиллярной трубке $P = 10$ Торр волна ионизации является поверхностной ионизационной волной. Для сравнения на рис. 3б представлена интегральная фотография поперечной структуры разряда при этом же давлении с завершенным пробоем, полученная для конфигурации электродов с присоединенным к земле внутренним электродом на правом конце трубки (рис. 2в). Видно, что разряд, сформировавшийся после завершения объемного пробоя, поперечно однороден. Заметим, что рис. 3б является наложением изображений предпробойной ионизационной волны и разряда, сформировавшегося в трубке после полного завершения пробоя. Поскольку интенсивность свечения высокопроводящей плазмы сформировавшегося разряда существенно превышает свечение поверхностной ионизационной волны на предпробойной стадии, то изображение этой волны “забивается” изображением объемной ярко-светящейся плазмы.

При уменьшении давления до $P = 1$ Торр поперечная структура ионизационной волны меняется. В этом случае (см. рис. 3в) ширина кольцевой плазменной структуры у поверхности трубки превышает радиус трубки, и ионизационная волна становится однородной в поперечном сечении трубки. Такая волна подготавливает лучшие условия для развития завершающего поперечно однородного пробоя в трубке (см. рис. 3г).

Осциллограмма тока внешнего электрода характеризует распространение медленной ионизационной волны (характерная скорость $(1-2) \times 10^7$ см/с) вплоть до ее подхода к внутреннему электроду на правом конце трубки, когда ток начинает резко спадать. Ток внешнего электрода максимален на стадии формирования ионизационной волны у высоковольтного электрода и медленно спадает в процессе движения волны к заземленному внутреннему электроду. Как видно на рис. 4а–г, подключение внутреннего электро-

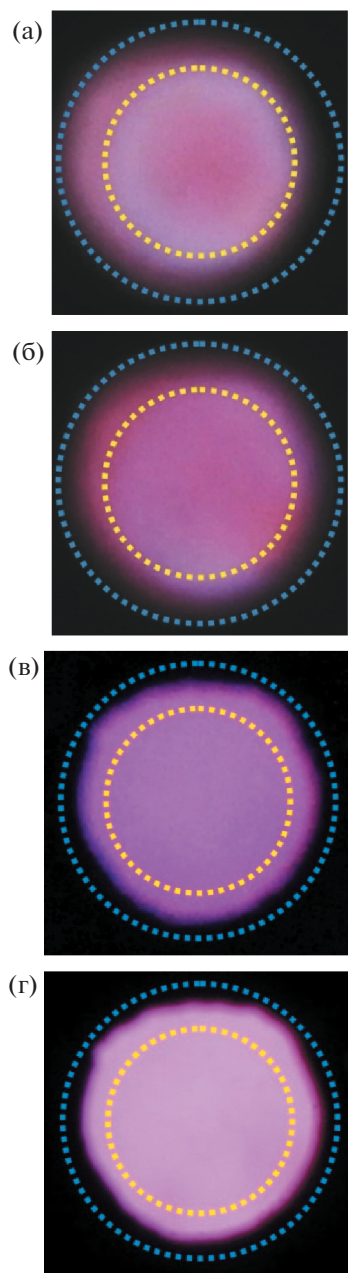


Рис. 3. Изображения поперечной структуры разряда внутри капиллярной трубки при давлении гелия $P = 10$ Торр (а, б) и $P = 1$ Торр (в, г). Стадия распространения поверхностной ионизационной волны (конфигурация электродов на рис. 2б) (а, в); после завершения пробоя, сформированного обратной объемной ионизационной волной (конфигурация электродов на рис. 2в) (б, г). Внутренние и внешние пунктирные кольца соответствуют внутреннему и внешнему диаметру трубки (2.5 и 4.1 мм). Параметры фотосъемки: ISO = 400, диафрагма 36 (а), ISO = 200, диафрагма 36 (б), ISO = 1600, диафрагма 5.7 (в), ISO = 100, диафрагма 11 (г).

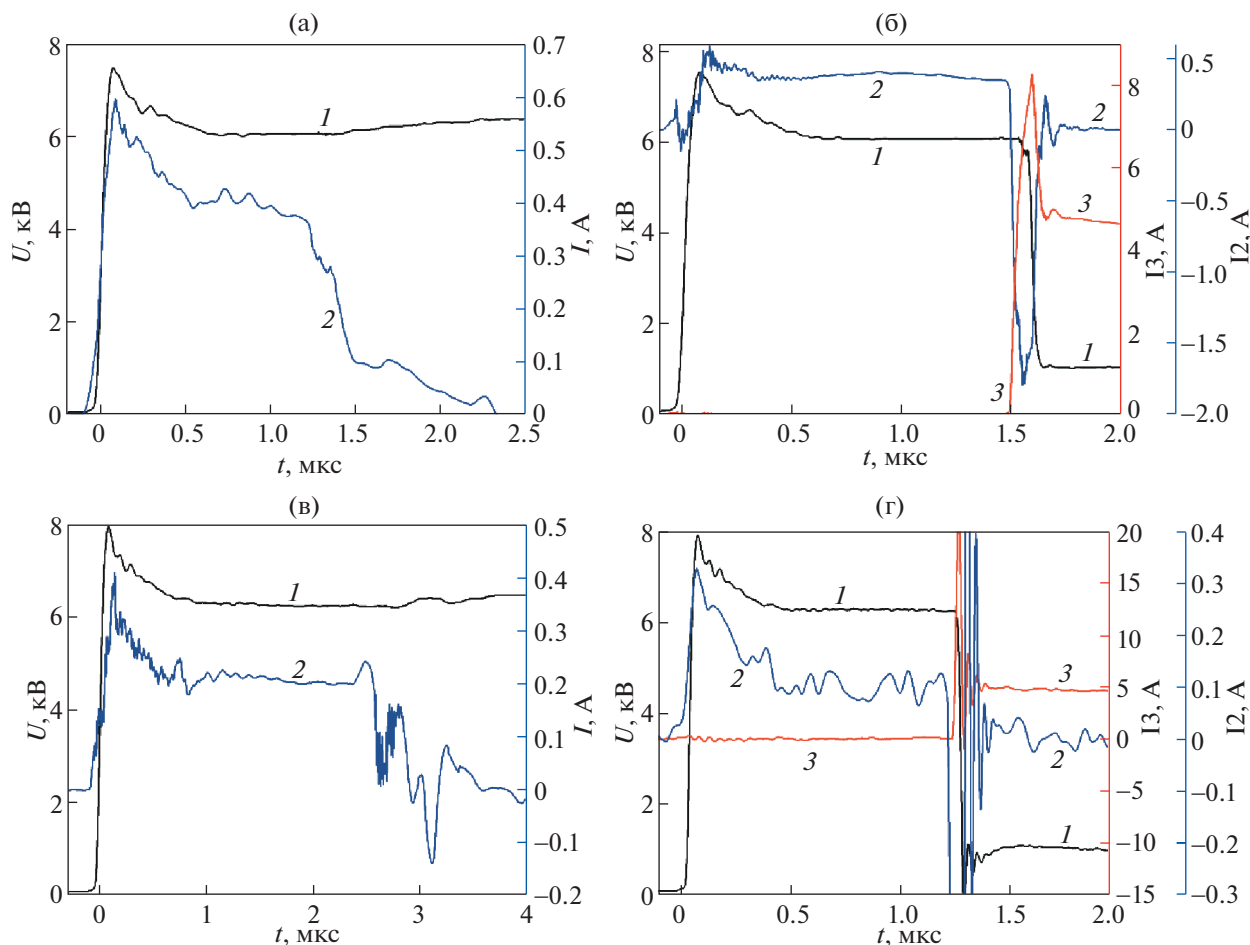


Рис. 4. Осциллограммы напряжения и тока разряда в процессе его развития. Осциллограммы (а–г) соответствуют изображениям разряда на рис. 3а–г. Кривая 1 – напряжение. Кривые 2 и 3 соответствуют токам, собираемым внешним и внутренним электродом; $U = +6.7$ кВ.

да к земле (конфигурация электродов рис. 2в) мало меняет осциллограмму тока внешнего электрода вплоть до подхода поверхностной ионизационной волны к внутреннему электроду. Резкие изменения тока на внешний и внутренний электрод происходят после подхода ионизационной волны к заземленному внутреннему электроду – ток на внешний электрод меняет знак, резко увеличивается по амплитуде и затем быстро спадает до нуля; ток на внутренний электрод резко нарастает до большой амплитуды и затем быстро опускается до квазистационарной величины, сформированной завершившимся пробоем (характерное время быстрых изменений около 100 нс). Как оказалось, снижение давления приводит к уменьшению скорости распространения ионизационной волны (см. рис. 3, 4).

Как правило, полный пробой трубки состоит из двух стадий. На первой стадии от высоковольтного электрода распространяется медленная ионизационная волна. После ее приближения к

низковольтному электроду возникает вторая стадия, на которой от низковольтного электрода распространяется быстрая обратная волна ионизации, завершающая формирование пробоя после ее подхода к высоковольтному электроду. Важная информация о поведении медленных ионизационных волн, предвещающих пробой, и быстрых обратных волн ионизации, завершающих пробой, содержится в распределении вдоль трубки интенсивности свечения разряда. Соответствующие фотографии импульсного разряда при давлениях $P = 10$ и 1 Торр представлены на рис. 5.

Фотографии на рис. 5а и в получены при экспозиции, превышающей время распространения медленной волны ионизации. В этом случае изображение разряда формируется результирующим излучением движущегося фронта волны и плазмы, остающейся за фронтом медленной волны. Поскольку яркость свечения фронта ионизационной волны намного превышает свечение

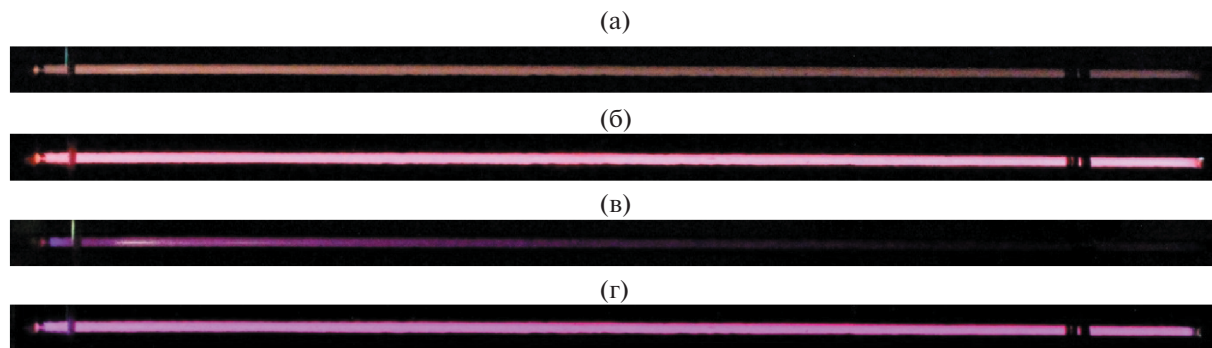


Рис. 5. Фотографии (вид сбоку) импульсного разряда в трубке с Не в отсутствие заранее отложенного заряда на стенке трубки; внешний электрод заземлен; $U = +6.7$ кВ. Изображения, сформированные медленной волной ионизации, распространяющейся слева направо от внутреннего высоковольтного электрода (анода), внутренний электрод (катод) оторван от земли: $P = 10$ Торр, параметры съемки – диафрагма 9, ISO = 12800 (а); $P = 1$ Торр, параметры съемки – диафрагма 5.6, ISO = 12800 (в). Изображения, сформированные быстрой ионизационной волной пробоя, распространяющейся справа налево от заземленного внутреннего электрода (катода): $P = 10$ Торр, параметры съемки – диафрагма 22, ISO = 12800 (б); $P = 1$ Торр, параметры съемки – диафрагма 20, ISO = 12800 (г).

плазмы за фронтом волны, то основной вклад в формирование изображения вносит излучение фронта. Поэтому на основании представленных фотографий можно утверждать, что интенсивность свечения фронта медленной волны ионизации падает по мере его удаления от высоковольтного электрода. Такой вывод согласуется с данными ФЭУ-измерений, представленных ниже.

Интенсивность свечения напрямую зависит от скорости возбуждения излучающих состояний гелия электронным ударом, которая в неравновесной плазме определяется локальной величиной приведенного электрического поля E/N . В таком случае можно утверждать, что величина E/N на фронте медленной ионизационной волны падает по мере распространения волны вдоль трубки. Отсюда следует, что при достаточно длинной трубке или недостаточно большой величине приложенного напряжения медленная волна ионизации может остановиться, не дойдя до заземленного электрода и завершеного пробоя не случится.

Изображения импульсного разряда на рис. 5б и г получены в конфигурации электродов рис. 2в, обеспечивающей возможность создания завершеного пробоя. Фотографии получены при экспозиции, превышающей суммарное время распространения медленной и быстрой волн. В этом случае изображение разряда формируется результирующим излучением фронтов обеих волн. Однако яркость свечения фронта быстрой волны, завершающей пробой в трубке, намного превышает свечение фронта медленной волны, предвещающей пробой. В результате распределение свечения разряда вдоль трубки формирует быстрая ионизационная волна, распространяющаяся от заземленного электрода к высоковольтному электроду. Видно, что свечение однородно рас-

пределено вдоль трубки при обоих давлениях, однако яркость свечения при $P = 10$ Торр выше, чем при $P = 1$ Торр.

Более точная информация о поведении ионизационных волн в капиллярной трубке при наложении импульса напряжения получена в экспериментах с регистрацией излучения разряда ФЭУ, расположенных в разных местах вдоль трубки. Пример полученных результатов показан на рис. 6 для электродных конфигураций, изображенных на рис. 2в и г. Эти и подобные им данные были использованы для определения величины и направления скоростей медленных поверхностных волн ионизации и быстрых волн пробоя. Каждая кривая на рис. 6 (за исключением осциллограмм тока и напряжения) соответствует сигналу отдельного ФЭУ, световод которого расположен на указанном в подписи к рисунку расстоянии от высоковольтного электрода, координата которого $x = 0$.

Пристальное изучение расположения ФЭУ-сигналов вдоль оси времени на рис. 6а показало, что на стадии распространения медленной поверхностной волны ионизации (вплоть до $t \approx 0.65$ мкс) сигналы ФЭУ появляются в такой последовательности: 2 → 4 → 6 → 12 → 14 → 16, а на стадии распространения быстрой объемной волны пробоя (при $t \geq 0.65$ мкс) сигналы появляются в обратной последовательности: 6 → 4 → 2 (цифры указывают расстояние в сантиметрах, на котором расположен конкретный световод от высоковольтного электрода). Это означает, что при конфигурации электродов, изображенной на рис. 2в, медленная поверхностная волна ионизации распространяется от высоковольтного электрода к заземленному внутреннему электроду, а быстрая объемная волна пробоя возникает при подходе поверхностной волны ионизации к заземленному

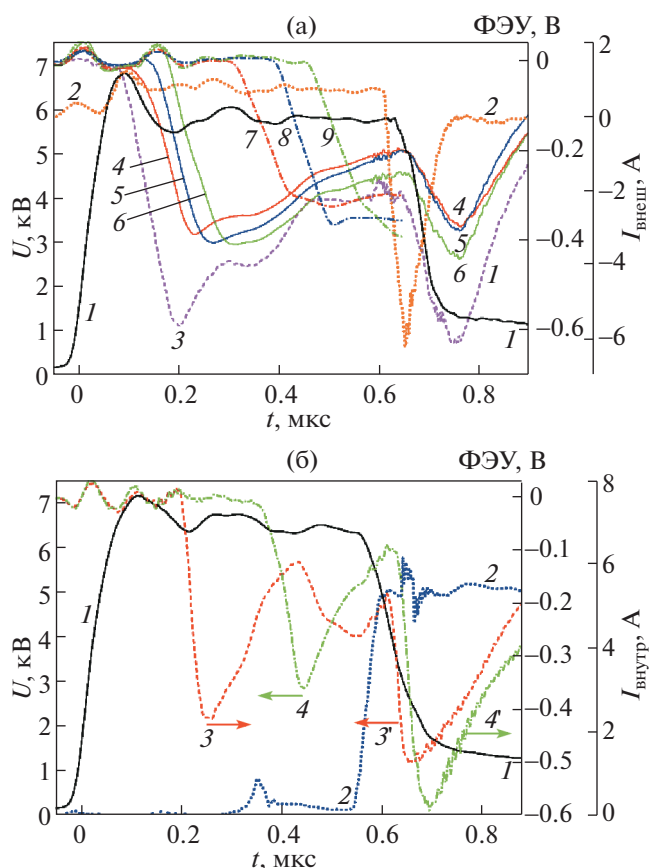


Рис. 6. Осциллограммы напряжения (кривая 1) и тока внешнего электрода (кривая 2) и кривые сигналов ФЭУ с координатами собирающих световодов: 3 – $x = 0$; 4 – $x = 2$ см; 5 – $x = 4$ см, 6 – $x = 6$ см; 7 – $x = 12$ см; 8 – $x = 14$ см; 9 – $x = 16$ см (а). Осциллограммы напряжения (кривая 1) и тока внутреннего электрода (кривая 2) и кривые сигналов ФЭУ с координатами собирающих световодов: 3, 3' – $x = 0$; 4, 4' – $x = 25$ см. Напряжение $U = +6.7$ кВ; давление гелия $P = 10$ Торр.

электроду и движется в обратном направлении – от заземленного электрода к высоковольтному.

Более сложная картина пробоя наблюдается в капиллярной трубке при конфигурации электродов, когда внешний электрод отсоединен от земли. Соответствующие осциллограммы представлены на рис. 6б. Чтобы не загромождать рисунок излишним количеством ФЭУ-кривых, на рис. 6б представлены только сигналы от ФЭУ, световоды которых расположены у высоковольтного (0 см) и заземленного (25 см) электродов. В этой конфигурации поверхностная волна ионизации формируется у высоковольтного электрода заметно позже, но быстрее набирает яркость, которая в максимуме все же меньше яркости фронта ионизационной волны в случае заземленного внешнего электрода.

Как видно, интенсивность свечения разряда у высоковольтного электрода немонотонна во времени – после возникновения поверхностной волны ионизации наблюдается спад интенсивности излучения ее фронта по мере удаления фронта от высоковольтного электрода, что согласуется с распределением интенсивности свечения вдоль трубки, представленным на фотографиях рис. 4. Однако после момента времени $t \approx 0.4$ мкс спад интенсивности свечения сменяется ее ростом. Обработка большого количества ФЭУ-сигналов от световодов, расположенных в разных местах вдоль трубки, показала, что этот момент соответствует появлению у заземленного электрода новой и более быстрой поверхностной волны ионизации, стартующей в направлении первой волны, которая еще не дошла до заземленного электрода. Действительно, как видно на рис. 6б, в момент $t \approx 0.4$ мкс у заземленного электрода появляется интенсивное свечение. Рост интенсивности свечения у высоковольтного электрода продолжается до момента встречи двух поверхностных ионизационных волн.

В месте встречи двух поверхностных волн возникают две объемные ионизационные волны, быстро движущиеся от этого места в противоположных направлениях и заполняющие трубку высокопроводящей плазмой (наверное, можно утверждать, что это не две волны пробоя, а одна ионизационная волна, распространяющаяся одновременно в двух противоположных направлениях). Ток разряда начинает резко нарастать еще до прихода быстрых волн к электродам, но максимум тока совпадает с моментом прихода этих волн к электродам. После этого, высокопроводящая плазма шунтирует весь межэлектродный промежуток, напряжение на разряде падает и процесс формирования пробоя в трубке завершается. В целом, полный пробой в электродной конфигурации рис. 2г развивается быстрее и заканчивается раньше из-за возникновения двух встречных поверхностных волн ионизации.

С уменьшением давления гелия описанный выше сценарий развития пробоя в трубке с двумя встречными поверхностными волнами ионизации (электродная конфигурация рис. 2г) сохраняется, но все его стадии замедляются. Для примера на рис. 7 приведены осциллограммы тока и напряжения на разряде при $P = 1$ Торр, коррелированные во времени с координатами фронтов поверхностных волн ионизации, стартующих в разное время от высоковольтного и заземленного электродов. Амплитуда прикладываемого напряжения выбрана такой же, как при $P = 10$ Торр. Видно, что прямая поверхностная волна ионизации успевает пройти от высоковольтного электрода не более 5 см до момента встречи с более быстрой встречной поверхностной волной ионизации, стартовавшей позже от заземленного элект-

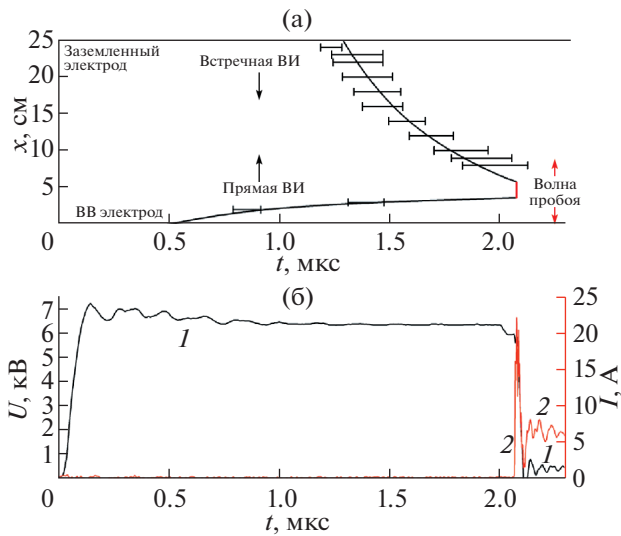


Рис. 7. X–t-диаграммы прямой и встречной поверхностных волн ионизации (а); осциллограммы напряжения на разряде (кривая 1) и тока (кривая 2) (б). Ток снимается с заземленного внутреннего электрода, внешний электрод отсоединен от земли. Расстояние X отсчитывается от высоковольтного внутреннего электрода; He, P = 1 Торр, U = +6.7кВ.

трода. Исходя из представленных на рис. 7 зависимостях X(t) для прямой и встречной волн видно, что скорости волн ионизации уменьшаются по мере их распространения. После встречи поверхностных волн возникают объемные ионизационные волны пробоя, которые очень быстро движутся к электродам.

На рис. 8 приведены сводные результаты выполненных экспериментов в форме качественных иллюстраций, поясняющих развитие поверхностных ионизационных волн, предваряющих завершение пробоя, т.е. установление проводимости и тока между внутренними электродами в длинной капиллярной трубке при давлении гелия P = 10 Торр и при разных конфигурациях электродных систем. Так, рис. 8а иллюстрирует тот факт, что при любой полярности напряжения объемный пробой происходит после прихода поверхностной волны ионизации к заземленному электроду, т.е. после завершения фазы поверхностного барьерного разряда. Рис. 8б поясняет, что при любой полярности напряжения объемного пробоя не происходит – наблюдается лишь распространение от высоковольтного электрода поверхностной волны ионизации, связанной с формированием внутри трубки поверхностного барьерного разряда. На рис. 8в показано, что при любой полярности напряжения объемный пробой предваряется распространением двух встречных поверхностных волн ионизации. Наконец, рис. 8г поясняет, что при любой полярности напряжения объемный пробой происходит за счет

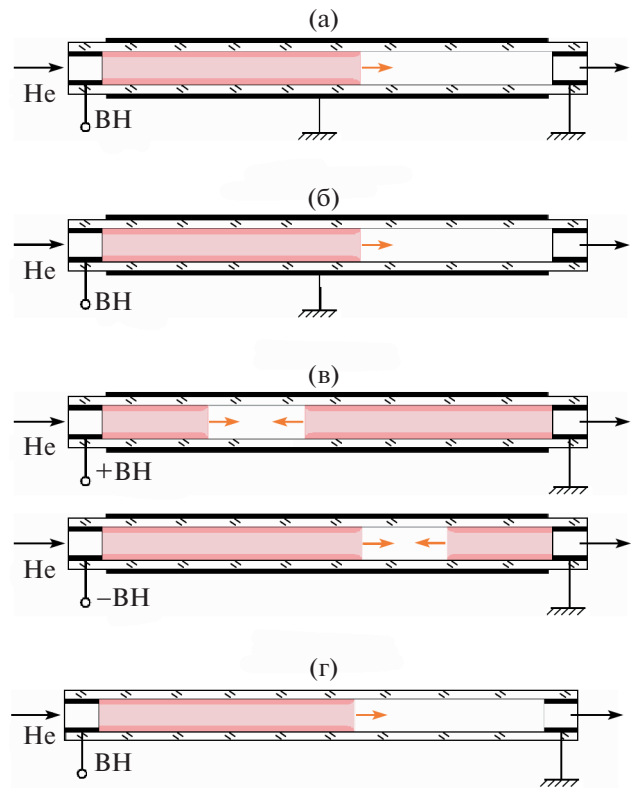


Рис. 8. Качественные иллюстрации, поясняющие развитие поверхностных волн ионизации, предваряющих завершение пробоя в длинной капиллярной трубке при давлении гелия P = 10 Торр и при разных конфигурациях электродных систем: пробой происходит после прихода поверхностной волны ионизации к заземленному электроду (а); пробоя не происходит – наблюдается лишь распространение от высоковольтного электрода поверхностной волны ионизации (б); пробой предваряется распространением двух встречных поверхностных волн ионизации (в); пробой происходит за счет распространения быстрой ионизационной волны от высоковольтного электрода (г).

распространения ионизационной волны от высоковольтного электрода; развитие пробоя происходит гораздо быстрее, чем в трехэлектродной системе, но с очень большим разбросом по времени запаздывания начала пробоя относительно подачи импульса напряжения.

Эксперименты с заранее локально отложенным зарядом q на внутреннюю стенку трубки показали, с одной стороны, вполне ожидаемый брутто-эффект, т.е. уменьшение времени развития пробоя при отложении заряда, знак которого противоположен полярности приложенного напряжения, и увеличение времени развития пробоя при одинаковых знаках отложенного заряда и полярности приложенного напряжения. Однако измерение скорости распространения поверхностной волны ионизации вдоль трубки обнару-

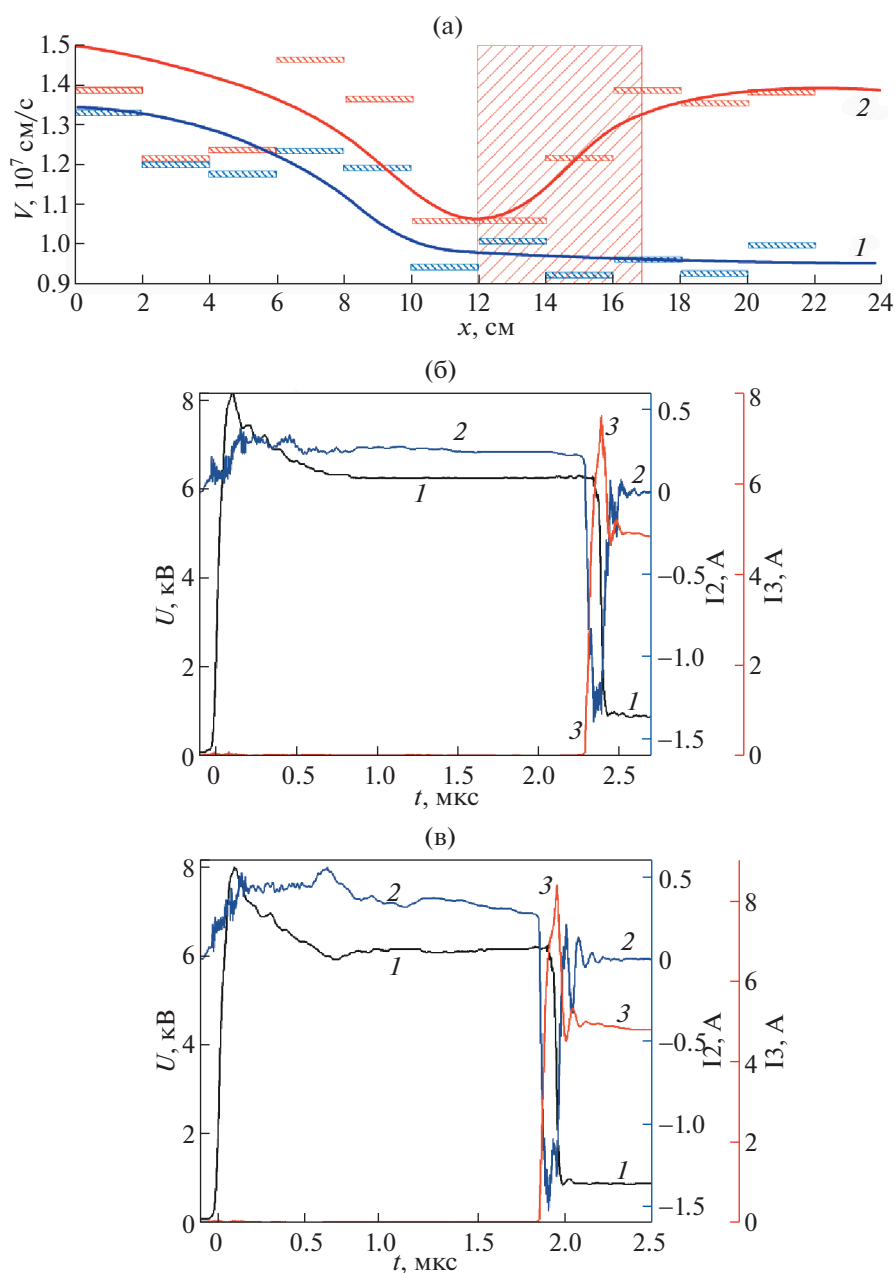


Рис. 9. Скорость распространения поверхностной волны ионизации вдоль тонкой трубки с гелием с заземленными внешним и внутренним электродами; кривая 1 – отложенного заряда нет, кривая 2 – предварительно отложен отрицательный заряд $q \approx -75$ нКл; заштрихованный прямоугольник показывает зону отложенного заряда (а). Осциллограммы импульса напряжения (кривая 1) и токов внешнего (кривая 2) и внутреннего (кривая 3) электродов: в отсутствие отложенного заряда (б); при наличии предварительно отложенного заряда (в). $P = 10$ Торр, амплитуда напряжения $U = +6.7$ кВ.

жило ее нетривиальное поведение при наличии отложенного заряда. В качестве примера на рис. 9а приведены результаты по сравнению скоростей распространения поверхностных волн ионизации, возбуждаемых одинаковым импульсом напряжения положительной полярности, в отсутствие и при наличии локально отложенного

отрицательного заряда. Зона отложенного заряда на этом рисунке заштрихована.

Как видно, в обоих случаях скорость поверхностной волны ионизации падает при удалении ее фронта от высоковольтного электрода, хотя скорость волны при наличии отложенного заряда несколько выше скорости в отсутствие заряда.

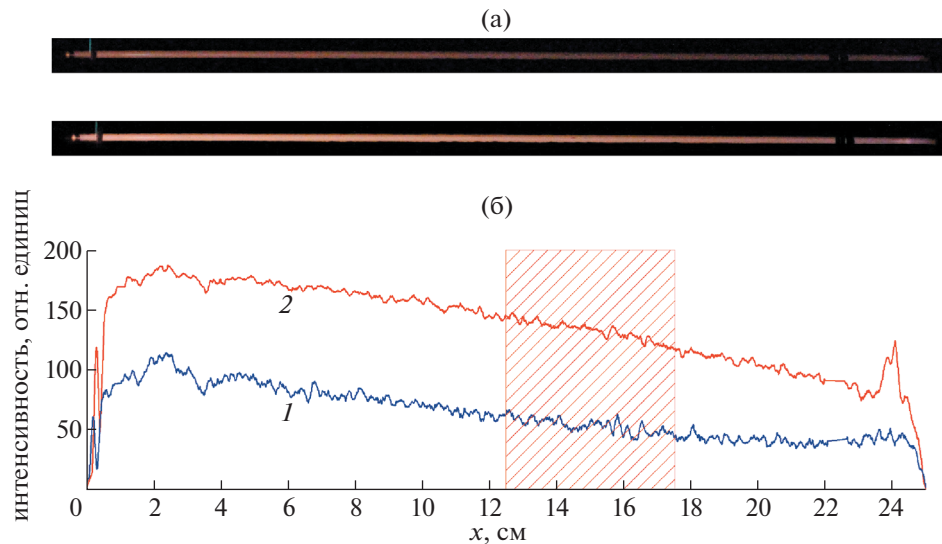


Рис. 10. Изображения (вид сбоку) импульсного разряда в капиллярной трубке с He, формируемые поверхностными волнами ионизации в отсутствие (а) и при наличии (б) заранее отложенного отрицательного заряда $q = -180$ нКл на стенке трубки; заземлен только внешний электрод. $P = 10$ Торр, $U = +6.7$ кВ. Параметры съемки: диафрагма 11, ISO = 12800 (а); диафрагма 11, ISO = 12800 (б). Распределение интенсивности свечения (относительные единицы) вдоль трубки, полученные фотометрированием изображений а и б: кривая 1 – отложенного заряда нет, кривая 2 – отложенный заряд есть (в). Заштрихованный прямоугольник – зона отложенного заряда.

Радикальное различие наступает при вхождении ионизационной волны в зону отложенного заряда и после выхода из этой зоны – скорость волны увеличивается по мере прохождения зоны отложенного заряда и остается высокой после выхода из этой зоны вплоть до подхода к заземленному электроду. При этом среднее время прохождения волной вдоль всей трубки в отсутствие заряда составляет ≈ 2.4 мкс и ≈ 1.9 мкс при наличии отложенного заряда. Соответствующие осциллограммы напряжения на разряде и токов с внешнего и внутреннего электродов приведены на рис. 9б, в.

В экспериментах по выяснению влияния локально отложенного заряда q на параметры поверхностной волны ионизации дополнительно были проведены съемки свечения разряда вдоль трубки при $q = 0$ и $q \neq 0$. Результаты представлены на рис. 10, на котором приведено также распределение интенсивности свечения ионизационной волны вдоль трубки для обоих случаев (рис. 10в). Как видно, наличие заранее отложенного заряда проявляется в заметном усилении интегрального свечения разряда, формируемого поверхностной волной ионизации, в то время как в распределении интенсивности свечения вдоль трубки заметного различия не наблюдается.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Представленные результаты свидетельствуют, что завершённый пробой в длинной капиллярной трубке развивается в целом аналогично завер-

шенному пробоем в длинной трубке с аспектным отношением $L/D \gg 1$, т.е. он предваряется стадией возникновения и развития медленных поверхностных волн ионизации, поддерживаемых токами смещения через стенку диэлектрической трубки. Однако в капиллярных трубках реализуется ситуация, которая, как правило, отсутствует в длинных и широких трубках, т.е. когда толщина слоя приповерхностной плазмы, формируемой поверхностной волной ионизации, превышает радиус капилляра. Оказалось, что в такой ситуации процесс распространения волны замедляется.

По сути, механизм распространения поверхностных волн ионизации является идентичным механизму распространения поверхностных стримеров поверхностного барьерного разряда, реализуемого на плоских диэлектрических пластинах или в диэлектрических трубках. При заданных параметрах импульса напряжения, прикладываемого к электродам протяженного капилляра, длина распространения медленных волн ионизации является конечной. В таком случае завершающего пробоя может не произойти, если величины заданного напряжения недостаточно для распространения медленной волны ионизации вдоль всей длины капилляра вплоть до заземленного электрода. Аналогичная картина наблюдалась в [8] в экспериментах с длинной и широкой трубкой.

Эксперименты с капиллярной трубкой показали, что выбором соответствующей конфигурации электродов (т.е. с использованием дополни-

тельного внешнего электрода, окружающего трубку) можно вызвать формирование поверхностной волны ионизации не только со стороны высоковольтного электрода, но и встречной поверхностной волны, движущейся от заземленного электрода навстречу первой. Наличие двух поверхностных волн ионизации, одновременно движущихся навстречу друг другу, ускоряет формирование завершающего пробоя в трубке.

Параметры разряда, сформированного после полного пробоя в капиллярной трубке, являются сильно неравновесными. Например, удивительно (рис. 3), что при заданной амплитуде приложенного напряжения ($U = +6.7$ кВ) изменение давления в трубке в 10 раз практически не сказалось на величинах тока и напряжения разряда, сформированного после пробоя ($I \approx 4.5$ А и $U \approx 1$ кВ), хотя величины приведенной напряженности электрического поля E/N после пробоя при давлениях $P = 1$ и 10 Торр отличаются в 10 раз. Кроме того, следует отметить, что указанные параметры разряда, сформированные импульсным пробоем, например, при $P = 10$ Торр: $E/N \approx 15$ Тд, плотность тока в трубке $j \approx 300$ А/см² и плотность плазмы $n_e \approx 3 \times 10^{14}$ см⁻³, являются сильно неравновесными и превышают соответствующие параметры стационарного гелиевого разряда в трубке, в котором при указанной величине E/N частота прямой ионизации менее чем 10^7 с⁻¹. Мы связываем этот факт с высокой напряженностью приведенного электрического поля E/N на фронте объемной волны пробоя, которое создает неравновесную плазму с повышенной концентрацией. Действительно, осциллограммы тока, снятые на больших временах после пробоя, показывают рекомбинационный распад плазмы и уменьшение тока до величины, примерно соответствующей стационарному разряду в трубке при $E/N \approx 15$ Тд.

Указанные на рис. 4 резкие изменения токов обусловлены возникновением у заземленного электрода обратной волны ионизации (волны пробоя) и ее быстрым распространением ($V \approx 2 \times 10^8$ см/с) к высоковольтному электроду. Большая скорость волны пробоя связана с положительным зарядом на стенке, отложенным медленной волной ионизации. Этот заряд увеличивает результирующее поле на фронте обратной волны, что приводит к заметному росту скорости ее распространения. Этому же способствует и наличие плазмы, сформированной медленной волной ионизации. Обратная волна пробоя оставляет за собой не только плазму с более высокой концентрацией, но также нейтрализует положительный заряд на стенке, оставленный предшествующей волной ионизации, и перезаряжает стенку отрицательным зарядом (электроны сформированного положительного столба тлеющего разряда заряжают стенку трубки отрицательно). Изменения

токов, обусловленные указанными процессами нейтрализации предыдущего заряда и перезарядки стенки, хорошо видны на осциллограммах рис. 4б.

Отметим, что эффект “стирания” заряда, отложенного поверхностной волной ионизации, предшествующей завершающему объемному пробоею, внешне похож на описанный в [13], однако их механизмы разные. В работе [13] стирание заряда происходит за счет вторичной волны ионизации, возникающей самопроизвольно в отсутствии приложенного напряжения и движущейся от высоковольтного электрода к заземленному. В нашем случае эффект “стирания” поверхностного заряда и перезарядки стенки трубки зарядом противоположного знака связан с объемной ионизационной волной пробоя, которая возникает только при наличии приложенного напряжения и движется в противоположном указанному в [13] направлении — от заземленного электрода к высоковольтному.

Для уяснения причин, почему в той или иной конфигурации электродов возникают поверхностные волны ионизации в том или ином месте, были проведены двумерные расчеты электростатических полей, формирующихся в капиллярной трубке при подаче импульса напряжения на электроды различных форм. Результаты расчетов приведены на рис. 11. Расчеты показали, что в трехэлектродной конфигурации с внутренними электродами в форме полых цилиндров и при заземлении внешнего и внутреннего электродов максимальное электрическое поле формируется не на оси трубки вблизи высоковольтного электрода, а на внутренней поверхности трубки вблизи этого электрода, в то время как электрические поля у заземленного внутреннего электрода (осевое и на поверхности) близки к нулю (см. рис. 11а). Такая структура полей должна приводить к тому, что развитие пробоя будет начинаться с возникновения поверхностной волны ионизации у высоковольтного электрода. Затем эта волна будет распространяться вдоль поверхности трубки в сторону заземленного электрода. Этот вывод согласуется с экспериментом.

В трехэлектродной конфигурации при заземлении только внутреннего электрода максимальное электрическое поле формируется также не на оси трубки. Однако в этом случае большие поля одинаковой амплитуды формируются на внутренней поверхности трубки как вблизи высоковольтного, так и у заземленного электрода (см. рис. 11б). Формально, волны ионизации могут возникнуть у обоих электродов одновременно, но на практике поверхностная волна ионизации формируется сначала у высоковольтного электрода. Расчет показал, что при распространении поверхностной волны ионизации от высоко-

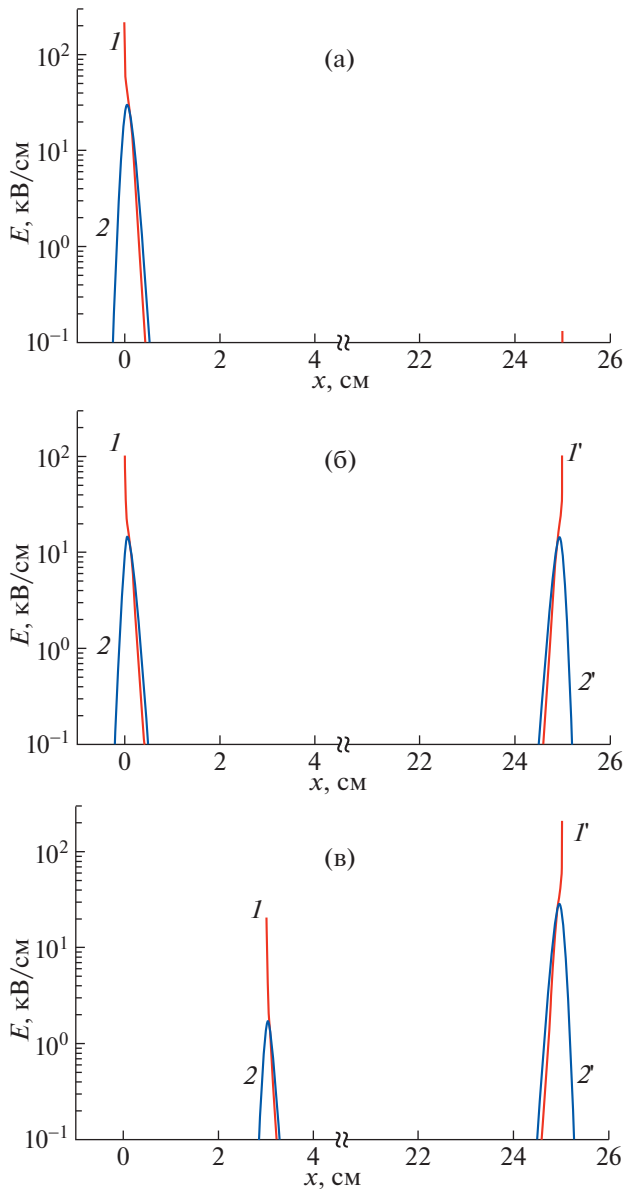


Рис. 11. Расчетное распределение электрических полей в капиллярной трубке при разных конфигурациях подсоединения электродов: внешний и внутренний ($x = 25$ см) электроды заземлены (а), внешний электрод отсоединен от земли, внутренний электрод ($x = 25$ см) заземлен (б, в). Распределение полей перед стартом волны ионизации (а, б); распределение полей после того, как волна прошла 3 см от высоковольтного электрода (в). На всех рисунках кривые I и I' — модуль x -компоненты электрического поля на внутренней поверхности трубки, кривые 2 и $2'$ — модуль x -компоненты электрического поля на оси. Амплитуда напряжения $U = +6.7$ кВ.

вольтного электрода электрическое поле у поверхности трубки на фронте волны падает, а поле на поверхности у заземленного электрода нарастает (рис. 11в). В таком случае, распространение волны ионизации от высоковольтного электрода

может спровоцировать появление встречной поверхностной волны, распространяющейся от заземленного электрода, что подтверждается экспериментом. Момент появления встречной волны может регулироваться величиной зазора между краями внешнего электрода и заземленного внутреннего электрода — чем больше этот зазор, тем позже возникает встречная волна.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные эксперименты позволили выявить основные закономерности развития полного пробоя (т.е. формирование высокопроводящей плазмы и установление тока между электродами в трубке) в длинном капилляре при разных конфигурациях электродов. Полученные результаты показывают, что в трехэлектродной системе, т.е. при наличии внешнего электрода вокруг трубки, формирование полного пробоя в трубке состоит из двух стадий — медленной и быстрой. Быстрая стадия, которая завершает пробой, предваряется медленной стадией развития внутри трубки поверхностного барьерного разряда за счет распространения прямых (от высоковольтного электрода) и встречных (от заземленного электрода) поверхностных волн ионизации. Наличие заранее и локально отложенного заряда, противоположного по знаку полярности импульсу напряжения, приводит к ускорению распространения поверхностных волн ионизации в капиллярной трубке.

В отсутствие дополнительного внешнего электрода полный пробой происходит гораздо быстрее, чем в трехэлектродной системе, но с очень большим разбросом по времени запаздывания пробоя (вплоть до отсутствия пробоя) относительно подачи импульса напряжения. Во многих приложениях нестабильность срабатывания газоразрядного устройства, определяемая формированием пробоя, представляет гораздо большую проблему, чем более медленное, но стабильное его включение. Поэтому результаты проведенных исследований, доказывающих возможность управлять процессом пробоя, представляют не только научную, но и практическую ценность.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-02-00288_a). Авторы благодарят А.А. Балакирева и Н.И. Трушкина за помощь в проведении некоторых экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kogelschatz U.* // *Contrib. Plasma Phys.* 2007. V. 47. P. 80. <https://doi.org/10.1002/ctpp.200710012>
2. *Korolev Y.D., Frants O.B., Geyman V.G., Kasyanov V.S., Landl N.V.* // *IEEE Transactions Plasma Sci.* 2012.

- V. 40. P. 2951.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2012.2211622>
3. *Korolev Yu.D.* // Russian J. General Chemistry. 2015. V. 85. P. 1311.
<https://doi.org/10.1134/S1070363215050473>
 4. *Акишев Ю.С., Петряков А.В., Трушкин Н.И., Устюгов В.А.* // Прикладная физика. 2017. № 5. С. 20.
 5. *Azarova V.V., Golyaev Yu.D., Saveliev I.I.* // Quantum Electron. 2015. V. 45. P. 171.
 6. *Raizer Yu.P.* Gas Discharge Physics. Berlin: Springer, 1991.
 7. *Лагарьков А.Н.* Волны электрического пробоя в ограниченной плазме / Под ред. И.М. Руткевич. М.: Наука, 1989. С. 206.
 8. *Gendre M.F., Haverlag M., Kroesen G.M.W.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 234004.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/23/234004>
 9. *Шишпанов А.И., Ионих Ю.З., Мещанов А.В.* // Оптика и спектроскопия. 2016. Т. 120. С. 929.
 10. *Мещанов А.В., Ионих Ю.З., Шишпанов А.И., Калинин С.А.* // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 936.
 11. *Shishpanov A.I., Meshchanov A.V., Kalinin S.A., Ionikh Y.Z.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2017. V. 26. P. 065017.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/aa6f7c>
 12. *Meshchanov A.V., Ivanov D.O., Ionikh Y.Z., Shishpanov A.I.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. P. 335202.
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/aad1d8>
 13. *Калинин С.А., Капитонова М.А., Матвеев Р.М., Мещанов А.В., Ионих Ю.З.* // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 870.
 14. *Moreau E.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40. P. 605.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/40/3/S01>
 15. *Kopiev V.F., Akishev Y.S., Belyaev I.V., Berezhet-skaya N.K., Bityurin V.A., Faranosov G.A., Grushin M.E., Klimov A.I., Kopiev V.A., Kossyi I.A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014. V. 47. P. 505201.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/47/50/505201>
 16. *Akishev Yu., Aponin G., Balakirev A., Grushin M., Petryakov A., Karal'nik V., Trushkin N.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. V. 46. P. 464014.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/46/46/464014>
 17. *Akishev Yu., Aponin G., Balakirev A., Grushin M., Petryakov A., Karal'nik V., Trushkin N.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2013. V. 22. P. 015004.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/22/1/015004>
 18. *Akishev Yu., Aponin G., Balakirev A., Grushin M., Petryakov A., Karal'nik V., Trushkin N.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. V. 46. P. 135204.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/46/13/135204>
 19. *Xiong Z., Kushner M.J.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2012. V. 21. P. 034001.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/21/3/034001>
 20. *Lu X., Naidis G.V., Laroussi M., Reuter S., Graves D.B., Ostrikov K.* // Phys. Rep. 2016. V. 630. P. 1.
<https://doi.org/10.1016/j.physrep.2016.03.003>