

“АНОМАЛЬНОЕ” ВОЗДЕЙСТВИЕ ОСВЕЩЕНИЯ НА ПРОБОЙ В ДЛИННОЙ РАЗРЯДНОЙ ТРУБКЕ В КСЕНОНЕ

© 2023 г. А. В. Мешанов^а, С. А. Дьячков^а, Ю. З. Ионих^{а,*}

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

*e-mail: y.ionikh@spbu.ru

Поступила в редакцию 24.05.2023 г.

После доработки 20.06.2023 г.

Принята к публикации 22.06.2023 г.

Исследован процесс электрического пробоя в разрядной трубке длиной 80 см и внутренним диаметром 1.5 см (так называемой “длинной разрядной трубке”) в ксеноне при давлении 1 Торр. Пробой осуществлялся положительными импульсами с линейно растущим передним фронтом крутизной dU/dt порядка $10^{-1}–10^5$ кВ/с. Измерялось напряжение пробоя в темноте и при освещении разрядной трубки люминесцентными лампами, светодиодами или диодным лазером. Воздействие освещения на напряжение пробоя зависит от крутизны фронта. При $dU/dt > 100$ кВ/с напряжение падает, при $dU/dt < 100$ кВ/с – растет. При 0.1–1 кВ/с этот рост достигает шести раз. Исследована зависимость наблюдаемого эффекта от интенсивности излучения, его длины волны и положения освещаемой области поверхности трубки. Предпробойная волна ионизации ведет себя в этих условиях необычно: ее скорость и интенсивность излучения фронта растут при ее движении. В качестве механизма наблюдаемых явлений рассматривается фотодесорбция электронов с поверхности трубки, в результате которой стенка вблизи анода приобретает положительный заряд. Это приводит к повышению пробойного напряжения и ускоренному движению волны ионизации. Проведены дополнительные эксперименты, подтверждающие наличие в этих условиях стеночного заряда в прианодной области.

Ключевые слова: пробой, длинные трубки, волна ионизации

DOI: 10.31857/S0367292123600759, EDN: ZFHUNM

1. ВВЕДЕНИЕ

Тлеющий разряд в длинных (длина много больше диаметра) разрядных трубках используется в источниках света, лазерах, лазерных гироскопах и других приборах газовой электроники. Зажигание разряда (пробой) в длинной трубке из-за сильной неоднородности электрического поля в промежутке перед пробоем происходит не путем развития электронных лавин, а через этап распространения волны ионизации – области повышенного градиента потенциала [1–3]. Вследствие этого пробой в такой трубке обладает рядом особенностей по сравнению с классическим таунсендовским [4]. Одной из них является сильная и немонотонная зависимость напряжения пробоя от скорости роста потенциала U высоковольтного электрода. Такая зависимость – с минимумом в области $10^2–10^4$ кВ/с – получена в работе [5] для аргона, неона и их смеси. Возрастающая ветвь справа от этого минимума может быть объяснена наличием времени запаздывания пробоя τ_d , из-за

чего реальное (“динамическое”) напряжение пробоя U_b превышает статическое напряжение U_s

$$U_b = U_s + (dU/dt)\tau_d. \quad (1)$$

Это равенство как раз дает рост U_b с увеличением dU/dt (не обязательно линейный, так как время запаздывания может зависеть от напряжения). Такая зависимость получается и при пробое коротких промежутков, где поле до пробоя близко к однородному и пробой происходит по классическому (таунсендовскому) механизму [6]. Ветвь кривой слева от минимума, дающая рост U_b с уменьшением dU/dt , в коротких промежутках не наблюдалась. В [5] было предложено возможное объяснение происхождению этой ветви.

Важным уточнением условий работы [5] является то, что измерения проводились в условиях освещения разрядной трубки. Источником света были лампы лабораторного освещения плюс 30-ваттная люминесцентная лампа, находившаяся на расстоянии 0.5 м от трубки. Целью освещения было уменьшение статистического разброса U_b , обусловленного флуктуациями τ_d [7]. Проведен-

ные в настоящей работе исследования показали, однако, что выключение освещения может радикально изменять и саму величину U_b . Таким образом, освещение разрядной трубки излучением видимого спектра существенно влияет на процессы пробоя.

Хорошо известно воздействие на пробой коротковолнового излучения – УФ, рентгеновского и γ -диапазонов. Механизмы такого воздействия понятны – это фотоионизация газа и фотоэффект с поверхности электродов. Для излучения видимого спектра эти процессы, как правило, невозможны. Тем не менее ряд экспериментов указывает на существование такого воздействия. Если ограничиться рассмотрением условий, при которых после пробоя зажигается тлеющий разряд, то это эксперименты с коротким промежутком (таунсендовский пробой) и с длинными трубками. В первом случае речь идет о работах [8–11], в которых изучался пробой в неоне или азоте при освещении излучением перестраиваемого лазера или разряда в азоте. В этих работах измерялось время запаздывания пробоя τ_d , с которым, как следует из (1), связано напряжение пробоя. Во всех случаях облучение меняло время запаздывания, однако знак этого изменения был разным: в работах [8–10] значение τ_d увеличивалось, а в [11] уменьшалось. Авторы делают некоторые предположения о механизмах наблюдаемых эффектов.

Эксперименты с длинными трубками рассмотрим детальнее. В работах [12–14] исследовалась стандартная люминесцентная лампа с накаливаемым катодом, заполненная аргоном с парами ртути при полном давлении 150–500 Па (1.1–3.8 Торр). Стенки трубки были без люминофорного покрытия. Трубка освещалась галогеновой лампой накаливания. Напряжение на высоковольтном электроде (аноде) возрастало по закону $U = U_0[1 - \exp(-t/\tau)]$, где $\tau \approx 10$ мс, величина U_0 не указана. Измерялось введенное авторами “напряжение зажигания” V_i – значение U , при котором пробой происходил раз в 2–3 с. В [12, 13] освещение вызывало существенное, до 1.5 раза, увеличение этого значения. При этом эффект зависел от положения облучаемого места: при удалении от анода он ослабевал, но при некоторых условиях зависимость была немонотонная, с максимумом на расстоянии нескольких сантиметров от анода. Изучение спектральной зависимости эффекта показало, что имеется красная граница – около 500 нм. Авторы предложили два возможных механизма воздействия излучения: 1) излучение разрушает метастабильные уровни аргона, тем самым подавляя пеннинговскую ионизацию атомов Hg, и 2) оно меняет состояние поверхностного заряда стенки и, как следствие, влияет на движение фронта ионизации. В [14] измерения проводились с варьируемой в небольших (≈ 2 ра-

за) пределах скорости роста анодного напряжения. Оказалось, что рост напряжения зажигания наблюдается при скорости меньшей 60 кВ/с, а при большей виден некоторый спад.

В работах [15–18] изучалось влияние освещения на динамическое напряжение пробоя U_b в длинных трубках, заполненных He, Ne, Ar или смесью Ar–Hg при давлении 0.6–5 Торр. Пробой инициировался импульсами положительной полярности с крутизной фронта 10^2 – 10^6 кВ/с. Трубки освещались излучением галогенной лампы или светодиодами, работавшими в непрерывном или импульсном режиме. В противоположность тому, что получено в работах [12–14], освещение во всех случаях снижало среднюю величину U_b , вплоть до 2–3 раз. Была найдена красная граница эффекта – около 400–500 нм. В некоторых случаях, как и в [12], точки, наиболее чувствительные к освещению, располагались на расстоянии 5–6 см от анода. При более сильном удалении освещаемой области от анода, в частности, при освещении прикатодной области, эффект пропал.

В работе [19] исследовалось влияние освещения на зажигание импульсного разряда в потоке через разрядные трубки в He, N₂, O₂ и смесях He–N₂, He–O₂ при давлении 2–90 Па (0.015–0.67 Торр). Источниками света были светодиоды, лазеры и ксеноновая лампа. Высоковольтные импульсы длительностью 2 мкс прикладывались к внешним электродам. По длительности промежутка между импульсом напряжения и импульсом свечения разряда измерялось время запаздывания пробоя. Под действием освещения оно уменьшалось, в некоторых случаях на несколько порядков величины. Ориентировочное положение красной границы – 500 нм. Наибольшая эффективность достигалась, когда освещалась область вблизи высоковольтного анода.

В [15], а вслед за ней в [19], в качестве механизма наблюдаемого эффекта рассматривалась оптически стимулированная экзоэлектронная эмиссия. Это частный случай так называемой экзоэлектронной эмиссии – эмиссии электронов с поверхности тела при предварительном возбуждении ее внешним воздействием [20]. Предполагалось, что такое возбуждение могло произойти при контакте стенки с плазмой предыдущего разрядного импульса. Позднее авторы [15] отказались от такой трактовки и в следующих работах [16–18] рассмотрели другой механизм эмиссии электронов, а именно, их фотодесорбцию с поверхности стенки. В работе [21], посвященной моделированию диффузного барьерного разряда, было показано, что модель приводит к адекватным результатам, если включить в нее десорбцию электронов с поверхности диэлектрика. Предполагается, что адсорбированные электроны связаны с поверхностью поляризационными силами

со сравнительно небольшой энергией связи (порядка 1 эВ). Это предположение было подтверждено впоследствии экспериментально. Десорбция электронов может происходить и под воздействием фотонов. Так, в [22] напряжение зажигания барьерного разряда в гелии существенно снижалось при облучении диэлектрика (стекло) лазером на длине волны $\lambda = 532$ нм. При анализе результатов данной работы мы будем далее опираться на предположение о наличии адсорбированных электронов на стенке трубки.

Приведенный обзор работ показывает, что освещение разрядного промежутка излучением видимого диапазона может приводить к изменению напряжения пробоя в длинных трубках. Там, где использовались источники с варьируемым спектром излучения, обнаружено существование красной границы эффекта (около 500 нм). При этом, однако, его знак получается в разных работах различным. Из-за большого разброса условий эксперимента в работах невозможно выявить тот фактор, который определяет этот знак. Одним из таких факторов может быть скорость роста приложенного напряжения dU/dt . Хотя исследования в рассмотренных работах проводились при различных значениях этого параметра, зависимость от него величины U_b не изучалась (диапазон изменения его в [14] слишком узкий, чтобы можно было сделать какие-либо выводы). Кроме того, во всех случаях значения dU/dt превышают величины порядка 100 кВ/с, т.е. лежат справа от минимума зависимости U_b от dU/dt , о котором говорилось в начале обзора. Цель данной работы была в том, чтобы изучить влияние освещения на пробой в длинной трубке в широком диапазоне изменения dU/dt , включая область слева от этого минимума. Такая работа была проведена для различных инертных газов, от неона до ксенона. Качественная картина для всех этих газов была сходная, но в ксеноне наблюдаемые эффекты были выражены в наиболее сильной степени. В данной статье изложены результаты исследований именно в этом газе.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Экспериментальная установка была близкой к описанной в работе [23]. Оттаянная стеклянная разрядная трубка длиной 80 см и внутренним диаметром 1.5 см была наполнена спектрально чистым ксеноном при давлении 1 Торр. На анод трубки подавался высоковольтный положительный импульс. Передний фронт импульса был линейно растущим. Максимальная амплитуда импульса была 9 кВ, крутизна фронта могла варьироваться в пределах примерно от 10^{-1} до 10^5 кВ/с. Момент пробоя фиксировался по появлению тока в цепи катода и обрыву анодного напряжения. Для иллюстрации на рис. 1 приведены снятые

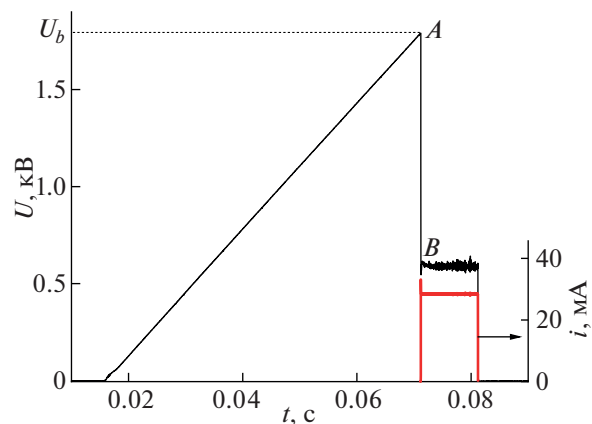


Рис. 1. Пример осциллограмм анодного напряжения и разрядного тока. Пробой происходит в точке *A*.

синхронно осциллограммы анодного напряжения и разрядного тока. В точке *A* происходит пробой, одновременно в точке *B* появляется разряд. Строго говоря, на зависимости $U(t)$ перед точкой *A* должны быть видны особенности, связанные с появлением и движением волны ионизации. Кроме того, точки *A* и *B* не должны лежать на одной вертикали, так как переход из точки *A* в точку *B* происходит не мгновенно, а растянут во времени в соответствии с развитием тока в разряде после пробоя. Однако все эти процессы занимают в условиях, близких к рассматриваемым, промежуток времени порядка 10 мкс [24], что в масштабе графика незаметно. При этом, правда, из-за статистических свойств пробойных процессов величина U_b может флуктуировать от одного импульса к другому. Поэтому осциллограммы вида приведенной на рис. 1 записывались для серии импульсов, и полученные значения U_b усреднялись. Ток в разряде ограничивался балластными сопротивлениями на уровне 10–40 мА, длительность разрядного импульса после пробоя была 10 мс.

Измерения проводились в полной темноте или при освещении разрядной трубки. Использовались различные источники освещения: 1) люминесцентные лампы общего лабораторного освещения; 2) люминесцентная 30-ваттная лампа, укрепленная вдоль трубки на расстоянии 0.5 м; 3) светодиоды с различной мощностью и полосой излучения; 5) диодный лазер, генерирующий на длине волны 407 нм. Излучение светодиодов и лазера фокусировалось на поверхность трубки, создавая освещенное пятно диаметром 7–15 мм.

Предпробойная волна ионизации регистрировалась по ее излучению из разных (от двух до восьми) точек трубки. Излучение через световоды направлялось на вход соответствующего числа фотоумножителей (ФЭУ-79, Hamamatsu R928 и

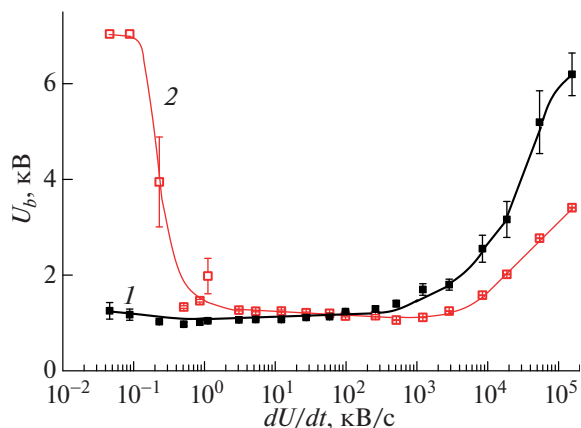


Рис. 2. Зависимость потенциала пробоя от скорости роста анодного напряжения в темноте 1 и при освещении трубки люминесцентными лампами 2.

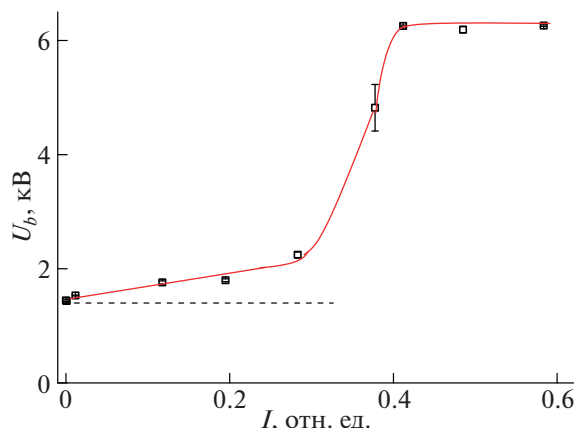


Рис. 3. Зависимость напряжения пробоя от относительной интенсивности освещения трубки лазерным диодом. Штриховая линия – напряжение пробоя в темноте.

Namamatsu R3896). Временное разрешение этих измерений составляло около 30 нс.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

3.1. Напряжение пробоя

На рис. 2 приведены результаты измерений потенциала пробоя как функции крутизны фронта напряжения. Приводятся данные, полученные при освещении всей поверхности трубки люминесцентными лампами и в темноте. Экспериментальные точки получены усреднением по нескольким (3–50) измерениям. Тем не менее в ряде случаев наблюдается большой разброс точек, обусловленный, очевидно, статистическим характером пробоя (стохастичностью моментов появления первичных электронов). Особенностью результатов является немонотонность зависимостей, полученных с освещением – наличие минимума при dU/dt порядка $10-10^3$ кВ/с. При больших dU/dt наблюдается рост U_b , причем в этой области освещение приводит к заметному уменьшению напряжения пробоя. Растущая зависимость U_b от dU/dt наблюдалась как для коротких разрядных промежутков [6], так и длинных трубок [5, 23]; она следует, очевидно, из соотношения (1). При этом сильное влияние освещения может быть объяснено, согласно [16–18], фотодесорбцией электронов со стенки трубки, что приводит к уменьшению времени запаздывания τ_d и, следовательно, к понижению напряжения пробоя.

Левая ветвь кривых для освещаемого разряда была получена ранее в работах [5, 23]. В [5] было высказано предположение, что повышение напряжения пробоя объясняется зарядкой стенки трубки вблизи анода за счет конечной проводимости стекла. Новизна результатов данной работы состоит в том, что такой резкий рост U_b при

уменьшении крутизны фронта получается только при освещении, а в его отсутствие его почти нет. Следовательно, высокий потенциал пробоя в области медленного роста анодного напряжения связан, по крайней мере частично, с действием освещения трубки.

Этот вывод подтверждается измерениями, в которых при фиксированном значении dU/dt менялась интенсивность освещающего потока. В этих измерениях использовался лазерный диод. Интенсивность потока излучения менялась с помощью нейтральных светофильтров. Результаты этих измерений представлены на рис. 3. Они показывают, что с увеличением интенсивности освещения напряжение пробоя монотонно растет, выходя на насыщение при большом потоке. Отметим, что в этих экспериментах облучалась не вся поверхность трубки, а только небольшая ее часть площадью порядка 1 см^2 . Тем не менее, предельное значение U_b близко к значениям, полученным при освещении всей трубки (рис. 2). Это, правда, требовало достаточно высокой интенсивности источников света. Кроме того, величина эффекта зависела от положения облучаемого участка вдоль трубки (рис. 4). Наиболее чувствительной была прианодная область. На расстояниях от анода, превышающих примерно 10 см, эффект исчезал. На рис. 3 и в других описанных в данной работе экспериментах облучались точки в области максимального воздействия на потенциал пробоя и при скорости роста напряжения $dU/dt = 0.045-0.052$ кВ/с.

Рисунок 5 иллюстрирует влияние изменения длины волны облучения на напряжение пробоя. Использовался набор из четырех светодиодов и диодный лазер. Горизонтальные штрихи показывают ширину контура излучения светодиодов.

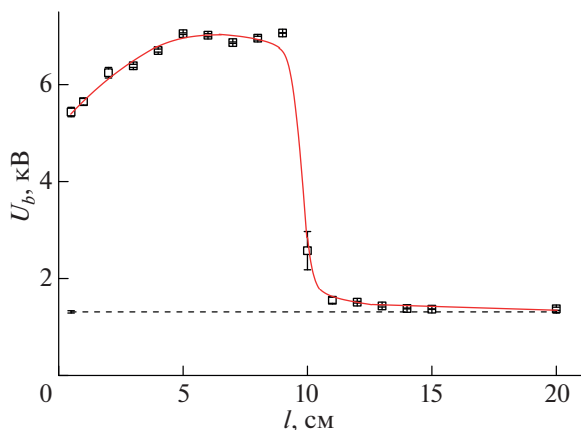


Рис. 4. Зависимость потенциала пробоя от расстояния между анодом и световым пятном при освещении светодиодом ($\lambda = 400$ нм). Штриховая линия – напряжение пробоя в темноте.

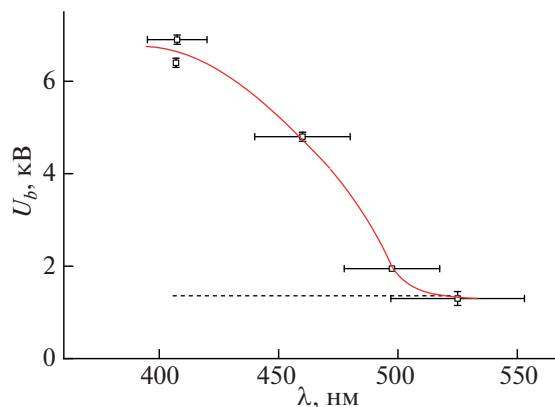


Рис. 5. Зависимость потенциала пробоя от длины волны облучения светодиодами и диодным лазером. Штриховая линия – напряжение пробоя в темноте.

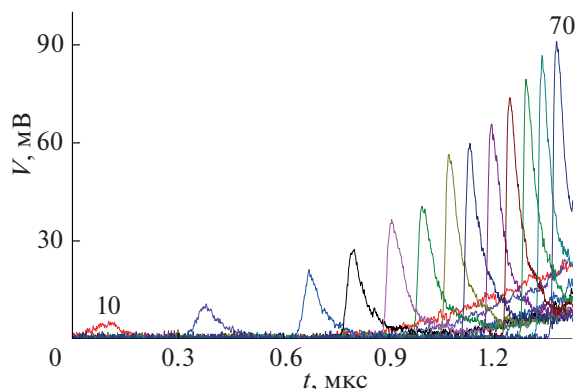


Рис. 6. Осциллограммы сигналов ФЭУ при регистрации волны ионизации. Цифрами указаны наименьшее и наибольшее расстояние (в сантиметрах) от анода до точки измерения, расстояние между соседними точками 5 см. Освещение люминесцентными лампами.

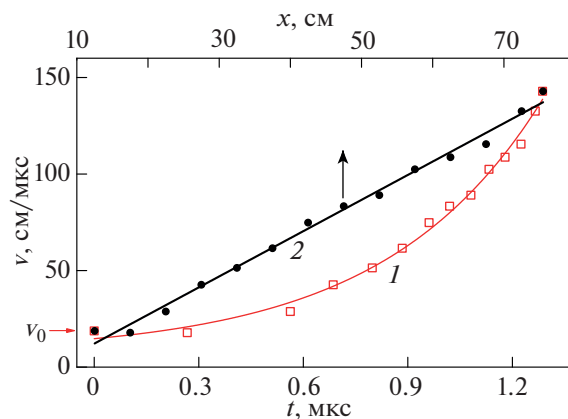


Рис. 7. Обработка осциллограмм рис. 6: зависимость скорости волны ионизации от времени t и продольной координаты x . Отмечено значение начальной скорости ВИ (см. Обсуждение).

Видно существование красной границы, лежащей в интервале 400–500 нм.

3.2. Предпробойная волна ионизации

Волна ионизации регистрировалась с помощью фотоумножителей. На рис. 6 приведены осциллограммы сигнала ФЭУ при непрерывном освещении трубки люминесцентными лампами. Расстояние между точками, отвечающими соседним кривым – 5 см. Из этих данных следует, что при движении волны ее скорость и интенсивность излучения из ее фронта быстро растут. Построенные по этим графикам временная и аксиальная зависимости скорости движения волны ионизации приведены на рис. 7. Линии на этом

рисунке – аппроксимации: экспоненциальная (1) и линейная (2). Видно, что временная зависимость скорости удовлетворительно описывается экспонентой, а зависимость от координаты линейная (как и должно быть при экспоненциальной временной зависимости).

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

4.1. О механизме наблюдаемых явлений

Полученные результаты показывают, что освещение трубки излучением видимого спектра может существенно менять напряжение пробоя. При этом величина и знак этого изменения зависит от крутизны роста анодного напряжения (рис. 2). При dU/dt порядка 1 кВ/с и меньше осве-

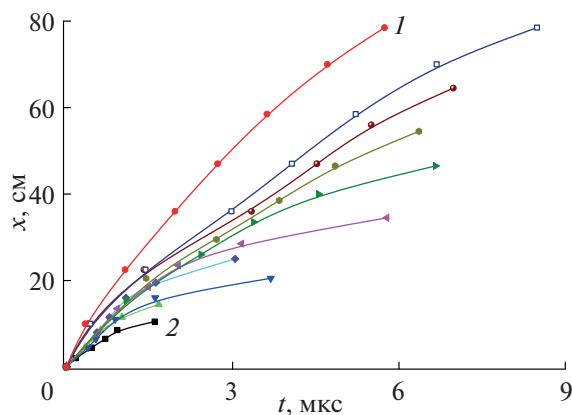


Рис. 8. $x-t$ -диаграммы волн ионизации, инициированных импульсом амплитудой 2 кВ, приложенным к катоду, при потенциалах анода $U_A = 1.32$ (кривая 1) – 6.64 (2) кВ с шагом ≈ 0.5 кВ.

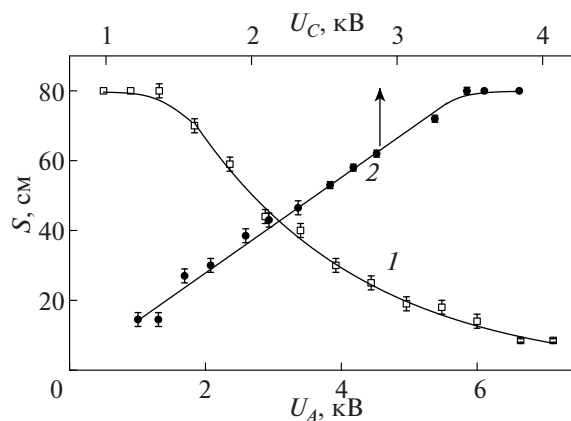


Рис. 9. 1 – глубина проникновения ВИ, инициированной импульсом амплитудой $U_C = 2$ кВ, приложенным к катоду, в зависимости от потенциала анода U_A ; 2 – то же при $U_A = 3$ кВ в зависимости от амплитуды U_C .

шение повышает пробойное напряжение, при 10^3 кВ/с и больше – понижает. Снижение напряжения пробоя в трубках под воздействием освещения, как было отмечено во Введении, наблюдалось в большинстве работ, где такие исследования проводились [15–19]. Наиболее правдоподобным объяснением этого эффекта кажется предположение о наличии процесса фотодесорбции слабосвязанных электронов с поверхности диэлектрической стенки [16–18]. Это приводит к росту вероятности генерации “эффективных” электронов, инициирующих пробой, т.е. к уменьшению времени запаздывания пробоя и в итоге, согласно (1), к снижению пробойного напряжения. При таком объяснении становится также понятным, почему эффект усиливается при увеличении dU/dt . Однако отсюда также следует, что при достаточно низкой скорости роста напряжения зависимость U_b от dU/dt должна исчезнуть, что противоречит данным рис. 2.

Рассмотрим теперь область малых значений dU/dt . В этом случае освещение трубки вызывает рост потенциала пробоя, причем эффект усиливается с уменьшением крутизны фронта импульса напряжения. При $dU/dt \approx 0.05$ кВ/с пробойный потенциал в 6 раз выше, чем без освещения. Для объяснения этого эффекта обратимся опять к процессу фотодесорбции электронов, в результате которой в объеме появляются свободные электроны. При высокой скорости роста напряжения они почти сразу оказываются в электрическом поле, в котором происходит их размножение и образование электронной лавины, развивающейся в первичный пробой. В результате пробойный потенциал уменьшается. Если же потенциал анода растет достаточно медленно, то в течение какого-то промежутка времени напряженность поля, в котором появляются десорбированные элект-

троны, слишком мала для их размножения. В то же время в этом поле происходит дрейф электронов, то есть между анодом и стенкой возникает ток, заряжающий стенку, в результате чего стенка вблизи анода приобретает положительный потенциал. Согласно концепции [3], решающую роль при первичном пробое и генерации волны ионизации играет наличие разности потенциалов между высоковольтным электродом и стенкой. Если благодаря фотодесорбции стенка приобретает положительный потенциал, то для сохранения той же разности анод должен иметь более высокий потенциал. Таким образом, напряжение пробоя возрастает.

В данной работе предположение о наличии заряда стенки вблизи анода проверялось методом, сходным с использованным в [23]. В условиях непрерывного освещения трубки ее анод подключался к источнику линейно растущего напряжения. После этого через некоторое время, но до пробоя, на катод подавался короткий (около 0.1 мс) прямоугольный импульс положительной полярности амплитудой U_C достаточной для того, чтобы инициировать волну ионизации, бегущую к аноду. Если в момент старта волны потенциал анода U_A был значительно меньше U_C , волна пробежала весь промежуток вплоть до анода. Но при увеличении задержки катодного импульса, т.е. при возрастании U_A , волна замедлялась и затухала, не добежав до анода (рис. 8). Чем выше был потенциал анода, тем короче был путь, пройденный волной (рис. 9, кривая 1). При достаточно высоком U_A он укорачивался до 10 см. В то же время при заданном значении U_A он удлинялся с ростом U_C (кривая 2). Эти закономерности можно объяснить как раз наличием стеночного заряда, потенциал которого увеличивается с ростом по-

тенциала анода и растет при приближении к нему. Волна ионизации несет на фронте заряд с потенциалом, равным U_C вблизи катода и остающимся примерно постоянным или убывающим [25] при ее движении. В то же время для распространения фронта его потенциал должен превышать потенциал стенки [3]. В точке, для которой это условие перестает выполняться, волна исчезает. Этот эксперимент, таким образом, подтверждает наличие положительного стеночного заряда, особенно заметного вблизи анода. Для его образования необходимо одновременное действие двух факторов: медленно меняющегося (или постоянного) напряжения на аноде и облучения стенки. Наличие этого заряда повышает уровень анодного потенциала, необходимого для генерации предпробойной волны ионизации, и тем самым повышает напряжение пробоя.

Придерживаясь этой концепции, попытаемся объяснить на ее основе полученные в работе закономерности.

4.2. Напряжение пробоя

Начнем с зависимости величины эффекта от интенсивности облучения: начальный ее рост и последующее насыщение (рис. 3). Первое, очевидно, можно объяснить увеличением потока фотоэмитированных электронов и, следовательно, заряда и потенциала стенки. Наличие насыщения может быть связано с двумя факторами: 1) количество адсорбированных электронов конечно; 2) при большой концентрации электронов в промежутке анод–стенка происходит искажение электрического поля, которое препятствует дальнейшему росту тока.

При локальном освещении трубки величина эффекта зависит от расстояния между облучаемым пятном и анодом (рис. 4): начиная с некоторого расстояния, он ослабевает и при $l > 10$ см исчезает. Это согласуется с результатами описанных выше измерений (рис. 8, 9), согласно которым, потенциал стенки убывает при удалении от анода. Кроме того, очевидно, что первичный пробой между анодом и удаленными точками стенки маловероятен. Аналогичная зависимость наблюдалась во всех цитированных выше работах [12–19], где изучалось воздействие освещения на потенциал пробоя. В некоторых из них эта зависимость была немонотонной, как и в нашем случае. В [17] предполагается, что расстояние l , наиболее благоприятное для возникновения эффекта, коррелирует с минимумом кривой Пашена для пробоя.

Подобно всем предыдущим исследованиям [13–19], в данной работе изучаемый эффект имеет красную границу. Ее значение, 400–500 нм, почти совпадает с полученными в этих работах.

Оно соответствует энергии связи адсорбированных электронов с поверхностью $\approx 2.5\text{--}3$ эВ, причем эта величина оказывается слабо зависящей как от рода наполняющего газа, так и поверхности (в [19] это кварц, в остальных работах – стекла различных марок).

4.3. Волна ионизации

Осциллограммы, показывающие движение волны ионизации при пробое в условиях высокого напряжения (рис. 6), демонстрируют ускорение волны в процессе ее движения. Графики на рис. 7 показывают форму этой зависимости. Такая зависимость резко отличается от той, что наблюдается при пробое импульсами напряжения прямоугольной формы, где скорость волны при движении падает или, если амплитуда импульса достаточно велика, остается постоянной [25]. Интенсивность излучения волны также обычно падает с расстоянием, а не растет, как на рис. 6. Эти закономерности иллюстрируются графиками на рис. 10, 11. В этом случае пробой производился прямоугольным импульсом. Необходимо при этом отметить следующее. Измерения с прямоугольным импульсом проводились в темноте, причем время запаздывания пробоя было больше длительности переднего фронта импульса (равной 2 мкс). Поэтому пробой всегда происходил в области установившегося значения напряжения (как это обычно и бывает при исследовании предпробойных волн ионизации). В случае линейно растущего напряжения пробой происходил на фронте импульса, но в рассматриваемых условиях скорость роста напряжения была крайне мала ($dU/dt \approx 0.1$ кВ/с), так что за время пробега волны через разрядный промежуток (порядка 1 мкс) напряжение не успевало измениться. Таким образом, в обоих случаях волна ионизации распространялась при постоянном напряжении на высоковольтном электроде. Что может быть причиной необычного поведения волны ионизации в условиях медленного роста напряжения с одновременным освещением трубки?

Известно [4, 25], что скорость предпробойной волны ионизации быстро растет при увеличении напряжения в момент пробоя. Рисунок 12 иллюстрирует это для условий данной работы. На графике отмечено значение напряжения пробоя неосвещенной трубки U_b^0 (см. рис. 2–5). Ему отвечает значение начальной скорости волны v_0^0 . Сопоставляя эту величину с данными рис. 7, получаем, что начальная скорость волны при освещении такая же, как без освещения, т.е.

$$v_0 = v_0^0. \quad (2)$$

Обратимся опять к концепции поверхностного заряда, создаваемого фотодесорбцией электро-

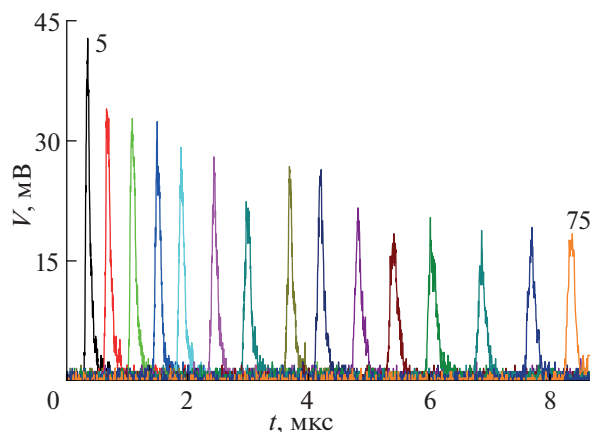


Рис. 10. Оциллограммы сигналов ФЭУ при регистрации ВИ при пробое прямоугольным импульсом амплитудой 1.24 кВ без освещения. Цифрами указаны наименьшее и наибольшее расстояние (см) от анода до точки измерения, расстояние между соседними точками 5 см.

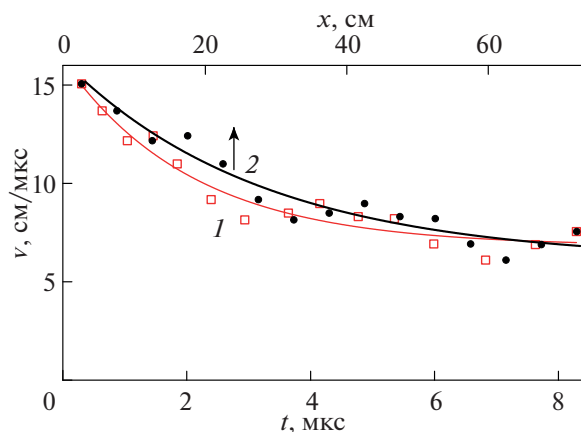


Рис. 11. Обработка оциллограмм рис. 10: зависимость скорости волны ионизации от времени t и продольной координаты x .

нов. При медленно растущем анодном напряжении она создает заряд на стенке вблизи анода и этим повышает напряжение пробоя. Таким образом, волна стартует при более высоком потенциале анода, но и при повышенном потенциале стенки. Согласно идее Недоспасова [3], именно разность потенциалов между высоковольтным электродом и стенкой инициирует первичный пробой и волну ионизации. Можно предположить, что скорость волны определяется именно этой разностью, т.е. величиной $U_A - U_W$. Тогда из равенства начальной скорости волны при освещении и в темноте (2) следует, что в момент пробоя

$$U_A - U_W = U_b^0. \quad (3)$$

Для неосвещенной трубки $U_W = 0$, и условие пробоя — это $U_A = U_b^0$. В этом случае при движении волны потенциал ее фронта, равный вначале U_A , остается постоянным или постепенно уменьшается, из-за чего скорость волны не меняется или падает (рис. 10, 11, также работа [25]). При наличии же освещения волна, инициированная при высоком потенциале стенки, при удалении от анода входит в область с понижающимся потенциалом U_W , так что разность потенциалов между фронтом волны и стенкой возрастает. Ситуация здесь противоположная описанной выше, когда волна ионизации генерировалась импульсом, приложенным к катоду. Там волна, двигаясь к аноду, замедлялась (а потом и затухала), попадая в область с повышающимся потенциалом стенки (рис. 8, 9). Можно поэтому ожидать, что скорость ВИ, движущейся от анода, будет, наоборот, возрастать, что и наблюдается в эксперименте.

4.4. Оценки вероятностей процессов, происходящих на стенке

Из полученных данных (рис. 2) следует, что освещение стенки трубки приводит к повышению ее потенциала в прианодной области на величину порядка 10 кВ, или, в среднем по всей длине трубки, порядка 1 кВ (рис. 4). Оценка емкости трубки, с учетом ее геометрии и ее окружения, дает величину приблизительно равную 10 пФ. Эксперименты, описанные в [26], подтверждают это значение. Отсюда следует, что суммарный заряд, который приобретает стенка, составляет примерно 10 нКл, что соответствует около 10^{11} десорбированным электронам. По мнению авторов [21], поверхностная плотность адсорбированных на поверхности диэлектрика

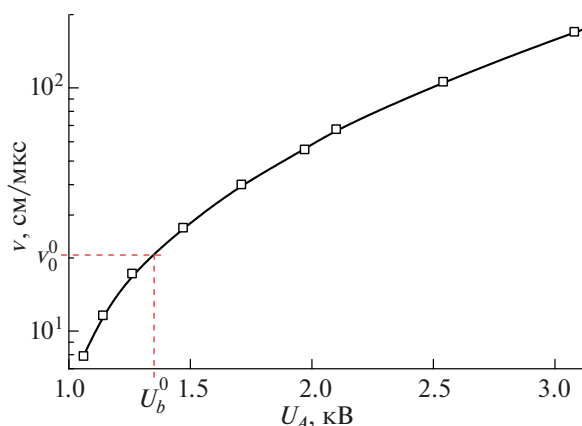


Рис. 12. Начальная скорость ВИ при пробое прямоугольным импульсом без освещения в зависимости от амплитуды импульса. Отмечены потенциал пробоя при линейно растущем напряжении без освещения и соответствующая скорость.

электронов составляет $10^{10}–10^{11} \text{ см}^{-2}$; умножая эту величину на площадь поверхности стенки, получаем $10^{12}–10^{13}$ электронов во всей трубке. Таким образом, для необходимого заряда стенки в процессе десорбции должны участвовать порядка 1–10% электронов. Это, с одной стороны, говорит о принципиальной возможности такого процесса. С другой стороны, видно, что избыток адсорбированных электронов может быть не очень велик. Возможно, именно этим объясняется наличие предела на кривых зависимости величины эффекта от интенсивности освещения (рис. 3).

Далее, можно оценить скорость (вероятность в единицу времени) фотодесорбции γ_{des} . При 10^{11} электронов, десорбированных за время фронта импульса 100 с, получается $\gamma_{\text{des}} = 10^9 \text{ с}^{-1}$. Имея эту оценку, можно понять, почему тот же процесс — фотодесорбция электронов — при большой скорости роста напряжения не приводит к повышению пробойного напряжения (а, напротив, понижает его). Если скорость роста напряжения теперь 10^3 кВ/с , то за время, необходимое для достижения пробойного напряжения 1 кВ, то есть за 1 мс, будет десорбировано всего 10^6 электронов. Это приведет к повышению среднего потенциала стенки на 10^{-2} В , или, если все излучение сфокусировано на пятне площадью 1 см^2 , локального потенциала на 1 В. В любом случае это не повлияет на напряжение пробоя. С другой стороны, какие-то из этих электронов могут стать затравочными для формирования лавины, инициирующей первичный пробой. Это приведет к уменьшению статистического времени запаздывания пробоя τ_s . По данным работ [17, 18], в неоне в условиях, близких к условиям данной работы, и при таком же освещении, величина τ_s составляет несколько микросекунд, в то время как без освещения она на два порядка больше. Уменьшение времени запаздывания и приводит, согласно равенству (1), к понижению напряжения пробоя.

Следует уточнить, что не каждый десорбированный электрон может быть эффективным, то есть инициировать лавину, приводящую к первичному пробую. Для этого он должен оказаться в нужном месте и в нужной фазе напряжения. Отсюда следует, что скорость появления эффективных электронов γ_{eff} должна быть меньше скорости фотодесорбции

$$\gamma_{\text{eff}} < \gamma_{\text{des}} \quad (4)$$

Величина γ_{eff} может быть найдена из статистического времени запаздывания: $\gamma_{\text{eff}} = 1/\tau_s$ [6], что дает значение γ_{eff} порядка $10^5–10^6 \text{ с}^{-1}$ [18]. Следовательно, неравенство (4) выполняется с большим запасом.

Приведем также оценку квантового выхода фотодесорбции. Данные о световых характеристиках использованной для освещения лампы Philips TL-D 30W и ее спектре [27] позволяют оценить мощность излучения лампы в области длин волн короче красной границы (рис. 5): $W \approx 1 \text{ Вт}$. С учетом геометрии системы, поток квантов такого излучения через сечение трубки γ_{ph} составляет величину порядка 10^{15} с^{-1} . Отсюда квантовый выход фотодесорбции $\eta_{\text{des}} = \gamma_{\text{des}}/\gamma_{\text{ph}} \approx 10^{-6}$. В [17] получена величина 10^{-9} , но она относится к потоку эффективных электронов, который на 3–4 порядка меньше, чем десорбированных. В работе [25] из косвенных данных получено значение 0.015% для квантового выхода фотоэлектронной эмиссии из стекла, однако в этом случае речь идет не о фотодесорбции слабосвязанных электронов, а о фотоэффекте с участием коротковолновых фотонов с энергией, превышающей 5 эВ.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследован процесс электрического пробоя в разрядной трубке длиной 80 см и внутренним диаметром 1.5 см (так называемой “длинной разрядной трубке”) в ксеноне при низком давлении газа (1 Торр). Зажигание разряда (пробой) в таких трубках начинается с прохождения между электродами волны ионизации. В предыдущей работе [5] было обнаружено, что напряжение пробоя в такой трубке в неоне, аргоне и их смеси немонотонным образом зависит от скорости роста напряжения, подаваемого на высоковольтный электрод. Измерения в этой работе проводились при освещении разрядных трубок. В данной работе исследован пробой в ксеноне как при наличии освещения трубки, так и без него. Для освещения использовались люминесцентные лампы, светодиоды или диодный лазер. Пробой осуществлялся положительными импульсами с линейно растущим передним фронтом варьируемой крутизны dU/dt порядка $10^{-1}–10^5 \text{ кВ/с}$. Получены следующие результаты.

1. Аналогично [5], зависимость пробойного напряжения U_b от dU/dt при наличии освещения существенно немонотонна. При $dU/dt < 10 \text{ кВ/с}$ напряжение падает с ростом dU/dt , а при $dU/dt > 10^3 \text{ кВ/с}$ — растет. В отсутствие освещения напряжение пробоя постоянно в интервале $10^{-1}–10^2 \text{ кВ/с}$, и растет при большей крутизне. Рост пробойного потенциала при увеличении крутизны фронта импульса наблюдался ранее как в длинных трубках, так и в коротких промежутках, и объяснялся наличием времени запаздывания пробоя.

2. Кривые зависимости U_b от dU/dt для условий с освещением и без него пересекаются, так что при $dU/dt < 100$ кВ/с напряжение пробоя при освещении больше, чем без него, а при $dU/dt > 100$ кВ/с — меньше. Таким образом, освещение может как снижать потенциал пробоя (примерно вдвое), так и повышать его (до 6 раз). Снижение пробойного потенциала под действием излучения видимого диапазона наблюдалось ранее и объяснялось процессом фотоэмиссии электронов, адсорбированных на поверхности стенки. В данной работе исследуется область пологого фронта, где U_b падает с ростом dU/dt , и где освещение повышает потенциал пробоя.

3. Для заданной величины dU/dt пробойное напряжение растет с увеличением интенсивности облучения, достигая насыщения при некотором ее значении. При локальном освещении трубки влияние освещения зависит от положения освещаемого пятна вдоль трубки. С удалением от анода оно растет, достигая максимума на расстоянии $l = 5-8$ см, а затем падает; при $l > 10$ см эффект отсутствует. Зависимость величины эффекта от длины волны указывает на наличие красной границы, лежащей в диапазоне 400–500 нм.

4. Пробой газа в трубке сопровождается прохождением волны ионизации, движущейся от анода к катоду. Волна регистрируется по излучению из ее фронта. Волна в освещенной трубке при пологом фронте импульса носит необычный характер: интенсивность излучения и скорость волны увеличиваются при ее движении.

5. В качестве механизма, объясняющего полученные результаты, предложена фотодесорбция слабосвязанных электронов с поверхности стенки. Это тот же процесс, который, как предполагают, приводит к понижению потенциала пробоя при быстром росте напряжения (в данном случае это область $dU/dt > 10^3$ кВ/с). Снижение потенциала в этом случае происходит благодаря тому, что десорбированные электроны могут быть “затравочными” для лавины, инициирующей первичный пробой между анодом и стенкой. При медленном же росте напряжения эти электроны с большой вероятностью оказываются в фазе напряжения, недостаточного для размножения и формирования лавины. При этом они создают ток на анод, в результате чего стенка приобретает положительный потенциал, затрудняющий пробой между ней и анодом. Это и приводит к росту пробойного напряжения.

6. Для проверки предположения о наличии поверхностного заряда стенки был проведен дополнительный эксперимент. В процессе линейного роста анодного напряжения, в некоторый момент (до пробоя) на катод подавался короткий положительный импульс. Этот импульс инициировал волну ионизации, двигавшуюся от катода к ано-

ду. Если волна стартовала при низком потенциале анода, то она пробегала весь промежуток вплоть до анода. При более высоких значениях потенциала волна двигалась с замедлением и затухала, не достигнув анода. Чем выше был потенциал анода, тем меньший путь пробегала волна до затухания. Этот эксперимент подтверждает наличие положительного стеночного заряда, убывающего от анода к катоду. Для его образования необходимо одновременное действие двух факторов: медленно меняющегося (или постоянного) напряжения на аноде и облучения стенки.

7. Проведена оценка количества фотодесорбированных за время фронта импульса электронов — 10^{11} . Это может составлять несколько процентов от общего числа электронов, адсорбированных на стенке. Проведена оценка квантового выхода фотодесорбции: $\eta_{des} \approx 10^{-6}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Thomson J.J. Researches in Electricity and Magnetism. Oxford: Clarendon, 1893. P. 115.
2. Bartholomeyczeyk W. // Ann. Phys. 1939. V. 36. S. 485
3. Недоспасов А.В., Новик А.Е. // ЖТФ. 1960. Т. 30. С. 1329.
4. Ионих Ю.З. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 928.
5. Ионих Ю.З., Мещанов А.В., Иванов Д.О. // ЖТФ. 2019. Т. 89. С. 1009.
6. Pejović M.M., Ristić G.S., Karamarković J.P. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. V. 35. P. R91.
7. Meshchanov A.V., Ivanov D.O., Ionikh Y.Z., Shishpanov A.I. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. P. 335202.
8. Bošan Dj.A., Radović M.K., Krompotić Dj.M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1986. V. 19. P. 2343.
9. Bošan Dj.A., Jovanović T.V., Krompotić Dj.M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1997. V. 30. P. 3096.
10. Jovanović T.V., Bošan Dj.A., Krompotić Dj.M., Radović M.K. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1998. V. 31. P. 3249.
11. Pejović M.M., Ristić G.S., Petrović Z.Lj. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1999. V. 32. P. 1489.
12. Hamamoto M. // Japan. J. Appl. Phys. 2006. V. 45. P. L172.
13. Hamamoto M. // Japan. J. Appl. Phys. 2006. V. 45. P. L175.
14. Hamamoto M., Kai S., Haizaki T., Ishibashi M. // Proc. 28th Int. Conf. Phenomena in Ionized Gases. Prague, Czech Republic. 2007. P. 1973.
15. Шишпанов А.И., Ионих Ю.З., Мещанов А.В. // Оптика и спектр. 2016. Т. 120. С. 929.
16. Мещанов А.В., Ионих Ю.З., Шишпанов А.И., Калинин С.А. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 936.
17. Shishpanov A.I., Meshchanov A.V., Kalinin S.A., Ionikh Y.Z. // Plasma Sources Sci. Technol. 2017. V. 26. 065017.

18. Meshchanov A.V., Ivanov D.O., Ionikh Y.Z., Shishpanov A.I. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. 335202.
19. Nie L., Xian Y., Lu X., Ostrikov K. // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 043502.
20. Миңц Р.И., Мильман И.И., Крюк В.И. // УФН. 1976. Т. 119. С. 749.
21. Golubovskii Yu.B., Maiorov V.A., Behnke J., Behnke J.F. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. V. 35. P. 751.
22. Li M., Li C., Zhan H., Xu J., Wang X. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. 031503.
23. Meshchanov A.V., Shishpanov A.I., Bazhin P.S., Ionikh Y.Z. // Plasma Sources Sci. Technol. 2022. V. 31. 114010.
24. Калинин С.А., Мещанов А.В., Шишпанов А.И., Ионих Ю.З. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 298.
25. Gendre M.F., Haverlag M., Kroesen G.M.W. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 234004.
26. Калинин С.А., Капитонова М.А., Матвеев Р.М., Мещанов А.В., Ионих Ю.З. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 870.
27. https://www.lighting.philips.ru/prof/lamps/fluorescent-lamps-and-starters/tl-d/tld-std/928025405451_EU/product.