

**Исследование светоотдачи безртутной цезиевой лампы  
в режиме импульсно-периодического разряда***С. В. Гавриш, В. Б. Каплан, А. М. Марциновский, И. И. Столяров*

*В работе представлены результаты исследований светоотдачи безртутной цезиевой лампы в режиме импульсно-периодического разряда в широком диапазоне давлений цезия ( $P_{Cs} = 10\text{--}750$  Торр). Обнаружено, что зависимость светоотдачи  $\eta$  от давления  $P_{Cs}$  носит сложный немонотонный характер: кривая  $\eta(P_{Cs})$  имеет максимум  $\sim 60$  лм/Вт при  $P_{Cs} \approx 100\text{--}150$  Торр, а при дальнейшем увеличении давления светоотдача после спада до  $\sim 50$  лм/Вт начинает снова возрастать и достигает  $\sim 70$  лм/Вт при  $P_{Cs} \sim 1$  атм. Этот неожиданный рост связан с контракцией разряда, наблюдавшейся при  $P_{Cs} > \sim 300$  Торр. Полученные значения светоотдачи в полтора раза превышают достигнутый ранее уровень (46 лм/Вт) и практически вдвое больше светоотдачи ксеноновых ламп, имеющих столь же высокий индекс цветопередачи  $R_a \sim 90\text{--}95$ .*

*Ключевые слова:* газовый разряд, цезий, давление паров, световой поток, светоотдача, контракция, безртутные осветительные лампы.

**Ссылка:** Гавриш С. В., Каплан В. Б., Марциновский А. М., Столяров И. И. // Прикладная физика. 2019. № 5. С. 78.

**Reference:** S. V. Gavrish, V. B. Kaplan, A. M. Martsinovsky, and I. I. Stolyarov, Prikl. Fiz., No. 5, 78 (2019).

**Введение**

Цезиевая дуговая лампа [1] была предложена практически одновременно с натриевыми источниками света высокого давления. Тогда же было показано, что из-за удачного расположения 6P и 5D рекомбинационных континуумов атома Cs, перекрывающих практически всю видимую область, этот разряд

обеспечивает свет с высоким индексом цветопередачи  $R_a$ . Но в случае непрерывного разряда получение плазмы с концентрацией  $n_e \sim 10^{17}\text{--}10^{18}$  см<sup>-3</sup>, при которой большая доля излучения выносится из плазмы континуумами и обеспечивает высокую светоотдачу, оказалось сложной задачей. Для ее решения требовались большая электрическая мощность разряда и исключение перегрева разрядной трубки из поликристаллического оксида алюминия (поликора).

В то же время реализация на натриевых лампах импульсно-периодического разряда (ИПР) показала принципиальную возможность получения высоких концентраций плазмы в мощных импульсах тока при большой скважности и малой средней мощности. В данном направлении были начаты теоретические исследования положительного столба сильноточного цезиевого ИПР высокого давления, завершившиеся созданием его теории [2–6]. В указанных работах показано, что такой разряд является экологически чистым и достаточно эффективным источником види-

**Гавриш Сергей Викторович**<sup>1</sup>, нач. отдела источников света, д.т.н.

**Каплан Владимир Борисович**<sup>2</sup>, с.н.с., к.ф.-м.н.

**Марциновский Артемий Маркович**<sup>2</sup>, с.н.с., к.ф.-м.н.

**Столяров Игорь Иванович**<sup>2</sup>, вед. инженер.

<sup>1</sup> ООО «НПП «Мелитта».

Россия, 117997, Москва, ул. Миклухо-Маклая, 16/10.

E-mail: svgavr@list.ru

<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН.

Россия, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26.

E-mail: vb\_kaplan@mail.ru, amartsinovsky@gmail.com,

igor-stolyarov@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 7 октября 2019 г.

© Гавриш С. В., Каплан В. Б., Марциновский А. М., Столяров И. И., 2019

мого света, обеспечивая светоотдачу плазмы положительного столба разряда  $\eta$  до 80–90 лм/Вт при  $R_a$  до 95–97. Однако при экспериментальном исследовании цезиевых ламп в импульсно-периодическом режиме были получены заметно меньшие светоотдачи – до  $\eta = 45$  лм/Вт [7, 8]. В связи с этим в ФТИ РАН совместно с СКБ «ЗЕНИТ» было начато детальное экспериментальное изучение цезиевого ИПР. В первую очередь были выполнены спектроскопические измерения в широком диапазоне параметров разряда, подтвердившие правильность основных положений теории [9–11], исследованы особенности динамики таких разрядов [12].

В настоящей работе приводятся результаты последних исследований светоотдачи цезиевых ламп в режиме ИПР.

### Методика эксперимента

В работе измерения проводились на экспериментальных образцах ламп с разрядными трубками (горелками) из монокристаллического сапфира, конструкция которых подробно рассмотрена в [7]. Внутренний диаметр трубки составлял 5 мм, межэлектродное расстояние 55 мм, электроды – стандартные витые вольфрамовые. Горелка помещалась в непрерывно откачиваемую кварцевую трубку, которая имела ввод для хромель-алюмелевой термопары, располагавшейся в зоне холодной точки горелки. Это позволило, хотя и приближенно, в эксперименте измерять темпера-

туру жидкой фазы цезия  $T_{Cs}$  и, соответственно, определять давление  $P_{Cs}$ .

На контакты лампы подавались знакопеременные треугольные импульсы тока с регулируемой частотой  $f$  и амплитудой  $I_m$  от генератора тока. Дополнительно источник электрического питания лампы при необходимости обеспечивал поддержание между импульсами «дежурного» тока до 1,6 А. Импульсы тока, напряжения, света и их частота следования  $f$  регистрировались цифровым двухканальным осциллографом (см. рис. 1). По осциллограммам напряжения  $v(t)$  и тока  $i(t)$  рассчитывалась энергия, в импульсе

$$q_p = \int_0^{\tau} v(t)i(t)dt$$

и средняя по времени мощность поддержания ИПР  $W = q_p \times f$ .

Усредненный по времени световой поток  $J_{\perp}$  перпендикулярно оси лампы измерялся люксметром «ТКА-Люкс». Светоотдача определялась методом зональных телесных углов [13]. Для одного из режимов измерялась индикатриса светимости от 0 до 90° (с небольшим шагом ~5–10°) и в предположении аксиальной симметрии лампы и одинакового спада интенсивности света на обоих ее концах вычислялся полный световой поток  $J_{\Sigma}$ . Отношение  $J_{\Sigma}/4\pi J_{\perp} = \Omega_{эфф}$  рассматривается как эффективный телесный угол и считается, что с достаточной степенью точности это соотношение сохраняется и для других режимов лампы. Для исследованной горелки полагалось значение  $\Omega_{эфф} = 11,2$ .

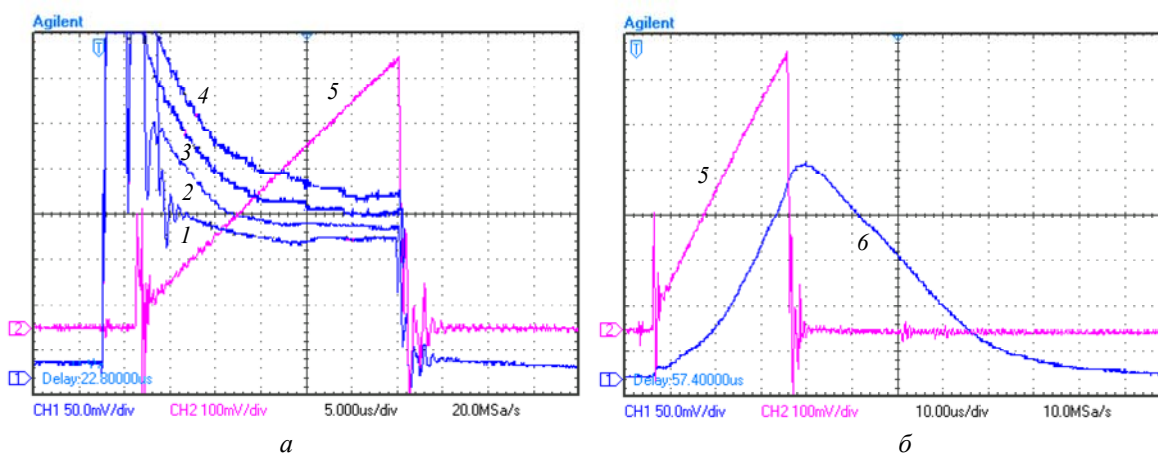


Рис. 1. Режимы работы цезиевой лампы: а) – осциллограммы напряжения (1–4) импульсно-периодического разряда в зависимости от давления цезия при постоянном импульсе тока (5) с амплитудой  $I_m = 60$  А и длительностью  $\tau = 40$  мкс. Режим 1 –  $f = 371$  Гц,  $W = 50$  Вт,  $P_{Cs} = 6$  Торр; 2 – 648 Гц, 105 Вт, 17 Торр; 3 – 944 Гц, 187 Вт, 50 Торр; 4 – 1393 Гц, 340 Вт, 100 Торр. (Масштаб по напряжению – 50 В/дел., по току – 10 А/дел.). Импульс тока приведен для режима 2. б) – осциллограммы тока (5) и светового потока (6) для режима 2. (Масштаб по току тот же, световой поток в произвольных единицах).

Расчеты показывали, что амплитуда и длительность импульса тока в весьма широком диапазоне (десятки ампер и микросекунд) слабо влияют на светоотдачу [4]. Поэтому наиболее интересную информацию о главной характеристике лампы, а именно, о ее максимальной энергоэффективности, эксперимент может обеспечить при исследовании зависимости светоотдачи от давления цезия при близких к середине этого диапазона значениях  $I_m$  и  $\tau$ . С используемым генератором это легко было сделать, меняя частоту следования при неизменном импульсе тока. В этом случае с изменением частоты меняется средняя мощность, вкладываемая в разряд, а с ней – равновесная температура горелки и давление паров цезия, определяемое температурой ее холодной точки.

Первоначально была снята зависимость светоотдачи от давления цезия для импульса тока с амплитудой  $I_m = 60$  А; понятно, что при этом получалась и другая важная зависимость –  $\eta(W)$  (см. рис. 2, а и б, кривые 1).

Следует отметить, что погрешность измерения температуры холодной точки термопарой (и систематическая, и случайная) оказалась значительной, что связано с отсутствием надежного точечного теплового контакта с горелкой. В нашем случае термопара прижималась только весом керамики, изолирующей термоэлектроды. Поэтому приведенные на рис. 2 значения представляют нижний предел равновесного (в паузах между импульсами) давления паров цезия. По косвенным оценкам, реальное давление, скорее всего, на 25–30 % выше представленных значений. Для определения давления паров цезия, исходя из температуры его жидкой фазы, нами использовались справочные данные, приведенные в [14].

Выявлено, что на зависимости  $\eta(P_{Cs})$  (кривая 1 рис. 2, а), как и на зависимости  $\eta(W)$  (кривая 1 рис. 2, б) наблюдается максимум при  $P_{Cs} \sim 100$  Торр (или  $\sim 125$  Торр с поправкой на тепловой контакт). Значение светоотдачи в этом максимуме составляет 62 лм/Вт, что хорошо согласуется с теоретическими расчетами, поскольку 80–90 лм/Вт с поверхности плазменного канала соответствует светоотдаче  $\sim 65$ –75 лм/Вт для лампы с двумя оболочками. Наблюдаемое небольшое превышение расчетных значений над экспериментальными

данными связано, скорее всего, с тем, что расчетная модель не учитывает ИК-излучения молекул цезия, концентрация которых должна быть велика в холодном ( $T \sim 1000$ –1500 К) пристеночном слое при таких больших давлениях. Во всяком случае, именно молекулы делают цезиевый ИПР эффективным источником длинноволнового ИК-излучения [15].

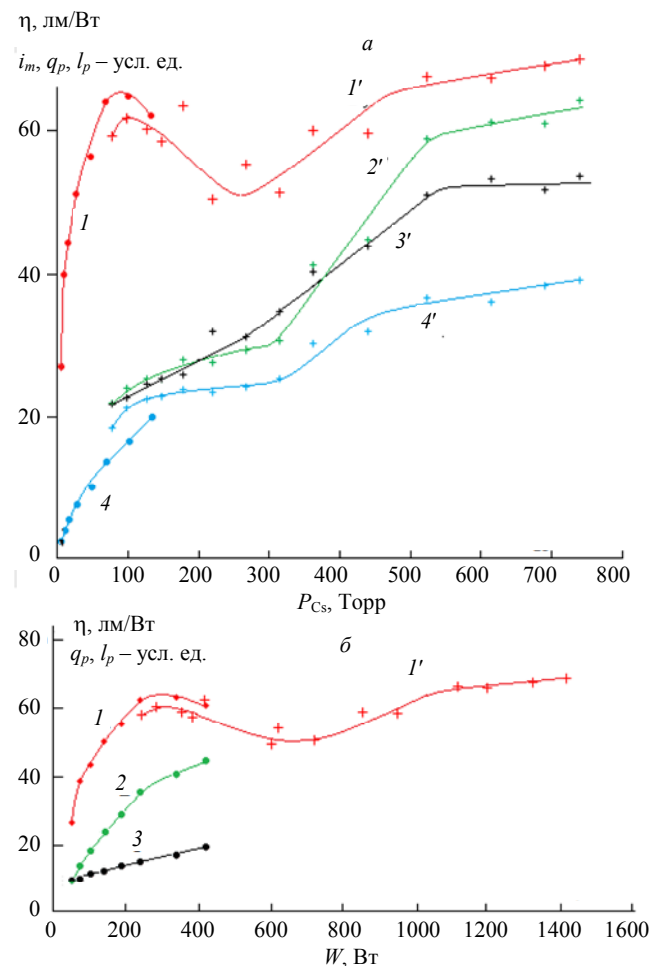


Рис. 2. Зависимость светоотдачи от давления цезия (а) и средней мощности лампы (б) с изменением частоты при постоянном импульсе тока. 1, 1' – светоотдача; 2, 2' – световой поток в импульсе  $I_p$ ; 3, 3' – энергозвклад в импульсе  $q_p$ ; 4, 4' – максимальное значение светового потока в конце импульса  $I_m$ . 1–4 – амплитуда импульса тока  $I_m = 60$  А, длительность  $\tau = 30$  мкс; 1'–4' –  $I_m = 80$  А,  $\tau = 40$  мкс.

На рис. 2 последняя измеренная точка кривых 1 соответствует максимально достижимой частоте генератора (1488 Гц) и, соответственно, максимальной мощности лампы для данного импульса тока. Поэтому для более детальной фиксации момента спада светоотдачи с ростом давления (подводимой мощ-

ности) и одновременно для изучения тенденции изменения положения максимума светоотдачи при варьировании импульса тока была проведена аналогичная серия измерений при амплитуде импульса тока  $I_m = 80$  А. В результате для максимальной частоты была достигнута мощность  $W \approx 1,5$  кВт и давление  $P_{Cs} \approx 1$  атм (рис. 2, кривые 2). Однако при этом исследовать область низких частот (малых мощностей и давлений) оказалось трудно из-за нестабильности поджига разряда. Поэтому кривые 1 и 1' имеют сравнительно небольшой общий участок, расположенный в районе максимума и, по существу, дополняют друг друга.

Как следует из рис. 2, для  $I_m = 80$  А на кривых 1' действительно наблюдается значительный спад светоотдачи после максимума, но положение экстремума по шкале давления (и мощности) не изменилось, что подтверждает определяющую роль давления в рассматриваемых условиях. Небольшое уменьшение максимального значения  $\eta$  может быть связано с превышением оптимальной величины  $I_m$ , которая, по расчетам работы [4], соответствует току 70 А. Но более вероятно, что наблюдаемое уменьшение обусловлено загрязнением внутренней поверхности внешней колбы продуктами разложения форвакуумного масла при нагреве излучением кварцевого стекла.

Как и ожидалось, в области относительно малых давлений ( $P_{Cs} \sim 10$  Торр, равновесная концентрация атомов Cs  $N_a \sim 10^{17}$  см<sup>-3</sup>) светоотдача быстро растет с давлением за счет роста концентрации плазмы  $n_e$ , поскольку в этой области давлений при высоких плотностях тока, соответствующих второй половине импульса, степень ионизации должна быть значительной. В то же время значения  $n_e$  еще относительно невелики, и для континуумов радиальная оптическая толщина плазмы  $\tau_\lambda(R) \ll 1$ , плазма оптически прозрачна [10], и световой поток, выносимый в континуумах, пропорционален  $n_e^2$ . По мере роста давления степень ионизации при постоянном импульсе тока где-то должна начать уменьшаться, что замедлит рост светоотдачи даже при сохранении условия  $\tau_\lambda(R) \ll 1$ . Но главное, с ростом давления и концентрации растет оптическая толщина столба плазмы для континуумов в спектральном диапазоне  $\lambda \sim 380\text{--}600$  нм, что

детально исследовалось теоретически [16]. С определенного момента коэффициент поглощения плазмы  $\tau_\lambda(R)$  становится настолько большим, что является основным фактором, снижающим светоотдачу. Данный вывод хорошо подтверждается наблюдаемым с ростом давления изменением светового потока  $I_p$  и энерговыклада  $q_p$  в импульсе (кривые 2, 3 и 2', 3' на рис. 2):  $I_p$  растет значительно быстрее, чем  $q_p$ , что и обуславливает быстрый рост светоотдачи. (Для лучшей иллюстрации этого, масштаб для  $q_p$  и  $I_p$  выбран таким образом, чтобы начальные точки кривых 2 и 3 совпадали). Но, как видно из рисунка, величина светового потока растет линейно и значительно быстрее, чем  $q_p$ , лишь в области низких давлений  $P_{Cs} < \sim 50$  Торр. В определенный момент повышение  $I_p$  замедляется, что при неизменной скорости увеличения  $q_p$  сначала замедляет рост светоотдачи, а затем приводит и к ее уменьшению, формируя максимум. Как видно из кривых 2' и 3' для  $I_m = 80$  А, за максимумом светоотдачи рост светового потока в импульсе замедляется еще больше, и при  $P_{Cs} \sim \sim 170$  Торр зависимость  $I_p(P_{Cs})$  снова становится линейной, но уже существенно более слабой, чем зависимость  $q_p(P_{Cs})$  – что и определяет быстрый и значительный спад светоотдачи. А максимальное значение светового потока в конце импульса  $I_m$  (формально при  $t = \tau$ , но реально с задержкой в микросекунды после его окончания [12]) при этом давлении выходит на полное насыщение, как видно из кривой 4' рис. 2, а. Это однозначно свидетельствует о том, что при этом давлении достигается условие  $\tau_\lambda(R) > 1$ , так что столб плазмы становится поверхностным излучателем для континуумов. Отметим, что уровень давления хорошо согласуется с результатами расчета [6], где выход интенсивности на насыщение получился на  $\sim 200$  Торр.

Следует отметить, что на формирование максимума влияет и изменение спектра с ростом давления. Согласно расчетам [17], доля видимого излучения в полном радиационном потоке быстро возрастает с  $\sim 0,35$  при  $P_{Cs} \sim 5$  Торр до  $\sim 0,55$  при  $P_{Cs} \sim 200$  Торр (а далее широкий экстремум с максимальным значением 0,58 [6]). Существенно сказывается и быстрое увеличение доли радиационной энергии, выносимой

из плазмы, по отношению к полной энергии, вносимой в разряд – с  $\sim 0,55$  при  $P_{Cs} \sim 5$  Торр до  $\sim 0,9$  при  $P_{Cs} \sim 100$  Торр, с последующим выходом на насыщение при  $0,95$  [6].

Наиболее существенным результатом выполненных нами измерений с импульсом  $I_m = 80$  А следует считать неожиданное повторное возрастание светоотдачи от  $\sim 50$  до  $\sim 70$  лм/Вт (рис. 2) с повышением давления, начиная с  $P_{Cs} \sim 300$  Торр ( $W \approx 600$  Вт). В этот момент, как показывают визуальные наблюдения, происходит контракция положительного столба разряда, по крайней мере, на последней стадии его развития, когда интенсивность свечения максимальна (именно этот момент и воспринимается глазом). При этом разряд сжимается в канал диаметром около 2 мм.

При переходе к контрагированному разряду достигший насыщения в конце импульса световой поток  $I_m$ , как видно из кривой 4', снова начинает возрастать, и резко ускоряется рост светового потока в импульсе  $I_p$  (кривая 2') – что свидетельствует о радикальной перестройке разряда. При этом ускоряется рост энергоклада в импульсе, так что на зависимости  $q_p(P_{Cs})$  наблюдается отчетливый излом, хотя увеличение наклона невелико. Последнее обстоятельство и обуславливает достаточно быстрое возрастание светоотдачи после минимума.

Интересно отметить, что при  $P_{Cs} \sim 530$  Торр на всех кривых рис. 2, а наблюдается еще один излом, который также, по-видимому, свидетельствует о качественной перестройке уже контрагированного разряда. При этом скорость роста  $I_m$  и  $I_p$  с увеличением  $P_{Cs}$  снова снижается, а энергоклад в импульсе  $q_p$  вообще перестает зависеть от давления – в результате чего светоотдача, хоть и медленнее, продолжает расти.

Расчеты [6] показывают, что величина спектрального потока энергии из плазмы цезиевого ИПР  $F_\lambda(R)$  определяют два фактора – осевая температура  $T_0$ , задающая функцию Планка  $F_{\lambda p}(T_0)$ , и радиальная оптическая толщина плазмы  $\tau_\lambda(R)$ , формируемая (в ЛТР-приближении) радиальным профилем температуры и равновесным давлением, и определяющая, в свою очередь, эффективный коэффициент черноты  $\varepsilon(\lambda)$  [6], так что  $F_\lambda(R) = \varepsilon(\lambda) \times F_{\lambda p}(T)$ . Понятно, что при контракции

разряда температура на его оси должна возрасти, а радиальный профиль температуры существенно сузится. Поэтому можно предполагать, что оптическая плотность плазмы при контракции существенно уменьшится из-за сужения температурного профиля, как показано в [6, 16], что приводит к возрастанию максимального и интегрального по импульсу световых потоков, наблюдаемых в эксперименте.

## Заключение

Выполненные экспериментальные исследования показали, что равновесное давление паров цезия действительно является важнейшим параметром, определяющим эффективность цезиевой лампы как источника видимого света в режиме ИПР. В этом плане представленные результаты можно рассматривать как предварительную оптимизацию режима работы лампы. Выявлено, что зависимость светоотдачи от давления носит достаточно сложный характер. Её максимум при давлении  $\sim 100$ – $150$  Торр обусловлен достижением оптимальной радиальной оптической плотности плазменного столба. По-видимому, на практике это будет основная область рабочих давлений. Для каждого конкретного конструктивного исполнения лампы, определяющего потери тепла горелкой и токоподводами, давление паров будет определять номинальную среднюю мощность лампы. Так, для исследованной лампы средняя мощность составила  $W \approx 250$  Вт, при которой максимальное значение светоотдачи  $\eta = 62$  лм/Вт получилось почти в 1,5 раза большим, чем в [7, 8].

Обнаруженный эффект повторного роста светоотдачи в области высоких давлений от  $\sim 50$  до  $\sim 70$  лм/Вт, вероятнее всего, связан с контракцией разряда и, очевидно, требует дальнейшего детального изучения. Однако уже сейчас понятно, что он открывает реальный путь дальнейшего повышения светоотдачи цезиевых ламп при работе в режиме ИПР.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Schmidt K. Патент США US2971110, 1959.
2. Бакут Ф. Г., Лапшин В. Ф. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. Вып. 24. С. 40.
3. Бакут Ф. Г., Лапшин В. Ф. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 24. С. 70.

4. Бакуит Ф. Г., Лапшин В. Ф., Шиман А. С. // Светотехника. 2005. № 3. С. 20.
5. Бакуит Ф. Г., Лапшин В. Ф. // Прикладная физика. 2008. № 6. С. 43.
6. Бакуит Ф. Г., Лапшин В. Ф. // Успехи прикладной физики. 2017. Т. 5. № 6. С. 525.
7. Gu H., Muzeroll M. E., Chamberlain J. C., Maya J. // Plasma Sources Sci. Technol. 2001. Vol. 10. P. 1.
8. Pichler G., Živčec V., Veuc R., Mrzljak Ž, Van T., Skenderović H., Gunther K., Liu J. // Phys. Scr. 2003. Vol. T105. P. 98.
9. Бакуит Ф. Г., Гавриш С. В., Каплан В. Б., Коротков С. В., Лапшин В. Ф., Марциновский А. М., Столяров И. И., Христюк Д. В. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. Вып. 24. С. 55.
10. Бакуит Ф. Г., Каплан В. Б., Лапшин В. Ф., Марциновский А. М. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 23. С. 17.
11. Baksht F. G., Gavrish S. V., Kaplan V. B., Lapshin V. F., Martsinovsky A. M. // Plasma Phys. Rep. 2010. Vol. 36. No. 13. P. 1199.
12. Гавриш С. В., Каплан В. Б., Марциновский А. М., Столяров И. И. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. Вып. 14. С. 64.
13. Справочная книга по светотехнике / Под ред. Ю. Б. Айзенберга. – М.: Энергоатомиздат, 1983.
14. Физические величины. Справочник / Под ред. И. С. Григорьевой, Е. З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991.
15. Katsuya Otani. Патент США WO2007047173A2 1989.
16. Бакуит Ф. Г., Лапшин В. Ф. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. Вып. 19. С. 9.
17. Бакуит Ф. Г., Лапшин В. Ф. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. Вып. 13. С. 7.

PACS: 52.80.Mg

## Investigation of light output of mercury-free cesium lamp in pulse-periodic discharge mode

*S. V. Gavrish<sup>1</sup>, V. B. Kaplan<sup>2</sup>, A. M. Martsinovsky<sup>2</sup>, and I. I. Stolyarov<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> Scientific and Production Enterprise "Melitta", Ltd  
16/10 Miklukho-Maklaya st., Moscow, 117997, Russia  
E-mail: [svgavr@list.ru](mailto:svgavr@list.ru)

<sup>2</sup> Ioffe Institute  
26 Polytekhnicheskaya st., St. Petersburg, 194021, Russia  
E-mail: [vb\\_kaplan@mail.ru](mailto:vb_kaplan@mail.ru), [amartsinovsky@gmail.com](mailto:amartsinovsky@gmail.com), [igor-stolyarov@yandex.ru](mailto:igor-stolyarov@yandex.ru)

*Received October 7, 2019*

*The paper presents the results of studies of the lamp efficacy of a mercury-free cesium lamp in the regime of a pulse-periodic discharge in a wide range of cesium pressures ( $P_{Cs} = 10\text{--}750$  Torr). It was found that the dependence of the lamp efficacy  $\eta$  on the pressure of  $P_{Cs}$  is complex and non-monotonous: the curve  $\eta(P_{Cs})$  has a maximum of  $\sim 60$  lm/W at  $P_{Cs} \approx 100\text{--}150$  Torr, and with a further increase in pressure, the lamp efficacy after a decrease to  $\sim 50$  lm/W begins to increase again and reaches  $\sim 70$  lm/W at  $P_{Cs} \sim 1$  atm. This unexpected increase is due to discharge contraction observed at  $P_{Cs} > \sim 300$  Torr. The obtained lamp efficacy values are  $\sim 1/2$  times higher than the previously achieved level (46 lm / W) and almost twice as much as the lamp efficacy of xenon lamps with an equally high color rendering index  $R_a \sim 90\text{--}95$ .*

*Keywords:* gas discharge, cesium, vapor pressure, light flux, lamp efficacy, contraction, mercury-free luminous lamps.

## REFERENCES

1. K. Schmidt. US patent US2971110, (1959).
2. F. G. Baksht and V. F. Lapshin, Tech. Phys. Lett. **23**, 961 (1997).
3. F. G. Baksht and V. F. Lapshin, Tech. Phys. Lett. **30**, 1051 (2004).
4. F. G. Baksht, V. F. Lapshin, and A. S. Shiman, Svetotekhnika, No. 3, 20 (2005).
5. F. G. Baksht and V. F. Lapshin, Prikl. Fiz., No. 6, 43 (2008).
6. F. G. Baksht and V. F. Lapshin, Usp. Prikl. Fiz. **5** (6), 525 (2017).
7. H. Gu, M. E. Muzeroll, J. C. Chamberlain, and J. Maya, Plasma Sources Sci. Technol. **10**, 1 (2001).
8. G. Pichler, V. Živčec, R. Beuc, Ž. Mrzljak, T. Ban, H. Skenderović, K. Gunther, and J. Liu, Phys. Scr. **105**, 98 (2003).
9. F. G. Baksht, S. V. Gavrish, V. B. Kaplan, S. V. Korotkov, V. F. Lapshin, A. M. Martsinovsky, I. I. Stolyarov, and D. V. Christyuk, Tech. Phys. Lett. **34**, 1066 (2008).
10. F. G. Baksht, V. B. Kaplan, V. F. Lapshin, and A.M. Martsinovsky, Tech. Phys. Lett. **35**, 1078 (2009).
11. F. G. Baksht, S. V. Gavrish, V. B. Kaplan, V. F. Lapshin, and A. M. Martsinovsky, Plasma Phys. Rep. **36**, 1199 (2010).
12. S. V. Gavrish, V. B. Kaplan, A. M. Martsinovsky, and I. I. Stolyarov, Tech. Phys. Lett. **41**, 694 (2015).
13. *Handbook of Light Engineering*, Ed. by Yu. B. Aizenberg (Znak, Moscow, 2006) [in Russian].
14. *Physical parameters and constants. Handdbook*. Ed. by I. S. Grigoryev and E. Z. Meilikhov. M., Energoatomizdat (1991) [in Russian].
15. Katsuya Otani. Patent WO2007047173A2 (1989).
16. F. G. Baksht and V. F. Lapshin, Tech. Phys. Lett. **39**, 847 (2013).
17. F. G. Baksht and V. F. Lapshin, Tech. Phys. Lett. **41**, 620 (2015).