

01;04;07

## Импульсно-периодический разряд в цезии как эффективный источник света

© Ф.Г. Бакшт, В.Ф. Лапшин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: baksh@pop.ioffe.rssi.ru

(Поступило в Редакцию 19 декабря 2001 г.)

Вычисляется спектр видимого излучения неоднородного столба цезиевой плазмы. Параметры плазмы соответствуют условиям маломощного импульсно-периодического разряда при давлениях 0.1–1.0 atm и температуре на оси  $T = 5500$  К. Вычисления выполнены в приближении локального термодинамически равновесной плазмы. Показано, что в рассматриваемых условиях спектр видимого излучения цезиевой плазмы изменяется от дискретного до непрерывного при возрастании давления от 0.1 до 1.0 atm. Это объясняется в основном ростом интенсивности рекомбинационных  $6P$ - и  $5D$ -континуумов и существенным сдвигом порогов этих континуумов в длинноволновую область (на  $\sim 100$  nm для  $6P$  и на  $\sim 150$  nm для  $5D$ ) при возрастании концентрации плазмы до  $\sim 4 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ . В этих условиях оптическая толщина столба плазмы приближается к единице и средние световые потоки, испускаемые единицей длины столба дуги, достигают 6500 lm/cm при радиусе столба  $R = 2$  mm и скважности 0.1.

### Введение

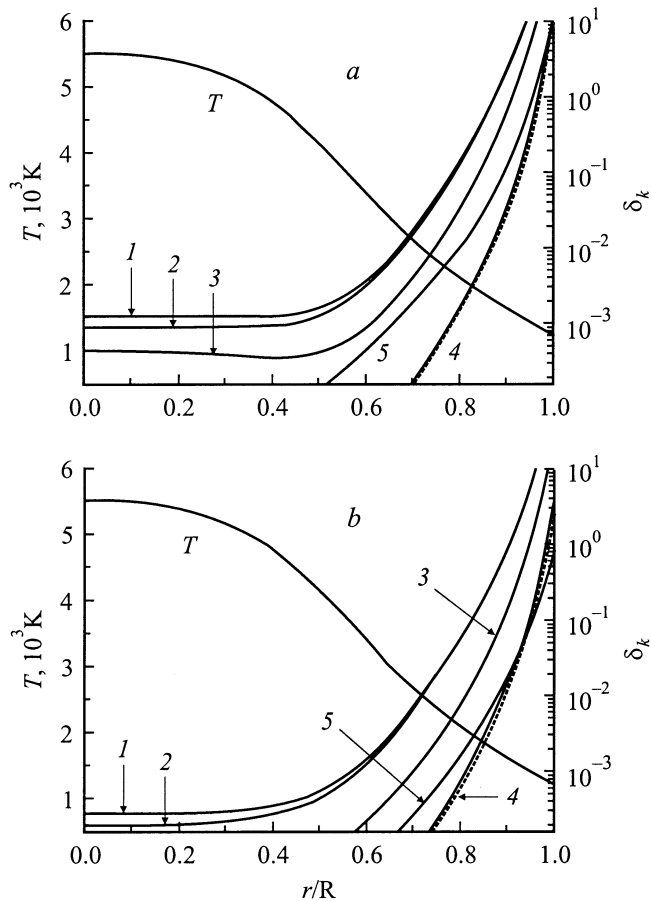
Быстрое развитие и удешевление производства электронной пуско-регулирующей аппаратуры открывает возможность создания эффективного экологически чистого источника света на основе импульсно-периодического разряда (ИПР) в парах щелочных металлов. Как показали выполненные ранее исследования [1–5], такой разряд имеет ряд существенных преимуществ перед стационарной дугой. Так, при относительно небольшой мощности  $W \sim 10$ – $60$  W/cm, вкладываемой в разряд, удается создать плотную плазму с концентрацией электронов  $n_e > 10^{17}$  см $^{-3}$  при температуре  $T \sim 5000$ – $6000$  К. Это значительно увеличивает световые потоки из плазмы, повышает энергетический коэффициент полезного действия дуги как источника света и улучшает цветовые характеристики излучения. Кроме того, существенно снижаются требования, предъявляемые к буферному газу: его роль сводится в основном к обеспечению первоначального пробоя газаразрядного промежутка. Последнее позволяет отказаться от использования ртути в источнике света. Наконец, отметим, что до настоящего времени в источниках света используется главным образом линейчатое излучение паров металлов. В [6] было показано, что в спектре излучения цезиевой плазмы с ростом концентрации существенно увеличивается доля видимого излучения. Это происходит в основном за счет образования ярких  $6P$ - и  $5D$ -рекомбинационных континуумов и сдвига порогов этих континуумов в длинноволновую область. В результате в ИПР оптическая толщина цезиевой плазмы в континууме может приближаться к единице при  $T \sim 5000$ – $6000$  К, когда максимум интенсивности планковского излучения лежит в области наибольшей чувствительности глаза. Отметим, что в настоящее

время для получения сплошного спектра обычно используется плазма дуги в ксеноне, которая становится оптически плотной лишь при  $T > 10^4$  К [7]. Выполненные в работе расчеты спектра излучения и светового потока с поверхности цезиевой дуги показывают, что ИПР в цезии может быть использован для создания эффективного источника света с рекомбинационным механизмом излучения. Предварительные результаты изложены в [8].

### Локальное термодинамическое равновесие в излучающей цезиевой плазме

В настоящей работе спектр видимого излучения неоднородного столба Cs плазмы вычисляется в интервале давлений  $p = 0.1$ – $1.0$  atm. Параметры плазмы и, в частности, радиальное распределение температуры  $T(r)$  соответствуют условиям маломощного ( $\sim 30$  W/cm) ИПР [4,5]. В таком разряде периодический импульс тока определенной формы с частотой  $\nu \sim 10^3$  Hz и амплитудой  $\sim 10$  A пропускается через плазму слаботоchnого ( $\sim 0.1$  A) дежурного разряда. На рис. 1 приведен используемый ниже профиль температуры  $T(r) = T_1[1 - a(r/R)^2] + T_2 \exp\{-(r/bR)^4\}$  ( $T_1 = 3500$  K,  $T_2 = 2000$  K,  $a = 9/14$ ,  $b = 0.6$ ), достаточно хорошо аппроксимирующий результаты численных расчетов [4,5]. Расчет спектра излучения проводится для условий локально термодинамически равновесной (ЛТР) плазмы.

Оценим влияние на ЛТР выхода из плазмы излучения в ярких  $6P$ - и  $5D$ -рекомбинационных континуумах, а также в дискретном спектре, например в линиях, соответствующих  $6S$ – $6P$ - и  $5D$ – $4F$ -переходам в атоме Cs.



**Рис. 1.** Радиальное распределение температуры плазмы  $T$  и значения параметров  $\delta_k$  (1 —  $\delta_1$ , 2 —  $\delta_2$ , 3 —  $\delta_3$ , 4 —  $\delta_4$ , 5 —  $\delta_5$ ) для разных давлений плазмы  $p$ , atm:  $a$  — 0.1,  $b$  — 1.0.

Наряду с этим учтем возможные нарушения ЛТР, связанные с радиальной неоднородностью плазмы. С этой целью введем параметры  $\delta_k$  ( $k = 1, 2, 3, 4, 5$ )

$$\delta_k = n_e n_i \langle v_e \sigma_{\text{rec}, \gamma}^{\text{ph}} \rangle / \alpha_\gamma n_e^2 n_i; \quad k = 1, 2,$$

$$\delta_k = A_{\gamma\gamma'} \Theta_{\gamma\gamma'} / n_e \langle v_e \sigma_{\gamma\gamma'} \rangle; \quad k = 3, 4,$$

$$\delta_5 = (D_{ia} \tau_{\text{rec}})^{1/2} \left( \frac{n_i}{\partial n_i / \partial r} \right).$$

Здесь  $n_e = n_i$  — концентрация плазмы,  $\sigma_{\text{rec}, \gamma}^{\text{ph}}(v_e)$  — сечение радиационной рекомбинации,  $\alpha_\gamma$  — коэффициент трехчастичной столкновительной рекомбинации в конечном состоянии  $\gamma$  в спектре Cs ( $\gamma = 5D$  для  $k = 1$  и  $\gamma = 6P$  для  $k = 2$ ).  $A_{\gamma\gamma'}$  — соответствующий коэффициент Эйнштейна [9],  $\Theta_{\gamma\gamma'}(r)$  — вероятность выхода фотона из плазмы, определенная в соответствии с [10, с. 81];  $\sigma_{\gamma\gamma'}$  — сечение девозбуждения электронным ударом ( $\gamma = 4F$ ,  $\gamma' = 5D$  для  $k = 3$  и  $\gamma = 6P$ ,  $\gamma' = 6S$  для  $k = 4$ ). Символ  $\langle \dots \rangle$  означает усреднение по максвелловскому распределению для электронов.

$D_{ia}$  и  $\tau_{\text{rec}}$  — коэффициент амбиполярной диффузии  $\text{Cs}^+$  и времени трехчастичной электрон-ионной рекомбинации. Значения  $\sigma_{\gamma\gamma'}$ ,  $\alpha_\gamma$  и  $\sigma_{\text{rec}, \gamma}^{\text{ph}}$  вычислялись с помощью принципа детального равновесия с использованием теоретических значений соответственно сечений возбуждения и ионизации электронным ударом [11] и сечений фотоионизации [12]. При вычислении  $D_{ia}$  [13] использовались значения сечения резонансной перезарядки [14]. Результаты вычислений  $\delta_k$  приведены на рис. 1. Для контроля расчетов при вычислении  $\delta_4$  были также использованы экспериментальные значения сечений возбуждения электронным ударом [15]. Результаты таких расчетов показаны пунктиром. Видно, что значения  $\delta_4$ , полученные с использованием теоретических и экспериментальных значений сечений, практически совпадают.

Состояние ЛТР реализуется в области, где  $\delta_k \ll 1$ . Как видно из рис. 1, роль процессов, приводящих к нарушению равновесия в плазме, невелика. Плазма находится в состоянии, близком к ЛТР в большей части объема газоразрядной трубки. Отклонения от ЛТР имеют место только в относительно холодной области плазмы вблизи стенок трубки, где  $T \leq 2000$  К. Холодная плазма эффективно поглощает излучение только в окрестности резонансных линий цезия (852.1 и 894.6 nm). Видимое излучение проходит эту область плазмы практически без поглощения. Поэтому при расчете спектра видимого излучения отклонения от ЛТР не рассматривались и считалось, что условия ЛТР выполняются во всем объеме разрядной трубки. При этом снижение энергии ионизации атома рассчитывалось в дебаевском приближении, а статистическая сумма атома цезия вычислялась методом Планка–Ларкина [16].

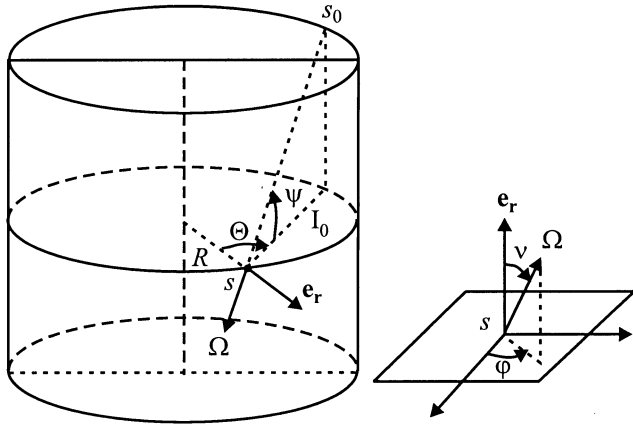
## Спектральный поток излучения из плазмы в видимой области

Спектральный поток излучения  $F_\lambda$ , испускаемый единицей площади поверхности столба плазмы в условиях ЛТР, может быть представлен в виде

$$F_\lambda = \int_{(2\pi)} I_\lambda(s, \Omega) (\Omega \mathbf{e}_r) d\Omega = F_{\lambda P}(T_w) \varepsilon_\lambda. \quad (1)$$

Здесь  $I_\lambda(s, \Omega)$  — спектральная интенсивность излучения в точке  $s$  на поверхности столба плазмы;  $\Omega$  и  $\mathbf{e}_r$  — орты, задающие направление светового луча и нормали к поверхности (рис. 2);  $T_w$  — температура стенок трубки;

<sup>1</sup> Величина  $\delta_5$  представляет собой отношение диффузионной длины рекомбинации ионов к характерному масштабу неоднородности плазмы. Как показано в [4], в течение основного времени импульса  $(D_{ia} \tau_{\text{rec}})^{1/2} \sim V_i \tau_{\text{rec}}$ , где  $V_i$  — гидродинамическая скорость ионов. Поэтому условие  $\delta_5 \ll 1$  означает также малость конвективной длины рекомбинации ионов по сравнению с масштабом неоднородности.



**Рис. 2.** Геометрия задачи.  $\Omega$  и  $e_r$  — векторы единичной длины, задающие направления распространения излучения и нормали к поверхности соответственно.

$F_{\lambda P}(T) = \pi I_{\lambda P}(T) = 2\pi hc^2 \lambda^{-5} / [\exp(hc/\lambda k_B T) - 1]$  — поток излучения с поверхности черного тела;  $\lambda$  — длина волны;  $I_{\lambda P}(T)$  — планковская интенсивность излучения;

$$\varepsilon_\lambda = \frac{4}{\pi} \int_0^{\pi/2} \cos \Theta d\Theta \int_0^{\pi/2} \cos \psi d\psi \int_0^{l_0} k'_\lambda(l) \frac{I_{\lambda P}(T(l))}{I_{\lambda P}(T_w)} \times \exp\left\{-\frac{1}{\cos \psi} \int_0^l k'_\lambda(l') dl'\right\} dl, \quad (2)$$

$k'_\lambda$  — приведенный коэффициент поглощения (с учетом вынужденного испускания);  $l_0 = 2R \cos \Theta$ ;  $l$  — расстояние от точки  $s$ , отсчитываемое вдоль проекции луча на плоскость, перпендикулярную к оси разряда ( $0 \leq l \leq l_0$ ). В неоднородной плазме  $0 < \varepsilon_\lambda < \infty$ . Для однородной плазмы  $\varepsilon_\lambda$  — обычная спектральная испускательная способность столба

$$\varepsilon_\lambda^{(h)}(\tau_\lambda) = \frac{4}{\pi} \int_0^{\pi/2} d\Theta \cos \Theta \int_0^{\pi/2} d\psi \cos^2 \psi \times [1 - \exp(-\tau_\lambda \cos \Theta / \cos \psi)], \quad (3)$$

где  $\tau_\lambda = 2Rk'_\lambda$ .

В этом случае  $\varepsilon_\lambda^{(h)}$  удовлетворяет обычному неравенству  $0 \leq \varepsilon_\lambda^{(h)} \leq 1$ . Для оптически плотной плазмы, когда  $Rk'_\lambda(R) \gg 1$ , интегрируя (2) по частям, можно получить для  $\varepsilon_\lambda$  разложение в ряд по параметру  $\xi = [(hc/\lambda)/k_B T]/Rk'_\lambda(R)$

$$\varepsilon_\lambda = 1 - \frac{2}{3} \frac{(dT/dr)|_{r=R}}{T_w/R} \xi + O(\xi^2), \quad \xi \ll 1. \quad (4)$$

Выражения (3) и (4) были использованы для тестирования вычислений  $\varepsilon_\lambda$  по формуле (2). Коэффициент поглощения  $k'_\lambda$  вычислялся аналогично [6] как

сумма коэффициентов поглощения, соответствующих свободно-свободным ( $f-f$ ), связанно-свободным ( $b-f$ ) и связанно-связанным ( $b-b$ ) переходам,

$$k'_\lambda = \left( k_\lambda^{(ff)} + k_\lambda^{(bf)} + k_\lambda^{(bb)} \right) [1 - \exp(-hc/\lambda k_B T)]. \quad (5)$$

Коэффициент тормозного поглощения рассчитывался в приближении Крамерса [17]. Отметим здесь, что в рассматриваемых условиях вклад  $f-f$  переходов в  $k'_\lambda$  мал. При вычислении  $k_\lambda^{(bb)}$  в настоящем сообщении учитывались следующие переходы в дискретном спектре атома Cs:  $6S_{1/2} - nP_{1/2}$ ;  $6S_{1/2} - nP_{3/2}$  ( $n = 7, 8$ );  $6P_{1/2} - nS_{1/2}$ ;  $6P_{3/2} - nS_{1/2}$  ( $n = 8-13$ );  $6P_{1/2} - nD_{3/2}$ ;  $6P_{3/2} - nD_{5/2}$  ( $n = 7-13$ );  $5D_{3/2} - nF_{5/2}$ ;  $5D_{5/2} - nF_{7/2}$  ( $n = 5-12$ ). Соответственно полагалось

$$k_\lambda^{(bb)} = \sum_{\gamma, \gamma'} n_\gamma \sigma_{\gamma\gamma'}^{(ph)}(\lambda),$$

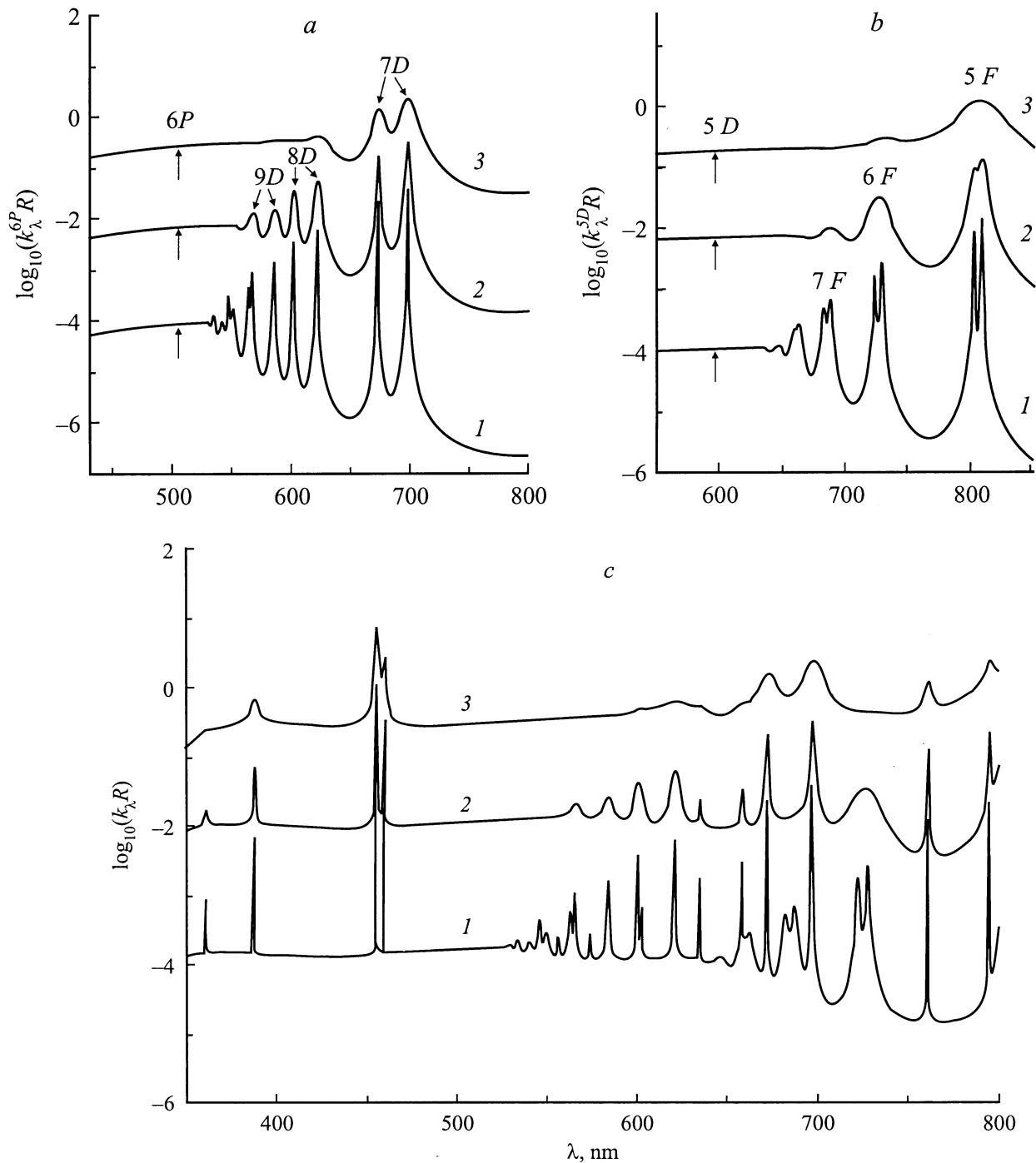
где

$$\sigma_{\gamma\gamma'}^{(ph)}(\lambda) = \frac{\pi e^2}{mc^2} \lambda_{\gamma\gamma'}^2 f_{\gamma\gamma'} \phi_{\gamma\gamma'}(\lambda) \quad (6)$$

— сечение фотопоглощения для  $\gamma-\gamma'$ -перехода;  $f_{\gamma\gamma'}$  — сила осциллятора [9].

Форма линии  $\phi_{\gamma\gamma'}(\lambda)$  предполагалась лоренцевской и учитывалось только штарковское уширение электронами [18]. При вычислении  $k_\lambda^{(bf)}$  рассматривалась фотоионизация (ФИ) уровней  $7S$ ,  $6P$ ,  $7P$ ,  $8P$ ,  $5D$ ,  $6D$ ,  $7D$ ,  $4F$ ,  $5F$  и  $5G$  в видимой области спектра. Величина  $k_\lambda^{(bf)}$  определялась так же, как в [6]. Концентрация  $n_\gamma$  возбужденных атомов Cs и концентрация плазмы определялись по уравнению Саха-Больцмана.

Как уже отмечалось, важной особенностью спектра Cs является существование ярких  $6P$ - и  $5D$ -рекомбинационных континуумов в видимой области спектра (их пороги соответственно  $\lambda_{th}(6P) = 504$  nm,  $\lambda_{th}(5D) = 594$  nm). Обсудим использованные здесь некоторые детали вычисления  $k_\lambda$  вблизи порогов этих континуумов в области, где  $\lambda > \lambda_{th}$ . В плотной плазме уширение спектральных линий приводит к слиянию высших членов спектральных серий, сходящихся к порогу ФИ. В настоящей работе считалось, что соседние спектральные линии перекрываются, если сумма их полуширин на полувысоте  $w_n$  и  $w_{n+1}$  больше, чем расстояние между их центрами:  $w_n + w_{n+1} > \lambda_n - \lambda_{n+1}$ . В каждой спектральной серии  $6P-nD$  и  $5D-nF$  находились линии, для которых  $w_{n-1} + w_n < \lambda_{n-1} - \lambda_n$ , но  $w_n + w_{n+1} > \lambda_n - \lambda_{n+1}$ . Для области  $\lambda_{th} \leq \lambda \leq \lambda_{n+1}$  спектр считался непрерывным и коэффициент поглощения для этой спектральной серии  $\gamma$  ( $\gamma = 6P, 5D$ ) находился как  $k_{\lambda, \gamma}^{(bb)} \equiv k_{cont}^{(\gamma)} = n_\gamma \sigma_\gamma^{(ph)}(E)$ , где сечение фотоионизации  $\sigma_\gamma^{(ph)}$  из состояния  $\gamma$  определялось через спектральную плотность сил осциллятора, как и в [6,12]. В области  $\lambda \geq \lambda_n$  для спектральной



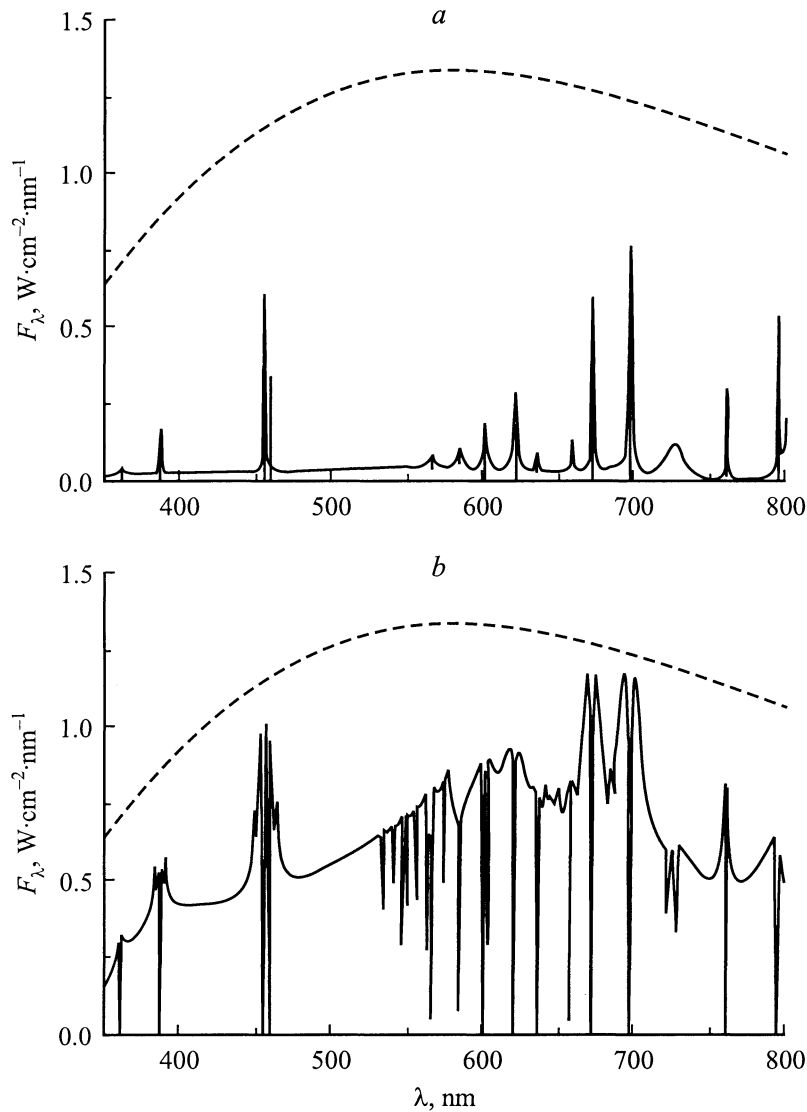
**Рис. 3.** Спектр поглощения цезиевой плазмы в состоянии термодинамического равновесия при температуре  $T = 5500$  К и различных давлениях ( $p$ , атм: 1 — 0.01, 2 — 0.1, 3 — 1.0). *a* — для спектральной серии  $5D-nD$ ; *b* — для спектральной серии  $6P-nD$ ; *c* — спектр поглощения.  $R = 2$  мм.

серии  $\gamma$ -спектр рассматривался как дискретный и  $k_{\lambda,\gamma}^{(bb)} \equiv k_{\text{disc}}^{(\gamma)} = \sum_{\gamma'} n_{\gamma'} \sigma_{\gamma\gamma'}(\lambda)$ . В промежуточной спектральной области  $\lambda_{n+1} < \lambda < \lambda_n$  использовалась линейная интерполяция

$$k_{\lambda,\gamma}^{(bb)} = k_{\text{disc}}^{(\gamma)} (\lambda - \lambda_{n+1}) / (\lambda_n - \lambda_{n+1}) + k_{\text{cont}}^{(\gamma)} (\lambda_n - \lambda) / (\lambda_n - \lambda_{n+1}).$$

## Результаты расчетов

На рис. 3 показаны результаты расчетов значения коэффициента поглощения цезиевой плазмы при температуре  $T = 5500$  К для трех значений давления плазмы  $p$  (0.01, 0.1 и 1.0 атм). Соответствующие значения электронной концентрации составляют  $n_e = 6.58 \cdot 10^{15}$ ,



**Рис. 4.** Спектральная плотность радиального потока излучения в видимой области спектра для различных значений давления плазмы  $p$ , atm:  $a$  — 0.1,  $b$  — 1.0.

$5.89 \cdot 10^{16}$  и  $3.67 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . На рис. 3,  $a$  и  $b$  приведены отдельно результаты расчетов коэффициента поглощения в спектральных сериях  $6P-nD$  и  $5D-nF$  вблизи порогов континуумов. Длины волн, соответствующие порогам  $6P$ - и  $5D$ -континуумов для изолированного атома цезия, равны 504 и 594 nm (на рис. 3,  $a$  и  $b$  они указаны стрелками). Хорошо видно, как с ростом давления происходит сдвиг континуумов в длинноволновую область. Это вызывается одновременным действием двух факторов: снижением энергии ионизации атома и слиянием (вследствие уширения) высших членов спектральной серии, сходящихся к порогу фотоионизации. В результате (рис. 3,  $c$ ) при  $p \sim 1.0$  atm практически вся видимая область спектра перекрывается этими континуумами. При этом оптическая толщина плазмы приближается к значению, равному единице в большей части спектра. На рис. 4 приведены результаты расчетов

спектрального потока  $E_\lambda$  (сплошная кривая), испускаемого единицей площади поверхности неоднородного столба плазмы при указанном выше профиле  $T(r)$ , и планковского потока  $F_{\lambda P}(T_*)/3$  (штриховая кривая), испускаемого поверхностью черного тела с  $T_* = 5000$  K. При  $p = 0.1$  atm (рис. 4,  $a$ ) оптическая толщина плазмы в континууме мала. Излучение плазмы носит объемный характер и имеет линейчатый вид. Поток излучения  $F_\lambda$  мал в сравнении с величиной планковского потока. При  $p = 1.0$  atm (рис. 4,  $b$ ) оптическая толщина плазмы приближается к единице и спектр излучения становится практически непрерывным. При этом поток излучения  $F_\lambda$  составляет заметную долю от планковского потока  $F_{\lambda P}(T_*)$ . Отметим здесь, что спектр излучения неоднородной плазмы дуги существенно сглажен по сравнению со спектром излучения однородного столба плазмы [6]. Это обусловлено интенсивным поглощением

линейчатого излучения во внешних более холодных областях плазмы дуги.

Важной характеристикой источников света является световой поток  $\Phi$ , испускаемый единицей длины столба дуги  $\Phi = 2\pi RK_{\max} \int F_{\lambda} V(\lambda) d\lambda$ , где  $V(\lambda)$  — спектральная световая эффективность излучения,  $K_{\max} = 680 \text{ lm/W}$  — максимальное значение световой эффективности (достигается при  $\lambda = 555 \text{ nm}$ ). Средние значения светового потока  $\Phi^* = \nu t_p \Phi$ , вычисленные с учетом характерной скважности импульсов тока в ИПР  $\nu t_p = 0.1$  [4,5] ( $t_p$  — продолжительность импульса тока), для  $R = 2 \text{ mm}$  составляют  $\Phi^* = 0.48 \cdot 10^3 \text{ lm/cm}$  при  $p = 0.1 \text{ atm}$  и  $\Phi^* = 0.65 \cdot 10^4 \text{ lm/cm}$  при  $p = 1 \text{ atm}$ .

## Заключение

Таким образом, в условиях, характерных для импульсно-периодического разряда, увеличение давления цезиевой плазмы до  $1 \text{ atm}$  приводит к качественным изменениям в спектре излучения дуги. В результате возрастания интенсивности ярких  $6P$ - и  $5D$ -континуумов и существенного сдвига порогов этих континуумов в длинноволновую сторону (более чем на  $100 \text{ nm}$ ) возникает практически непрерывный спектр излучения в видимой области. Оптическая толщина плазмы в этих условиях приближается к единице, что обеспечивает большие значения средних световых потоков  $\Phi^*$  из столба дуги. При этом рассчитанные значения  $\Phi^*$  существенно превышают световые потоки, полученные в источниках излучения со сплошным спектром при сравнимой потребляемой мощности  $W \sim 30\text{--}50 \text{ W/cm}$  (например, в ксеноновых лампах высокого давления [19]). Это позволяет надеяться, что использование ИПР в цезии откроет возможность создания высокоэффективного источника света с рекомбинационным механизмом излучения.

## Список литературы

- [1] Chalek C.L., Kinsinger R.E. // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. N 2. P. 716–724.
- [2] Schafer R., Stormberg H.P. // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 57. N 7. P. 2512–2518.
- [3] Gunther K., Kloss H.-G., Lehmann T. et al. // Contrib Plasma Phys., 1990. Vol. 30. N 6. P. 715–724.
- [4] Бакиит Ф.Г., Лапшин В.Ф. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 11. С. 170–177.
- [5] Бакиит Ф.Г., Лапшин В.Ф. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 9. С. 22–24.
- [6] Бакиит Ф.Г., Лапшин В.Ф. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. Вып. 24. С. 40–45.
- [7] Рохлин Г.Н. Разрядные источники света. М.: Энергоатомиздат, 1991. 720 с.
- [8] Бакиит Ф.Г., Лапшин В.Ф. Материалы конференции по физике низкотемпературной плазмы. Т. 1. Петрозаводск, 2001. С. 122–126.
- [9] Stone P.M. // Phys. Rev. 1962. Vol. 127. N 4. P. 1151–1156.
- [10] Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 376 с.
- [11] Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979. 319 с.
- [12] Lahiri J., Manson S.T. // Phys. Rev. A. 1986. Vol. 33. N 5. P. 3151–3165.
- [13] Радциг А.А., Смирнов Б.М. // Подвижность и диффузия ионов в газах / Под ред. И. Мак-Даниеля, Э. Мэзона. С. 386–413. М.: Мир, 1976. 422 с.
- [14] Sakabe S., Izawa Y. // Phys. Rev. A. 1992. Vol. 45. N 3. P. 2086.
- [15] Scott N.S., Bartschat K., Burke P.G. et al. // J. Phys. B. Atomic and Molecular Physics. 1984. Vol. 17. N 6. P. 191–195.
- [16] Фортвов В.Е., Якубов И.Т. Неидеальная плазма. М.: Энергоатомиздат, 1994. 367 с.
- [17] Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. М.: Физматгиз. 1963. 640 с.
- [18] Грим Г. Уширение линий в плазме. М.: Мир, 1978. 425 с.
- [19] Справочная книга по светотехнике / Под ред. Ю.Б. Айзенберга. М.: Энергоатомиздат, 1995. 526 с.