

01;04

Теория импульсно-периодического излучающего разряда высокого давления в цезии

© Ф.Г. Бакшт, В.Ф. Лапшин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
E-mail: baksht@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 27 июля 2004 г.

Выполнено самосогласованное моделирование импульсно-периодического разряда в цезии. Показано, что исследованный разряд является эффективным источником света с непрерывным спектром излучения и световой отдачей $\eta_V = 74 \text{ lm/W}$. В условиях, когда оптическая толщина плазмы в большей части спектра близка к единице, основными механизмами переноса энергии в объеме разряда являются нелокальный теплообмен излучением и радиационная теплопроводность.

1. Введение. Слаботочный импульсный разряд широко используется в светотехнике. При малых скоростях нарастания тока ($dI/dt < 10^8 \text{ A/s}$) расширение токового канала происходит с дозвуковыми скоростями. Исследованию таких разрядов посвящено значительное число работ [1–10]. В них, однако, рассматривались режимы горения разряда, в которых плазма оптически прозрачна для непрерывного излучения. В [11,12] было показано, что плазма импульсно-периодического разряда (ИПР) в цезии при давлении $p \sim 1 \text{ atm}$ имеет оптическую толщину в континууме порядка единицы. Для качественного анализа спектра разряда в этих работах рассматривался неподвижный столб цезиевой плазмы (однородный по температуре в [11] и с модельным радиальным профилем температуры в [12]). В настоящем сообщении впервые рассчитана газодинамика ИПР в цезии и показано, что в таком разряде, при определенном выборе его параметров, может быть в действительности получена плазма с требуемыми оптическими свойствами. Рассчитан спектр цезиевого разряда и показана возможность его использования для получения почти непрерывного спектра видимого излучения с высокой световой отдачей.

2. Модель разряда. Рассматривается разряд в керамической трубке из Al_2O_3 с внутренним радиусом $R \sim 1.5 \div 4 \text{ mm}$. При этом через плазму дежурного разряда, поддерживаемого током $I_{st} \sim 0.1 \div 1.0 \text{ A}$, периодически, с частотой $\nu \sim 500 \div 2000 \text{ Hz}$, пропускается импульс тока с амплитудой $I_{\max} \sim 30 \div 200 \text{ A}$. Коэффициент заполнения цикла составляет $k \sim 0.04 \div 0.1$. В этих условиях температура на оси разряда достигает $6000 \div 7000 \text{ K}$ и концентрация плазмы $n_e \sim 10^{17} \div 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

В рассматриваемых условиях плазма ИПР обладает аксиальной симметрией, находится в состоянии локального термодинамического равновесия [12] и для ее исследования используется система уравнений:

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

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

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

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} p + n_a E_a + n_i E_i \right) \\ & + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left[\frac{5}{2} (p_a V_a + p_i V_i + p_e V_e) + n_a V_a E_a + n_i V_i E_i \right] \right\} \\ & = \sigma_e E^2 + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r (\lambda_e + \lambda_a + \lambda_{rad}) \frac{\partial T}{\partial r} - U \equiv Q, \end{aligned} \quad (4)$$

$$I(t) = 2\pi E(t) \int_0^R \sigma_e(r) r dr. \quad (5)$$

Здесь p_i, p_e, p_a и n_i, n_e, n_a — парциальные давления и концентрация ионов, электронов и атомов цезия; V_i, V_e, V_a — их радиальные гидродинамические скорости (предполагается, что радиальный ток на стенке отсутствует и $V_i = V_e$). Методика расчета коэффициента трения R_{ai} приведена в [9]; E_i и E_a — энергия ионизации и усредненная по распределению Больцмана энергия возбуждения атомов цезия, E — напряженность продольного электрического поля в плазме, $T(r, t)$ — температура плазмы, σ_e — электронная электропроводность, λ_e и λ_a — электронная и атомная теплопроводности. В расчетах для λ_e и σ_e использовались формулы Фроста для кинетических коэффициентов электронов в частично ионизованном газе; $\lambda_a(T) = (T/T_0)^{1/2} \lambda_0$, где

λ_0 — теплопроводность нейтрального цезия при $T_0 = 1500$ К. Член с $\lambda_{\text{рад}}$ учитывает выделение энергии в плазме в оптически плотной части спектра: по этой части спектра проводится интегрирование при вычислении радиационной теплопроводности [13]; $U = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \int F_\lambda d\lambda)$ — радиационные потери энергии плазмы в остальной части спектра. В расчетах рассматривался спектральный интервал $250 \text{ nm} < \lambda < 9000 \text{ nm}$.

Радиальный поток радиационной энергии F_λ выражался через равновесную спектральную интенсивность излучения $I_{\lambda P} = 2hc^2\lambda^{-5}[\exp(hc/\lambda k_B T) - 1]^{-1}$:

$$F_\lambda(r, t) = 4 \int_0^{\pi/2} d\psi \cos \psi \int_0^\pi d\theta \cos \theta \times \int_0^{l_w(r, \theta)} \kappa_\lambda(l) I_{\lambda P}(l) \exp\left(-\frac{1}{\cos \psi} \int_0^l \kappa_\lambda(l') dl'\right) dl. \quad (6)$$

Здесь $l_w = (R^2 - r^2 \sin^2 \theta)^{1/2} + r \cos \theta$. Методика вычислений и детали обозначений подробно описаны в [12].

В настоящей работе предполагается, что распределение температуры в стенке и количество цезия на единицу длины трубки C остаются постоянными в течение импульса. Стенка трубки считается прозрачной для излучения плазмы. В этом случае граничные условия для уравнений (1)–(4) имеют вид

$$\frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, \quad T \Big|_{r=R} = T_w, \quad 2\pi \int_0^R r(n_i + n_a) dr = C. \quad (7)$$

Температура внутренней поверхности трубки T_w определялась из решения стационарного уравнения теплопроводности для стенки трубки [9]:

$$T_w = \left[\frac{q_w}{\varepsilon_w \sigma_{S.B.} (1 + \Delta R/R)} \right]^{1/4} + q_w \frac{R}{\lambda_w} \ln \left(1 + \frac{\Delta R}{R} \right),$$

где

$$q_w = v \int_0^{1/v} \left(-\lambda_a \frac{\partial T}{\partial r} \right) \Big|_{r=R} dt.$$

Здесь λ_w — теплопроводность стенки трубки, q_w — средний за период поток тепла из плазмы на стенку за счет атомной теплопроводности

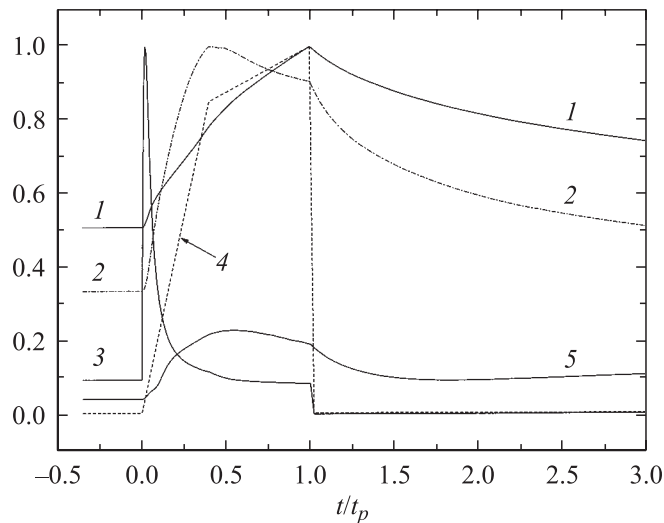


Рис. 1. Зависимости от времени основных параметров разряда: 1 — давление $P(t)/P_{\max}$; 2 — температура на оси разряда $T_0(t)/T_{0\max}$; 3 — напряженность электрического поля в плазме $E(t)/E_{\max}$; 4 — форма импульса тока $I(t)/I_{\max}$; 5 — доля энергии U_c/U_h , поглощаемая в холодной области.

(у стенки $\lambda_e, \lambda_{\text{rad}} \ll \lambda_a$), ε_w — коэффициент теплового излучения (интегральная степень черноты) внешней поверхности трубки, $\sigma_{S.B.}$ — постоянная Стефана–Больцмана, ΔR — толщина стенок.

3. Результаты вычислений и обсуждение. На рис. 1–3 приведены результаты расчетов для $I_{\max} = 200$ А, $R = 4$ мм, $\nu = 1000$ Hz, $k = 1/22$. Количество цезия на единицу длины трубки составляло

$$C = 2\pi P_{\text{sat}} \int_0^R \frac{r dr}{k_B T_{st}(r)} = 2.77 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-1},$$

что соответствует давлению насыщенных паров $P_{\text{sat}} = 750$ Торг у холодного конца трубки с температурой $T_{\text{cold}} = 940$ К ($T_{st}(r)$ — профиль температуры в дежурном разряде). На рис. 1 изображены в относительных единицах основные параметры разряда. Время отложено в единицах импульса t/t_p , $t_p = k/\nu$. Максимальные значения величин составляют $E_{\max} = 378$ В/см, $P_{\max} = 1475$ Торг, $T_{0\max} = 7080$ К. Отметим здесь, что радиальные профили температуры имеют в исследуемом разряде существенно более

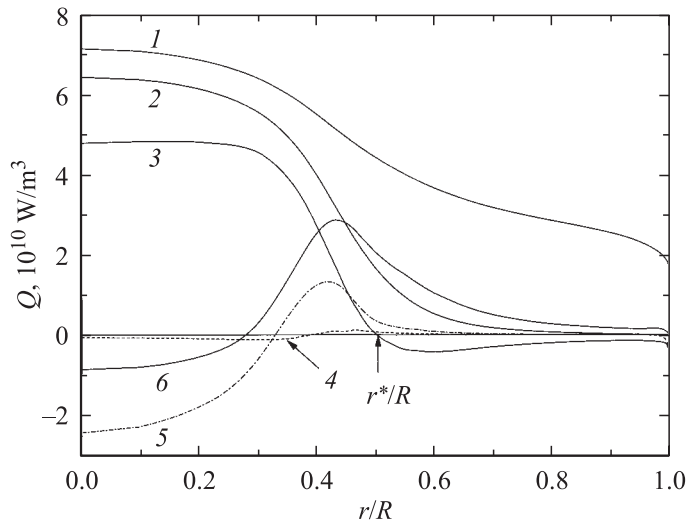


Рис. 2. Радиальное распределение температуры и объемные скорости энерговыделения в момент времени $t/t_p = 0.5$: 1 — $10^{-3}T(r)$ К; 2 — σE^2 ; 3 — U ; 4 — $\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r(\lambda_e + \lambda_a) \frac{\partial T}{\partial r}$; 5 — $\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \lambda_{\text{rad}} \frac{\partial T}{\partial r}$; 6 — Q (суммарная скорость энерговыделения в единице объема).

пологий вид, чем в разрядах с оптически прозрачной в континууме плазмой [1,4,8,10]. Это объясняется тем, что поглощаемая в холодной плазме энергия U_c составляет значительную часть от энергии U_h , излучаемой горячей областью в континууме (рис. 1). Здесь $U_h = 2\pi \int_0^{r^*} rU(r)dr$,

$U_c = -2\pi \int_{r^*}^R rU(r)dr$, где точка r^* определяется из условия $U(r^*) = 0$

(рис. 2). На рис. 2 сравниваются различные механизмы нагрева плазмы. Хорошо видно, что наибольший энергосклад Q происходит в области максимального градиента температуры (теплового фронта) $r/R \sim 0.45$. Это обусловлено тем, что в этой области дивергенция радиационного потока тепла максимальна. Разогрев холодной области ($r/R > 0.55$) обеспечивается главным образом за счет поглощения континуального рекомбинационного излучения (здесь $U < 0$). Формирование тепловой волны с резким температурным фронтом в таких условиях невоз-

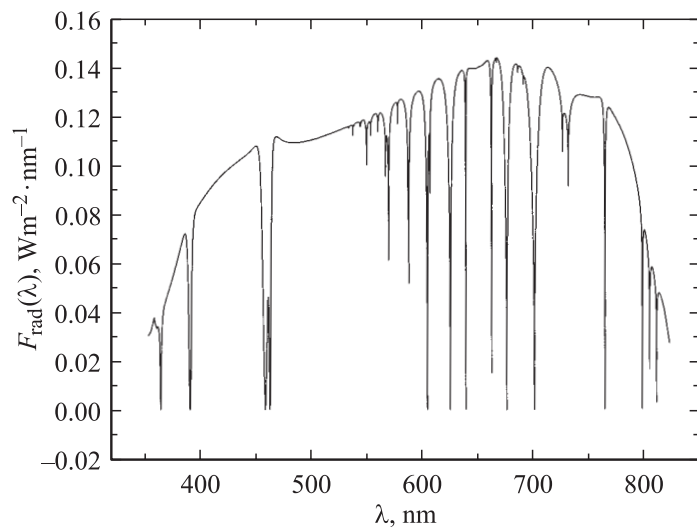


Рис. 3. Усредненный по времени спектр выходящего из плазмы излучения.

можно. Другой важной особенностью исследованного разряда является практически непрерывный характер спектра его излучения. На рис. 3 приведен средний за период спектральный поток выходящего из плазмы излучения $F_{\text{rad}}(\lambda) = \nu \int_0^{\nu^{-1}} F_{\lambda}(R, t) dt$. Спектр является практически непрерывным и перекрывает всю видимую область, что соответствует источнику света с высоким индексом цветопередачи. В работе рассчитан средний за период световой поток, испускаемый единицей длины столба дуги, $\Phi = 2\pi R K_{\text{max}} \int_{380 \text{ nm}}^{760 \text{ nm}} F_{\text{rad}}(\lambda) V(\lambda) d\lambda$, где $V(\lambda)$ — спектральная световая эффективность излучения, $K_{\text{max}} = 683 \text{ lm/W}$ — максимальное значение световой эффективности, которое достигается при $\lambda = 555 \text{ nm}$. Для рассматриваемого режима величина светового потока составила $\Phi = 21600 \text{ lm/cm}$ при средней за период потребляемой мощности $P = 290 \text{ W/cm}$. Световая эффективность разряда составляет при этом $\eta_V = \Phi/P = 74 \text{ lm/W}$.

Таким образом, показано, что важными особенностями разряда являются преобладание в плазме радиационных механизмов переноса энергии и непрерывный спектр выходящего из плазмы излучения, сосредоточенного в видимой области. Полная световая эффективность цезиевого ИПР заметно превосходит эффективность существующих источников света с непрерывным спектром, особенно безртутных источников — ксеноновых ламп [14].

Список литературы

- [1] *Chalek C.L., Kinsinger R.E.* // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. N 2. P. 716–723.
- [2] *Stormberg H.P., Schäfer R.* // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 8. P. 4338–4347.
- [3] *Dakin J.T., Rautenberg T.H.* // J. Appl. Phys. 1984. V. 56. N 1. P. 118–124.
- [4] *Азизов Э.А., Кобелевский А.В., Настоящий А.Ф.* // Физика плазмы. 1986. Т. 12. В. 3. С. 362–369.
- [5] *Ериов-Павлов Е.А., Чубрик Н.И., Шиманович В.Д.* // ТВТ. 1988. Т. 26. № 1. С. 17–22.
- [6] *Абрамов Ю.Ю., Азизов Э.А., Солодовников С.Г.* // Физика плазмы. 1989. Т. 15. В. 1. С. 97–106.
- [7] *Günter K., Kloss H.-G., Lehmann T., Radtke R., Serick F.* // Contrib. Plasma Phys. 1990. V. 30. N 6. P. 715–724.
- [8] *Аньшаков А.С., Назарук В.И., Хайтман С.М.* // Теплофизика и аэродинамика. 1996. Т. 3. № 1. С. 81–84.
- [9] *Бакшт Ф.Г., Лапшин В.Ф.* // ЖТФ. 1996. Т. 66. В. 11. С. 170–176.
- [10] *Бакшт Ф.Г., Лапшин В.Ф.* // ЖТФ. 1997. Т. 67. В. 9. С. 22–24.
- [11] *Бакшт Ф.Г., Лапшин В.Ф.* // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 24. С. 40–45.
- [12] *Бакшт Ф.Г., Лапшин В.Ф.* // ЖТФ. 2002. Т. 72. В. 7. С. 100–105.
- [13] *Бакшт Ф.Г., Лапшин В.Ф.* // Материалы Всерос. научн. конф. по физике низкотемпературной плазмы ФНТП-2004. Петрозаводск, 28–30 июня 2004 г. Т. 1. С. 56–61.
- [14] *Справочная книга по светотехнике / Под ред. Ю.Б. Айзенберга. М.: Энергоатомиздат, 1995. 526 с.*