

УДК 537.52, 621.327.53  
 EDN: LPCHXW

PACS: 52.80.Mg

## Сильноточный фотоэмиссионный тлеющий разряд в смеси Хе–Сs

 © А. М. Марциновский<sup>1</sup>, С. В. Гавриш<sup>2,\*</sup>, Д. Г. Коренюгин<sup>3</sup>, А. С. Гуслин<sup>3</sup>, В. Н. Кузин<sup>3</sup>
<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021 Россия

<sup>2</sup> ООО «НПП «Мелитта», Москва, 117997 Россия

 \* E-mail: [svgavr@list.ru](mailto:svgavr@list.ru)
<sup>3</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
 Санкт-Петербург, 195251 Россия

 Статья поступила в редакцию 17.02.2025; после доработки 4.03.2025; принята к публикации 7.04.2025  
 Шифр научной специальности: 2.2.1

**Обнаружен необычный тлеющий разряд в смеси Хе–Сs. Его напряжение горения в несколько раз меньше, а плотность тока на 1–2 порядка больше, чем напряжение и ток обычного тлеющего разряда в чистых ксеноне и цезии. Такие разряды возникали в осветительных цезиевых лампах импульсно-периодического разряда при их разогреве переменным напряжением перед подачей сильноточных рабочих импульсов при давлении ксенона 20 Торр и в широком диапазоне давлений цезия от  $10^6$  до 1 Торр. Вероятной причиной возникновения таких разрядов может быть фотоэмиссия с W–Th–Cs структур на электродах под действием интенсивной УФ-радиации катодного слоя.**

**Ключевые слова:** тлеющий разряд; ксенон; цезий; безртутные осветительные лампы; фотоэмиссия; термоэмиссия; УФ-излучение; катодный слой; вольтамперная характеристика.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-2-76-83

### Введение

Цезиевые осветительные лампы сильноточного импульсно-периодического разряда (ИПР) высокого давления обладают очень удачным сочетанием характеристик: в них отсутствует ртуть (экологически безопасные), достаточно энергоэффективны (светоотдача до 60–70 лм/Вт), обеспечивают свет исключительно высокого качества (индекс цветопередачи  $R_a$  до 95–98) со спектром, близким солнечному не только в видимой, но и в ближней УФ-области [1–3]. Последнее свойство позволяет использовать их в регионах Крайнего Севера для внутреннего освещения с одновременной компенсацией ультрафиолетовой недостаточности [4]. Еще одно преимущество рассматриваемых ламп заключается в том, что при высоких рабочих давлениях паров цезия ( $P_{Cs} \sim 100$  Торр) на поверхности электродов,

для которых в качестве материала обычно используется торированный вольфрам, помимо тория, адсорбируется цезий, снижающий работу выхода значительно сильнее, чем сам торий – до 1,6–1,7 эВ [5]. При электрическом питании лампы импульсами чередующейся полярности (для поддержания обоих электродов в приблизительно одинаковом тепловом состоянии) они оба разогреваются до температур порядка 1200–1500 К, что вполне достаточно для обеспечения импульсных рабочих токов 50–100 А за счет термоэмиссии, без образования эрозионных катодных пятен. Такой режим работы электродов позволяет рассчитывать на длительные сроки службы цезиевых ламп, если электронная пусковая аппаратура (ЭПРА) для них будет вырабатывать не только рабочие сильноточные импульсы, (как это имело место при испытании работы ее прототипа [3]), но и обеспечивать при включении

лампы предварительный разогрев разрядного объема в режиме тлеющего разряда. В момент достижения необходимой температуры электродов и «холодной точки» разрядной трубки (горелки), определяющей давление паров цезия, схема электрического питания лампы должна переходить в режим подачи рабочих импульсов. Очевидно, что для разработки такого ЭПРА в первую очередь необходимо выяснить особенности зажигания и развития тлеющего разряда для «холодных» ламп, имеющих комнатную температуру. Это стало задачей настоящей работы.

### Методика эксперимента

Исследование разогрева производилось на двух лампах с разными по размерам горелками. Одна из них представляла лабораторный макет, в котором разрядная трубка помещалась в откачиваемую кварцевую трубку с выводом электродов через резиновые уплотнения. Откачка рабочего объема лампы проводилась форвакуумным насосом с азотной ловушкой до давления  $\sim 10^{-4}$  Торр. Разрядная трубка (см. фото на рис. 1), выполненная из монокристаллического сапфира, имела внутренний диаметр  $2r = 11$  мм. В экспериментальной конструкции использовались одинаковые навитые на керн проволочные электроды из торированного вольфрама с площадью рабочей поверхности  $1 \text{ см}^2$ . Межэлектродное расстояние в таких образцах составляло  $L = 35$  мм (далее горелка 11/35).

Вторая исследуемая лампа имела одноцокольное исполнение с откачанной колбой и значительно меньшей по размерам горелкой:  $2r = 5$  мм,  $L = 22$  мм (далее горелка 5/22), площадь рабочей поверхности ее электродов составляла  $\sim 0,25 \text{ см}^2$ . На отпаянной лампе можно было осуществлять внешний прогрев нихромовой спиралью. В качестве зажигающего газа в обоих случаях использовался ксенон, давление которого при комнатной температуре составляло  $P_{\text{Xe}} = 20$  Торр, что соответствует концентрации атомов  $N_{\text{Xe}} \approx 6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . При температуре  $20^\circ \text{C}$  равновесное давление паров цезия над его жидкой фазой очень мало –  $P_{\text{Cs}} \sim 3 \times 10^{-7}$  Торр ( $N_{\text{Cs}} = \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$ ). Поэтому в процессе разогрева  $P_{\text{Cs}}$  меняется в очень широких пределах, вплоть

до 1 Торр ( $N_{\text{Cs}} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) при температуре горелки  $\sim 600 \text{ K}$ , но при этом цезий в разряде остается малой легкоионизирующейся присадкой.

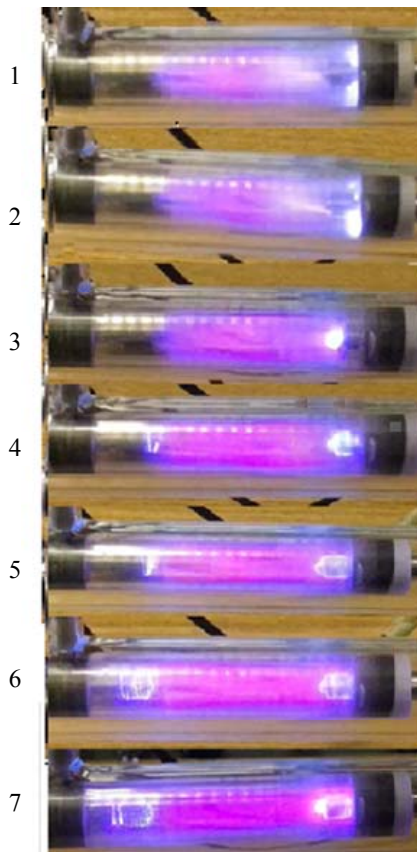
Методика эксперимента была максимально приближена к реальным условиям функционирования ЭПРА. На лампу, включенную в электрическую цепь с последовательно соединенными активным и индуктивным балластом и токовым шунтом, через повышающий трансформатор подавалось регулируемое сетевое напряжение. В свою очередь, напряжение с лампы подавалось на горизонтальные отклоняющие пластины осциллографа, а с токового шунта – на вертикальные, что позволяло непрерывно контролировать вольтамперную характеристику лампы на экране. При исследовании разогрева сопротивление балласта устанавливалось таким, чтобы ограничить ток разряда сразу после поджига на уровне менее 1 А и избежать формирования дуги с эрозионным катодным пятном. Затем на лампу подавалось сетевое напряжение и плавно (но достаточно быстро, чтобы минимально разогревать током утечки конденсирующуюся при выключении лампы на внутренней стенке разрядной трубки пленку цезия [6]) увеличивалось вплоть до момента появления разрядного свечения в межэлектродном пространстве. Амплитуда подаваемого в этот момент напряжения фиксировалась как напряжение поджига разряда в холодной лампе, а затем увеличивалась так, чтобы обеспечить желаемый начальный ток разогрева. Предполагалось, что, увеличивая этот ток и переходя в режим аномального тлеющего разряда, можно определить максимально допустимые токи и напряжения, при которых еще не возникают катодные пятна.

### Результаты измерений и их обсуждение

На рис. 1 и 2 представлена эволюция разряда при прогреве лампы с горелкой 11/35, т. е. показаны фотографии разрядного свечения и семейство динамических ВАХ. Как видно из рис. 1, свечение после поджига разряда и на всем протяжении разогрева действительно имеет типичный для тлеющего разряда вид, заключающийся в хорошо выраженном поло-

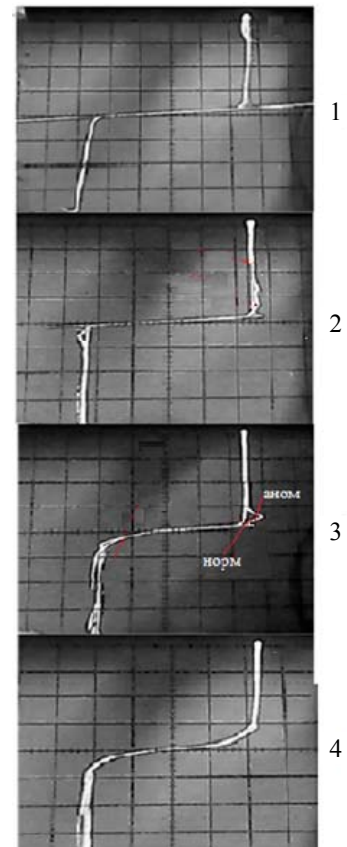
жительном столбе с более ярким разрядным каналом, диаметр которого определяется привязкой к электродам, с интенсивным белым катодным свечением. Толщина последнего заметно уменьшалась по мере повышения температуры горелки и, как следствие, увеличения давления паров цезия. ВАХ лампы (рис. 2) имеют две симметричные части, соответствующие положительному и отрицательному полупериодам разогревающего напряжения. Каждая из них состоит из двух ветвей: разрядной ветви (которая, по сути, и есть ВАХ разряда), со столь быстрым ростом тока, что ее можно считать практически вертикальной. Наклон предподжиговой ветви одинаков для положительной и отрицательной частей ВАХ и определяется сопротивлением адсорбиро-

ванной на поверхности разрядной трубки пленки цезия (ее более толстая, непрозрачная часть хорошо видна на фото 1–5 рис. 1). Обе разрядные ветви почти одинаковы, небольшое различие обусловлено, скорее всего, разницей в конструкции электродных узлов и разным теплоотводом по подводящим проводам. Их можно было бы рассматривать как начальные участки тоже почти вертикальной ВАХ нормального режима обычного тлеющего разряда, а поджигающийся разряд как тлеющий разряд в ксеноне. Однако в такую трактовку не укладывались относительно большие разрядные токи в конце вертикальной ветви ВАХ, ей соответствующие малые напряжения и, главное, безрезультатные попытки перейти в аномальный режим.



**Рис. 1.** Эволюция свечения разряда при разогреве лампы с горелкой 11/35. Время с момента пробы: 1 – 12 с; 2 – 16 с; 3 – 1 мин; 4 – 1 мин 25 с; 5 – 2 мин 14 с; 6 – 3 мин; 7 – 4 мин. Далее до 10 мин свечение не меняется

Действительно, на характеристиках рис. 2 максимальный ток составляет 0,08 А. Если оценивать по виду катодного свечения площадь его контакта с электродом, то на

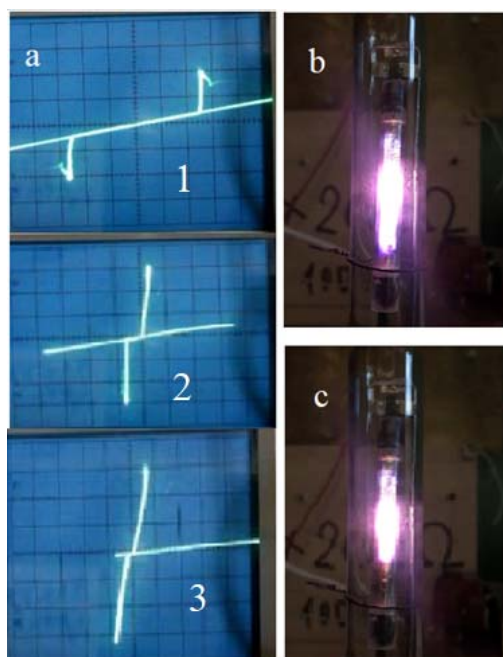


**Рис. 2.** Изменение ВАХ лампы при прогреве. Масштаб:  $x = 20$  В/дел.,  $y = 50$  мА/дел., нуль в центре координатных осей экрана.  $t$ : 1 – 1 с; 2 – 1,5 мин; 3 – 2 мин; 4 – 3 мин, далее до 10 мин. ВАХ не меняются

первых двух фотографиях эта площадь соответствует торцевой поверхности ниобиевой втулки  $\sim 1$  см<sup>2</sup>, и тогда приведенная к давлению нормальная плотность тока  $j_n / P_{Xe}^2$  со-

ставляет  $\sim 200$  мкА/Торр<sup>2</sup>. Это более чем на порядок превышает этот параметр для тлеющего разряда в чистом ксеноне (16 мкА/Торр<sup>2</sup> [7]). Если же учесть, что при попытках перейти в режим аномального тлеющего разряда разрядные ветви оставались вертикальными вплоть до токов  $\sim 1$  А, то разница составит уже два порядка. Кратная разница наблюдается и между нормальным напряжением тлеющего разряда, которое в ксеноне составляет 306 В, а в цезии 340 В [7], и напряжением вертикальной ветви, которое уже на первых секундах разогрева (для еще холодной лампы) оказывается много меньшим  $\sim 50$  В, и практически не меняется в процессе разогрева (рис. 2). Столь существенные различия убедительно указывали на то, что в системе Хе–Сс даже при минимальных концентрациях атомов цезия поджигается необычный разряд.

Характер изменения ВАХ и конфигурация разрядного свечения аналогично воспроизвелись при разогреве отпаянной лампы с горелкой существенно меньших размеров 5/22, результаты исследования которой представлены на рис. 3. Видно, что соответствующая начальной стадии разогрева ВАХ (фото a1) тоже имеет две симметричные вертикальные разрядные ветви при практически том же напряжении 50 В.



**Рис. 3.** Эволюция ВАХ при разогреве лампы с горелкой 5/22: 1 – 3 мин; 2 – 7 мин; 3 – 8 мин 30 сек. от начала разогрева. Масштаб: 1 – 20 В/div и 100 мА/div; 2, 3 – 100 В/div и 100 мА/div

Таким характеристикам соответствует симметричное разрядное свечение (фото b1), при котором катодное свечение практически одинаково охватывает оба электрода. Начальный ток разогрева для этого режима был заметно больше – 0,15 А, и увеличивался к концу этого процесса до 0,32 А, что в 4 раза выше, чем в случае, показанном на рис. 1. С учетом того, что диаметр разрядного канала положительного столба, привязанный к размерам электродов, для горелки 5/22 в  $\sim 2,5$  раза меньше, поэтому для режима, показанного на рис. 3, максимальная плотность тока и, соответственно, концентрация плазмы в столбе примерно в 20 раз выше. Высокая концентрация ионов объясняет розовато-белый цвет разрядного свечения в этой горелке. По-видимому, концентрация ионов цезия в этом состоянии разряда уже достаточно велика для существенного вклада рекомбинационных континуумов в излучение плазмы положительного столба.

Самое же существенное при разогреве горелки 5/22 заключалось в том, что увеличение тока разогрева при ее сравнительно небольших габаритах позволило увеличить температуру электродов и поднять давление цезия настолько, что произошел переход разряда в дуговой режим с уменьшением напряжения на горелке с 50 до нескольких вольт и появлением на разрядной ветви ВАХ заметного наклона. Визуально наблюдаемые процессы происходили сначала у одного электрода (рис. 3, 2a, 2b). На нем охватывающее электрод катодное свечение сменилось на торцевую привязку к электроду. Судя по отсутствию яркой точки (катодного пятна), привязка обычно была диффузной, т. е. ток с катода обеспечивался термоэмиссией разогретых электродов. Причем сразу после пробоя загорается дуга, сначала для одного электрода, а затем и для обоих (ВАХ 3a на рис. 3). Для горелки 5/22 площадь торцевой поверхности ниобиевой втулки  $\sim 0,25$  см<sup>2</sup>, и приведенная нормальная плотность тока  $j_n / P_{\text{Хе}}^2 \sim \sim 2000$  мкА/Торр<sup>2</sup>, в конце вертикального участка, а при попытках перейти в аномальный режим становилась на порядок больше.

Поскольку ВАХ разряда почти не меняется в процессе разогрева лампы, когда концентрация атомов Сс возрастает на поряд-

ки, рассмотренные выше особенности разряда в ксеноне с цезием должны быть связаны в первую очередь с изменением эмиссионных характеристик электродов при адсорбции на них атомов Cs. Для формирования цезиевого адсорбированного покрытия на поверхности электродов достаточно минимальных концентраций атомов Cs в объеме горелки, тем более что при невысокой температуре адсорбирующей поверхности (порядка температуры жидкой фазы цезия и ниже) покрытия достаточно устойчивы [5]. Снижение же работы выхода до  $\phi_k \approx 1,7$  эВ должно вызывать увеличение ион-электронной и фотоэмиссии.

При небольших энергиях бомбардирующих ионов  $\varepsilon_i < \sim 1$  КэВ эмиссия происходит за счет их энергии ионизации  $E_i$  [8]. Ион нейтрализуется на поверхности электроном проводимости металла с затратой энергии  $\phi_k$  и образованием возбужденного атома, а затем оставшаяся часть энергии  $E_i - \phi_k$  при девозбуждении атома передается другому электрону проводимости. И если  $E_i - \phi_k > \phi_k$ , этот электрон имеет вероятность выйти из металла, тем большую, чем больше превышение. Точно также попадание на поверхность металла возбужденного атома с энергией возбуждения  $E^* > \phi_k$  может вызвать эмиссию электрона.

Согласно [8], при бомбардировке вольфрама для иона  $\text{Xe}^+$  ( $E_i = 12,3$  эВ) коэффициент ион-электронной эмиссии практически постоянен для всего диапазона малых  $\varepsilon_i$  и невелик –  $\Upsilon_i = 0,02$ , поскольку для поликристаллического W  $\phi_k \approx 4,7$  эВ и превышение  $E_i - 2\phi_k = 2,9$  эВ мало. Но если на поверхности адсорбированы атомы Cs и  $\phi_k = 1,7$  эВ,  $E_i - 2\phi_k = 8,9$  эВ, и  $\Upsilon_i$  должно существенно увеличиться. Согласно приведенной в [8] эмпирической зависимости  $\Upsilon_i(E_i - 2\phi_k)$ , получим  $\Upsilon_i(9 \text{ эВ}) \approx 0,12$ . Так что при адсорбции цезия на электродах ион-электронная эмиссия для ксенона должна очень существенно возрастать за счет ионов  $\text{Xe}^+$ . А вот для ионов  $\text{Cs}^+$   $E_i - 2\phi_k = 3,89 - 3,4 \approx 0,5$  эВ очень мало. Соответственно должно быть малым и  $\Upsilon_i$  и их вклад в электронную эмиссию. Это объясняет слабую зависимость ВАХ от давления цезия при разогреве лампы, хотя атомы Cs легко ионизируются за счет Пеннинговского процесса.

Но если ионизация является основным источником катодных электронов, даже силь-

ный рост ее при адсорбции цезия на поверхности электродов не может объяснить вертикальную ВАХ и отсутствие аномального режима. Действительно, в этом случае и при малых, и при больших  $\Upsilon_i$  в области сильного поля перенос разрядного тока осуществляется ионами. Разница заключается лишь в том, что в первом случае для генерации одного электрона необходимо много ионизаций в области сильного поля, а во втором меньше. Поэтому для повышения тока разряда за точкой перехода нормального режима в аномальный при любом  $\Upsilon_i$  необходимо увеличить плотность ионного тока в этой области. Соответственно увеличится положительный объемный заряд и падение потенциала на ней для протягивания увеличенного ионного тока, что и определяет рост напряжения с ростом тока на ВАХ аномального режима разряда, как бы велико  $\Upsilon_i$  ни было. Эти соображения подтверждаются тем, что для аргона с чистым вольфрамом  $\Upsilon_i$  почти такое, как для W–Xe+Cs, а для Ne и He  $\Upsilon_i$  вообще достигают 0,2–0,3, но для всех этих чистых газов тлеющий разряд имеет четко выраженный аномальный участок ВАХ.

А вот второй фактор, а именно, возрастание фотоэмиссии при наличии адсорбированного слоя Cs на поверхности электродов может быть, в принципе, причиной отсутствия аномального режима в разряде в смеси Xe+Cs. Но для этого необходимо предположить такое большое ее увеличение, при котором этот механизм становится основным для обеспечения электронного тока с катода. В этом случае ток в области сильного поля переносится электронами, эмиттированными катодом, и для увеличения разрядного тока нужно такое же увеличение электронной эмиссии катода. Но для этого теперь потребуется не увеличение числа ионизаций, а увеличение числа возбуждений атомов Xe с последующим высвечиванием. Структура разряда при этом сохраняется, но параметры кардинально меняются. Отсутствие необходимости интенсивной ионизации в прикатодном слое приводит к снижению катодного падения с 300 В до 50 В. При таком малом падении, скорее всего, существенно уменьшается и напряженность электрического поля у катода, так что энергия ускоряющихся электронов будет расходоваться в основном на возбуждение атомов Xe и генерацию резонансного излучения, обеспечивающего эмис-

сию электронов с катода, а не на их ионизацию. Но поскольку катодное падение все еще заметно превышает потенциал ионизации атома Хе, при этом поддерживается небольшой ионный ток. В случае, когда его вклад в разрядный ток пренебрежимо мал, весьма вероятно, что он не только скомпенсирует объемный заряд электронного тока, но и сохранит небольшой положительный заряд в области сильного поля, поскольку вклад иона  $\text{He}^+$  в объемный заряд в  $(M/m)^{1/2} \approx 500$  раз больше, чем электрона. В таком случае при увеличении тока разряда прохождение дополнительного электронного тока в катодной области не будет требовать увеличения падения напряжения на ней, и, в первом приближении, интенсивность излучения, определяющая ток электронной эмиссии с катода, будет пропорциональна этому току. Но это условие и есть условие вертикальности ВАХ – дополнительные кванты, необходимые для генерации дополнительных электронов, производятся самими этими электронами за счет увеличения энергии, поступающей в разряд при увеличении тока.

Эксперимент с подсветкой электрода светодиодным светом, при котором максимальный ток на ВАХ увеличивался в полтора раза, показывает, что фотоэмиссия действительно вносит основной вклад в электронный ток с катода в исследованном разряде. И к этому есть все основания. Во-первых, уменьшение работы выхода электродов при адсорбции цезия включает в фотоэмиссию практически весь видимый спектр излучения катодного слоя. Во-вторых, образование структур W–Th–Cs может существенно увеличить квантовый выход, как это имеет место в ФЭУ [8]. В-третьих, излучение катодного слоя имеет особенно благоприятный спектральный состав для фотоэмиссии. На участке сильного поля должны возбуждаться в первую очередь резонансные линии атома Хе ( $\lambda = 119, 125, 130$  и  $147$  нм), для которых энергия фотонов больше не только работы выхода моноатомной адсорбированной на вольфраме пленки цезия ( $\sim 1,7$  эВ), но и потенциала ионизации атома Cs ( $3,89$  эВ). В положительном столбе обычного тлеющего разряда в ксеноне резонансные линии выносят около половины энергии излучения [9]; на участке сильного поля катодного слоя они должны возбуждаться в первую оче-

редь, так что их доля в его излучении должна быть не меньшей. Такое значительное уменьшение  $\phi_k$  должно радикально увеличить фотоэмиссию в этой области спектра. Это главный фактор, именно сочетание интенсивного резонансного излучения атомов ксенона с низкой работой выхода цезиевых покрытий на электродах обуславливает особенности тлеющего разряда в смеси Хе–Cs. Порознь ни в ксеноне, ни в цезии этих особенностей нет. Наконец, в четвертых, поток возбужденных атомов Хе на катод так же вызывает эмиссию электронов и эквивалентен фотоэмиссии.

Фотоэмиссией и влиянием естественной внешней подсветки можно объяснить и наблюдаемое снижение напряжения поджига  $U_n$  в холодных лампах. Для горелки 11/35  $U_n$  составило 460 В. Для нее  $P_{\text{Xe}} \cdot L = 70$  Торр·см, по кривой Пашена для ксенона этому соответствует  $U_n = 2000$  В – в 4 раза больше. Для лампы с горелкой 5/22  $P_{\text{Xe}} \cdot L = 45$  Торр·см, и из кривой Пашена следует  $U_n = 1400$  В, что в 3 раза больше полученного экспериментального значения 500 В. Такое значительное снижение напряжения поджига свидетельствует о том, что большие коэффициенты фотоэмиссии и присутствие цезия даже в минимальных количествах существенно изменяют лавинный механизм пробоя в чистом ксеноне.

С практической точки зрения низкие напряжения поджига и горения фотоэмиссионного разряда существенно упрощают создание ЭПРА с предварительным разогревом для ИПР ламп, а относительно большие токи должны обеспечить достаточно быстрое повышение температуры электродов. Следует только убедиться, что наблюдаемому переходу в дуговой режим соответствует диффузная привязка к электродам. При этом совсем незначительный, по-видимому, вклад ион-электронной эмиссии в электронный ток с катода при уменьшении в несколько раз катодного падения напряжения сводят на-нет катодное распыление электродов.

### Заключение

При исследовании зажигания разряда с холодными электродами в цезиевых осветительных лампах обнаружена необычная «сильноточная» форма тлеющего разряда, который образуется и горит при существенно

меньших напряжениях и на 1–2 порядка больших токах по сравнению обычным тлеющим разрядом в чистых ксеноне или цезии. Получены основные характеристики такого сильноточного тлеющего разряда, предварительно установлен ряд его закономерностей. Выдвинуто предположение, что специфика сильноточного тлеющего разряда в ксеноне с добавкой цезия обусловлена формированием на электродах пленочных структур W–Th–Cs с низкой работой выхода и высокой фотоэмиссией по отношению к коротковолновому резонансному излучению атомов ксенона в прикатодном слое. Режим сильноточного тлеющего разряда чрезвычайно благоприятен для создания ЭПРА для цезиевых ИПР ламп с предварительным разогревом, так как исключает возникновение эрозионных катодных пятен, снижающих срок службы источника света. Как с точки зрения физики газового разряда, так и с позиции практической значимости, большой интерес представляет дальнейшее, более детальное исследование сильноточного тлеющего разряда в стационарных режимах, и прежде всего спектроскопическое изучение описанных в данной работе явлений.

Авторы выражают благодарность своим коллегам А. А. Богданову и И. И. Столярову за ценные и полезные обсуждения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бакуит Ф. Г., Лапшин В. Ф. / Успехи прикладной физики. 2017. Т. 5. № 6. С. 525. doi: <https://appphys.orion-ir.ru/appl-18/18-6/PF-18-6-84.pdf>
2. Гавриш С. В., Каплан В. Б., Марциновский А. М., Столяров И. И. / Прикладная физика. 2019. № 5. С. 78. doi: <https://appphys.orion-ir.ru/appl-19/19-5/PF-19-5-78.pdf>
3. Богданов А. А., Гавриш С. В., Коваль В. В., Марциновский А. М., Столяров И. И. / Прикладная физика. 2020. № 6. С. 16. doi: <https://appphys.orion-ir.ru/appl-20/20-6/PF-20-6-16.pdf>
4. Богданов А. А., Гавриш С. В., Марциновский А. М., Столяров И. И. / Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физ. Мат. науки. 2023. Т. 16. № 1.1. С. 369–373. doi: <https://doi.org/10.18721/JPM.161.162>
5. Taylor J. B., Languir I. / Phys. Rev. 1933. Vol. 44. P. 423. doi: <https://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRev.44.423>
6. Гавриш С. В. / Прикладная физика. 2018. № 6. С. 84. doi: <https://appphys.orion-ir.ru/appl-18/18-6/PF-18-6-84.pdf>
7. Рохлин Г. Н. Газоразрядные источники света. – М.-Л.: Энергия, 1960. С. 230.
8. Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника. – М.: Наука, 1966. doi: <https://djuvonline/file/XGyEdef9Yz0zE?ysclid=m64ww0lfhs631522135>
9. Григорьян Г. М., Демьянов А. В., Дятко Н. А., Кочетов И. В. / Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 6. С. 562–571. doi: <https://sciencejournals.ru/viewarticle/?j=fizplaz&y=2021&v=47&n=6&a=FizPlaz2106006Grigoryan>
10. Бохан П. А., Сорокин А. Р. / ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 5. С. 88–95.

PACS: 52.80.Mg

## High-current photoemission glow discharge in a Xe–Cs mixture

A. M. Martsinivsky<sup>1</sup>, S. V. Gavrish<sup>2,\*</sup>, D. G. Korenjugin<sup>3</sup>, A. S. Guslin<sup>3</sup> and V. N. Kusin<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Ioffe Institute, St. Petersburg, 194021 Russia

<sup>2</sup> Scientific and Production Enterprise "Melitta", Ltd, Moscow, 117997 Russia

\* E-mail: [svgavr@list.ru](mailto:svgavr@list.ru)

<sup>3</sup> Petr the Grzeatx St.Petersburg Politechnic University, St. Petersburg, 195251 Russia

Received 17.02.2025; revised 4.03.2025; accepted 7.04.2025

*An unusual glow discharge was discovered in a Xe+Cs mixture. Its combustion voltage is several times lower and the current density is 1–2 orders higher than the normal voltage and current of the common glow discharge in pure xenon or cesium. These discharges occurred in lighting cesium lamps of the pulse-periodic discharge when they were heated by alternating voltage before applying working high-current pulses, at a xenon pressure of 20 Torr and a wide range of cesium pressure ( $10^{-6}$ -1) Torr. The most probable reason of their occurrence is*

***photoemission from W–Th–Cs structures on the electrodes under the influence of intense UV radiation of the cathode layer.***

**Keywords:** glow discharge; xenon; cesium; mercuryless lighting lamp; photoemission; thermoe-mission; UV radiation; cathode layer; voltage characteristic.

**REFERENCES**

1. Baksht F. G. and Lapshin V. F., Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics) **5** (6), 525 (2017) [in Russian].
2. Gavrish S. V., Kaplan V. B., Martsinovskiy A. M. and Stolyarov I. I., Applied Physics, № 5, 78 (2019) [in Russian].
3. Bogdanov A. A., Gavrish S. V., Koval' V. V., Martsinovskiy A. M. and Stolyarov I. I., Applied Physics, № 6, 16 (2020) [in Russian].
4. Bogdanov A. A., Gavrish S. V., Martsinovskiy A. M. and Stolyarov I. I., University Journal. Physics and Mathematics **16** (1.1), 369 (2023).
5. Taylor J. B. and Languir I., Phys. Rev. **44**, 423 (1933).
6. Gavrish S. V., Applied Physics, № 6, 84 (2018) [in Russian].
7. Rokhlin G. N., Razryadnye istochniki sveta. Moscow-Leningrad, Energoatomizdat, 1960, p. 230.
8. Djbre'tsov L. N. and Gooojun'va M. V., Emission Electronic. Moscow, Nauka, 1966 [in Russian].
9. Grigor'yan G. M., Dem'yanov A. V., Djatko N. A. and Kochetov I. V., Fizika Plasmy **47**, 562 (2021) [in Russian].
10. Bohan P. A. and Sorokin A. R., J. Tech. Phys. **55** (5), 88 (1985) [in Russian].

**Об авторах**

**Марциновский Артемий Маркович**, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н., Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН (194021, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26). E-mail: amartsinovsky@gmail.com. Author ID 20607

**Гавриш Сергей Викторович**, начальник отдела, д.т.н., ООО «НПП «Мелитта» (117997, Россия, Москва, ул. Миклухо-Маклая, д. 16/10). E-mail: svgavr@list.ru. SPIN-код РИНЦ 3089-4957, Author ID 503331

**Коренюгин Дмитрий Геннадиевич**, старший преподаватель, Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого (195251, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 29). E-mail: polarisdk@mail.ru. SPIN-код РИНЦ 9098-5391, Author ID 536530

**Гуслин Антон Сергеевич**, студент, Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого (195251, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 29).

**Кузин Владимир Николаевич**, студент, Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого (195251, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 29).