

УДК 37.528

Теоретическое исследование слаботочного импульсно-периодического излучающего разряда высокого давления в цезии

Ф. Г. Бакирт, В. Ф. Лапшин

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Выполнено самосогласованное моделирование импульсно-периодического разряда высокого давления в цезии. Исследованы механизмы теплообмена в плазме, газодинамика разряда и спектр его излучения. 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 излучения. Световая эффективность разряда составляет $\eta_V = 78$ лм/Вт, индекс цветопередачи $R_a = 95$.

Важнейшими направлениями развития современной светотехники являются создание экологически чистых источников света, повышение световой отдачи и улучшение качества их цветопередачи [1]. В соответствии с этим ведется непрерывная работа как по совершенствованию существующих источников света, так и по разработке принципиально новых. Одно из направлений исследований опирается на использование импульсного (пульсирующего) режима питания газоразрядных ламп. Преимущество такого режима состоит в том, что при одинаковой, по сравнению со стационарной дугой, средней мощности, вкладываемой в разряд, в импульсном режиме удается создавать плазму с более высокими температурой и плотностью. Это значительно увеличивает световые потоки из плазмы, повышает КПД дуги как источника света и улучшает световые характеристики излучения.

Исследованию слаботочных импульсных разрядов посвящено значительное число работ [2—12]. Вместе с тем во всех работах, посвященных исследованию слаботочных импульсных разрядов, рассматривались режимы, в которых плазма считалась оптически прозрачной для непрерывного излучения. В настоящей работе выполнено теоретическое исследование импульсно-периодического разряда (ИПР) в цезии,

в балансе энергии которого существенную роль играет реабсорбция излучения в рекомбинационном спектре.

Модель разряда

Рассматривается разряд в длинной ($L \gg R$) прозрачной керамической трубке из Al_2O_3 с внутренним радиусом $R \sim 1,5—4$ мм. Разрядная трубка заполнена парами цезия, количество которого определяется давлением насыщающих паров $P_{sat} \sim 400—800$ Торр у наиболее холодного конца трубки. Исследуется установившийся режим горения, когда через плазму "дежурного" разряда, поддерживаемого постоянным током

$I_{st} \sim 0,1—1,0$ А, периодически с частотой $\nu \sim 500—2000$ Гц пропускается импульс тока заданной формы $I(t)$ с амплитудой $I_{max} \sim 30—200$ А. Коэффициент заполнения цикла составляет $k \sim 0,04—0,1$. В этих условиях температура на оси разряда достигает $6000—7000$ К, а концентрация плазмы $n_e \sim 10^{17}—10^{18}$ см⁻³. Ниже рассмотрены режимы ИПР с относительно медленным разогревом плазмы, которые реализуются при малых скоростях нарастания тока: dI/dt <

$< 10^7$ А/с. При этом радиальные перемещения газа происходят с существенно дозвуковыми скоростями, и полное давление p в каждый момент времени успевает выравняться по радиусу газоразрядной трубки. Это дает возможность использовать в газодинамической модели разряда приближение безынерционных потоков:

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

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

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

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

$$I(t) = 2\pi E(t) \int_0^R \sigma_e(r) r dr, \quad (4)$$

где t — время;
 r — радиальная координата;
 p_i, p_e, p_a и n_i, n_e, n_a — парциальные давления и концентрации ионов, электронов и атомов цезия, соответственно;
 V_i, V_e, V_a — их радиальные гидродинамические скорости (предполагается, что радиальный ток на стенки отсутствует и $V_i = V_e$).

Силы трения в (2) обусловлены рассеянием ионов на атомах и, согласно [13], коэффициент пропорциональности $R_{ai} = (m_a k_B T)^{1/2} \sigma_{res} (2,13 v_T) / 0,341$, $v_T = (2k_B T / m_a)^{1/2}$;

k_B — постоянная Больцмана;

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.

Величина U_{rad} учитывает потери энергии единицей объема плазмы вследствие радиационных процессов. Для коэффициента атомарной теплопроводности использовалась аппроксимация $\lambda_a(T) = (T/T_0)^{1/2} \lambda_0$, где $\lambda_0 = 0,0094$ Вт/(м·К) — теплопроводность нейтрального цезия при $T_0 = 1500$ К [14]. При вычислении электронных электропроводности σ_e и теплопроводности λ_e использовались интерполяционные выражения типа формулы Фроста [15]:

$$\sigma_e = \frac{4e^2}{3\sqrt{2\pi m_e kT}} \frac{n_e}{n_a} I_0,$$

$$\lambda_e = \frac{4k^{3/2} T^{1/2}}{3\sqrt{2\pi m_e}} \frac{n_e}{n_a} \left(I_2 - \frac{I_1^2}{I_0} \right);$$

$$I_j = \int_0^\infty \frac{(x - 2,5)^j x^{5/2} \exp(-x) dx}{x^{3/2} \sigma_{ea}(xkT) + \gamma_j \frac{n_i}{n_a} \sigma_{ei}^{(0)}(kT)}, \quad j = 0, 1, 2.$$

Здесь $\gamma_0 = 0,476$; $\gamma_1 = 0,6776$; $\gamma_2 = 1,012$;
 m_e и e — масса и заряд электрона, соответственно.

$$\sigma_{ei}^{(0)}(\varepsilon) = \frac{2\pi}{\varepsilon^{3/2} (kT)^{1/2}} \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0} \right)^2 \times$$

$$\times \ln \left(\frac{6\pi^{1/2} \varepsilon_0^{3/2} (kT)^{3/2}}{e^3 n_e^{1/2}} \right).$$

В последней формуле ε — энергия электрона, ε_0 — электрическая постоянная. Значения транс-портных сечений σ_{ea} для упругого e -Cs рассеяния заимствованы из работ [16—17].

Для описания ИПР в настоящей работе используется модель локального термодинамического равновесия (ЛТР). Возможность применения модели ЛТР к плазме исследуемого разряда рассматривалась в работе [18]. Было показано, что роль процессов, приводящих к нарушению равновесия в плазме, невелика. В большей части объема газоразрядной трубки выполняется соотношение Саха-Больцмана. Отклонения от ЛТР имеются только в относительно холодной области плазмы вблизи стенок трубки, где $T \leq 2000$ К. В этой области плазма эффективно поглощает излучение только в окрестности резонансных линий цезия (852,1 и 894,6 нм). Поскольку механизм термализации поглощенной энергии в холодной плазме отсутствует, происходит реабсорбция излучения, причем дивергенция потока излучения равна нулю. Чтобы избежать в уравнении (3) мнимого поглощения энергии излучения, коэффициент поглощения при вычислении U_{rad} умножается на поправочный множитель

$$\delta = (1 + A\theta/n_e \langle v_e \sigma_{nel} \rangle)^{-1}.$$

Здесь A — коэффициент Эйнштейна, соответствующий спонтанному переходу $6P \rightarrow 6S$;

$\theta(r)$ — вероятность выхода фотона из плазмы, определенная в соответствии с [19, с. 81];

σ_{nel} — сечение девозбуждения состояния $6P$ электронным ударом. Значения σ_{nel} вычислялись с помощью принципа детального равновесия с использованием теоретических значений сечений возбуждения электронным ударом [20];

символ $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по максвелловскому распределению для электронов.

Множитель δ в холодной пристеночной области обращается в ноль, "выключая" нагрев плазмы излучением.

В холодной пристеночной области как поглощение, так и излучение в видимой части спектра отсутствуют,

поэтому нарушение ЛТР в этой области не влияет на спектр выходящего видимого излучения. В результате при расчете спектра видимого излучения отклонения от ЛТР в холодной области можно не учитывать и считать, что условия ЛТР выполняются во всем объеме разрядной трубки. Снижение энергии ионизации атома при этом рассчитывалось в дебаевском приближении, а статистическая сумма атома цезия вычислялась методом Планка-Ларкина [21].

Теплообмен излучением

Потери энергии на излучение из единицы объема плазмы U_{rad} рассчитывались прямым интегрированием спектральной плотности потерь

$$U_{rad} = \int U_\lambda d\lambda; \quad U_\lambda = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r F_\lambda.$$

Здесь интегрирование проводится по всему значимому с точки зрения переноса энергии спектральному интервалу $200 \text{ нм} < \lambda < 9000 \text{ нм}$. Радиальный поток радиационной энергии F_λ выражается в условиях ЛТР через равновесную спектральную интенсивность излучения $I_{\lambda P}$

$$= 2hc^2 \lambda^{-5} [\exp(hc/\lambda k_B T) - 1]^{-1};$$

$$F_\lambda(r, t) = 4 \int_0^{\pi/2} d\psi \cos \psi \int_0^\pi d\theta \cos \theta \times$$

$$\times \int_0^{l_w(r, \theta)} \kappa'_\lambda(l) I_{\lambda P}(l) \exp\left(-\frac{1}{\cos \psi} \int_0^l \kappa'_\lambda(l') dl'\right) dl,$$

где углы ψ и θ задают направление луча интегрирования;

r — расстояние от оси трубки до точки наблюдения;

$$l_w = r \cos \theta + (R^2 - r^2 \sin^2 \theta)^{1/2}.$$

Методика вычисления спектрального коэффициента поглощения κ'_λ подробно описана в [18]. Для проведения расчетов удобно ввести специальные функции G_n и перейти к новой переменной τ по формулам

$$G_n(\tau) = \int_0^{\pi/2} d\psi \cos^n \psi \exp\left(-\frac{\tau}{\cos \psi}\right); \quad \tau = \int_0^l \kappa'_\lambda(l') dl'.$$

Тогда радиальный поток лучистой энергии задается соотношением

$$F_\lambda(r) = 4 \int_0^\pi \cos \theta d\theta \int_0^{\tau_w} I_{\lambda P}(\tau) G_1(\tau) d\tau; \quad \tau_w = \int_0^{l_w} \kappa'_\lambda(l) dl.$$

Таким образом, поток излучения в каждой точке плазмы формируется за счет излучения всех точек плазменного объема. Потери энергии плазмы на излучение определяются теперь как

$$U_\lambda(r) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r F_\lambda) =$$

$$= 4\pi\kappa'_\lambda J_{\lambda P}(r) - 4\kappa'_\lambda \int_0^\pi d\theta \int_0^{\tau_w} I_{\lambda P} G_0(\tau) d\tau. \quad (5)$$

Первое слагаемое в правой части (5) определяет радиационную энергию, излучаемую из единицы объема, а второе — энергию, поглощаемую в единицу объема в окрестности точки r в единицу времени. Перед окончательным интегрированием по λ весь спектр излучения делится на три части в зависимости от значения максимальной τ_{\max} и минимальной τ_{\min} оптических толщин, отделяющих данную точку от внешней границы плазмы:

$$\tau_{\min} = \int_r^R \kappa'_\lambda(r') dr'; \quad \tau_{\max} = \int_0^r \kappa'_\lambda(r') dr' + \int_0^R \kappa'_\lambda(r') dr'.$$

При $\tau_{\max} \ll 1$ плазма считается оптически прозрачной, и в этой части спектра $U_\lambda \equiv U_\lambda^{(1)} = 4\pi\kappa'_\lambda J_{\lambda P}$; при $\tau_{\min} \gg 1$ плазма считается оптически плотной, и в этой части спектра интегрирование (5) по частям приводит к выражениям

$$U_\lambda \equiv U_\lambda^{(2)} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r f_\lambda \frac{\partial T}{\partial r};$$

$$f_\lambda = \frac{4\pi hc}{3k_B T^2 \lambda \kappa'_\lambda} I_{\lambda P} \frac{1}{1 - \exp(-hc/\lambda kT)}.$$

В остальной части спектра величина U_λ находится непосредственно из (5). Окончательно получаем $U_{rad} = U_1 + U_2 + U_{nonl}$:

$$U_1 = \int \xi_1(\lambda) U_\lambda^{(1)} d\lambda; \quad U_{nonl} = \int \xi_3(\lambda) U_\lambda d\lambda;$$

$$U_2 = \int \xi_2(\lambda) U_\lambda^{(2)} d\lambda = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \lambda_{rad} \frac{\partial T}{\partial r};$$

$$\lambda_{rad} = \int \xi_2(\lambda) f_\lambda d\lambda.$$

Здесь величины U_1 и U_2 описывают локальные потери тепла, соответственно, в оптически прозрачной и плотной частях спектра. Величина U_{nonl} описывает нелокальный теплообмен излучением в промежуточной части спектра. Величины ξ_1, ξ_2, ξ_3 равны единице либо нулю и определяются соотношениями:

$$\xi_1(\lambda) = 1, \xi_2(\lambda) = \xi_3(\lambda) = 0 \text{ при } \tau_{\max} \ll 1;$$

$$\xi_2(\lambda) = 1, \xi_1(\lambda) = \xi_3(\lambda) = 0 \text{ при } \tau_{\min} \ll 1;$$

$$\xi_3(\lambda) = 1, \xi_1(\lambda) = \xi_2(\lambda) = 0 \text{ в промежуточном случае.}$$

Граничные условия

Для правильной постановки граничных условий на стенке разрядной трубки необходимо знать температуру стенок. Поскольку общий коэффициент пропускания излучения для керамического Al_2O_3 составляет 90—95% [1], то распределение температуры по толщине трубки определяется в основном притоком тепла из плазмы за счет теплопроводности.

Рассмотрим процесс формирования профиля температуры в стенке трубки. Для этого прежде всего оценим амплитуду колебаний температуры за время прохожде-

ния импульса тока. Глубина проникновения тепловой волны в вещество определяется величиной $d \sim (\lambda_w t / \rho c)^{1/2}$, где λ_w, ρ и c — теплопроводность, плотность и удельная теплоемкость оксида алюминия, соответственно. Согласно [22] $\lambda_w = 6$ Вт/(м·К), $\rho = 4 \cdot 10^3$ кг/м³, $c = 800$ Дж/(кг·К).

Используя эти данные, получаем $d \sim 1,4 \times 10^{-3} t^{1/2}$. Для характерной в ИПР продолжительности импульса тока $t_p \sim 10^{-4}$ с глубина проникновения тепловой волны составляет $d \sim 1,4 \cdot 10^{-2}$ мм, что намного меньше толщины стенок трубки. Это позволяет провести оценку колебаний температуры в плоской геометрии. Пусть на стенку, имеющую всюду начальную температуру θ_w и ограниченную плоскостью $x = 0$, в момент $t = 0$ начинает падать поток тепла $q(t)$. Тогда, решая уравнение теплопроводности, для изменения температуры $\Delta\theta$ внутренней поверхности стенки в процессе прохождения импульса тока получаем

$$\Delta\theta(t) = \int_0^t \frac{q(\tau) d\tau}{\sqrt{\pi(t-\tau)\lambda_w \rho c}} \leq \frac{2q_{\max}}{\sqrt{\pi\lambda_w \rho c}} t^{1/2}.$$

Считая, что максимальный поток тепла из плазмы $q_{\max} = -\lambda_a \partial T / \partial r$ соответствует ситуации, когда все падение температуры сосредоточено в пристеночном слое толщиной $\Delta r \sim 0,1R = 0,1$ мм, получаем для $t_p \sim 10^{-4}$ с: $\Delta\theta \leq 1,5$ К.

Таким образом, температура стенки трубки в течение одного импульса меняется очень мало и может считаться постоянной во времени: $\theta = \theta(r)$. Для определения температуры внутренней поверхности трубки $\theta_w = \theta(R)$ и разности между температурами ее внутренней и наружной поверхностями $\Delta\theta_w = \theta(R) - \theta(R + \Delta R)$ необходимо решить стационарное уравнение теплопроводности для стенки. При этом будем использовать условие, что все тепло, подводимое из плазмы в импульсно-периодическом режиме в течение периода, излучается наружной поверхностью трубки:

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

$$= -\lambda_w \frac{\partial \theta}{\partial r} \Big|_{r=R} = \frac{R + \Delta R}{R} \varepsilon_w \sigma_{SB} [\theta(R + \Delta R)]^4.$$

Соответствующее решение для θ_w и $\Delta\theta_w$ имеет вид

$$\Delta\theta_w = \frac{R}{\lambda_w} q_w \ln\left(1 + \frac{\Delta R}{R}\right),$$

$$\theta_w = \left(\frac{q_w}{\varepsilon_w \sigma_{SB} (1 + \Delta R / R)} \right)^{1/4} + \Delta\theta_w,$$

где q_w — средний за период поток тепла, падающий из плазмы на стенку трубки;

ε_w — интегральная степень черноты поверхности трубки;

σ_{SB} — постоянная Стефана-Больцмана.

Отметим, что поскольку $q_w < q_{\max} \sim 5 \times 10^5$ Вт/м², то для $\Delta R \sim R \sim 1$ мм перепад температур в стенке трубки всегда меньше 50 К. Запишем граничные

условия на оси разряда и на стенках трубки для уравнений (1)–(3):

$$\left. \frac{\partial n_i}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial n_a}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad T(R) = \theta_w. \quad (6)$$

Вместо граничных условий для скоростей используется условие постоянства количества цезия N_{Cs} на единицу длины трубки

$$N_{Cs} = 2\pi \int_0^R r(n_a + n_i) dr = \text{const}. \quad (7)$$

Квазидиффузионная форма газодинамических уравнений

Исходная математическая модель включает в себя уравнения (1)–(4) и граничные условия к ним (6)–(7). Численная реализация такой модели сталкивается с характерными для гипозвуковой газодинамики сложностями при расчете скоростей компонент плазмы. Для их преодоления в данной работе используется преобразование исходных дифференциальных уравнений к уравнениям диффузионного типа. С этой целью выполняются следующие преобразования. Введем величины средней скорости V_0 и диффузионных скоростей компонент W_i, W_a по формулам: $n_0 V_0 = n_i V_i + n_a V_a$, $n_0 = n_i + n_a$, $W_a = V_a - V_0$.

В качестве независимых параметров плазмы используем полное давление плазмы $p(t)$ и $T(r, t)$, тогда для концентрации и степени ионизации плазмы α получаем

$$n_i = \frac{p}{k_B T} \frac{\alpha}{1 + \alpha}, \quad n_a = \frac{p}{k_B T} \frac{1 - \alpha}{1 + \alpha},$$

$$\alpha = \frac{n_i}{n_i + n_a} = \left(1 + \frac{p}{K(T) k_B T} \right)^{-1/2},$$

где $K(T)$ — константа ионизационного равновесия с учетом снижения потенциала ионизации в дебаевском приближении [21].

Используя одно из уравнений движения (2) и условие $n_i W_i + n_a W_a = 0$, можно найти поток энергии q_d , обусловленный диффузией частиц:

$$q_d = \left(\frac{5}{2} k_B T + E_i - E_a \right) n_i W_i = -\lambda_d \frac{\partial T}{\partial r};$$

$$\lambda_d = \alpha(1 - \alpha) \frac{k_B^2 T}{R_{ai}} \left(\frac{5}{2} + \frac{E_i - E_a}{k_B T} \right)^2,$$

где λ_d — коэффициент реактивной теплопроводности в условиях бестоковой плазмы (в работе рассматриваются процессы переноса только в радиальном направлении).

Для исключения скорости из уравнений модели перейдем к переменным Лагранжа по формулам

$$N = \int_0^r r' n_0(r', t) dr'; \quad t' = t.$$

Далее у переменной t штрих опускается. В результате указанных преобразований получаем систему уравнений квазидиффузионного типа

$$a \frac{p}{T} \frac{\partial T}{\partial t} = b \frac{\partial p}{\partial t} + \sigma E^2 + n_0 \frac{\partial}{\partial N} \left(r^2 n_0 \lambda \frac{\partial T}{\partial N} \right) - U_1 - U_{nonl};$$

$$r^2 = 2 \int_0^N \frac{dN'}{n_0};$$

$$p = \frac{2}{R^2} \int_0^{N_R} k_B T (1 + \alpha) dN; \quad l = 2\pi E \int_0^{N_R} \sigma \frac{dN}{n_0};$$

$$N_R = \int_0^R r n_0(r, t) dr.$$

Здесь $a = \frac{5}{2} + \frac{n_a E_a}{p} \frac{dE_a / dT}{E_a / T} + c \left(\frac{5}{2} + \frac{E_i - E_a}{k_B T} \right);$

$$c = \frac{1}{2} (1 + \alpha) \left[(1 - \alpha) \frac{n_i E_i}{p} - \alpha \frac{n_a E_a}{p} \right];$$

$b = 1 + c$, $\lambda = \lambda_e + \lambda_a + \lambda_d + \lambda_{rad}$ — полная теплопроводность плазмы.

Отметим, что величина скорости движения плазмы находится теперь как $V_0 = \partial r / \partial t$. Граничные условия имеют в переменных Лагранжа вид:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial N} \right|_{N=N_R} = T_W = \left[\frac{q_W}{\varepsilon_W \sigma_{SB} (1 + \Delta R / R)} \right]^{1/4} +$$

$$+ q_W \frac{R}{\lambda_W} \ln \left(1 + \frac{\Delta R}{R} \right), \quad \left. \frac{\partial T}{\partial N} \right|_{N=0} < \infty.$$

Здесь $q_W = v \int_0^{1/v} \left(-\lambda n_0 \frac{\partial T}{\partial N} \right) \Big|_{N=N_R} dt.$

Результаты вычислений и обсуждение

Для решения полученных уравнений интегрирующей схемой [23] построена неявная разностная схема. Решение разностных уравнений проводилось итерациями. Для уравнения энергии использовался потоковый вариант метода прогонки. Исходными данными для расчетов являлись форма импульса тока $I(t)$ и количество щелочного металла N_{Cs} . Расчет начинался с некоторого произвольного профиля температуры, на который накладывался импульс тока. Вычисления продолжались до тех пор, пока решение не выходило на периодический режим.

На рис. 1–5 приведены результаты расчетов для $I_{max} = 90$ А, $R = 3$ мм, $v = 1000$ Гц, $k = 1/16$, $N_{Cs} = 0,684 \cdot 10^{20}$ см⁻¹, $P_{sat} = 502$ Торр, $T_{cold} = 900$ К.

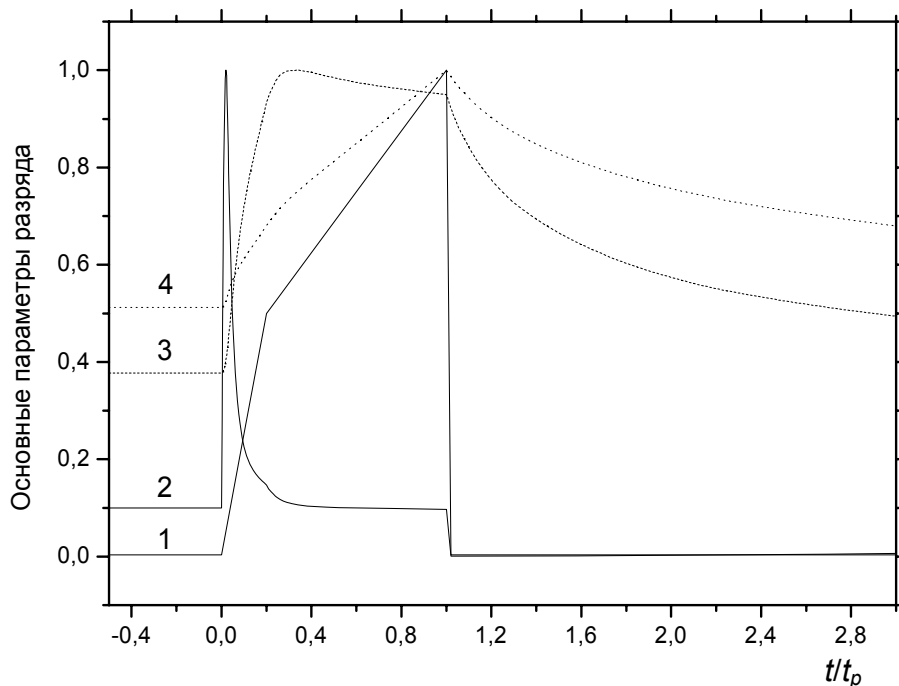
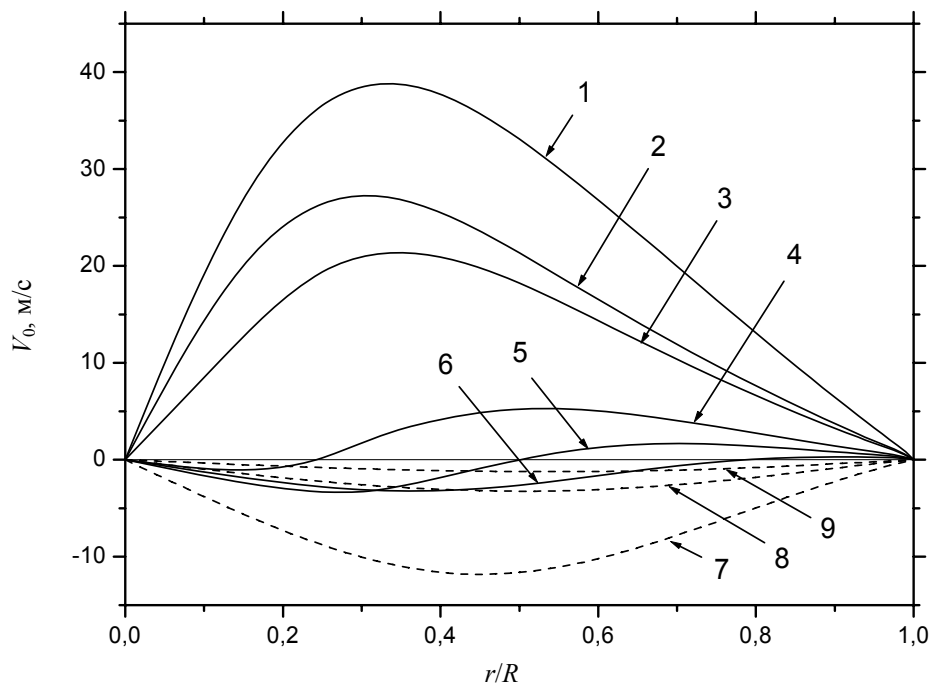


Рис. 1. Зависимости основных параметров разряда от времени:
 1 — форма импульса тока $I(t)/I_{\max}$; 2 — напряженность электрического поля в плазме $E(t)/E_{\max}$; 3 — температура на оси разряда $T_0(t)/T_{0\max}$; 4 — давление $P(t)/P_{\max}$

Рис. 2. Радиальное распределение скоростей в различные моменты времени

t/t_p :
 1 — 0,05; 2 — 0,1; 3 — 0,2; 4 — 0,3; 5 — 0,5; 6 — 1,0; 7 — 1,1; 8 — 1,5; 9 — 2,0.

Сплошные линии соответствуют процессам, развивающимся в течение импульса тока, а пунктирные — процессам, происходящим после выключения импульса тока



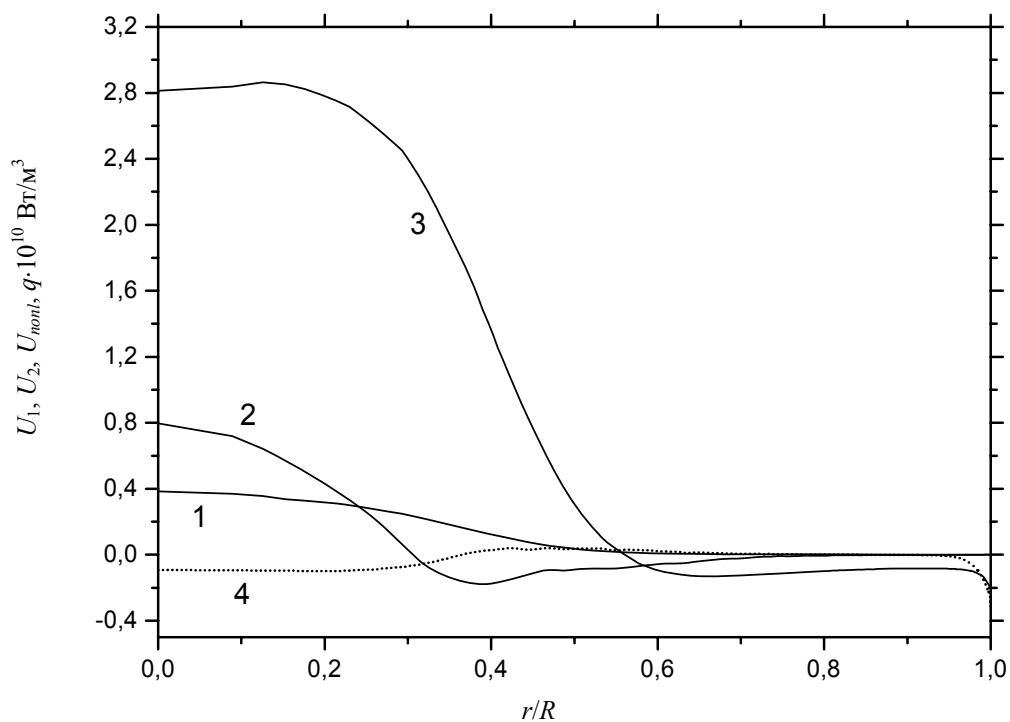


Рис. 3. Энерговыведение в единице объема плазмы в момент времени $t/t_p = 0,5$:

1 — потери энергии U_1 за счет излучения в оптически прозрачной части спектра; 2 — потери энергии U_2 в оптически плотной части спектра; 3 — нелокальный теплообмен излучением U_{nonl} в промежуточной части спектра;

4 — выделение энергии за счет теплопроводности $q = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r(\lambda_e + \lambda_a) \frac{\partial T}{\partial r}$

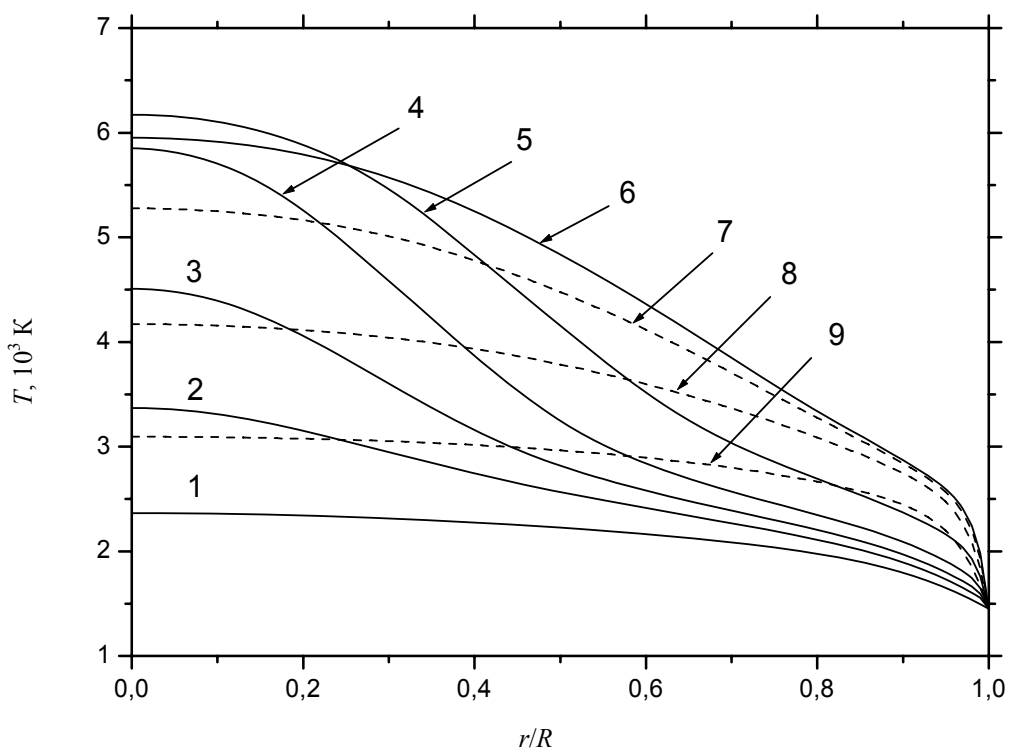


Рис. 4. Радиальное распределение температуры в различные моменты времени t/t_p :

1 — 0,00; 2 — 0,05; 3 — 0,1; 4 — 0,2; 5 — 0,5; 6 — 1,0; 7 — 1,1; 8 — 1,5; 9 — 3,0

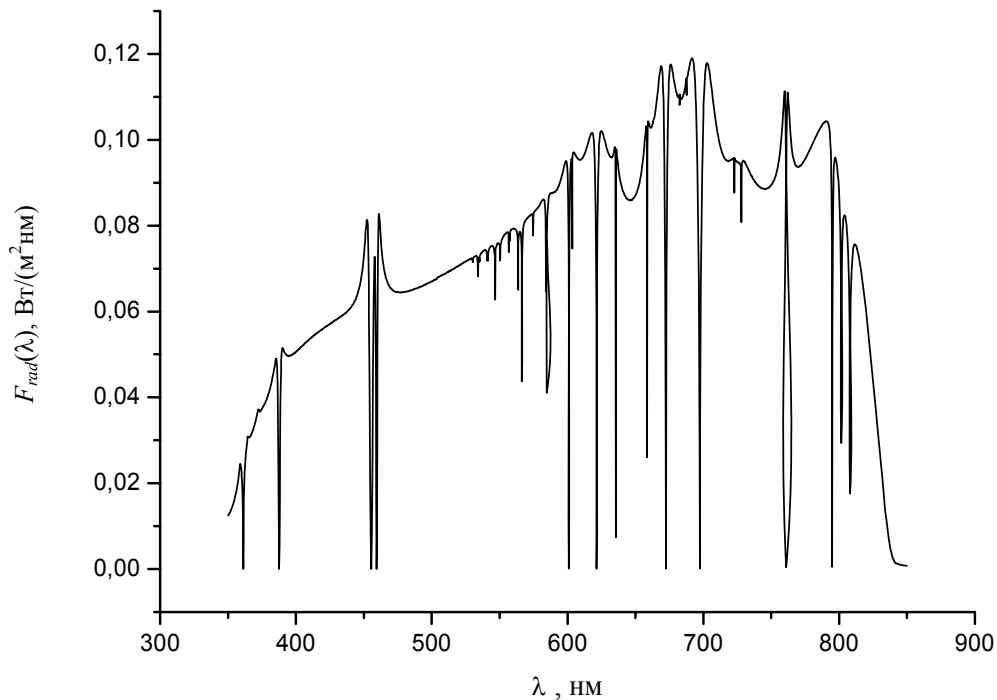


Рис. 5. Средний за период спектральный поток излучения из плазмы

Вольт-амперная характеристика разряда

Основные параметры разряда изображены на рис. 1 в относительных единицах. Время отложено в единицах импульса t/t_p , $t_p = k/v$. Максимальные значения величин составляют $E_{\max} = 320$ В/см, $P_{\max} = 978$ Торр, $T_{0\max} = 6260$ К.

Как показали численные исследования, величина напряженности продольного электрического поля имеет характерный для импульсного режима резкий максимум в самом начале импульса (см. рис. 1). 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 в свою очередь приводит к тому, что возрастание напряженности электрического поля в плазме вскоре сменяется его быстрым убыванием. Далее 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). Затем плазма остывает, ее проводимость уменьшается, и поле плавно возрастает до его значения в дежурном разряде.

Газодинамика разряда и механизмы теплообмена

Проследим за движениями газа в трубке. В начале импульса (см. рис. 2) при $t/t_p < 0,2$ происходит

быстрый разогрев приосевой области разряда. Вследствие этого весь газ приходит в движение. Горячий газ расширяется и прижимает холодный к стенкам: радиальная составляющая скорости V_0 всюду положительна. Расширение газа и рост радиационных потерь замедляют дальнейший разогрев плазмы в приосевой области. Скорости движения плазмы резко уменьшаются. Движение газа при $0,3 < t/t_p < 1,0$ определяется процессом постепенного выравнивания температуры в центральной и пристеночной областях. При этом холодный газ прижимается к стенкам трубки ($V_0 > 0$), а разогретый возвращается к ее оси ($V_0 < 0$). По окончании импульса тока ($t/t_p > 1$) плазма остывает, и газ отходит от стенок к оси трубки: всюду $V_0 < 0$.

На рис. 3 приводится сравнение различных механизмов теплообмена в плазме. Хорошо видно, что 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. 4 приведены профили температуры в разные моменты времени. Видно, что нагревание и охлаждение плазмы разряда происходят одновременно во всем объеме трубки. Радиальные профили температуры имеют в исследуемом разряде более пологий вид, чем в разрядах с оптически прозрачной в континууме плазмой [2, 5, 9, 10]. Пологий характер профилей температуры и более высокое давление в рассматриваемом разряде приводят к тому, что проскальзывание компонент друг относительно друга не играет особой роли. В этом существенное отличие ИПР в цезии от аналогичного разряда в парах натрия [10].

Спектр излучения разряда

Отличительная особенность исследованного разряда — практически непрерывный характер спектра его излучения. На рис. 5 приведен средний за период спектральный поток выходящего из плазмы излучения

$$F_{rad}(\lambda) = \nu \int_0^{1/\nu} F_{\lambda}(R, t) dt.$$

Спектр является практически

непрерывным и образован в основном двумя интенсивными 6P и 5D рекомбинационными континуумами. Важную роль в формировании спектра играет сдвиг порогов этих континуумов более чем на 100 нм в длинноволновую сторону [18]. В работе [18] рассчитаны также основные световые характеристики ИПР как источника света [1]: индекс цветопередачи R_a и световая эффективность разряда $\eta_V = \Phi/W$,

$$W = \nu \int_0^{1/\nu} I(t)E(t)dt,$$

$$\Phi = 2\pi R K_{max} \int_{380\text{ нм}}^{760\text{ нм}} F_{rad}(\lambda)V(\lambda)d\lambda,$$

где W — средняя за период мощность, вкладываемая на единицу длины трубки;

Φ — средний за период световой поток, испускаемый единицей длины столба дуги;

$V(\lambda)$ — спектральная световая эффективность излучения;

$K_{max} = 683$ лм/Вт — максимальное значение световой эффективности, которое достигается при $\lambda = 555$ нм.

В рассматриваемых условиях $R_a = 95$ и $\eta_V = 78$ лм/Вт.

Заключение

В работе построена модель ИПР в цезии высокого давления. На ее основе изучены газодинамика, механизмы теплообмена в плазме и спектр излучения разряда. Показано, что важными особенностями разряда являются преобладание в плазме нелокального теплообмена излучением и непрерывный спектр выхо-

дящего из плазмы излучения, сосредоточенного в видимой области. Исследованный разряд может быть использован как эффективный источник света с высоким качеством цветопередачи.

Л и т е р а т у р а

1. Справочная книга по светотехнике/ Под ред. Ю. Б. Айзенберга. — М.: Энергоатомиздат, 1995. — 526 с.
2. Chalek C. L., Kinsinger R. E.// J. Appl. Phys. 1981. V. 52. № 2. P. 716.
3. Stormberg H. P., Schäfer R.// Ibid. 1983. V. 54. № 8. P. 4338.
4. Dakin J. T., Rautenberg T. H.// Ibid. 1984. V. 56. № 1. P. 118.
5. Азизов Э. А., Кобелевский А. В., Настоящий А. Ф.// Физика плазмы. 1986. Т. 12. Вып. 3. С. 362.
6. Еришов-Павлов Е. А., Чубрик Н. И., Шиманович В. Д.// ТВТ. 1988. Т. 26. № 1. С. 17.
7. Абрамов Ю. Ю., Азизов Э. А., Солодовников С. Г.// Физика плазмы. 1989. Т. 15. Вып. 1. С. 97.
8. Günther K., Kloss H.-G., Lehmann T., Radtke R., Serick F.// Contrib. Plasma Phys. 1990. V. 30. № 6. P. 715.
9. Аньшаков А. С., Назарук В. И., Хайтман С. М.// Теплофизика и аэромеханика. 1996. Т. 3. № 1. С. 81.
10. Бакуит Ф. Г., Лапшин В. Ф.// ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 11. С. 170.
11. Бакуит Ф. Г., Лапшин В. Ф.// Там же. 1997. Т. 67. Вып. 9. С. 22.
12. Рохлин Г. Н.// Светотехника. 2001. № 3. С. 2.
13. Радциг А. А., Смирнов Б. М. В кн.: Мак-Даниель И., Мэзон Э. Подвижность и диффузия ионов в газах. С. 386—413. — М.: Мир, 1976. — 422 с.
14. Варсафтик Н. Б., Филиппов Л. П., Тарзиманов А. А., Тоцкий Е. Е. Справочник по теплопроводности жидкостей и газов. — М.: Энергоатомиздат, 1990. — 352 с.
15. Митчнер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы. — М.: Мир, 1976. — 496 с.
16. Thum U., Norcross D. W.// Phys. Rev. A. 1993. V. 47. № 1. P. 305.
17. Krajcar-Bronic I., Kimura M., Inokuti M.// J. Chem. Phys. 1995. V. 102. № 16. P. 6552.
18. Бакуит Ф. Г., Лапшин В. Ф.// ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 7. С. 100.
19. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. — М.: Наука, 1982. — 376 с.
20. Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. — М.: Наука, 1979. — 319 с.
21. Фортвов В. Е., Якубов И. Т. Неидеальная плазма. — М.: Энергоатомиздат, 1994. — 367 с.
22. Физические величины: Справочник/ Под ред. И. С. Григорьевой, Е. З. Мейлихова. — М.: Энергоатомиздат, 1991. — 1232 с.
23. Самарский А. А. Теория разностных схем. — М.: Наука, 1989. — 616 с.

Статья поступила в редакцию 18 июля 2006 г.

Theoretical investigation of low-current pulse-periodic high-pressure radiating discharge in cesium

F. G. Baksht, V. F. Lapshin

Physical-technical Ioffe institute RAS, St.-Petersburg, Russia

The self-consistent modelling of pulse-periodic high-pressure cesium discharge has been carried out. An energy transfer mechanisms in plasma, gasdynamics and discharge radiation spectrum have been investigated. It is shown that, under condition where intensive recombination radiation is partially reabsorbed, the main mechanism of energy transfer in plasma is nonlocal radiative heat exchange. The discharge under consideration can be used as a light source with continuous spectrum. The luminous efficacy of the discharge is $\eta_V = 78 \text{ lm/W}$, and colour rendition index is $R_a = 95$.