

**Бакит Ф.Г.<sup>1</sup>, Лапшин В.Ф.<sup>1,2</sup>**<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, РФ<sup>2</sup> Петербургский государственный университет путей сообщения, Санкт-Петербург, РФ**Импульсно-периодический разряд в цезии  
как эффективный источник света**

Выполнено самосогласованное моделирование импульсно-периодического разряда высокого давления в цезии. Исследованы механизмы теплообмена в плазме, формирование профилей температуры и спектр излучения разряда. Показано, что основным механизмом переноса энергии является нелокальный теплообмен, обусловленный частичной реабсорбцией интенсивного рекомбинационного излучения. В широком диапазоне параметров исследованный разряд является эффективным источником света с непрерывным спектром рекомбинационного излучения, который в видимой области близок к планковскому. Спектр формируется за счет ярких фоторекомбинационных 6P и 5D континуумов цезия, пороги которых существенно сдвинуты в длинноволновую область. Электрическая энергия, вкладываемая в разряд, практически целиком излучается. Индекс цветопередачи видимого излучения достигает практически предельного значения  $R_a = 99$ .

**Ключевые слова:** низкотемпературная плазма, газовый разряд, теплообмен излучением, спектр излучения, источники света.

Виконано самоузгоджене моделювання імпульсно-періодичного розряду високого тиску у цезії. Досліджено механізми теплообміну у плазмі, формування профілів температури та спектр випромінювання розряду. Показано, що основним механізмом переносу енергії є нелокальний теплообмін, зумовлений частковою реабсорбцією інтенсивного рекомбінаційного випромінювання. У широкому діапазоні параметрів дослідженого випромінювання, який у видимій області близький до планківського. Спектр формується за рахунок яскравих фоторекомбінаційних 6P і 5D континуумів цезія, пороги яких істотно ссунуті у довгохвильову область. Електрична енергія, що вкладається у розряд, практично цілком випромінюється. Індекс кольоропередачі видимого випромінювання досягає практично граничного значення  $R_a = 99$ .

**Ключові слова:** низькотемпературна плазма, газовий розряд, теплообмін випромінюванням, спектр випромінювання, джерело світла.

В течение длительного времени предпринимаются попытки использовать пульсирующий режим питания для улучшения светотехнических характеристик разрядных источников света. В результате проведенных исследований было показано, что основное преимущество пульсирующего режима питания заключается в возможности создания плазмы существенно больших концентрации и температуры, чем в стационарной дуге такой же мощности [1–5]. Это значительно увеличивает световые потоки из плазмы разряда и улучшает качество цветопередачи источника света на его основе. Другим важным преимуществом пульсирующего режима питания в сравнении со стационарной дугой является наличие дополнительных параметров: продолжительности и скважности импульсов тока. Использование этих параметров облегчает

оптимизацию разряда, позволяет управлять тепловым режимом горелки и снижает требования, предъявляемые к буферному газу: его роль сводится в основном к обеспечению первоначального пробыга газоразрядного промежутка. Существенно также то, что атомы цезия обладают малой подвижностью. Все это позволяет отказаться от использования ртути в источниках света с пульсирующим режимом питания. До настоящего времени в источниках света использовалось только линейчатое излучение паров металлов [6].

В настоящей работе рассматривается импульсно-периодический разряд (ИПР) высокого давления в цезии, являющийся эффективным источником света с рекомбинационным механизмом излучения. Исследования, проведенные в работах [7–10], показали, что в спектре

излучения цезиевой плазмы с ростом концентрации плазмы существенно увеличивается доля видимого излучения. Это происходит в основном за счет образования ярких 6P и 5D рекомбинационных континуумов цезия и сдвига порогов этих континуумов в длинноволновую область. В результате в импульсно-периодическом разряде оптическая толщина цезиевой плазмы в континууме может приближаться к единице при 5000–6000 К, когда максимум интенсивности планковского излучения лежит в области наибольшей чувствительности глаза. Это обеспечивает исключительно высокое качество цветопередачи и высокую световую эффективность исследованного разряда как источника света. В настоящее время для получения сплошного спектра обычно используется плазма дуги в ксеноне, которая становится оптически плотной лишь при  $T > 10^4$  К [6].

Далее рассматривается разряд в длинной ( $L \gg R$ ) прозрачной керамической трубке из  $Al_2O_3$  с внутренним радиусом  $R = 2,5$  мм. Разрядная трубка заполнена парами цезия, количество которого определяется давлением насыщающих паров  $P_{sat} \sim 400\text{--}800$  Торр у наиболее холодного конца трубки. Исследуется установившийся режим горения, когда через плазму «дежурного» разряда, поддерживаемого постоянным током  $I_{st} \sim 0,1\text{--}1,0$  А, периодически с частотой  $\nu \sim 500\text{--}1500$  Гц пропускается импульс тока заданной формы  $I(t)$  с амплитудой  $I_{max} \sim 30\text{--}150$  А. Коэффициент заполнения цикла  $k \sim 0,04\text{--}0,10$ . В этих условиях температура на оси разряда достигает 6000–7000 К, концентрация плазмы  $n_e \sim 10^{17}\text{--}10^{18}$  см<sup>-3</sup>.

2. Для теоретического исследования разряда сформулирована двухтемпературная многожидкостная (электроны, ионы, нейтральные атомы) модель ИПР в цезиевой плазме:

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_i + n_a) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r(n_a V_a + n_i V_i)] = 0; \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} p_a = n_a n_i R_{ai} (V_i - V_a); \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (p_e + p_i) = n_i n_a R_{ai} (V_a - V_i); \quad (3)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{3}{2} p_e + n_a E_a + n_i E_i \right) + \\ & + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left[ \frac{5}{2} p_e V_e + n_a V_a E_a + n_i V_i E_i \right] \right\} = \\ & = \sigma_e E_z^2 + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial r} - W_{rad} - \Delta S_{ea} - \Delta S_{ei}; \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{3}{2} p_a + \frac{3}{2} p_i \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left[ \frac{5}{2} p_a V_a + \frac{5}{2} p_i V_i \right] \right\} = \\ & = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \lambda_a \frac{\partial T}{\partial r} + \Delta S_{ea} + \Delta S_{ei}; \end{aligned} \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial s} I_\lambda = k'_\lambda (I_{\lambda P} - I_\lambda); \quad (6)$$

$$I(t) = 2\pi E(t) \int_0^R \sigma_e(r) r dr, \quad (7)$$

где  $p_i, p_e, p_a$  и  $n_i, n_e, n_a$  — парциальное давление и концентрация ионов, электронов и атомов цезия соответственно;  $V_i, V_e, V_a$  — их радиальная гидродинамическая скорость (предполагается, что радиальный ток на стенки отсутствует и  $V_i = V_e$ );  $T_e(r, t), T(r, t)$  — температура электронов и тяжелой компоненты плазмы;  $r$  — радиальная координата;  $\sigma_e$  — электронная электропроводность;  $\lambda_e, \lambda_a$  — электронная и атомная теплопроводность;  $E_i, E_a$  — энергия ионизации и усредненная по распределению Больцмана (с температурой электронов) энергия возбуждения атомов цезия;  $\Delta S_{ea}, \Delta S_{ei}$  — величина энергии, теряемой электронами при столкновениях с атомами и ионами [11, с. 118];  $E_z$  — напряженность продольного электрического поля в плазме;  $I_\lambda$  — спектральная интенсивность излучения с длиной волны  $\lambda$ ;  $s$  — координата вдоль светового луча;  $I_{\lambda P}$  — равновесная (планковская) спектральная интенсивность,

$$I_{\lambda P} = 2 h c^2 \lambda^{-5} [\exp(h c / \lambda k_B T_e) - 1]^{-1};$$

$W_{rad}$  — потери энергии на излучение с учетом реabsорбции,

$$W_{rad} = \int k'_\lambda (U_{\lambda P} - U_\lambda) d\lambda,$$

здесь

$$U_\lambda = \int_{(4\pi)} I_\lambda d\Omega / c; U_{\lambda P} = 4\pi I_{\lambda P} / c.$$

Методики расчета коэффициентов  $\sigma_e, \lambda_e, \lambda_a, R_{ai}$  и величины  $W_{rad}$  приведены в [9], а коэффициента поглощения плазмы  $k'_\lambda(r)$  — в [10].

Представленная модель включает в себя уравнение непрерывности (1) для компонент плазмы, уравнения движения (2)–(3) с учетом проскальзывания компонент плазмы друг относительно друга, уравнения энергии для электронов (4) и тяжелой компоненты плазмы (атомов и ионов) (5), а также уравнение переноса излучения (6) и закон Ома (7) для осевого импульсного тока  $I(t)$ , нагревающего плазму. Из уравнений (2) и (3) следует очевидное свойство системы уравнений (1)–(5):

$$\partial p_0 / \partial r = 0,$$

где  $p_0$  — полное давление плазмы,  $p_0 = p_a + p_e + p_i$ .

Это следствие малости скоростей  $V_i, V_e$  и  $V_a$  по сравнению с соответствующими тепловыми (звуковыми) скоростями.

В условиях ИПР высокого давления в цезии основной объем плазмы в течение почти всего времени импульса и послесвечения находится в состоянии локального термодинамического равновесия (ЛТР) при электронной температуре  $T_e$  [8]. При этом в основной части плазменного столба (за исключением узких областей вблизи стенки трубки) для электронов устанавливаются максвелловское распределение по скоростям, а концентрации заряженной компоненты плазмы и нейтральных атомов цезия в основном и возбужденном состояниях удовлетворяют формуле Саха-Больцмана с электронной температурой  $T_e$ . Узкие области вблизи стенки трубки, где состояние плазмы отклоняется от ЛТР, рассматриваются отдельно. В этих областях по мере приближения от равновесной плазмы к диэлектрической стенке последовательно нарушается, во-первых, распределение Саха-Больцмана; во-вторых, нарушается максвелловское распределение свободных электронов по энергии вследствие ухода быстрых электронов из плазмы на стенку; в-третьих, нарушается квазинейтральность плазмы и образуется весьма узкий ленгмюровский слой пространственного заряда, ограничивающий электронный ток из плазмы на стенку трубки. При этом определяются выражения для ионного тока, а затем для тока электронов и их потока энергии, переносимых из плазмы на стенку трубки. Таким образом, формулируется граничное условие к уравнению энергии электронов (4) вблизи стенки трубки [11, 12]:

$$\left( \frac{5}{2} n_e k T_e V_e - \lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) \Big|_{r=R_S=R} = \frac{j_{i0}}{e} (E_i + eU_0 + \Delta E_e), \quad (8)$$

где  $R_S$  — радиус столба равновесной плазмы;  $j_{i0}$  — поток ионов из плазмы на стенку,

$$j_{i0} = e D_a n_S (T_e) / (2^{1/2} L_i)$$

(здесь  $L_i$  — длина ионизации;  $D_a$  — коэффициент амбиполярной диффузии) [12];  $eU_0$  — задерживающий электроны потенциальный барьер в ленгмюровском слое вблизи стенки трубки;  $\Delta E_e$  — тепловая энергия электронов, попадающих из плазмы на стенку [13]).

В рассматриваемых условиях ИПР  $eU_0 \leq 5kT_e$  ( $T_e$  — температура электронов в приэлектродной области),  $\Delta E_e \sim kT_e$ , основной вклад в правую часть (8) вносит энергия ионизации атома цезия  $E_i = 3,89$  эВ.

Граничные условия для температуры тяжелых частиц имеют вид:

$$\frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, \quad T \Big|_{r=R} = T_w. \quad (9)$$

Здесь температура стенки  $T_w$  определяется из условия баланса средней энергии  $q_w$ , падающей на стенку из плазмы в течение всего периода, и энергии, излучаемой поверхностью трубки [9]. Граничное условие для скоростей заменяется эквивалентным ему требованием постоянства количества цезия  $M$ , приходящегося на единицу длины трубки в установившемся периодическом режиме:

$$M = 2\pi m_a \int_0^R r(n_i + n_a) dr. \quad (10)$$

3. Результаты вычислений ИПР в цезии в соответствии с моделью (1)–(10) приведены ниже для  $R = 2,5$  мм,  $I_{max} = 120$  А,  $I_0 = 0,6$  А,  $\nu = 1000$  Гц,  $\nu t_p = 1/16$  (здесь  $t_p$  — продолжительность импульса). Количество цезия, приходящееся на единицу длины, составляло  $M = 0,06$  мг/см, что соответствовало давлению насыщенного пара цезия  $P_{sat} = 290$  Торр в холодном конце газоразрядной трубки.

На рис.1 изображены в относительных единицах основные параметры разряда. За единицу измерения приняты максимальные значения соответствующих величин:  $I_{max} = 120$  А,  $E_{max} = 106$  В/см,  $T_{max} = 6620$  К,  $P_{max} = 809$  Торр. Время отложено в единицах продолжительности импульса  $t/t_p$ .

Как показали численные исследования, величина напряженности продольного электрического поля имеет характерный для импульсного режима резкий максимум в самом начале им-

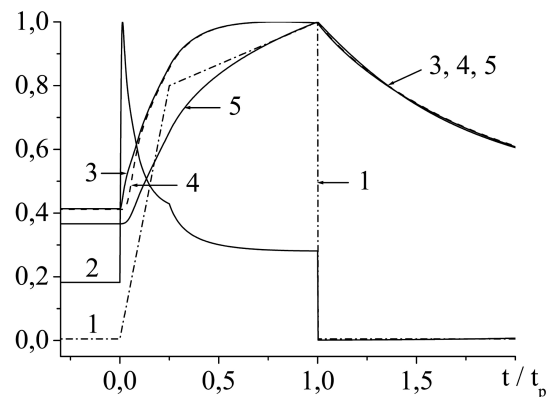


Рис.1. Зависимость от времени основных параметров разряда: 1 — форма импульса тока  $I(t)/I_{max}$ ; 2 — напряженность продольного электрического поля в плазме  $E_z(t)/E_{max}$ ; 3 — температура электронов на оси разряда  $T_{0e}(t)/T_{e\ max}$ ; 4 — температура тяжелых частиц на оси разряда  $T_0(t)/T_{e\ max}$ ; 5 — полное давление плазмы  $P(t)/P_{max}$ .

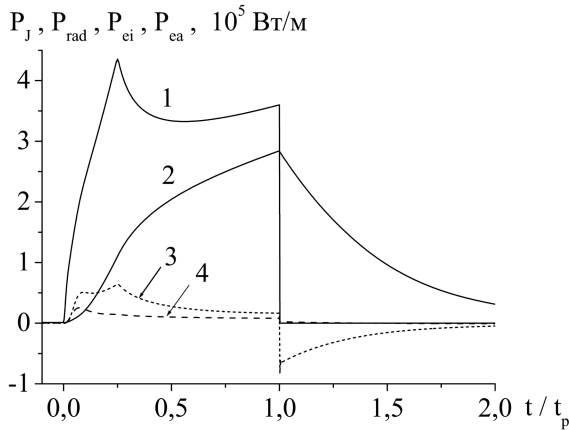


Рис.2. Баланс энергии в разряде: 1 — джоулев нагрев  $P_J$ ; 2 — радиационные потери на единицу длины трубки  $P_{rad}$ ; 3 — передача энергии от электронов к ионам  $P_{ei}$ ; 4 — передача энергии от электронов атомам  $P_{ea}$ .

пульса. Это объясняется тем, что быстрое нарастание тока через холодную плазму дежурного разряда в начале импульса сопровождается пропорциональным ростом напряженности поля. Затем увеличение тока приводит к разогреву плазмы. При этом ее проводимость  $\sigma \sim \exp(-E_i/(2kT))$  растет значительно быстрее силы тока. Это приводит к тому, что возрастание напряженности электрического поля в плазме вскоре сменяется его быстрым убыванием. По мере увеличения степени ионизации плазмы рост ее проводимости замедляется и сменяется степенным законом  $\sigma \sim T^3/2$ . Одновременное возрастание потерь энергии из плазмы на излучение приводит к стабилизации температуры плазмы вблизи оси разряда. Соответственно электрическое поле в плазме также стабилизируется и на протяжении большей части импульса тока изменяется мало. После прохождения импульса тока напряженность поля скачком уменьшается (пропорционально силе тока). Далее плазма остывает, ее проводимость уменьшается, и затем, в послесвечении, поле плавно возрастает до его значения в дежурном разряде. Основную роль в исследуемом разряде играет нелокальный теплообмен излучением. Теплопроводность на поступательных степенях свободы играет существенную роль только в холодной области, определяя поток тепла из плазмы на стенку. Формирование тепловой волны с резким температурным фронтом в таких условиях невозможно.

На рис.2 приведены результаты расчета скоростей джоулева нагрева  $P_J(t) = I(t) E_z(t)$ , радиационных потерь из плазмы на единицу длины столба дуги (11), передачи энергии от электронов к ионам (12) и от электронов к атомам (13) в процессе столкновений:

$$P_{rad}(t) = 2\pi \int_0^R r W_{rad}(r, t) dr; \quad (11)$$

$$P_{ei}(t) = 2\pi \int_0^R r \Delta S_{ei}(r, t) dr; \quad (12)$$

$$P_{ea}(t) = 2\pi \int_0^R r \Delta S_{ea}(r, t) dr. \quad (13)$$

Хорошо видно, что в начале импульса большая часть энергии, вкладываемой в плазму, затрачивается на ее разогрев. С ростом температуры плазмы роль излучения возрастает. При этом джоулево тепло

$$Q_J = \int_0^{t_p} P_J(t) dt,$$

выделяемое в импульсе, в основном выносится электромагнитным излучением в импульсе и в послесвечении. Лишь небольшая часть вложенной в разряд энергии выносится на стенку трубки за счет различных механизмов: теплопроводностью атомов в пристеночном слое; потоком ионов (слагаемое  $j_{i0} U_0$  в (8)), ускоренных в пристеночном ленгмюровском слое; потоком электронов  $j_{e0} \Delta E/e$ , а также выделяется на стенке

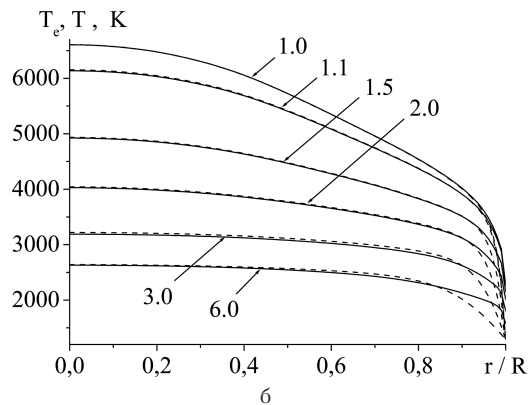
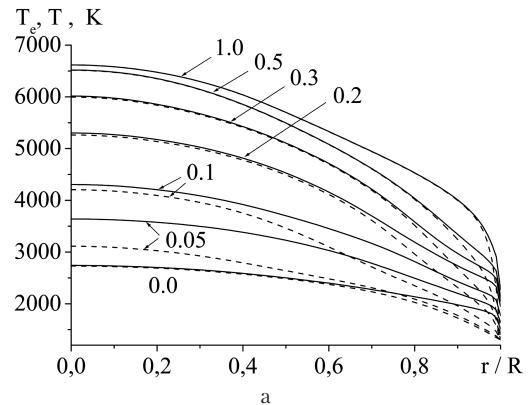


Рис.3. Радиальные распределения температуры электронов  $T_e(r, t)$  (сплошные кривые) и тяжелой компоненты  $T(r, t)$  (пунктир) в различные моменты времени: а — в процессе прохождения импульса тока; б — после прохождения импульса. Время в единицах  $t/t_p$  указано на кривых.

при рекомбинации электрон-ионных пар (слабое  $j_{10} E_i/e$  в формуле (8)).

На рис.3 приведены профили температуры электронов и тяжелой компоненты (атомов и ионов) в разные моменты времени. Видно, что нагревание в процессе прохождения импульса тока (рис.3,а) и охлаждение в послесвечении (рис.3,б) плазмы разряда происходят одновременно во всем объеме трубки. Радиальные профили температуры имеют в исследуемом разряде существенно более пологий вид, чем в разрядах с оптически прозрачной в континууме плазмой [4, 14–16]. Пологий характер профилей температуры и более высокое давление в рассматриваемом разряде приводят к тому, что проскальзывание компонент плазмы друг относительно друга не играет большой роли. Это существенно отличает ИПР в цезии от аналогичного разряда в парах натрия [4].

4. Параллельно и самосогласованно с решением плазменной задачи решалось уравнение переноса излучения с учетом связанно-связанных (b-b) и свободно-связанных (f-b) переходов в цезии. Последние переходы весьма существенны при формировании спектра видимого излучения цезия вследствие наличия в видимой области спектра цезия двух ярких фоторекомбинационных континуумов, соответствующих рекомбинации на уровни 6P и 5D. В результате определялись спектры излучения, переносимого и в радиальном направлении по плазме, и выходящего из плазменного столба. Результаты расчетов спектра излучения ИПР в цезии в широком диапазоне давлений плазмы приведены на рис.4. Пунктиром показаны результаты расчетов при учете только рекомбинационного механизма излучения.

В рассматриваемых условиях в диапазоне длины волн 530–760 нм с ростом давления и концентрации плазмы происходит переход от

линейчатого спектра излучения к непрерывному. Это связано с дебаевским снижением потенциала ионизации при увеличении концентрации плазмы и со слиянием высших членов спектральных серий вследствие штарковского уширения спектральных линий, возрастающего по мере увеличения концентрации электронов. Сдвиг порога рекомбинационного 6P континуума ( $\lambda_{\text{пор}} = 504$  нм) в длинноволновую область спектра достигает 100 нм и более. Аналогичное явление имеет место и вблизи порога 5D континуума ( $\lambda_{\text{пор}} = 594$  нм). Однако наблюдение слияния высших членов этой спектральной серии и замещения их континуумом затруднено из-за наложения на эту спектральную область ярких линий 6P-7D, 6P-8D и 6P-9S. В результате при давлениях  $p > 400$  Торр происходит слияние 6P и 5D континуумов в один сплошной спектр. В этих условиях практически вся видимая область спектра образована яркими рекомбинационными 6P и 5D континуумами. Как следствие, излучаемый цезиевой плазмой свет имеет очень высокое качество ( $Ra \approx 98-99$ ) и большую светоотдачу, которая при оптической толщине плазмы  $\tau_\lambda \approx 1$  и оптимизированных электрических характеристиках питания разряда (частота, скважность, форма импульса и т.п.) может составлять  $\eta \approx 40-60$  лм/Вт. Такой источник света обладает не линейчатым, а сплошным (почти планковским) спектром излучения и является экологически чистым, так как не содержит ртути. Особенности формирования спектра в ИПР в цезии получили экспериментальное подтверждение в [17]. Затраты энергии в источнике, связанные с ионизацией газа в импульсе, сравнительно малы ввиду весьма малой энергии ионизации цезия.

## Выводы

Исследованы свойства ИПР в цезии высокого давления на основе двухтемпературной ЛТР модели. Рассмотрены механизмы теплообмена в плазме и особенности формирования спектра излучения разряда. Показано, что важными особенностями разряда являются преобладание в плазме нелокального теплообмена излучением и непрерывный спектр выходящего из плазмы излучения, сосредоточенного в основном в видимой области. Рассчитан индекс цветопередачи  $Ra$  излучения цезиевой плазмы в условиях, характерных для импульсно-периодического разряда среднего и высокого давлений. Показано, что во всех исследованных диапазонах давлений и температур  $Ra > 90$ , причем в диапазоне давлений плазмы 300–600 Торр достигаются значения  $Ra \approx 99$ . Высокое качество цветопередачи цезиевой плазмы объясняется тем, что значительная часть видимого спектра излучения фор-

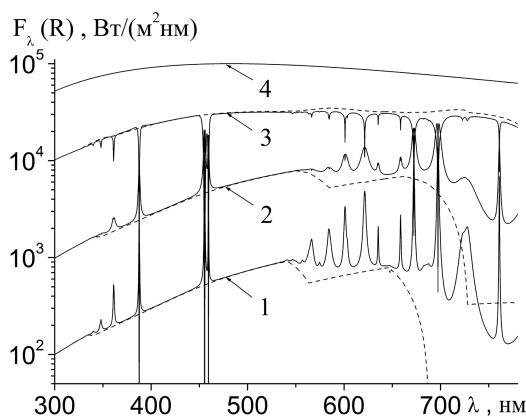


Рис.4. Спектральный поток энергии излучения  $F_\lambda(R)$  для температуры плазмы на оси  $T_0 = 6000$  К при различных значениях давления плазмы  $p$ , Торр: 1 – 51; 2 – 188; 3 – 1094; 4 –  $F_{\lambda P}(T_0)$ .

мируется за счет рекомбинационных 6P и 5D континуумов. Полученные результаты указывают на возможность использования цезиевой плазмы импульсно-периодического разряда в качестве эффективного источника света с высоким качеством цветопередачи.

### Список литературы

1. Johnson P.D., Rautenberg T.H. Spectral change mechanism in the pulsed high-pressure sodium arc // *J. Appl. Phys.* — 1979. — Vol. 50, № 5. — P. 3207–3211.
2. Stormberg H.P., Schaefer R. Time-depended behavior of high-pressure mercury discharges // *J. Appl. Phys.* — 1983. — Vol. 54, № 8. — P. 4338–4347.
3. Guenther K., Kloss H.-G., Lehmann T. et al. Pulsed operation of high-pressure sodium discharge lamps // *Contrib. Plasma Phys.* — 1990. — Vol. 30, № 6. — P. 715–724.
4. Бакшт Ф.Г., Лапшин В.Ф. Газодинамика импульсного излучающего разряда в смеси паров натрия с ксеноном // *Журн. техн. физики.* — 1996. — Т. 66. — Вып. 11. — С. 170–177.
5. Бакшт Ф.Г., Лапшин В.Ф. Баланс энергии импульсного излучающего разряда в смеси паров натрия с ксеноном // Там же. — 1997. — Т. 67. — Вып. 9. — С. 22–24.
6. Справочная книга по светотехнике / Под ред. Ю.Б.Айзенберга. — М.: Знак, 2006. — 972 с.
7. Бакшт Ф.Г., Лапшин В.Ф. Особенности излучения плотной цезиевой плазмы в видимой области // *Письма в Журн. техн. физики.* — 1997. — Т. 23. — Вып. 24. — С. 40–45.
8. Бакшт Ф.Г., Лапшин В.Ф. Плазма импульсно-периодического разряда в цезии как эффективный источник света // *Журн. техн. физики.* — 2002. — Т. 72. — Вып. 7. — С. 100–105.
9. Бакшт Ф.Г., Лапшин В.Ф. Теоретическое исследование слаботочного импульсно-периодического излучающего разряда высокого давления в цезии // *Приклад. физика.* — 2006. — № 6. — С. 63–72.
10. Baksht F.G., Lapshin V.F. Two-temperature modelling of pulsed high pressure caesium radiative discharge with recombination mechanism of light emission // *J. Phys. D: Appl. Phys.* — 2008. — Vol. 41. — P. 205201.
11. Бакшт Ф.Г., Дюжев Г.А., Марциновский А.М. и др. Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма. — М.: Наука, 1973. — 480 с.
12. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный Т. II / Под ред. В.Е.Фортова. — М.: Наука, 2000. — С. 80–93.
13. Бакшт Ф.Г., Лапшин В.Ф. Перенос тепловой энергии электронов в потоке через границу плазма — электрод в слабоионизованной плазме // *Приклад. физика.* — 2012. — № 1. — С. 46–51.
14. Chalek C.L. and Kinsinger R.E. A theoretical investigation of the pulsed high-pressure sodium arc // *J. Appl. Phys.* — 1981. — Vol. 52, № 2. — P. 716–723.
15. Азизов Э.А., Кобелевский А.В., Настоящий А.Ф. Численное исследование динамики развития плазменного столба сильноточной дуги в газах высокого давления // *Физика плазмы.* — 1986. — Т. 12. — Вып. 3. — С. 362–369.
16. Аньшаков А.С., Назарук В.И., Хайтман С.М. Расчет электрической дуги с наложением импульсов тока. // *Теплофизика и аэромеханика.* — 1996. — Т. 3, № 1. — С. 81–84.
17. Бакшт Ф.Г., Каплан В.Б., Лапшин В.Ф., Марциновский А.М. Особенности формирования непрерывного спектра излучения в видимой области в условиях импульсно-периодического разряда в цезии // *Письма в Журн. техн. физики.* — 2009. — Т. 35. — Вып. 23. — С. 17–22.

Поступила в редакцию 20.07.12

## *Baksht F.G.<sup>1</sup>, Lapshin V.F.<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup> *Ioffe Physical-Technical Institute, RAS, St. Petersburg, Russia*

<sup>2</sup> *St. Petersburg State Transport University, St. Petersburg, Russia*

### **Pulse-Periodic Cesium Discharge as Efficient Light Source**

Self-consistent simulation of pulse-periodic high-pressure cesium discharge is carried out. The mechanisms of heat exchange in plasma, formation of temperature profiles and radiation spectrum of discharge are investigated. It is displayed that the main mechanism of heat exchange in discharge is intensive non-local heat transfer caused by partial reabsorbtion of intensive recombination radiation. In a wide range of parameters the investigated discharge is an effective light source with a continuous recombination spectrum of radiation which in visible region is close to black body spectrum. The spectrum is formed by bright photorecombination 61P and 5D cesium which thresholds are essentially shifted to long waves region. The electric energy put into discharge is practically completely radiated. The color rendering index of visible radiation reaches practically maximum value of Ra = 99.

**Key words:** low-temperature plasma, gas discharge, radiative heat exchange, radiation spectrum, light source.

Received July 20, 2012