

УДК 537.52, 621.327.53

PACS: 52.80.Mg

## Генерация видимого излучения с непрерывным спектром импульсно-периодическим разрядом высокого давления в цезии

Ф. Г. Бакшт, В. Ф. Лапшин

*Выполнено моделирование импульсно-периодического излучающего разряда высокого давления в цезии в рамках двухтемпературной многожидкостной радиационной газодинамики. Показано, что исследуемый разряд позволяет создавать плазму при значениях давления 200–800 Торр и температуры ~6000 К, интенсивно излучающую свет с непрерывным спектром. Установлено, что для эффективной генерации видимого излучения газоразрядный объём должен быть заполнен однородной плазмой, оптическая толщина которой имеет значение порядка единицы. Выявлены механизмы формирования видимого спектра разряда. Выполнен расчёт баланса энергии разряда. Показано, что в оптимальных режимах разряд излучает до 95 % вложенной в него электрической энергии. При этом доля видимого излучения в спектре разряда достигает 58 %.*

*Ключевые слова:* низкотемпературная плазма, газовый разряд, цезий, излучение света, спектр излучения.

### Введение

Газоразрядные источники света, несмотря на бурное развитие светодиодов в течение последнего десятилетия, сохраняют большое практическое значение. Особенно это касается тех областей применения, где требуются значительные световые потоки и высокое качество цветопередачи.

Настоящая работа посвящена изложению результатов исследования импульсно-периодического разряда (ИПР) высокого давления в цезии. Такой разряд не требует использования сверхвысоких давлений (10 атм и более), как это имеет место в ксеноновых лампах [1], и имеет существенно более высокую световую отдачу, чем последние. В отличие от металлогалогеновых ламп, ИПР в цезии является экологически чистым и не содержит ртути и высокотоксичных редкоземельных добавок. Выбор пульсирующего режима питания обуслов-

лен тем, что позволяет создать плотную плазму с достаточно высокой температурой и уберечь при этом стенки газоразрядной трубки от перегрева. Цезий выбран в качестве рабочей среды в связи с наличием у него целого ряда свойств, уникальных с точки зрения создания на его основе источника излучения: высокая упругость паров, наличие в видимой части спектра двух ярких рекомбинационных континуумов, низкий потенциал ионизации атома (3,89 эВ) и низкая теплопроводность нейтрального газа цезия. Результаты теоретического и экспериментального исследования различных свойств ИПР высокого давления в цезии представлены в работах [2–9].

В настоящей работе рассматриваются условия, необходимые для эффективной генерации света, механизмы формирования видимого спектра и баланс энергии излучающего разряда в цезии. Исследуемый разряд реализуется в сапфировой трубке ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) с внутренним радиусом  $R \sim 2\div 3$  мм и длиной 8–10 см. В работе рассматривается установившийся режим горения, когда через слабоионизованную плазму, остывающую после предыдущего импульса тока, либо специально поддерживаемую дежурным разрядом с силой тока  $I_0 \sim 0,3$  А, периодически, с частотой  $\nu \sim 1000$  Гц пропускается импульс тока заданной формы  $I(t)$  и амплитуды  $I_{\text{max}}$  до 100 А. Это позволяет создавать цезиевую плазму с давлением в диапазоне 100–800 Торр и температурой на оси до 7000 К при температурах стенок трубки не превышающих 1500 К. Как показали предварительные исследования [10],

**Бакшт Фёдор Григорьевич**<sup>1</sup>, главный научный сотрудник, д.ф.-м.н.

**Лапшин Владимир Фёдорович**<sup>1,2</sup>, старший научный сотрудник, профессор, д.ф.-м.н.

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе. Россия, 194021, С.-Петербург, Политехническая ул., 26. Тел. +7(812) 515-19-69, факс +7(812) 247-10-17.

E-mail: bakshf@mail.ioffe.ru; lapshin@mail.ioffe.ru

<sup>2</sup> Петербургский государственный университет путей сообщения императора Александра I.

Россия, 190031, С.-Петербург, Московский пр., 9. Тел. +7(812) 314-98-69. E-mail: lapshinvf@mail.ru

Статья поступила в редакцию 8 августа 2017 г.

© Бакшт Ф. Г., Лапшин В. Ф., 2017

роль буферного газа в ИПР сводится, в основном, к обеспечению первоначального пробоя газоразрядного промежутка. Поэтому в работе рассматривается разряд в чистом цезии. Для исследования свойств разряда в работе сформулирована модель ИПР, основанная на уравнениях двухтемпературной многожидкостной радиационной газодинамики. Отметим, что гидродинамический подход широко применяется в различных областях физики, например, при изучении функции распределения квантовых точек по размерам [11], для описания ядерных реакций [12], при исследовании ионосферы Земли [13].

### Уравнения математической модели ИПР в цезии

В условиях ИПР плазма разряда состоит, главным образом [14], из атомов ( $a$ ) и ионов ( $i$ ) цезия и электронов ( $e$ ). При записи математической модели ИПР в цезии используются уравнения гидродинамического приближения [15], полученные для трёхкомпонентной плазмы в рамках 13-моментного приближения Грэда для функции распределения частиц. В условиях аксиальной симметрии разряда уравнения модели ИПР в цезии имеют вид:

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

$$n_e = n_i, \quad n_e n_i = K(T_e) n_a, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} p_a = n_a n_i (V_i - V_a) r_{ai}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (p_e + p_i) = n_i n_a (V_a - V_i) r_{ai}, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{3}{2} (n_a + n_i) k_B T_h \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left[ \frac{5}{2} k_B T_h (n_a V_a + n_i V_i) \right] \right\} = \\ = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left[ (\lambda_a + \lambda_i) \frac{\partial T_h}{\partial r} \right] - V_i \frac{\partial p_e}{\partial r} + Q_{ae}^T + Q_{ie}^T, \end{aligned} \quad (5)$$

$$Z_a(T_e) = \sum_k g_k \exp\left(-\frac{E_k}{k_B T_e}\right) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{E_{ion} - E_k}{k_B T_e}\right) \left( 1 + \frac{E_{ion} - E_k}{k_B T_e} \right) \right].$$

Здесь  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная,  $e$  – заряд электрона,  $g_k$  и  $E_k$  – статистический вес и энергия возбуждения  $k$ -го состояния атома,  $r_D$  – дебаевский радиус. Методика расчётов коэффициентов  $\lambda_\alpha$  ( $\alpha = a, i, e$ ),  $\tau_{ea}$ ,  $\tau_{ei}$ ,  $\sigma_e$ , и  $r_{ai}$  изложена в [2]. Предполагается, что радиальный ток на стенки газоразрядной трубки отсутствует и радиальные скорости  $V_i = V_e$ .

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{3}{2} n_e k_B T_e + n_a E_a + n_i E_i \right) + \\ & + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \left( \frac{5}{2} n_e k_B T_e V_e + n_a E_a V_a + n_i E_i V_i \right) \right] = \quad (6) \\ & = \sigma_e E_z^2 + V_e \frac{\partial p_e}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial r} + Q_{ea}^T + Q_{ei}^T - W_{rad}, \end{aligned}$$

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

Здесь  $r$  – радиальная координата,  $n_\alpha$ ,  $V_\alpha$ ,  $p_\alpha$ ,  $\lambda_\alpha$  – соответственно концентрация, радиальная скорость, парциальное давление и теплопроводность компоненты плазмы сорта  $\alpha$  ( $\alpha = a, i, e$ ),  $\sigma_e$  – электропроводность плазмы,  $T_h$  и  $T_e$  – температуры тяжёлых частиц и электронов,  $E_i = 3,89$  эВ – энергия ионизации атома цезия,  $E_a$  – энергия возбуждения атомов, усреднённая по распределению Больцмана,  $E_z$  – напряжённость продольного электрического поля в плазме,  $Q_{\alpha e}^T = \frac{3m_e}{m_\alpha} \frac{n_e}{\tau_{e\alpha}} k_B (T_e - T_h)$  –

выделение энергии в газе тяжёлых частиц сорта  $\alpha$  ( $\alpha = a, i$ ) вследствие их упругих столкновений с электронами,  $\tau_{e\alpha}^{-1}$  – эффективная частота  $e$ - $\alpha$  столкновений. В атомарной плазме в области значений параметров  $n_a$  и  $T_e$ , соответствующих области первой ионизации, константа  $K(T_e)$  из соотношения Саха (2) имеет вид [16]:

$$K(T_e) = \frac{2}{Z_a} \left( \frac{2\pi m_e k_B T_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left[-\frac{E_i - \Delta E_i}{k_B T_e}\right],$$

где статистическая сумма  $Z_a$  рассчитывается по формуле Планка-Ларкина [16, 17], а величина снижения энергии ионизации плазме  $\Delta E_i$  – в дебаевском приближении [16, 17]:

$$\Delta E_{ion} = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r_D},$$

Как показано в [18], в условиях, характерных для ИПР в цезии, столкновительные процессы с участием электронов играют доминирующую роль в кинетике плазмы. В результате, в большей части объёма разряда плазма находится в состоянии локального термодинамического равновесия, т. е. для неё выполняются соотношения Саха-Больцмана при температуре электронов. В этом случае

величина радиационных потерь энергии  $W_{rad}$  из единицы объёма плазмы может быть найдена методом прямого интегрирования уравнения переноса излучения [19]:

$$W_{rad}(r, t) = \int 4\pi k'_\lambda I_{\lambda P} (1 - \psi_\lambda) d\lambda. \quad (8)$$

Здесь  $\lambda$  – длина волны,  $I_{\lambda P}(r, t) = 2hc^2\lambda^{-5} \times [\exp(hc/\lambda k_B T_e) - 1]^{-1}$  – равновесная (планковская) спектральная интенсивность,  $k'_\lambda(r, t)$  – коэффициент поглощения плазмы с учётом свободно-свободных (*ff*), связанно-свободных (*bf*) и связанно-связанных (*bb*) переходов электронов и с учётом поправки на вынужденное излучение:

$$k'_\lambda = \left( k_\lambda^{(ff)} + k_\lambda^{(bf)} + k_\lambda^{(bb)} \right) [1 - \exp(-hc/\lambda k_B T_e)]. \quad (9)$$

Подробное описание расчёта  $k'_\lambda$  в цезиевой плазме приведено в [2]. Интегрирование в (8) выполнялось по всему спектру, излучение в котором вносит заметный вклад в радиационный теплообмен. Вспомогательная функция  $\psi_\lambda$  равна отношению плотности энергии электромагнитного излучения  $U_\lambda$  к равновесному значению  $U_{\lambda P}(r, t) = 4\pi I_{\lambda P} / c$ :

$$\psi_\lambda(r, t) = U_\lambda / U_{\lambda P} = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi d\theta \int_0^{\tau_W} G_0(\tau) f(\tau) d\tau,$$

где

$$\tau_W = \int_0^{l_W} k'_\lambda(l) dl,$$

$$l_W = l_W(r, \theta) = r \cos \theta + \left( R^2 - r^2 \sin^2 \theta \right)^{1/2},$$

$$f(\tau) = \left( \exp(A(r)) - 1 \right) / \left( \exp(A(\tau)) - 1 \right),$$

$$A(r) = hc / (\lambda k_B T_e(r)), \quad A(\tau) = hc / (\lambda k_B T_e(\tau)),$$

$$G_n(\tau) = \int_0^{\pi/2} d\psi \cos^n \psi \exp\left(-\frac{\tau}{\cos \psi}\right), \quad n = 0, 1.$$

Граничные условия к уравнениям (1)–(6) на оси трубки соответствуют аксиальной симметрии разряда:

$$\left. \frac{\partial n_a}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial n_i}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial T_e}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial T_h}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad (10)$$

$$V_a(0, t) = V_i(0, t) = 0. \quad (11)$$

При записи граничных условий на стенке трубки учтено, что в условиях ИПР в установив-

шемся режиме цезий не оседает на стенке. В результате, масса цезия, приходящаяся на единицу длины трубки, остаётся постоянной в течение всего импульса тока:

$$N_a = 2\pi \int_0^R r (n_a + n_i) dr = \text{const}.$$

Последнее соотношение эквивалентно граничному условию для скоростей на стенке:

$$(n_a V_a + n_i V_i) \Big|_{r=R} = 0. \quad (12)$$

Температура тяжёлых частиц на стенке предполагается равной температуре самой стенки  $\theta_w$ :

$$T_h(R) = \theta_w. \quad (13)$$

Значение  $\theta_w$  в работе определяется из условия, что вся энергия  $Q_{pl}$ , падающая из плазмы на внутреннюю поверхность трубки в течение периода, излучается её внешней поверхностью:

$$\theta_w = \left( \frac{Q_{pl}}{\varepsilon_w \sigma_{SB} t_{per} (1 + \Delta R / R)} \right)^{1/4} + \frac{R}{\lambda_w} \frac{Q_{pl}}{t_{per}} \ln \left( 1 + \frac{\Delta R}{R} \right). \quad (14)$$

Здесь  $\Delta R$  – толщина стенки,  $\varepsilon_w$  – интегральная степень черноты поверхности трубки,  $\sigma_{SB}$  – постоянная Стефана-Больцмана,  $\lambda_w$  – теплопроводность сапфира,  $t_{per}$  – период импульсов тока,

$$Q_{pl} = \int_0^{t_{per}} - \left( \lambda_a \frac{\partial T_h}{\partial r} \right) \Big|_{r=R} dt - \text{энергия, передаваемая}$$

внутренней поверхности стенки газоразрядной трубки вследствие теплопроводности.

Граничное условие для температуры электронов на стенке записывается исходя из равенства потока энергии из плазмы, вносимого в неравновесный пристеночный слой электронами, и потерь энергии электронов, связанными с ионизацией атомов в слое и с преодолением задерживающего их потенциального барьера  $eU_0$  в ленгмюровском слое:

$$\left( \frac{5}{2} n_e k_B T_e V_e - \lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) \Big|_{r=R} = \frac{j_{i0}}{e} (E_i + eU_0 + \Delta E_e), \quad (15)$$

где  $j_{i0}$  – ионный ток из плазмы на стенку,  $\Delta E_e$  – средняя тепловая энергия электронов в потоке на стенку [20].

### Условия эффективной генерации видимого излучения

Выполним отдельно анализ условий генерации света столбом неоднородной плазмы ИПР. С этой целью воспользуемся методом прямого интегрирования уравнения переноса излучения [19] и представим спектральный поток энергии  $F_\lambda$ , выходящий с поверхности столба разряда, в виде

$$\varepsilon_\lambda = \frac{4}{\pi} \int_0^{\pi/2} d\theta \cos\theta \left\{ \int_0^{\tau_W/2} [G_1(\tau) + G_1(\tau_W - \tau)] f(\tau) d\tau \right\}. \quad (17)$$

Спектральная функция  $\varepsilon_\lambda \leq 1$  и показывает, какую долю составляет излучение неоднородного столба плазмы от излучения чёрного тела с температурой  $T_0$ . Анализ выражений (16)–(17) показывает, что спектральный поток энергии излучения  $F_\lambda$  с поверхности неоднородного столба разряда зависит от трёх факторов: температуры  $T_0$  горячей плазмы на оси, формы профиля радиальной зависимости температуры плазмы  $T(r)/T_0$  и радиальной оптической плотности  $\tau_R(\lambda)$ , где  $\tau_R(\lambda) = \int_0^R k'_\lambda(r) dr$ .

На рис. 1 приведены результаты расчётов  $\varepsilon_\lambda$  для серии модельных профилей температуры  $T(r)/T_0$ , характерных для ИПР в цезии, при разных значениях давления плазмы. Поскольку величина  $\varepsilon_\lambda$  в (17) зависит от давления только через оптиче-

Здесь  $F_{\lambda P}(T_0) = \pi I_{\lambda P}(T_0)$  – поток энергии с поверхности чёрного тела с температурой  $T_0$ , равной температуре электронов на оси столба:  $T_0 = T_e(0)$ .  $\varepsilon_\lambda$  – спектральная степень черноты неоднородного столба плазмы газового разряда:

скую толщину плазмы, то на рис. 1, б приведена зависимость  $\varepsilon_\lambda$  от  $\tau_R$ . Отметим здесь, что изменению значений радиальной оптической плотности  $\tau_R$  в диапазоне от 0,01 до 100 соответствует изменение значений давления плазмы от 10 Торр до  $10^4$  Торр. На рис. 1, б хорошо видно, что величина спектральной степени черноты быстро возрастает по мере заполнения газоразрядного столба горячей плазмой. При этом максимальные значения  $\varepsilon_\lambda$  для любого профиля температуры плазмы достигаются при значениях радиальной оптической толщины  $\tau_R \approx 1$ . Отметим, что величина  $\varepsilon_\lambda$  относительно слабо зависит от температуры на оси разряда  $T_0$ . Как видно из рис. 2, при изменении температуры от 3500 К до 9000 К спектральная степень черноты изменяется не более чем на 30 %, в то время как планковский поток  $F_{\lambda P}$  возрастает на два порядка.

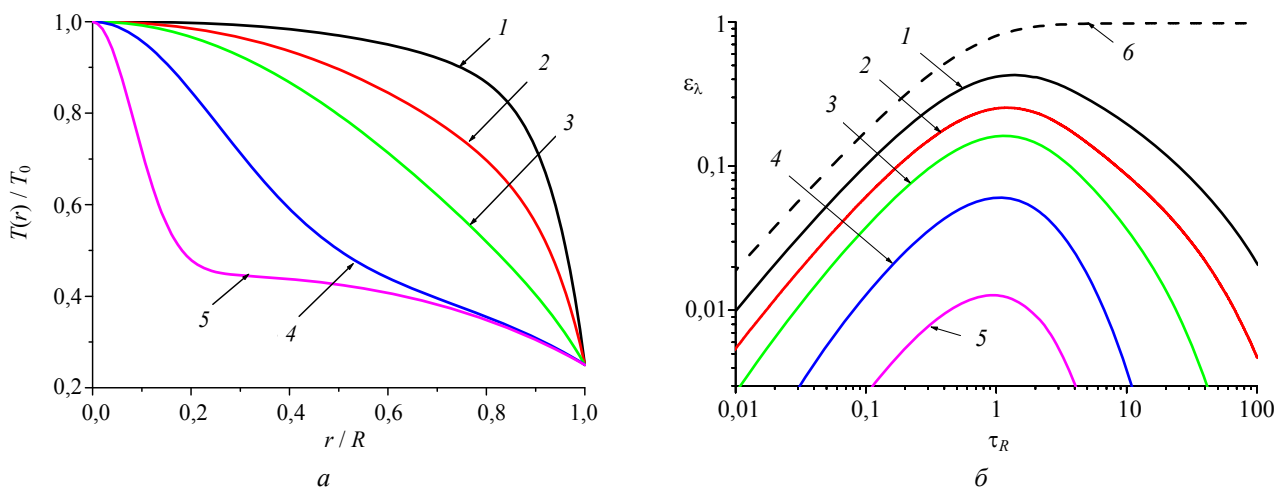


Рис. 1. Результаты расчётов при разных значениях давления плазмы: а) – модельные радиальные профили температуры плазмы  $T(r)/T_0$ , б) – спектральные степени черноты  $\varepsilon_\lambda$  как функции радиальной оптической толщины  $\tau_R$  для  $T_0 = 6000$  К,  $\lambda = 530$  нм. Цифры на линиях  $\varepsilon_\lambda(\tau_R)$  соответствуют номерам профилей температуры, при которых выполнены расчёты. Кривая 6 –  $\varepsilon_\lambda$  для однородного столба плазмы с температурой  $T_0$ .

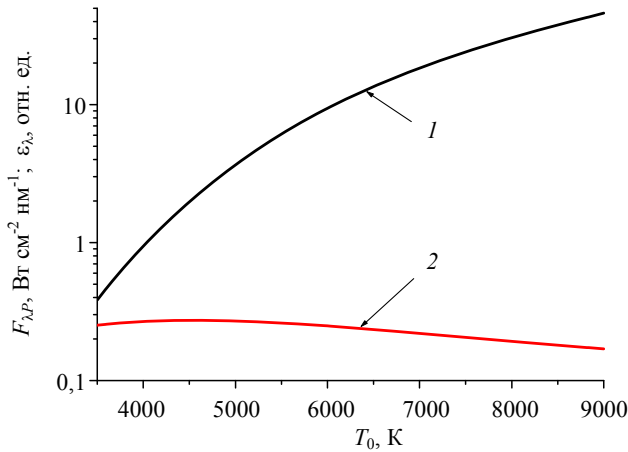


Рис. 2. Зависимость оптических величин от температуры  $T_0$  на оси: 1 – планковского потока излучения  $F_{\lambda p}$  для  $\lambda = 530$  нм, 2 – спектральной степени черноты  $\epsilon_{\lambda}$ . Расчёты выполнены для радиального температурного профиля 2 (см. рис. 1, а, кривая 2).

Таким образом, зависимость потока энергии излучения  $F_{\lambda}$  с поверхности столба разряда от температуры плазмы на оси определяется планковским множителем  $F_{\lambda p}(T_0)$ , а зависимость от профиля температуры  $T(r)/T_0$  и радиальной оптической толщины  $\tau_R(\lambda)$  – спектральным коэффициентом  $\epsilon_{\lambda}$ . Это означает, что наиболее оптимальные условия для излучения достигаются, когда радиальная оптическая толщина плазмы разряда близка к единице. При этом поток излучения будет тем ближе по величине к планковскому, чем более наполненным будет радиальный профиль температуры плазмы.

### Динамика изменения основных параметров разряда

Исходными данными для построенной модели ИПР (1)–(15) являются параметры газоразрядной трубки (внутренний радиус  $R$ , толщина стенок  $\Delta R$ ), форма импульса тока  $I(t)$  (в том числе частота следования импульсов  $\nu$ , продолжительность импульса  $t_p$ , амплитуда импульса  $I_{max}$ ) и количество цезия, приходящееся на единицу длины трубки (число атомов  $N_a$  или их масса  $M_a = m_a N_a$ ). На рис. 3–5 приведены результаты расчётов временных зависимостей основных параметров разряда в характерном для ИПР режиме. Как видно из рис. 3, напряжённость продольного электрического поля  $E_z$  имеет характерный для ИПР резкий максимум в начале импульса тока. Это объясняется необходимостью обеспечения пропускания возрастающего тока через ещё холодную плазму. Полное давление плазмы  $p(t)$  в процессе прохождения импульса тока плавно увеличивается при-

мерно в два раза, оставаясь постоянным вдоль радиуса. На рис. 4 приведены результаты расчётов радиальной оптической плотности в момент времени, соответствующий середине импульса тока. Хорошо видно, что к этому моменту времени значения  $\tau_R(\lambda)$  уже близки к единице в значительной части спектра. В этих условиях в плазме имеет место нелокальный теплообмен излучением [9].

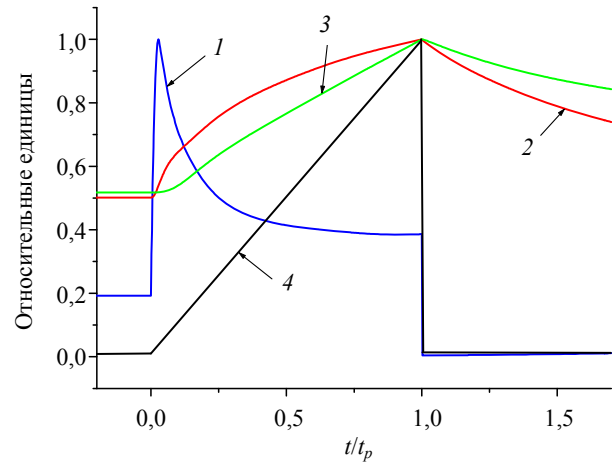


Рис. 3. Временная зависимость параметров разряда: 1 –  $E_z(t)/E_{max}$ ; 2 –  $T_e(0,t)/T_{max}$ ; 3 –  $p(t)/p_{max}$ ; 4 –  $I(t)/I_{max}$ . Значения исходных параметров:  $M_a = 0,06$  мг/см,  $\nu = 1000$  Гц,  $t_p = 62,5$  мкс,  $I_{max} = 120$  А,  $T_{max}$ ,  $R = 2,5$  мм,  $\Delta R = 1,5$  мм. Максимальные значения величин:  $E_{max} = 106$  В/см,  $T_{max} = 6620$  К,  $p_{max} = 809$  Торр.

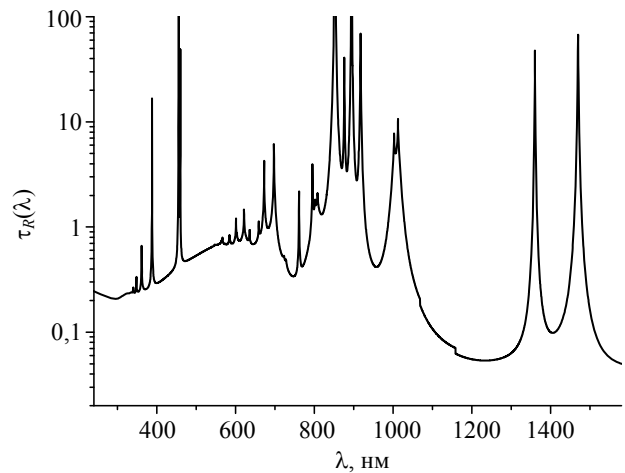


Рис. 4. Радиальная оптическая толщина  $\tau_R(\lambda)$  столба плазмы в момент времени  $t/t_p = 0,5$ . Параметры разряда те же, что и на рис. 3.

Результаты расчёта радиальных профилей температуры электронов  $T_e(r,t)$  и тяжёлых частиц  $T_h(r,t)$  в различные моменты времени приведены на рис. 5. Как видно из рисунка, в течение значительного времени  $0,3t_p < t < 1,5t_p$  в процессе прохождения импульса тока и после его окончания горячая плазма достаточно равномерно заполняет

объём трубки, и условия эффективной генерации видимого излучения выполнены. Остановимся теперь на отличии температур  $T_e$  и  $T_h$ . Расчёты показывают, что существенный отрыв  $T_e$  и  $T_h$  имеет место в двух случаях. Во-первых, практически во всём объёме плазмы, но только в начале прохождения импульса тока ( $t < 0,1t_p$ ). Отличие температур в этот период времени обусловлено большими значениями напряжённости продольного электрического поля, разогревающего электроны. Во-вторых, отличие  $T_e$  и  $T_h$  имеет место на периферии разряда, причем в течение всего импульса. Этот отрыв температур объясняется тем, что в холодной периферийной области происходит разогрев электронов продольным электрическим полем, а также за счёт поглощения излучения, идущего из горячей приосевой плазмы. Ионы и атомы, наоборот, охлаждаются здесь, передавая тепло на стенку вследствие теплопроводности. Отметим здесь, что учёт отрыва температур электронов и тяжёлых частиц необходим для правильного определения зависимости напряжённости продольного электрического поля  $E_z(t)$  в плазме, а также для правильного вычисления потоков тепла на стенку газоразрядной трубки и, соответственно, её температуры.

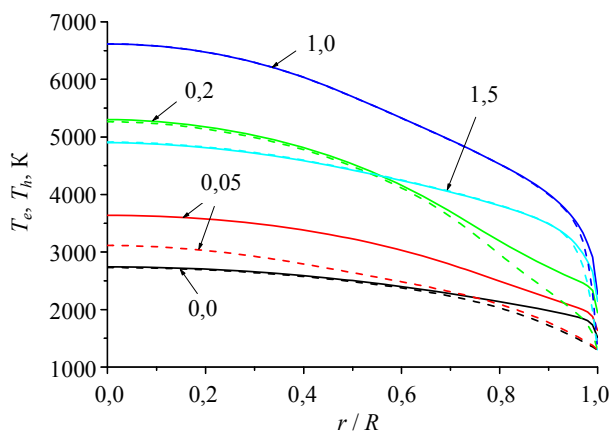


Рис. 5. Радиальные распределения температуры электронов  $T_e$  (сплошные линии) и тяжёлых частиц  $T_h$  (пунктир) в различные моменты времени. Параметр на кривых показывает значение времени в единицах импульса  $t/t_p$ . Параметры разряда те же, что и на рис. 3.

### Оптические свойства ИПР в цезии

На рис. 6 приведены результаты расчётов спектрального потока энергии  $F_\lambda(R)$ , выходящего с поверхности столба плазмы в момент окончания импульса тока. Для выявления роли различных механизмов в формировании спектра излучения там же приведены результаты расчётов спектральных потоков  $F_\lambda^{(bb)}(R,t)$  и  $F_\lambda^{(bf)}(R,t)$ . При вычис-

лении потока  $F_\lambda^{(bb)}(R,t)$  учитывались только связанно-связанные ( $b-b$ ) переходы и, соответственно, при расчёте коэффициента поглощения плазмы  $k'_\lambda(r,t)$  в (9) полагалось  $k_\lambda^{(bf)} = k_\lambda^{(ff)} = 0$ . При вычислении  $F_\lambda^{(bf)}(R,t)$  учитывались только связанно-свободные ( $b-f$ ) переходы и в (9) полагалось  $k_\lambda^{(bb)} = k_\lambda^{(ff)} = 0$ . Хорошо видно, что в видимой области спектр имеет практически непрерывный характер. Большая часть вложенной в разряд электрической энергии выходит из него в виде излучения. Основным механизмом формирования видимой части спектра является  $e-i$  фоторекомбинация в 6P и 5D состояния атома цезия (пороги континуумов  $\lambda_{6P} = 504$  нм и  $\lambda_{5D} = 594$  нм).

Отметим здесь, что значительная доля энергии излучения ИПР высокого давления выходит из него в ближней инфракрасной области (760–1100 нм). Эта часть спектра ИПР образована сильно уширенными линиями, соответствующими переходам валентного электрона между состояниями 6P-6S, 6D-6P, 4F-5D, 5F-5D в атоме цезия.

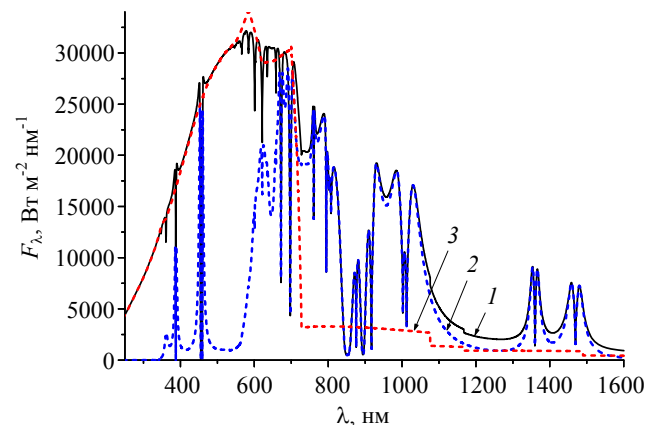


Рис. 6. Спектральный поток  $F_\lambda(R,t_p)$  энергии с поверхности столба плазмы ИПР в цезии в момент окончания импульса тока. Отдельно приведены результаты расчётов при учёте: 1 (сплошная чёрная линия) – всех механизмов излучения ( $F_\lambda$ ), 2 (синяя пунктирная линия) – только ( $b-b$ ) переходов  $F_\lambda^{(bb)}$ , 3 (красная пунктирная линия) – только ( $b-f$ ) переходов  $F_\lambda^{(bf)}$ . Параметры ИПР:  $M_a = 0,06$  мз/см,  $\nu = 1000$  Гц,  $t_p = 62,5$  мкс,  $I_{max} = 120$  А,  $T_{max} = 6620$  К,  $p_{max} = 809$  Торр.

Вложенная в разряд в течение периода электрической энергии  $Q_J$  выходит из него в виде энергии излучения  $Q_{rad}$  либо затрачивается на нагрев стенок. В работе выполнен расчёт отношения  $Q_{rad}/Q_J$ , где

$$Q_{rad} = 2\pi \int_0^{t_{per}} dt \int_0^R r W_{rad}(r,t) dr \quad \text{и} \quad Q_J = \int_0^{t_{per}} I E_z dt.$$

Кроме того, рассчитана доля  $\alpha_{vis} = F_{vis} / F$  видимого излучения в спектре ИПР в цезии. Здесь

$$F_{vis}(t) = \int_{380nm}^{760nm} F_{\lambda}(R, t) d\lambda$$

– поток энергии видимого излучения,  $F$  – полный поток энергии излучения. Для определения диапазона возможных значений  $Q_{rad}/Q_J$  и  $\alpha_{vis}$  было проведено численное моделирование ИПР в трубке радиусом  $R = 2,5$  мм и толщиной стенок  $\Delta R = 1$  мм в различных режимах горения. При этом импульс тока заданной формы (см. рис. 1) и амплитуды  $I_{max}$  пропускаться через газоразрядную трубку с разным количеством цезия  $M_a$  на единицу длины трубки. Серии численных экспериментов были проведены для четырех значений  $I_{max}$  равным 17 А, 40 А, 70 А и 120 А.

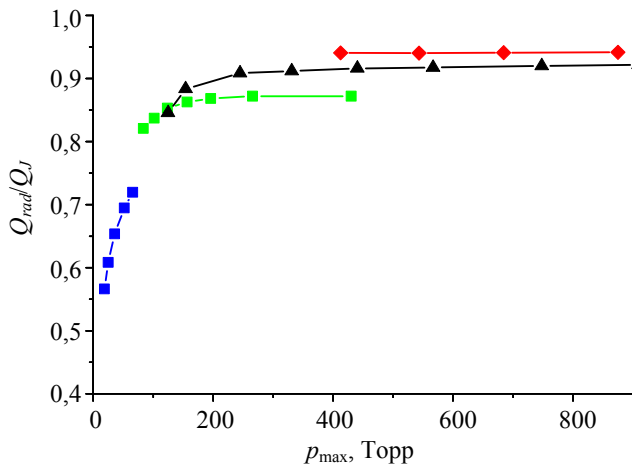


Рис. 7. Доля  $Q_{rad}/Q_J$  вложенной в разряд в течение периода тока электрической энергии, выходящая из него в виде излучения, в зависимости от максимального давления в импульсе  $p_{max}$ . Рассмотрены режимы: ■ –  $I_{max} = 17$  А,  $\nu = 900$  Гц,  $t_p = 45$  мкс; ● –  $I_{max} = 40$  А,  $\nu = 1300$  Гц,  $t_p = 35$  мкс; ▲ –  $I_{max} = 70$  А,  $\nu = 1100$  Гц,  $t_p = 43$  мкс; ◆ –  $I_{max} = 120$  А,  $\nu = 900$  Гц,  $t_p = 45$  мкс.

### Заключение

В работе рассмотрена генерация видимого излучения в импульсно-периодическом разряде высокого давления в цезии. С этой целью выполнено моделирование излучающего разряда в рамках двухжидкостной многокомпонентной радиационной газодинамики. В результате установлены условия, при которых имеет место наиболее эффективная генерация видимого излучения. Показано, что величина потока излучения из плазмы определяется тремя параметрами: температурой электронов  $T_0$  на оси, формой радиального профиля температуры  $T_e(r)/T_0$  и радиальной оптической толщиной столба  $\tau_R(\lambda)$ . При этом зависимость от

Значения  $\alpha_{vis}$  вычислены для момента времени  $t = t_p$ , соответствующего окончанию импульса тока, когда потоки излучения из плазмы максимальны. Расчёты показывают (см. рис. 7), что разряд излучает до 95 % вложенной в него электрической энергии. Как видно на рис. 8, доля  $\alpha_{vis}$  видимого излучения в выходящем спектре изменяется в диапазоне от 33 % до 58 %. Максимальное значение  $\alpha_{vis}$  для разряда существенно превышает максимальное значение  $\alpha_{vis}^B = 48$  % для спектра излучения чёрного тела. Значения  $\alpha_{vis} > 55$  % достигаются в режимах горения разряда с  $p_{max} = 400$ – $800$  Торр, при которых реализуются условия эффективной генерации излучения.

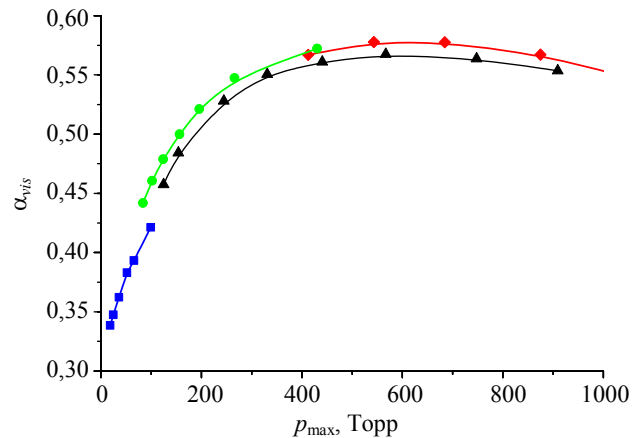


Рис. 8. Доля видимого излучения  $\alpha_{vis} = F_{vis}/F$  в спектре ИПР в цезии в момент окончания импульса тока ( $t = t_p$ ) в зависимости от максимального давления в импульсе  $p_{max}$ . Рассмотрены режимы: ■ –  $I_{max} = 17$  А,  $\nu = 900$  Гц,  $t_p = 45$  мкс; ● –  $I_{max} = 40$  А,  $\nu = 1300$  Гц,  $t_p = 35$  мкс; ▲ –  $I_{max} = 70$  А,  $\nu = 1100$  Гц,  $t_p = 43$  мкс; ◆ –  $I_{max} = 120$  А,  $\nu = 900$  Гц,  $t_p = 45$  мкс.

$T_0$  определяется, главным образом, планковским множителем. Показано, что при любой температуре плазмы на оси столба и любом радиальном профиле температуры плазмы максимальные потоки излучения достигаются в тех случаях, когда  $\tau_R(\lambda) \sim 1$ . Показано, что такие условия достигаются в ИПР в цезии и определены параметры соответствующего режима горения разряда. Установлено, что до 95 % электрической энергии, вложенной в разряд, выходит из него в виде излучения. При этом доля видимого излучения в спектре достигает 58 %.

Полученные результаты могут быть использованы как для модернизации существующих источников излучения (ультрафиолетового, видимо-

го и инфракрасного), так и для разработки новых источников.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Айзенберг Ю. Б. Справочная книга по светотехнике. – М.: Знак, 2006.
2. Baksht F. G., Lapshin V. F. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. Vol. 41. P. 205201.
3. Бахит Ф. Г., Каплан В. Б., Лапшин В. Ф., Марциновский А. М. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 23. С. 17.
4. Rakić M., Pichler G. // Opt. Commun. 2011. Vol. 284. P. 2881.
5. Rakić M., Pichler G. // JQSRT. 2015. Vol. 151. P. 169.
6. Бахит Ф. Г., Лапшин В. Ф. // Прикладная физика. 2012. № 3. С. 39.
7. Бахит Ф. Г., Лапшин В. Ф. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. Вып. 2. С. 79.
8. Gavrish S. V., Kaplan V. B., Martsinovskii A. M., Stolyarov I. I. // Tech. Phys. Lett. 2015. Vol. 41. P. 620.
9. Lapshin V. F. // J. Phys.: Conf. Ser. 2016. Vol. 669. P. 012035.
10. Бахит Ф. Г., Лапшин В. Ф. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 11. С. 170.
11. Bodunov E. N., Berberan-Santos M. N., Pogliani L. // MATCH Commun. Math. Comput. Chem. 2012. Vol. 67. No. 3. P. 563.
12. Дьяченко А. Т., Митропольский И. А. // Известия РАН. Серия физическая. 2016. Т. 80. № 8. С. 1004.
13. Lukianova R. Yu., Uvarov V. M., Coisson P. // Advances in Space Research. 2017. Vol. 59. P. 557.
14. Хомкин А. Л., Шумихин А. С. // ТВТ. 2013. Т. 51. № 5. С. 663.
15. Силин В. П. Введение в кинетическую теорию газов. – М.: Наука, 1971.
16. Протасов Ю. С., Чувашев С. Н. В кн. «Энциклопедия низкотемпературной плазмы», Вводный Том I, Под ред. акад. В. Е. Фортова. – М.: Наука/Интерпериодика, 2000. С. 1.
17. Форттов В. Е., Храпак А. Г., Якубов И. Т. Физика неидеальной плазмы. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004.
18. Бахит Ф. Г., Лапшин В. Ф. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 7. С. 100.
19. Бахит Ф. Г., Лапшин В. Ф. // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 2. С. 183.
20. Бахит Ф. Г., Лапшин В. Ф. // Прикладная физика. 2012. № 1. С. 46.

PACS: 52.80.Mg

## Generation of visible radiation with the continua spectrum in conditions of a pulse-periodical high pressure cesium discharge

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

<sup>1</sup> Ioffe Institute

26 Polytekhnicheskaya str., St. Petersburg, 194021, Russia  
E-mail: baksht@mail.ioffe.ru, lapshin@mail.ioffe.ru

<sup>2</sup> Emperor Alexander I St. Petersburg State Transport University  
9 Moskovsky av., St. Petersburg, 190031, Russia  
E-mail: lapshinvf@mail.ru

Received August 8, 2017

*Modeling of the pulse-periodic radiative high pressure caesium discharge is executed in the framework of two-temperature multiliquid radiation gas dynamics. It is shown that the studied discharge allows to create the plasma which is intensively radiating light with the continuous spectrum at values of pressure 200–800 Torr and temperatures ~6000 K. It is established that for effective generation of visible radiation the gas-discharge volume has to be filled with homogeneous plasma which optical thickness is close to unit. Mechanisms of the discharge visible radiation forming are shown. Calculation of discharge energy balance is executed. It is shown that the discharge radiates up to 95 % of the electrical energy enclosed in it. At the same time the share of visible radiation in the discharge spectrum reaches 58 %.*

*Keywords:* low temperature plasma, gas discharge, caesium, spectrum of radiation, light emission.

#### REFERENCES

1. Handbook of Light Engineering, Ed. by Yu. B. Aizenberg (Znak, Moscow, 2006) [in Russian].
2. F. G. Baksht and V. F. Lapshin, J. Phys.D: Appl. Phys. **41**, 205201 (2008).
3. F. G. Baksht, V. B. Kaplan, V. F. Lapshin, and A. M. Martsinovskii. Tech. Phys. Lett. **35**, 1078 (2009).



4. M. Rakić and G. Pichler, *Opt. Commun.* **284**, 2881 (2011).
5. M. Rakić and G. Pichler, *JQSRT.* **151**, 169 (2015).
6. F. G. Baksht and V. F. Lapshin, *Plasma Physics Reports.* **38**, 1078 (2012).
7. F. G. Baksht and V. F. Lapshin, *Tech. Phys. Lett.* **41**, 90 (2015).
8. S. V. Gavrish, V. B. Kaplan, A. M. Martsinovskii, and I. I. Stolyarov, *Tech. Phys. Lett.* **41**, 620 (2015).
9. V. F. Lapshin, *J. Phys.: Conf. Ser.* **669**, 012035 (2016).
10. F. G. Baksht and V. F. Lapshin, *Tech. Phys. Lett.* **41**, 1177 (1996).
11. E. N. Bodunov, M. N. Berberan-Santos, and L. Pogliani, *MATCH Commun. Math. Comput. Chem.* **67** (3), 563 (2012).
12. A. T. D'yachenko and I. A. Mitropolsky, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics.* **80** (8), 916 (2016).
13. R. Yu. Lukianova, V. M. Uvarov, and P. Coisson, *Advances in Space Research.* **59**, 557 (2017).
14. A. L. Khomkin and A. S. Schumikhin, *High Temperature.* **51** (5), 594 (2013).
15. V. P. Silin, *Introduction to the Kinetic Theory of Gases.* (Nauka, Moscow, 1971) [in Russian].
16. Yu. S. Protasov and S. N. Chuvashhev, in *Book: Encyclopedia of Low-Temperature Plasma: Introductory Volume*, Ed. by Fortov V. E. (Moscow: Nauka/Interperiodika, 2000). Vol. I [in Russian].
17. V. E. Fortov, A. G. Khrapak, and I. T. Yakubov, *Physics of Nonideal Plasma.* (Fizmatlit: Moscow, 2004) [in Russian].
18. F. G. Baksht and V. F. Lapshin, *Tech. Phys.* **47**, 894 (2002).
19. F. G. Baksht and V. F. Lapshin, *Usp. Prikl. Fiz.* **1** (2), 183 (2013).
20. F. G. Baksht and V. F. Lapshin, *Plasma Physics Reports* **38** (13), 1019 (2012).