

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ, ПРОИСХОДЯЩИХ  
ПРИ ПРОБОЕ АРГОНА В ДЛИННОЙ РАЗРЯДНОЙ ТРУБКЕ  
ПРИ ПОНИЖЕННОМ ДАВЛЕНИИ

© 2016 г. А. В. Мещанов, Ю. З. Ионих\*, А. И. Шишпанов, С. А. Калинин

*Санкт-Петербургский государственный университет, С.-Петербург, Россия**e-mail: \*y.ionikh@spbu.ru*

Поступила в редакцию 02.02.2016 г.

Окончательный вариант получен 11.03.2016 г.

Представлены результаты экспериментального исследования пробойной стадии разряда низкого давления (1 и 5 Торр) в стеклянной трубке, длина которой (75 см) намного больше ее диаметра (2.8 см). Пробой осуществлялся положительными импульсами амплитудой до 9.4 кВ и характерным временем роста 2–50 мкс. Величина разрядного тока в установившемся режиме составляла 10–120 мА. Проводилась синхронная регистрация межэлектродного напряжения, тока и излучения из разрядного промежутка. Измерялось динамическое напряжение пробоя, регистрировалась предпробойная волна ионизации и находилась ее скорость. Изучалась зависимость этих величин от интервала между импульсами (“эффект памяти” разрядного промежутка). Эффект памяти проявляется, в частности, в уменьшении или в увеличении пробойного напряжения и в резком уменьшении его статистического разброса. Промежуток между импульсами может при этом достигать 0.5 с. Исследовалось влияние на пробой освещения разрядной трубки источником видимого излучения. Обнаружено, что облучение анодной области трубки светом с длиной волны около 500 нм и меньше существенно уменьшает динамическое напряжение пробоя. Предложены качественные объяснения полученным закономерностям.

DOI: 10.7868/S0367292116100061

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Электрический пробой в длинных трубках (длина которых много больше диаметра) по своему механизму существенно отличается от хорошо изученного [1–3] классического таунсендовского (лавинного) пробоя. Причина такого отличия состоит не только и не столько в том, что в длинных трубках имеются дополнительные потери электронов на стенках [4, 5]. Гораздо существеннее то, что электрическое поле в таких трубках сосредоточено в основном у электродов, а вдали от них мало. В таких условиях невозможно прохождение через промежуток ни лавины (при низких давлениях), ни стримера (при средних и повышенных давлениях). Будем далее рассматривать первый случай, когда давление порядка 10 Торр и ниже. При этом пробой в длинной трубке предваряется волной ионизации, распространяющейся от высоковольтного электрода к заземленному и производящей начальную ионизацию. Волна ионизации, в свою очередь, инициируется первичным пробоем между высоковольтным электродом и ближайшим участком стенки. Этот пробой имеет обычный таунсендовский характер. Движение фронта ионизации сопровождается зарядом стен-

ки трубки по всей ее длине. Такой сценарий процесса пробоя был предложен в работе [6], развит и экспериментально доказан в [7] и подтвержден и уточнен в работах [8–15], из которых работы [10, 11, 14] – экспериментальные, [9, 12] – расчетные, а в остальных приводятся результаты как экспериментов, так и моделирования.

Волны ионизации (ВИ) были обнаружены Дж.Дж. Томсоном в 1893 г. как движение фронта свечения газа. В работах 30-х годов (Бимз и др.) было показано, что причиной этого свечения является градиент потенциала, распространяющийся от высоковольтного электрода при подаче на него импульса напряжения. Изучению свойств ВИ посвящены многочисленные экспериментальные и расчетные работы (см., например, обзор [16] и монографию [17]). Наибольший интерес в настоящее время проявляется к “быстрым” ВИ, со скоростями  $\sim 10^8$ – $10^{10}$  см/с. Для их возбуждения используют источники с коаксиальными линиями, формирующие импульсы амплитудой до сотен киловольт и длительностью переднего фронта  $\sim 1$ –100 нс. В большинстве этих работ ВИ изучаются вне связи с инициированием разряда. В отличие от них, в статьях [7–15] акцент делается

на исследовании волны как механизма зажигания тлеющего разряда. При этом параметры возбуждающей волну импульса напряжения — амплитуда порядка сотен вольт, длительность фронта  $\sim 1$ – $10$  мкс — подбираются близкими к параметрам разрядов, используемых в светотехнике, в интересах которой в основном и ведутся эти работы.

Поскольку интерес к исследованиям пробоя в длинных трубках в значительной степени связан с их использованием в люминесцентных лампах, во всех работах [7–15] трубки наполнялись аргоном — чистым [7, 9–11, 15], или в смеси с парами ртути [8, 12, 13], а в [14] еще и с добавлением инертных газов Ne, Kr. Кроме того, использовались накаливаемые электроды. Разряд инициировался импульсами положительной или отрицательной полярности с достаточно крутым ( $\sim 1$  мкс) передним фронтом. Частота следования импульсов была, как правило, 5 Гц. Исключение составляет работа [14], где период повторения импульсов был 10 с, и [13], в которой питающее напряжение имело синусоидальную форму с частотой  $\sim 1$ – $100$  кГц. В некоторых работах перед основным импульсом или после него на электроды подавались дополнительные импульсы. Назначение этих импульсов было, в одних случаях, уменьшить статистическое запаздывание пробоя основного импульса, а в других, как полагали авторы, нейтрализовать поверхностный заряд, оставшийся после предыдущего импульса. Во всех работах, за исключением [14], разрядная трубка была окружена заземленным металлическим экраном, который должен был исключить неконтролируемое электростатическое воздействие на исследуемые процессы со стороны внешних устройств, защитить от внешнего освещения, а в некоторых случаях обеспечить климатический контроль.

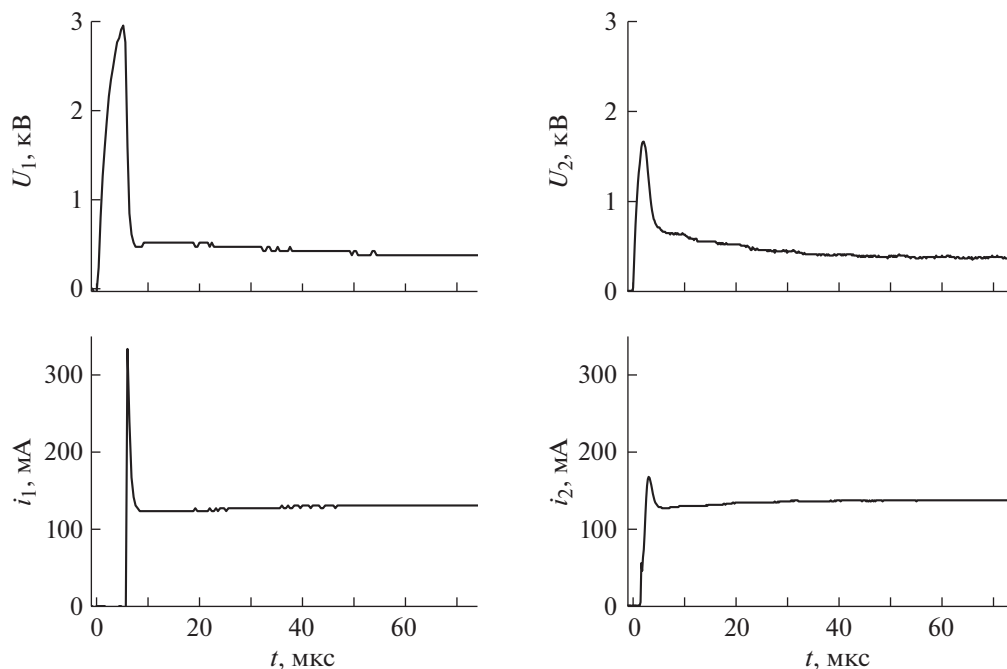
Результатом описываемых работ является экспериментальное подтверждение ключевых факторов модели [7]. Во всех случаях пробой начинается с возникновения волны ионизации у высоковольтного электрода и ее движения к заземленному электроду, сопровождающегося зарядкой стенки. Затем, как правило, наблюдается возвратная волна, движущаяся от заземленного электрода к высоковольтному, и уже после ее прохождения промежуток становится проводящим и в цепи возникает ток. Правда, авторы [14] наблюдали только одну, прямую, волну, а авторы [8] — три волны, две прямые и одну возвратную. В [13], где время распространения волны могло быть сравнимо с периодом изменения полярности электродов, картина была более сложной.

Как уже отмечалось, частота повторения импульсов в большинстве рассматриваемых работ не превышала 5 Гц. В классических люминесцентных лампах она на порядок, а в современных

компактных лампах, оборудованных электронным блоком питания, на 3–4 порядка больше. При изменении частоты, то есть при изменении интервала между импульсами, меняются начальные условия для зажигания разряда в каждом из импульсов, так как меняется количество заряженных и возбужденных частиц, оставшихся от предыдущего разряда. При достаточно малых промежутках между импульсами наличие предыдущего импульса может влиять на пробой. Этот эффект памяти (ЭП) изучался в цикле исследований пробоя коротких разрядных промежутков, то есть в условиях реализации таунсендовского механизма пробоя (см. обзор [18] и приведенные там ссылки). ЭП проявлялся в этих экспериментах в том, что наличие предыдущего импульса уменьшало время запаздывания пробоя  $t_d$ . Это влияние могло быть очень сильным. Так, в азоте уменьшение величины  $t_d$  при сближении импульсов до 100 мс достигала  $10^6$  раз, а длительность промежутка, в течение которого наблюдался эффект, достигало 100 с. Эффект памяти при пробое в длинных трубках практически не изучался, хотя возможность его существования обсуждалась в [8, 12, 15]. При этом речь шла об упомянутом выше поверхностном заряде. В работе [15] для проверки отсутствия эффекта производились, помимо основных измерений с частотой повторения импульсов 5 Гц, контрольные измерения на частоте 10 Гц.

Исследования эффекта памяти в длинной трубке проводились в нашей работе [19]. Изучался пробой в азоте при давлении  $\sim 1$  Торр в трубке с расстоянием между электродами 40 см и внутренним диаметром 3 см. Трубка была с холодными (не накаливаемыми) электродами и без внешнего экрана. Импульсы имели линейно растущий фронт с варьируемой крутизной. В этом случае уменьшение времени запаздывания пробоя за счет влияния предыдущего импульса приводило к почти двукратному уменьшению динамического напряжения пробоя. В качестве механизмов ЭП могли быть процессы, описанные в работе [18]: вторичная электронная эмиссия под действием ионов и атомов азота, оставшихся после предыдущего импульса.

То, что ЭП может проявляться в уменьшении времени запаздывания пробоя и, в результате, в снижении пробойного напряжения, кажется вполне объяснимым. Но для некоторых условий в [19] получалась обратная картина, когда предыдущий импульс в 1.5–2 раза увеличивал напряжение пробоя. Такой же, “аномальный” ЭП, наблюдался в нашей работе [20], специально посвященной изучению этого вопроса. Здесь эксперименты проводились в аргоне. Особенностью наблюдаемой картины было еще и то, что в условиях, когда наблюдался аномальный ЭП, пробой происходил



**Рис. 1.** Осциллограммы напряжения и тока в 1-м ( $U_1, i_1$ ) и 2-м ( $U_2, i_2$ ) импульсах при частоте повторения пар  $f = 0.5$  Гц и промежутке между импульсами пары  $\tau = 30$  мс,  $p = 1$  Торр,  $U_{PS} = 4$  кВ,  $i_0 = 120$  мА.

без предварительного прохождения волны ионизации.

В настоящей работе также рассматривается пробой в длинной трубке в аргоне. В отличие от [20], здесь уже не делается акцент на изучении аномального ЭП, но исследуются другие аспекты пробойного процесса.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты проводились на установке, описанной в работе [20]. Разрядная трубка из молибденового стекла имела внутренний диаметр 2.8 см; цилиндрические танталовые электроды были расположены в ее раздутых концах. Расстояние между электродами составляло 75 см. Трубка была установлена на диэлектрических штангах и удалена от ближайших металлических деталей установки на расстояние, превышающее 7.5 см. Аргон высокой чистоты (99.998%) подавался в разрядную трубку через стеклянные ловушки и медный капилляр, охлаждаемые жидким азотом, со скоростью потока  $\sim 1$  м/с. Давление газа было  $p = 1$  или 5 Торр.

Для питания разряда использовался источник постоянного тока положительной полярности напряжением до 10 кВ. Последовательно с разрядом в цепь питания было включено балластное сопротивление и низкоомный резистор, одним выводом соединенный с катодом трубки, а вторым — с заземленным минусом источника пита-

ния. Этот резистор использовался для регистрации токового импульса. Таким образом, потенциал катода трубки был близок к потенциалу земли ( $\Delta V \sim 1$  В). Для формирования разрядных импульсов использовался электронный ламповый ключ, который в промежутках между импульсами шунтировал трубку. Разомкнутый ключ имел емкость  $C = 50$  пФ. Напряжение на переднем фронте импульса менялось по закону  $U(t) = U_{PS} \times [1 - \exp(-t/R_b C)]$ , где  $U_{PS}$  — напряжение источника питания,  $R_b$  — балластное сопротивление (30–740 кОм). Соответствующие значения  $R_b C$  были от 2 до 50 мкс. Начальная крутизна фронта импульса напряжения составляла  $dU/dt = (1.5-20) \times 10^8$  В/с. Разрядные импульсы формировались попарно, с частотой повторения пар  $f \sim 1$  Гц и варьируемым интервалом  $\tau$  между импульсами в паре. Длительность импульсов была от 0.5 мс, что было достаточно, чтобы ток достиг стационарного уровня, до 100 мс. Установившееся значение тока  $i_0 = 10-120$  мА, в зависимости от значения  $R_b$ . Измерения проводились в затемненном помещении при выключенном освещении.

Напряжение на разрядной трубке и ток через нее регистрировались осциллографами Tektronix TDS210 и Velleman PCSU1000 (при регистрации напряжения использовался высоковольтный делитель Tektronix P6013A). На рис. 1 показаны типичные осциллограммы межэлектродного напряжения и разрядного тока. Как видно из рисун-

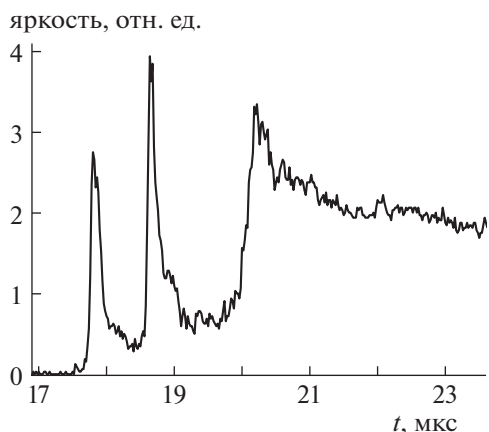


Рис. 2. Оптический сигнал при расстоянии между световодами 10 см.

ка, рост напряжения происходит до некоторого момента времени, после чего оно резко падает и через некоторое время выходит на уровень, соответствующий стационарному разряду. Момент резкого падения напряжения соответствует пробоем разрядного промежутка и всплеску тока. За величину пробойного напряжения  $U_b$  в импульсе принималось межэлектродное напряжение в точке максимума. Величина пробойного напряжения в первом импульсе  $U_{b1}$  демонстрировала очень сильный разброс, что, очевидно, обусловлено статистическим разбросом времени запаздывания [2]. Поэтому проводилось усреднение  $U_{b1}$  по серии импульсов (обычно по 50).

На переднем фронте токового импульса наблюдался выброс, особенно заметный для первого импульса. Он мог в несколько раз или даже более чем на порядок превышать установившееся значение тока, а его ширина была меньше 100 нс. Такой же выброс наблюдался при пробое в азоте [19, 21]. В [21] были проведены измерения, которые показали, что этот выброс присутствует только в катодной цепи и не отвечает прохождению тока через разряд. Об этом же свидетельствует отсутствие синхронного выброса свечения разряда. Более детально этот вопрос рассматривается в [22], где делается вывод, что этот выброс тока частично связан с приходом на катод объемного заряда фронта волны ионизации, а частично с разрядом емкости трубка — земля.

С помощью системы, состоящей из двух световодов, расположенных на расстоянии друг от друга 10–40 см, фотоумножителя и осциллографа, регистрировалось распространение волны ионизации и измерялась ее скорость [21]. На рис. 2 два узких пика отмечают регистрацию волны световодами, а широкий пик — свечение разряда в момент и после пробоя.

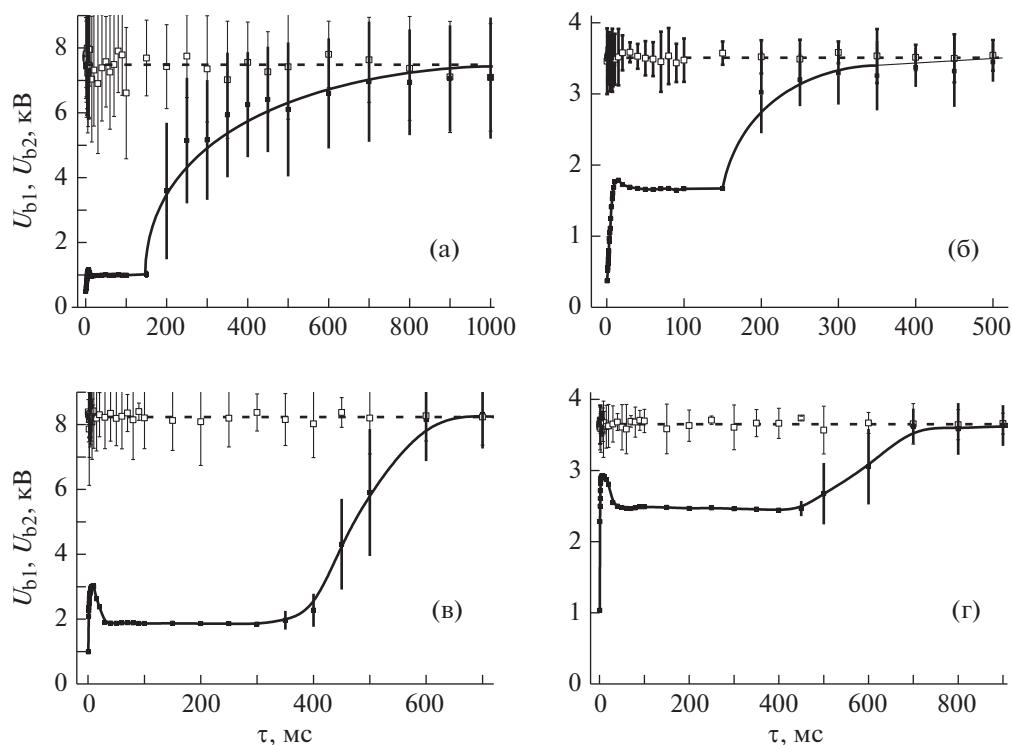
### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

#### 3.1. Напряжение пробоя и эффект памяти

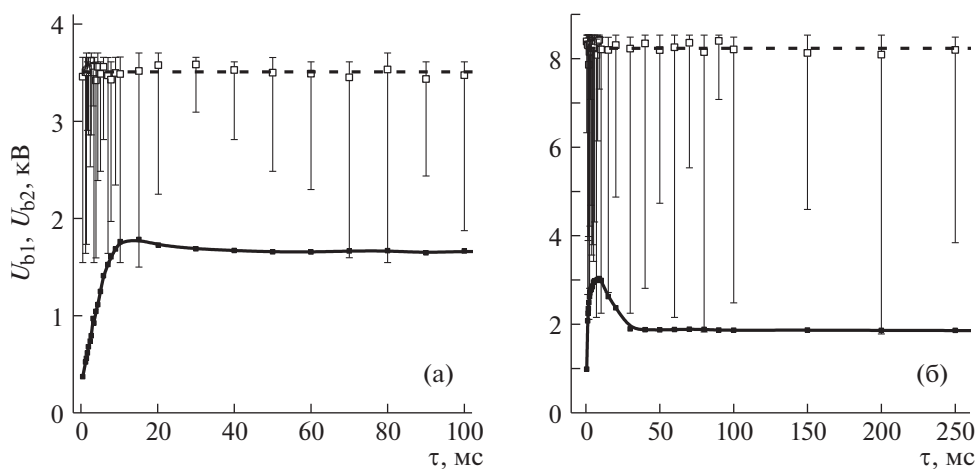
На рис. 3 представлены графики зависимости усредненных значений динамического напряжения пробоя в первом и втором импульсах  $U_{b1}$  и  $U_{b2}$  для различных интервалов  $\tau$  между ними. Подчеркнем, что речь идет именно о динамическом напряжении, поскольку пробоем происходил в основном на участке роста межэлектродного напряжения, до достижения им стационарного значения  $U_{PS}$ . В то же время распределение числа пробоев по напряжению заметно смещено в сторону больших значений  $U_{b1}$ . Поэтому средняя величина  $U_{b1}$  зависит от напряжения источника питания, увеличиваясь с его ростом. Этим объясняется различие напряжений пробоя  $U_{b1}$  для  $i_0 = 10$  мА ( $U_{PS} = 9.4$  кВ,  $R_b = 740$  кОм) и 120 мА ( $U_{PS} = 4.0$  кВ,  $R_b = 30$  кОм). При этих измерениях период повторения пар импульсов  $T$  выбирался настолько длинным, что его дальнейшее увеличение не меняло величину  $U_{b1}$  ( $T \sim 1$  с, то есть  $f \sim 1$  Гц). Таким образом, эффект памяти в первом импульсе отсутствовал. Поэтому значение  $U_{b1}$  на рис. 3 не зависит, с точностью до статистического разброса, от величины  $\tau$ . Напротив, напряжение  $U_{b2}$  заметно меняется при изменении  $\tau$ . При минимальных задержках ( $\tau \sim 1$  мс)  $U_{b2}$  существенно (до 10 раз) меньше, чем  $U_{b1}$ . С ростом  $\tau$  величина  $U_{b2}$  быстро растет, проходит через максимум в точке  $\tau_m \approx 10$  мс, и затем остается почти постоянной на участке  $\tau_0$  протяженностью 150–500 мс. По окончании этого промежутка она вновь растет, достигая в конечном итоге значения  $U_{b1}$ .

Приведенные на графиках рис. 3 величины усреднены по 50 парам импульсов. Стандартные отклонения значений, найденные по разбросу, указаны вертикальными штрихами. Видно, что в первом импульсе разброс значений пробойного напряжения достаточно велик. При этом полная ширина интервала реализуемых значений  $U_{b1}$  значительно больше, так что максимальное и минимальное значения могут различаться до 5 раз. Это иллюстрирует рис. 4, на котором вертикальные штрихи показывают границы разброса в серии из 50 измерений. При этом наименьшие значения  $U_{b1}$  оказываются близкими к тем величинам  $U_{b2}$ , которые отвечают горизонтальному участку  $\tau_0$  на зависимости  $U_{b2}(\tau)$ .

Разброс значений  $U_{b2}$  для задержек от минимальной до окончания области  $\tau_0$  намного меньше; на графиках он не показан, так как в большинстве случаев не превышает размеров экспериментальных точек. При выходе из области  $\tau_0$  разброс растет и в итоге достигает значений, характерных для  $U_{b1}$ .



**Рис. 3.** Напряжения пробоя в 1-м (светлые точки) и 2-м (темные точки) импульсах пары при частоте повторения пар 0.5 Гц и различном расстоянии между импульсами.  $p = 1$  Торр (а, б), 5 Торр (в, г);  $U_{PS} = 9.4$  кВ (а, в), 4.0 кВ (б, г);  $i_0 = 10$  мА (а, в), 120 мА (б, г).



**Рис. 4.** Напряжения пробоя в 1-м и 2-м импульсах пары при различных интервалах между импульсами. Вертикальные штрихи — границы разброса в серии из 50 измерений. Условия для графиков а и б те же, что для рис. 3б и 3в соответственно.

Отметим также, что у напряжения  $U_{b1}$ , помимо рассмотренного разброса в одной серии измерений, наблюдались флуктуации большого временного масштаба. Результаты измерений, проведенные с интервалом в несколько дней или месяцев, в некоторых случаях различались на величину до 1.5 раза. Наблюдалась слабая зависимость  $U_{b1}$  от

длительности разрядного импульса: при увеличении ее от 10 до 100 мс  $U_{b1}$  спадало на 20%. Изменение длительности импульса в сторону уменьшения от 10 до 0.5 мс не влияло на  $U_{b1}$ .

Рисунки 3 и 4 свидетельствуют о наличии эффекта памяти разрядного промежутка длительностью несколько сотен миллисекунд. На протяжении

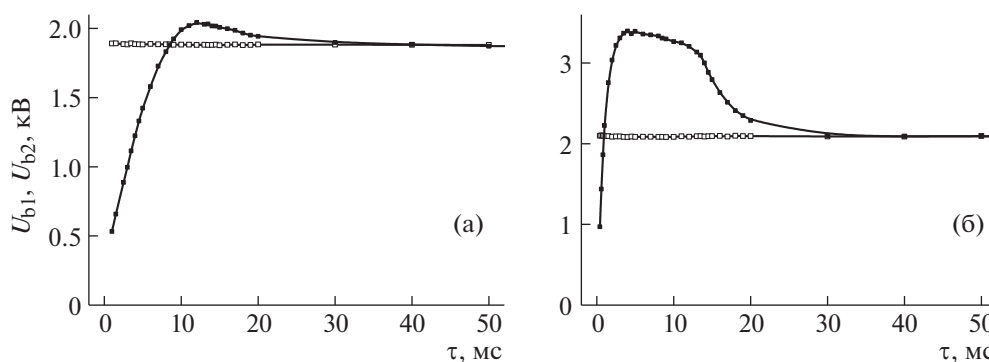


Рис. 5. Напряжения пробоя в 1-м и 2-м импульсах при различных промежутках между импульсами.  $f = 10$  Гц, остальные условия для графиков 5а и 5б такие же, как для рис. 3б и 3в соответственно.

нии всего этого промежутка напряжение  $U_{b2}$  ниже, чем среднее значение  $U_{b1}$ , но близко к наименьшей его величине  $U_{b1}^{min}$ . Последнее, однако, нарушается в области локального максимума  $U_{b2}$ , где  $U_{b2} > U_{b1}^{min}$ .

Ситуация, когда напряжение пробоя снижается предшествующим импульсом, кажется вполне естественной. Действительно, такое снижение означает более ранний пробой, а уменьшение времени запаздывания пробоя легко объяснить присутствием электронов (или их источника), оставшихся после предыдущего импульса [18]. Можно поэтому характеризовать такую закономерность как “нормальный” эффект памяти. Случай же, когда предшествующий импульс повышает напряжение пробоя, кажется более экзотическим. Ранее, как уже упоминалось, мы наблюдали такое явление в азоте [19], используя для него термин “аномальный” эффект памяти.

Более отчетливо этот эффект проявляется при увеличении частоты повторения пар импульсов до значения  $f \approx 10$  Гц. В этом случае интервал между парами меньше, чем величина  $\tau_0$ , так что первый импульс находится в зоне действия нормального эффекта памяти, связанного со вторым импульсом предыдущей пары. При переходе к этому режиму разброс значений  $U_{b1}$  практически исчезает (рис. 5), причем  $U_{b1}$  получается равным минимальному значению ( $U_{b1}^{min}$ ), наблюдаемому в измерениях при низкой частоте. Это означает, что теперь  $U_{b1} = U_{b2}$  везде, кроме области локального максимума на кривой  $U_{b2}(\tau)$ . В этой области  $U_{b2} > U_{b1}$ , то есть наблюдается аномальный эффект памяти с временем порядка 10 мс. Изучению этого эффекта была посвящена наша предыдущая статья [20].

### 3.2. Волна ионизации

Перед пробоем в первом импульсе наблюдалась одна волна ионизации, распространявшаяся от анода к катоду. Скорость волны, найденная по промежутку времени между моментами регистрации волны каждым из световодов, составляла  $w = 1 \times 10^6 - 3 \times 10^8$  см/с для  $p = 5$  Торр и от  $w = 5 \times 10^6$  до  $w > 3 \times 10^8$  см/с для  $p = 1$  Торр. Волны со скоростью большей, чем  $3 \times 10^8$  см/с, зарегистрировать не удавалось, так как на импульсы ФЭУ от волны накладывалось начало широкого пика свечения разряда, наблюдавшегося после пробоя (рис. 2). Скорость волны была однозначно связана с напряжением пробоя (рис. 6).

Волна ионизации перед вторым импульсом регистрировалась только начиная с  $\tau \equiv \tau_w \approx 10 - 20$  мс, то есть при  $\tau_w > \tau_m$ . В области задержек, от-

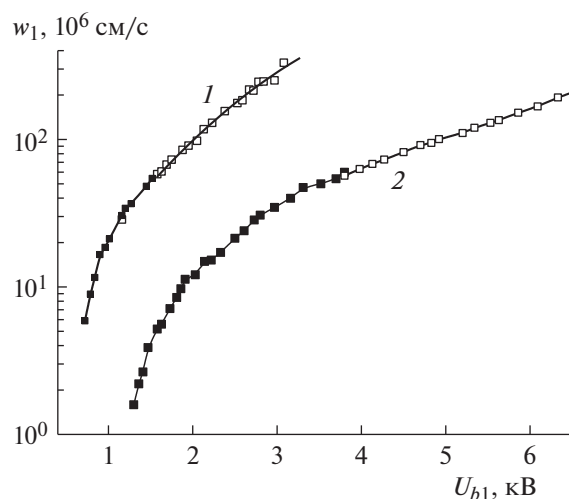


Рис. 6. Скорость волны ионизации перед 1-м импульсом как функция напряжения пробоя.  $i_0 = 40$  мА,  $p = 1$  Торр (1), 5 Торр (2). Темные точки – расстояние между световодами 10 см, светлые – 40 см.

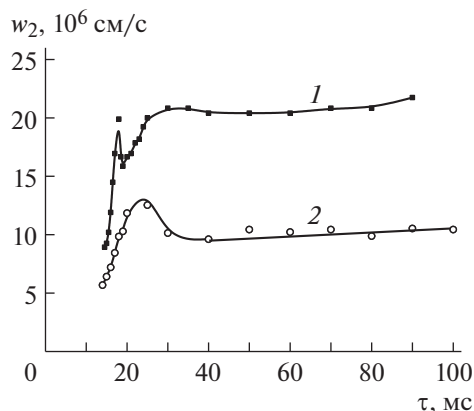


Рис. 7. Скорость волны ионизации перед 2-м импульсом при различных интервалах между импульсами.  $i_0 = 10$  мА.  $p = 1$  Торр (1), 5 Торр (2). Расстояние между световодами 10 см.

вечающих локальному максимуму  $U_{b2}$  и меньших, волна не наблюдалась. Полный диапазон изменения ее скорости был от  $\approx 1 \times 10^6$  до  $5 \times 10^7$  см/с.

На рис. 8 приведены осциллограммы светового сигнала, инициируемого волной ионизации, снятые синхронно с током и напряжением разряда. При пробое в первом импульсе в момент регистрации волны (из-за большой скорости волны сигналы от двух световодов не разрешаются) наблюдается скачок напряжения. Ток появляется с задержкой 0.5 мкс, и в этот момент скорость спада напряжения возрастает. При пробое во втором импульсе за 4 мкс до регистрации волны наблюдается излом на кривой  $U(t)$ . При скорости волны  $\approx 10^7$  см/с (рис. 7) это примерно равно времени движения волны от анода до места ее регистра-

ции. Ток появляется еще через 3 мкс; одновременно с этим начинается спад напряжения.

### 3.3. Влияние освещения на напряжение пробоя

В работах по исследованию пробоя в длинных трубках встречаются упоминания [15] о том, что освещение трубки может менять пробойное напряжение. Но специальных исследований такого эффекта, насколько нам известно, не проводилось. Мы изучили его, используя в качестве источника освещения набор светодиодов мощностью  $\sim 10$  мВт, излучающих в различных областях спектра — синей (с максимумом излучения на длине волны 460 нм), зеленой (573 нм), оранжевой (605 нм) и красной (642 нм). Освещалась область трубки, внутри которой находится высоковольтный электрод (анод). Светодиоды находились на расстоянии 15 см от трубки. При использовании синего светодиода напряжение пробоя первого импульса заметно снижалось. Рис. 9 иллюстрирует результат воздействия на пробой зеленого и синего светодиодов. Сравнивая их с рис. 3а, можно заключить, что влияние освещения зеленым светодиодом практически незаметно, в то время как при освещении синим светодиодом напряжение пробоя первого импульса уменьшается вдвое. Напряжение пробоя во втором импульсе также снижается, но при большом интервале между импульсами, когда отсутствует ЭП. В области действия ЭП величина  $U_{b2}$  не меняется. Оранжевый и красный светодиоды, так же, как и зеленый, не оказывали влияния на пробой.

На рис. 10 представлены кривые спектральной яркости излучения синего и зеленого светодиодов. Исходя из положения кривых, можно заклю-

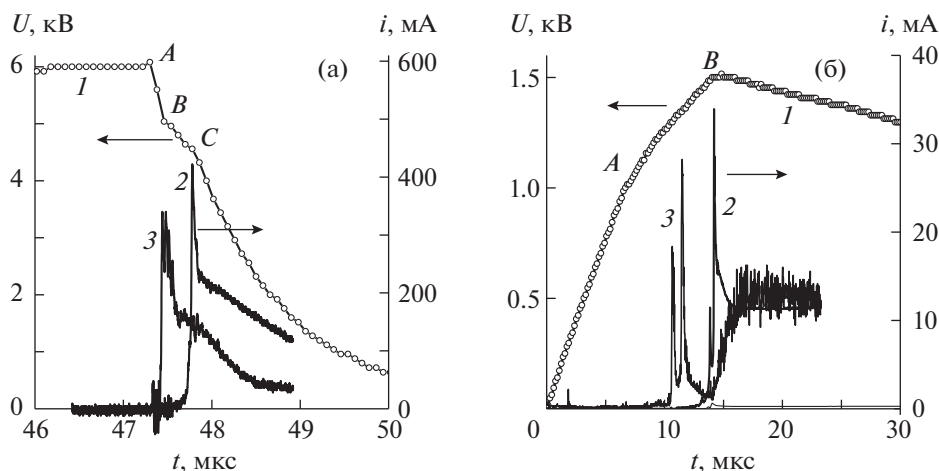
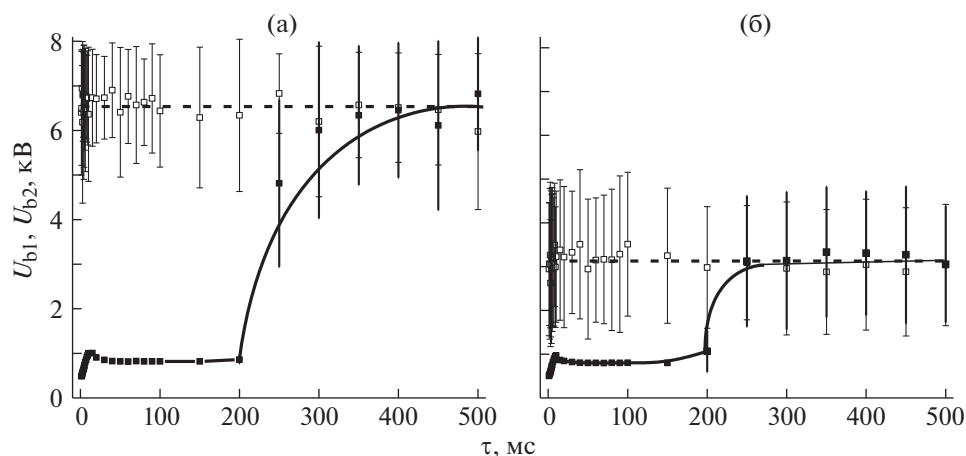


Рис. 8. Осциллограммы напряжения (1), тока (2) и светового сигнала (3) при пробое в 1-м (а) и 2-м (б) импульсах.  $p = 5$  Торр,  $i_0 = 10$  мА. Интервал между импульсами 350 мс.



**Рис. 9.** Напряжение пробоя в 1-м (светлые точки) и 2-м (темные точки) импульсах в зависимости от расстояния между ними при освещении анодной области трубки зеленым (а) и синим (б) светодиодами.  $p = 1$  Торр,  $U_{PS} = 9.1$  кВ,  $i_0 = 10$  мА,  $f = 1$  Гц.

чить, что “красная граница” наблюдаемого эффекта лежит в промежутке между 420 и 530 нм.

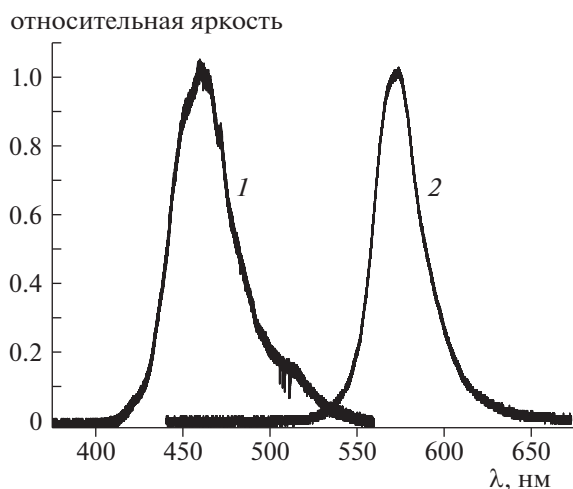
Освещение других частей трубки, не содержащих электроды, не влияло на пробой. Освещение прикатодной области также не давало эффекта. Правда, стеклянная поверхность вокруг катода была покрыта пленкой металла, осажденной при катодном распылении. Однако такие же измерения в трубке сходной геометрии с прозрачной стенкой дали аналогичный результат.

## 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

### 4.1. Общие замечания

Условия проведения экспериментов в данной работе отличаются от условий в работах других

авторов, в которых изучались пробойные явления в длинных трубках [8–15]. Как уже отмечалось, в этих работах (кроме [14]) разрядная трубка была окружена заземленным металлическим экраном, который должен был исключить неконтролируемое электростатическое взаимодействие исследуемого объекта с окружающими предметами. Целью нашей работы было изучение пробойных явлений в условиях, типичных для лабораторных исследований разряда в трубках и для применения таких разрядов, в том числе, в люминесцентных лампах. Поэтому разрядная трубка не экранировалась. Но при этом она крепилась на диэлектрических стержнях и была удалена от металлических деталей установки на расстояние, превышающее 7 см. Проверка показала, что влияние металлических, в том числе заземленных, предметов на пробойные процессы незаметно, если это расстояние более 1–2 см. Тем не менее, оставалось неконтролируемое влияние таких внешних факторов, как температура и влажность воздуха. Возможно, именно с этим могут быть связаны упомянутые выше флуктуации  $U_{b1}$  большого временного масштаба (о возможном влиянии влажности на пробой упоминается в ряде работ, например, в [15]).



**Рис. 10.** Кривые спектральной яркости синего (1) и зеленого (2) светодиодов.

### 4.2. Напряжение пробоя и эффект памяти

Эффект памяти при коротком промежутке между импульсами ( $\tau < \tau_m$ ), когда пробой во втором импульсе происходит без участия волны ионизации, изучался в предыдущей статье [20]. Проведенные в ней расчеты показали, что эта область характеризуется большой концентрацией электронов, оставшихся в разряде после первого импульса. Зажигание разряда происходит в результате ионизационного размножения этих



электронов и не требует предварительного прохождения ВИ. При этом ВИ не возникает потому, что из-за высоких концентраций электронов потенциал стенки в приэлектродной области близок к потенциалу самого электрода, т.е. между высоковольтным электродом и стенкой не возникает скачка потенциала, необходимого для возбуждения волны. Не исключено, что определенную роль здесь могут играть электроны, поступающие в прианодную область из положительного столба при включении напряжения. При увеличении  $\tau$  падает концентрация остаточных электронов, что приводит к росту  $U_{b2}$ . При этом в отсутствие ВИ может возникнуть область  $\tau$ , в которой  $U_{b2} > U_{b1}^{\min}$  (рис. 4). Если к тому же частота повторения пар импульсов велика ( $\sim 10$  Гц), так что первый импульс пары подвержен эффекту памяти со стороны импульсов предыдущей пары и поэтому пробой в этом импульсе происходит при минимальном  $U_{b1}$ , то  $U_{b2} > U_{b1}$  (аномальный эффект памяти, рис. 5).

Рассмотрим теперь случай низкой частоты повторения пар импульсов ( $< 1$  Гц) и область задержек  $\tau > \tau_m$ . Тогда, как следует из результатов измерений, представленных на рис. 3, для  $\tau < \tau_0$  ( $\tau_0 \approx 150\text{--}200$  мс для давления 1 Торр и  $400\text{--}500$  мс для 5 Торр) среднее напряжение пробоя в первом импульсе существенно превышает пробойное напряжение во втором импульсе. При этом флуктуации значений  $U_{b2}$  практически незаметны, в то время как разброс напряжения  $U_{b1}$  составляет от минимальных значений 1–2 кВ до почти напряжения источника тока (9 кВ). Очевидно, что этот разброс обусловлен статистическим запаздыванием пробоя. Зная закон роста приложенного напряжения, можно оценить промежуток от начала роста напряжения до момента пробоя. Для условий данной работы этот интервал варьируется от  $\sim 1$  до  $\sim 100$  мкс. В некоторых из цитированных выше работ приводятся похожие значения для времени запаздывания пробоя: 60 мкс в [8, 10], 30 мкс в [14].

Из рис. 4 следует, что минимальное из реализуемых значений  $U_{b1}$  практически совпадает с  $U_{b2}$ . Отсюда можно заключить, что значение  $U_{b2}$  есть наименьшая величина напряжения, при которой может произойти пробой для данных условий. Пробой во втором импульсе происходит каждый раз именно в тот момент  $t_{b2}$ , когда межэлектродное напряжение  $U(t)$  достигает этой величины, то есть  $U_{b2} = U(t_{b2})$ . В первом же импульсе из-за флуктуаций  $t_{b1}$  большая часть пробоев происходит при  $t_{b1} > t_{b2}$ , что и дает  $\bar{U}_{b1} > U_{b2}$  (знак усреднения над  $U_{b2}$  может быть опущен из-за малого разброса этой величины). Таким образом, превышение  $\bar{U}_{b1}$  над  $U_{b2}$  обусловлено статистическим

запаздыванием пробоя в первом импульсе и его отсутствием во втором.

При таунсендовском механизме пробоя статистическое время запаздывания определяется частотой появления электронов, инициирующих лавину (“эффективных” электронов). В случае длинной трубки зажигание разряда начинается с первичного пробоя в промежутке между высоковольтным электродом (анодом) и стенкой. Концентрация заряженных частиц, оставшихся после первого импульса в этом промежутке к началу второго импульса, была оценена на основе 0-мерной модели, детальное описание которой приведено в [23]. В работе [20] в рамках этой модели был проведен расчет для области положительного столба разряда, при этом для уравнений, описывающих стадию распада плазмы, в качестве начальных условий использовались результаты решения стационарной задачи. В настоящей работе из-за более сложной геометрии приэлектродной области 0-мерная модель не применима. Поэтому в качестве начальных условий для концентраций частиц брались значения, найденные для положительного столба и умноженные на квадрат отношения диаметра трубки на участке положительного столба (2.8 см) к диаметру расширенного приэлектродного участка ( $\approx 10$  см). Вариация этих значений влияла лишь на начальный ход кривых и слабо сказывалась на интересующих нас далеких моментах времени. В фазе послесвечения диффузионные потери находились исходя из предположения, что диффузионный поток направлен к стенке; диффузия к электроду не учитывалась, поскольку площадь его поверхности мала по сравнению со стенкой.

Результаты расчета для концентрации электронов приведены на рис. 11 для двух значений давления и двух значений установившегося тока. Начальный медленный спад при давлении 1 Торр объясняется реакцией хемоионизации при парных столкновениях метастабильных атомов аргона  $\text{Ar}^*(s_5)$ . При давлении 5 Торр эта реакция не существенна, так как метастабильные уровни эффективно разрушаются при столкновениях с нормальными атомами Ar. Отсутствие заметной разницы между концентрациями электронов при 10 и 40 мА ( $p = 1$  Торр) начиная с  $t \approx 10$  мс подтверждает сказанное выше о слабой зависимости результатов от начальных условий. Результаты расчета показывают, что во всем промежутке времени существования эффекта памяти ( $t < 150\text{--}200$  мс при  $p = 1$  Торр и  $t < 400\text{--}500$  мс при  $p = 5$  Торр) в прианодной области сохраняется достаточно высокая концентрация электронов,  $n_e > 10^5 \text{ см}^{-3}$ . Ввиду приближенности расчета этот результат следует воспринимать как оценку, но он все же говорит о наличии в этой области боль-

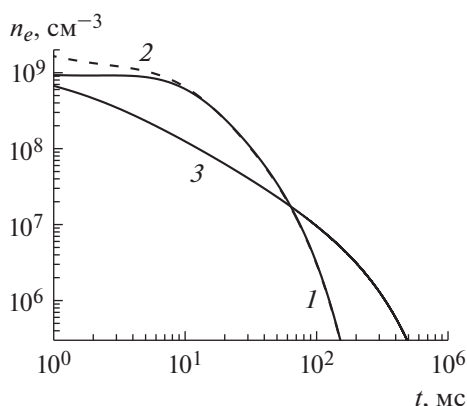


Рис. 11. Спад концентрации электронов в прианодной области разряда после окончания импульса.  $p = 1$  Торр (1, 2), 5 Торр (3);  $i_0 = 10$  мА (1, 3), 40 мА (2).

шого количества остаточных электронов, что и может быть причиной ЭП.

#### 4.3. Волна ионизации

Скорость распространения ВИ является наиболее часто измеряемой ее характеристикой [22, 23]. Измерялась она и в большинстве работ, посвященных изучению пробоя длинных трубок [7, 8, 10, 14, 15]. Сопоставление данных этих работ мало продуктивно из-за различия экспериментальных условий: геометрия трубки, состав рабочей смеси, давление газа, диапазон прикладываемого напряжения. Общим для всех работ результатом является рост скорости ВИ с увеличением напряжения. Это же наблюдается и в настоящей работе (рис. 6). Диапазон полученных нами значений ( $10^6$ – $10^8$  см/с) на порядок выше, чем в предыдущих работах [7, 8, 10, 14, 15] ( $10^5$ – $10^7$ ). Причиной этого может быть отсутствие у нас экрана вокруг трубки. Экран увеличивает емкость трубки относительно земли, что должно приводить к замедлению волны [9]; проведенный нами эксперимент подтвердил это. При увеличении давления газа скорость ВИ падает, что совпадает с результатом работы [7]. Исследования высокоскоростных ВИ показывают немонотонность этой зависимости [16], с максимумом, положение которого зависит от рода газа и напряжения.

Скорость ВИ во втором импульсе пары (рис. 7) в области задержек  $\tau < \tau_m$  почти не зависит от  $\tau$ , за исключением начального участка. Это можно связать с постоянством пробойного напряжения  $U_{b2}$  в этом диапазоне. При этом скорости волны в первом и во втором импульсах, взятые для одного и того же значения напряжения, приблизительно одинаковы. В области аномального ЭП и при

меньших задержках волна, как уже говорилось, не возбуждается.

#### 4.4. Развитие пробоя во времени

Классический таунсендовский пробой развивается в три стадии [2]: стадия лавинных генераций, стадия распространения ионизационных волн и стадия формирования объемного разряда. Объемный разряд может перейти в искровой или дуговой. Время формирования разряда определяется в основном первой, лавинной, стадией [2]. При этом распространение лавин сопровождается свечением разрядного объема. Разрядный ток появляется с началом первой стадии, падение напряжения на промежутке становится заметным на третьей.

В длинных трубках распространение лавин через разрядный промежуток невозможен и последовательность событий иная. Это демонстрирует рис. 8а, ход кривых которого можно интерпретировать следующим образом. В точке А происходит первичный пробой между анодом и ближайшим участком стенки. Он вызывает резкий спад анодного напряжения и генерирует волну ионизации. Движение ВИ сопровождается током анода, заряжающим стенку и приводящим к дальнейшему спаду напряжения (участок ВС). Из зависимости  $U(t)$  можно оценить, что за время движения волны ток успевает достичь значения 3 мА. В точке С волна достигает катода, цепь разряда замыкается и возникает разрядный ток, ускоряющий спад напряжения. Согласно этому сценарию, ВИ стартует от анода в момент времени в промежутке от А до В, и время ее движения до катода (точка С) составляет, для условий рис. 8а, от 0.5 до 0.3 мкс. Это соответствует средней скорости движения волны  $w_1 = (1.5$ – $2.5) \times 10^8$  см/с, что согласуется с данными рис. 6. Оптический сигнал на рис. 8а в начальном пике показывает прохождение ВИ (сигналы от двух световодов плохо разрешаются), а затем начало свечения разряда.

Во втором импульсе пары пробойное напряжение ниже, чем в первом, соответственно меньше и скорость ВИ:  $w_2 \approx 1 \times 10^7$  см/с (см. рис. 6). Сигналы от световодов, находящихся в середине трубки на расстоянии 10 см друг от друга, разрешаются (рис. 8б). Исходя из величины  $w_2$ , старт волны ионизации от анода должен быть в момент  $t \approx 6$  мкс. Этому моменту на зависимости  $U(t)$  отвечает излом (точка А), после которого скорость роста напряжения уменьшается. Как и в предыдущем случае, это можно трактовать как следствие появления тока на стенку, сопровождающего движение волны. В точке В волна приходит на катод и появляется разрядный ток. По сравнению с предыдущим случаем ток на стенку достигает

меньшего значения, около 0.5 мА, что можно объяснить меньшей скоростью волны. Но суммарный заряд, который он переносит, в обоих случаях примерно одинаков:  $Q \approx 1.5$  нКл. По порядку величины это согласуется с результатами электростатических измерений в близких условиях [15].

#### 4.5. Влияние освещения на напряжение пробоя

Воздействие на пробой УФ, рентгеновского и радиационного излучений хорошо изучено [1] и его механизм известен — это образование вторичных электронов при фотоионизации газа либо фотоэффекте с поверхности электродов. Однако воздействие на пробой оптического излучения видимого диапазона исследовано в гораздо меньшей степени. В частности, зажигание тлеющего разряда низкого давления изучалось в работах [24–27], выполненных для короткого разрядного промежутка, в условиях, аналогичных упомянутым выше работам по изучению ЭП (см. обзор [18]). В этих работах измерялось время запаздывания пробоя. В работе [24], в которой изучался пробой в неоне при давлении 10 Торр, межэлектродный промежуток освещался излучением перестраиваемого лазера на длине волны 614.3 нм, отвечающей переходу в атоме Ne  $1s_5-2p_6$ . В работах [25–27] исследовался пробой в азоте при давлении 1 Торр, а промежуток освещался излучением азотного разряда. Во всех случаях облучение меняло время запаздывания, однако знак этого изменения был разным: в работах [24–26] оно увеличивалось, а в [27] уменьшалось. В первом случае авторы при объяснении полученного результата делают предположение о том, что излучение разрушает метастабильные состояния  $1s_5$

атома неона и  $A^3\Sigma_u^+$  молекулы азота и этим уменьшает скорость процессов ионизации, происходящих с их участием. Авторы же работы [27] связывают полученный ими результат с фотоэффектом с поверхности катода. При этом они предполагают наличие на поверхности катода микропленки оксида железа с красной границей более длинноволновой, чем у самого металла. Влияние видимого света на пробой наблюдалось при исследовании коронного разряда в промежутке острие — плоскость [28]. Облучался плоский катод, который подвергался предварительной полировке. Результаты показывали существенное повышение частоты образования начальных электронов короны под действием света. Авторы подчеркивают отсутствие УФ-участка в спектре источника света. В качестве механизма эффекта они рассматривают оптически стимулированную экзоэлектронную эмиссию (ОСЭЭ), которая возникает при длине волны излучения большей, чем красная граница фотоэффекта. ОСЭЭ является

частным случаем экзоэлектронной эмиссии — низкотемпературной эмиссии электронов с поверхности твердого тела, возникающей в результате внешних воздействий [29]. Эти воздействия рассматриваются как предварительное возбуждение эмиттера. В работе [28] оно производилось механической шлифовкой электрода, которая приводила к образованию заряженных микротрещин в оксидном слое.

В настоящей работе освещение области высоковольтного анода при большом интервале между импульсами приводит к заметному снижению напряжения пробоя (рис. 9б). Как было указано в разд. 4.2, напряжение пробоя определяется величиной статистического времени запаздывания электронов, инициирующих первичный пробой. Таким образом, освещение разряда приводит к уменьшению этого времени, то есть к дополнительной электронной эмиссии. “Красная граница” наблюдаемого эффекта лежит в промежутке между 420 и 530 нм, что отвечает энергии фотона 2.3–3.0 эВ. Работа выхода тантала, из которого сделаны электроды, равна 4.12 эВ, а окиси тантала  $Ta_2O_5$  — еще больше, 4.65 эВ [30]. Следует отметить, однако, что рассматриваться должна эмиссия электронов не с поверхности анода, а с поверхности стенки прианодной части трубки, которая является катодом для инициирующего разряда. Из-за катодного распыления стенка частично покрыта тонким полупрозрачным слоем металла электрода. Работа выхода стекла равна 4.7 эВ [31], а пленки тантала — 4.14 эВ [30]. Таким образом, фотоэффект не может быть причиной наблюдаемого снижения напряжения. Мы предполагаем, что в данном случае имеет место фотодесорбция электронов с внутренней поверхности стенки трубки. Этот процесс наблюдается в барьерном разряде при атмосферном давлении [31–34], где электроны десорбируются с поверхности диэлектрического барьера под действием излучения разряда. Фотодесорбция электронов с этой поверхности рассматривается в качестве механизма синхронизации отдельных микрозарядных импульсов. Адсорбированные электроны удерживаются на поверхности диэлектрика поляризационным взаимодействием, и их энергия связи близка, по оценке [32], к  $E_b \sim 1$  эВ. Такое же значение получено экспериментально для адсорбции на поверхности алюмооксидной керамики [33]. В работе [35] наблюдалась фотодесорбция электронов с этой поверхности под действием излучения лазера на длине волны 364 нм, что соответствует энергии фотона 3.41 эВ, при том, что работа выхода  $Al_2O_3$  равна 4.7 эВ [30]. Для стекла измерения [31] дают величину  $E_b < 3.5$  эВ. Таким образом, фотодесорбция происходит под воздействием излучения видимого диапазона и

может быть причиной наблюдаемого в данной работе эффекта.

Освещение катодной области трубки и самого катода не влияло на пробой. Это и следовало ожидать, потому что в этом случае катодом для первичного разряда является не поверхность стенки, а сам электрод. Поэтому в качестве источника электронной эмиссии надо рассматривать не фотодесорбцию, а фотоэффект. Красная граница фотоэффекта для тантала равна 300 нм, что делает этот эффект невозможным при использовании источников со спектром в видимой области. Кроме того, даже при наличии эмиссии электронов первичный пробой в прикатодной области не может произойти из-за отсутствия разности потенциалов между заземленным катодом и стенкой.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изучены характеристики пробоя длинной разрядной трубки, содержащей аргон при пониженном давлении (1–5 Торр), в условиях зажигания тлеющего разряда в импульсно-периодическом режиме. Импульсы положительной полярности длительностью 0.5–100 мс группировались попарно, с промежутком между парами  $T = 1–2$  с и интервалом между импульсами пары от 0.4 мс до  $T/2$ . Установившийся разрядный ток варьировался в диапазоне 10–120 мА. Характерное время роста приложенного напряжения составляло 2–50 мкс. Изменялось динамическое напряжение пробоя в первом и втором импульсах. Находилась скорость волны ионизации, предшествующей пробую. Проводилась синхронная регистрация межэлектродного напряжения, тока и излучения из разрядного промежутка. Исследовалось изменение напряжения пробоя при освещении разрядной трубки источником видимого излучения. Основные результаты работы состоят в следующем.

1. Наблюдается длительный (до 500 мс) эффект памяти разрядного промежутка по отношению к напряжению пробоя. В течение этого времени напряжение пробоя  $U_b$  во втором импульсе пары существенно (от 1.5 до 7 раз) ниже, чем в первом. Статистический разброс значений  $U_{b2}$  на один – два порядка меньше, чем  $U_{b1}$ . Сделаны оценки, показывающие, что наблюдаемый эффект может быть объяснен наличием большой ( $\sim 10^5$  см<sup>-3</sup>) концентрации электронов в прианодной части трубки, то есть в той области, где происходит первичный пробой, генерирующий предпробойную волну ионизации.

2. Скорость волны ионизации, предшествующая пробую трубки, увеличивается с ростом напряжения пробоя и уменьшается с повышением давления газа. Скорость волны перед пробоем во

втором импульсе пары слабо зависит от промежутка между импульсами.

3. Первичный пробой между высоковольтным электродом и стенкой трубки, генерирующий волну ионизации, и последующее движение волны к заземленному электроду сопровождаются уменьшением потенциала анода, что свидетельствует о протекании тока через анод; величина этого тока  $\sim 1$  мА. Появление тока во всей цепи, то есть собственно пробой, происходит в момент прихода волны ионизации на катод; одновременно возникает свечение разряда.

4. Освещение анодной области разрядной трубки излучением видимого спектра существенно уменьшает динамическое напряжение пробоя. Красная граница этого эффекта лежит в интервале 420–530 нм, что делает энергетически невозможным фотоэффект с поверхности стенки трубки (как и с самого электрода). В качестве источника электронной эмиссии может быть рассмотрена фотодесорбция электронов, адсорбированных поверхностью стенки.

Авторы выражают благодарность Н.А. Дятко за ценные замечания и Д. Маринову за полезное обсуждение и информацию о публикациях по фотостимулированной электронной десорбции.

Работа поддержана РФФИ, проект № 15-02-06191-а.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мик Дж., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах. М.: ИЛ, 1960.
2. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991
3. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992.
4. Steenbeck M., Mierdal G. // Zs.Phys. 1937. В. 106. S. 311.
5. Lisovskiy V.A., Yakovin S.D., Yegorenkov V.D. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2000. V. 33. P. 2722.
6. Bartholomeyczeyk W. // Ann. Phys. 1939. В. 36. S. 485
7. Недоснагов А.В., Новик А.Е. // ЖТФ. 1960. Т. 30. С. 1329.
8. Horstman R.E., Lansink F.M.O. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1988. V. 21. P. 1130.
9. Brok W.J.M., van Dijk J., Bowden M.D., van der Mullen J.J.A.M., Kroesen G.M.W. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2003 V. 36. P. 1967.
10. Gendre M.F., Bowden M.D., Haverlag H., van den Nieuwenhuizen H.C.M., Gielen J., Kroesen G.M.W. // Proc. Frontiers in Low Temperature Plasma Diagnostics, Villaggio Cardigliano Specchia (LE), 2003. P. 295
11. Gendre M.F., Bowden M.D., van den Nieuwenhuizen H.C.M., Haverlag M., Gielen J.W.A.M., Kroesen G.M.W. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2005. V. 33. P. 262.
12. Brok W.J.M., Gendre M.F., van der Mullen J.J.A.M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40. P. 156.

13. *Brok W.J.M., Gendre M.F., Haverlag M., van der Mullen J.J.A.M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40. P. 3931.
14. *Langer R., Garner R., Hilscher A., Tidecks R., Horn S.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. 144011.
15. *Gendre M.F., Haverlag M., Kroesen G.M.W.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. 234004.
16. *Василяк Л.М., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Филюгин И.В.* // УФН. 1994. Т. 164. С. 263.
17. *Лагарьков А.Н., Руткевич И.М.* Волны электрического пробоя в ограниченной плазме. М.: Наука, 1989.
18. *Pejović M.M., Ristić G.S., Karamarković J.P.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002 V. 35. P. R91.
19. *Шишпанов А.И., Ионих Ю.З., Мещанов А.В., Дятко Н.А.* // Физика плазмы. 2014. Т. 40. С. 548.
20. *Мещанов А.В., Коршунов А.Н., Ионих Ю.З., Дятко Н.А.* // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 736.
21. *Дятко Н.А., Ионих Ю.З., Мещанов А.В., Напартович А.П., Шишпанов А.И.* // Физика плазмы. 2011. Т. 37. С. 544.
22. *Шишпанов А.И.* Дисс. ... кандидата физ.-мат. наук. СПбГУ, 2014. [http://spbu.ru/disser2/disser/dissertacia\\_Shishpanov.pdf](http://spbu.ru/disser2/disser/dissertacia_Shishpanov.pdf).
23. *Дятко Н.А., Ионих Ю.З., Мещанов А.В., Напартович А.П.* // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 939.
24. *Bošan Dj.A., Radović M.K., Krompotić Dj.M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1986. V. 19. P. 2343.
25. *Bošan Dj.A., Jovanović T.V., Krompotić Dj.M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1997. V. 30. P. 3096.
26. *Jovanović T.V., Bošan Dj.A., Krompotić Dj.M., Radović M.K.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1998. V. 31. P. 3249.
27. *Pejović M.M., Ristić G.S., Petrović Z.Lj.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1999. V. 32. P. 1489.
28. *Gosho Y., Harada A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1983. V. 16. P. 1047.
29. *Миңц Р.И., Мильман И.И., Крюк В.И.* // УФН. 1976. Т. 119. С. 749.
30. *Фоменко В.А.* Эмиссионные свойства материалов. Киев: Наук. думка, 1981.
31. *Guaitella O., Marinov I., Rousseau A.* Appl. Phys. Lett. 2011. V. 98. 071502.
32. *Golubovski Yu.B., Maiorov V.A., Behnke J., Behnke J.F.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. V. 35. P. 751.
33. *Ambrico P. F., Ambrico M., Schiavull L., De Benedictis S.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014. V. 47. 305201.
34. *Tay W.H., Kausik S.S., Yap S.L., Wong C.S.* // Phys. Plasmas. 2014. V. 21, 044502.
35. *Ambrico P.F., Ambrico M., Šimek M., Colaianni A., DiIecce G., De Benedictis S.* // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 94. 231501.