

УДК 537.52

Ф.Г. Бакшт, В.Ф. Лапшин, А.В. Пелли

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ ИЗЛУЧЕНИЕМ В АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОЙ ПЛАЗМЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

F.G. Baksht¹, V.F. Lapshin², A.V. Pelli³

^{1, 2} Ioffe Physical Technical Institute,
26 Politekhnikeskaya St., St. Petersburg, 194021, Russia

² Petersburg State Transport University,
9 Moskovsky Pr., St. Petersburg, 190031, Russia

³ St. Petersburg State Polytechnical University,
29 Politekhnikeskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

RADIATIVE ENERGY TRANSFER SIMULATIONS IN AXIAL-SYMMETRIC HIGH PRESSURE GAS DISCHARGE PLASMA

В статье излагается метод прямого интегрирования для расчета теплообмена излучением в условиях аксиально-симметричной плазмы высокого давления. Выполнено сравнение с результатами расчета в диффузионном приближении.

ТЕПЛООБМЕН ИЗЛУЧЕНИЕМ. ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД. МОДЕЛИРОВАНИЕ. ЦЕЗИЙ. ДИФфуЗИОННОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ. СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗРЯДА. ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ.

Direct integration method for radiative heat transfer calculation in the conditions of axial-symmetric high pressure gas discharge plasma is described. The comparison with results of calculation in the diffusion approach is made.

RADIATIVE HEAT TRANSFER. GAS DISCHARGE. MODELING. CAESIUM. DIFFUSION APPROXIMATION. SPECTRUM OF PLASMA RADIATION. RADIATIVE PLASMA SOURCES.

Излучение является важным, а в целом ряде случаев — основным, механизмом переноса энергии в газовых разрядах высокого давления. В таких разрядах, благодаря большой скорости столкновительных процессов, электронная компонента находится в состоянии локального термодинамического равновесия (ЛТР), т. е. имеют место распределение Максвелла и соотношения Саха — Больцмана, выполняющиеся при температуре электронов T_e . В этих условиях уравнение переноса излучения в плазме существенно упрощается [1]. Несмотря на это, расчет теплообмена излучением (особенно в нестационарных случаях) остается самой трудоемкой частью задачи моделирования излучающих разрядов. Усилия, направленные на решение

проблемы расчета радиационного теплообмена, традиционно сосредоточены на двух направлениях. Во-первых, развиваются методы, основанные на непосредственном решении уравнения переноса излучения. Среди последних работ этого направления отметим [2, 3], где изложен метод дискретных ординат и приведены ссылки на другие подходы. Во-вторых, используются различного рода приближения: метод объемных коэффициентов излучения [4], метод парциальных характеристик [5], методы усреднения коэффициента поглощения [6] и другие.

В настоящей работе излагается метод прямого интегрирования (МПИ) уравнения переноса излучения для аксиально-симметричной ЛТР-плазмы. Расчеты, выполненные с по-



мощью МПИ, сравниваются с результатами, полученными в рамках диффузионного приближения, и асимптотическими формулами для теплообмена излучением в линии. Расчеты проведены для столба плазмы, возникающего в условиях, характерных для импульсно-периодического разряда (ИПР) высокого давления в цезии. ИПР в цезии представляет интерес в связи с возможностью его использования для создания эффективного экологически чистого источника света [7, 8]. Такой разряд реализуется в сапфировой трубке с внутренним радиусом $R \approx 2 - 3$ мм. При этом в трубке с помощью дежурного разряда с током приблизительно в 0,5 А поддерживается слабоионизованное состояние плазмы, через которую периодически, с частотой $\nu \approx 1000$ Гц, пропускается импульс тока заданной формы амплитудой $I_{\max} \approx 10 - 100$ А [9].

Метод прямого интегрирования

Для аксиально-симметричной плазмы, находящейся в условиях ЛТР, уравнение переноса излучения вдоль заданного направления Ω при отсутствии рассеяния света имеет вид [1]:

$$\frac{\partial}{\partial s} I_\lambda = k'_\lambda (I_{\lambda P} - I_\lambda), \quad (1)$$

где $I_\lambda = I_\lambda(r, \Omega)$ – спектральная интенсивность излучения с длиной волны λ ;

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

– равновесная (планковская) спектральная интенсивность (r – радиальная координата; s – координата вдоль светового луча; $T_e = T_e(r)$ – температура электронов); $k'_\lambda(r)$ – коэффициент поглощения плазмы с учетом свободно-свободных (ff), связанно-свободных (bf) и связанно-связанных (bb) переходов электронов.

С учетом поправки на вынужденное излучение

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

Подробное описание расчета k'_λ в цезиевой плазме приведено в работе [7]. Интегрируя уравнение (1) вдоль луча, получаем его решение в интегральной форме:

$$I_\lambda(s, \Omega) = \int_{s_B}^s k'_\lambda I_{\lambda P} \exp\left(-\int_{s'}^s k'_\lambda ds''\right) ds', \quad (2)$$

где s_B – координата точки B , лежащей на поверхности плазменного столба разряда.

Используя решение (2), можно найти все основные спектральные величины, характеризующие радиационный теплообмен (радиальную плотность потока лучистой энергии F_λ , объемную плотность энергии электромагнитного излучения U_λ , объемную мощность радиационных потерь энергии W_λ):

$$\begin{aligned} F_\lambda &= \int_{(4\pi)} (\Omega \cdot e_r) I_\lambda d\Omega = \\ &= 4 \int_0^\pi d\theta \cos\theta \int_0^{\pi/2} d\psi \cos\psi \times \\ &\times \int_0^{l_w} k'_\lambda I_{\lambda P} \exp\left(-\int_0^{l'} k'_\lambda \frac{dl'}{\cos\psi}\right) dl'; \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} U_\lambda &= \frac{1}{c} \int_{(4\pi)} I_\lambda d\Omega = \\ &= \frac{4}{c} \int_0^\pi d\theta \int_0^{\pi/2} d\psi \int_0^{l_w} k'_\lambda I_{\lambda P} \exp\left(-\int_0^{l'} k'_\lambda \frac{dl'}{\cos\psi}\right) dl'; \end{aligned} \quad (4)$$

$$W_\lambda = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rF_\lambda) = ck'_\lambda (U_{\lambda P} - U_\lambda). \quad (5)$$

Здесь углы ψ и θ задают направление луча интегрирования,

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

R – радиус столба плазмы, $U_{\lambda P} = 4\pi I_{\lambda P}/c$ – равновесная (планковская) плотность энергии излучения.

Значения полных величин F , U и W в настоящей работе находятся прямым (точным) интегрированием по длине волны:

$$F(r) = \int F_\lambda d\lambda; \quad U(r) = \int U_\lambda d\lambda; \quad W(r) = \int W_\lambda d\lambda. \quad (6)$$

Число используемых для интегрирования точек определяется сложностью спектра поглощения и необходимым уровнем точности результата.

В реальном спектре всегда можно выделить участки, для которых плазма разряда является оптически прозрачной или оптически плотной. Для записи соответствующих приближенных формул и условий их применения введем следующие величины:

$$\tau_{\min} = \int_r^R k'_\lambda(r') dr';$$

$$\tau_{\max} = \tau_R(\lambda) + \int_0^r k'_\lambda(r') dr'; \quad \tau_R(\lambda) = \int_0^R k'_\lambda(r) dr, \quad (7)$$

где τ_{\max} и τ_{\min} – значения максимальной и минимальной оптических толщин, отделяющих точку с радиальной координатой r от границы плазмы в сечении, перпендикулярном оси разряда.

При $\tau_{\max} \ll 1$ из выражения (5) для величины радиационных потерь энергии W_λ следует приближение оптически прозрачной плазмы:

$$W_\lambda(r) = ck'_\lambda U_{\lambda P}(r) (1 + O(\tau_{\max})). \quad (8)$$

При $\tau_{\min} \gg 1$ можно найти главный член асимптотического разложения (3) по параметру $\varepsilon = A/k'_\lambda R \ll 1$, где $A = hc/\lambda k_B T_e$. Для этого дважды проинтегрируем внутренний интеграл в выражении (3) по частям. После этого внешний интеграл по θ в (3) вычисляется и, с учетом (5), получаем приближение лучистой теплопроводности:

$$F_\lambda(r) = -f_\lambda \frac{\partial T_e}{\partial r}; \quad W_\lambda = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r f_\lambda \frac{\partial T_e}{\partial r}, \quad (9)$$

где

$$f_\lambda = \frac{4\pi hc}{3k_B T_e^2 \lambda k'_\lambda} I_{\lambda P} \frac{1}{1 - \exp(-hc/\lambda k_B T_e)}.$$

Отметим, что при записи соотношений (9) были опущены члены порядка $(A/k'_\lambda R)^3$.

Диффузионное приближение

В том случае, когда поле излучения слабоанизотропно, можно разложить спектральную интенсивность излучения I_λ в ряд по сферическим гармоникам и ограничиться двумя первыми членами разложения [1]:

$$I_\lambda(r, \Omega) = I_\lambda^{(0)}(r) + 3\Omega \cdot \mathbf{F}_\lambda(r) / 4\pi, \quad (10)$$

где симметричная часть спектральной интенсивности $I_\lambda^{(0)} = cU_\lambda/4\pi$.

Условием применимости равенства (10) является малость второго слагаемого в правой части (8) по сравнению с первым:

$$3F_\lambda/cU_\lambda \ll 1.$$

Подстановка выражения (10) в уравнение (1) и усреднение по всему телесному углу с весом Ω приводит к соотношению

$$F_\lambda(r) = -\frac{c}{3k'_\lambda} \frac{\partial}{\partial r} U_\lambda. \quad (11)$$

Далее, с учетом формулы (5) получаем уравнение диффузионного приближения:

$$-\frac{c}{3} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r}{k'_\lambda} \frac{\partial}{\partial r} U_\lambda \right) = ck'_\lambda (U_{\lambda P} - U_\lambda). \quad (12)$$

Граничные условия к уравнению (12) имеют вид [1]:

$$\left. \frac{\partial U_\lambda}{\partial r} \right|_{r=0} = 0; \quad -\left. \frac{1}{3k'_\lambda} \frac{\partial U_\lambda}{\partial r} \right|_{r=R} = \frac{1}{2} U_\lambda(R). \quad (13)$$

Граничное условие при $r = R$ соответствует случаю, когда излучение, выходящее с поверхности плазмы, распределено по углам изотропно.

Основное преимущество диффузионной модели состоит в том, что уравнения (11) – (13) существенно проще соответствующих точных выражений (3) – (5). Использование этой модели позволяет относительно легко (с малым временем загрузки CPU) выполнять расчеты радиационных величин U , W , F даже в случае нестационарной плазмодинамики и сложного спектра излучения.

Отметим здесь, что в оптически прозрачной плазме (при $k'_\lambda R \ll 1$), когда длина пробега фотона больше размеров системы, условие применимости равенства (10) нарушается и уравнение диффузии (12) теряет смысл. В этом случае найти значения U_λ в рамках диффузионной модели нельзя. Однако в этом случае $U_\lambda \ll U_{\lambda P}$, и величину W_λ , в соответствии с выражением (8), можно найти, не решая уравнения (12). Значения F_λ в этом случае удобно находить по интегральной формуле:

$$F_\lambda(r) = \frac{1}{r} \int_0^r r' W_\lambda(r') dr'. \quad (14)$$

В оптически плотной плазме (при $k'_\lambda R \gg 1$) в большей части объема плазмы (вдали от границ) в соотношении (11) можно использовать $U_\lambda \approx U_{\lambda P}$ и для нахождения W_λ вычислять дивергенцию потока F_λ . Таким образом, используемой модели оказывается достаточно для нахождения правильных значений W_λ и F_λ в случаях

оптически прозрачной и оптически плотной плазмы. Точность диффузионной модели в случае промежуточных значений оптической плотности столба плазмы может быть оценена только путем сравнения численных расчетов в рамках различных подходов.

Теплообмен излучением в линии

В газоразрядной плазме часто реализуется ситуация, когда она оптически прозрачна для непрерывного излучения, но является оптически плотной для излучения в центре линии. В этом случае формулы (3) – (5) становятся аддитивными относительно коэффициентов поглощения $k_\lambda^{(ff)}$, $k_\lambda^{(bf)}$, $k_\lambda^{(bb)}$ и потери энергии на излучение в континууме и в линиях могут рассчитываться независимо друг от друга:

$$W = W^{(ff)} + W^{(bf)} + W^{(bb)}.$$

Если формалинии излучения заранее известна, то при вычислении $W^{(bb)}$ интегрирование по длине волны можно выполнить аналитически и расчеты существенно упрощаются. В настоящей работе рассматривается плазма дуги высокого давления, когда реализуется столкновительный механизм уширения линий. Это приводит к формированию дисперсионного контура линий:

$$k'_\lambda = \frac{k'_0}{1 + \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{w}\right)^2}, \quad (15)$$

где

$$k'_0 = \frac{\lambda_0^4 g_k n_m A_{km}}{8\pi^2 c g_m w} \left[1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_B T_e}\right) \right]$$

– коэффициент поглощения в центре линии [10] с длиной волны λ_0 ; w – полуширина линии на полувысоте контура; g_k, g_m – статистические веса верхнего и нижнего состояний атома соответственно; A_{km} – коэффициент Эйнштейна; n_m – концентрация атомов в нижнем состоянии.

Соотношение (15) позволяет выполнить в формуле (5) интегрирование по длине волны в тех случаях, когда плазма является оптически плотной для излучения в центре линии. Тогда потери энергии на излучение в линии можно представить в виде:

$$W^{(bb)}(r) = W^{(h)} + \Delta W^{(inh)}, \quad (16)$$

где $W^{(h)}$ – потери энергии на излучение в однородной плазме с параметрами, соответствующими точке r (при $k'_\lambda = k'(r) = \text{const}$ и $T_e = T_e(r) = \text{const}$); $\Delta W^{(inh)}$ – добавочный член, учитывающий неоднородность плазмы:

$$W^{(h)}(r) = a \frac{E_{km} A_{km} n_k}{\sqrt{k'_0(r)} R} \frac{\zeta(r/R)}{\sqrt{1 - (r/R)^2}}; \quad (17)$$

$$\Delta W^{(inh)}(r) = 0,5a \frac{E_{km} A_{km} n_k}{\sqrt{k'_0(r)} R} \frac{1}{\pi} \int_0^\pi d\theta \int_0^{\alpha_w} d\alpha \times \left[\frac{1}{\alpha^{3/2}} - \frac{q(\alpha)}{\left(\int_0^\alpha s(\alpha') d\alpha'\right)^{3/2}} \right]. \quad (18)$$

Здесь $a = \Gamma(1/4)/6\Gamma(3/4) = 0,493111$; $E_{km} = hc/\lambda_0$ и введена функция

$$\zeta(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi d\theta \sqrt{\sqrt{1 - x^2 \sin^2 \theta} - x \cos \theta}. \quad (19)$$

Отметим, что при $r = 0$ соотношения (14), (15) совпадают с соответствующими выражениями, приведенными в работе [11].

В добавочный член (18), кроме того, введены новые переменные $\alpha = l/R$, $\alpha_w = l_w(r, \theta)/R$ и вспомогательные функции

$$q(\alpha) = \frac{n_k(\alpha) w(\alpha)}{n_k(r) w(r)}; \quad s(\alpha) = \frac{k'_0(\alpha) \left(\frac{w(\alpha)}{w(r)}\right)^2}{k'_0(r)}.$$

Отметим, что $\zeta(x)$ – гладкая функция, медленно убывающая вдоль радиуса от значения $\zeta(0) = 1$ до значения $\zeta(1) = (2/\pi)^{1/2}/3a = 0,539354$. Эта функция хорошо (с погрешностью $< 1\%$) аппроксимируется выражением

$$\zeta(x) = c_0 + c_1(1 - x^2)^{0,42},$$

где $c_0 = \zeta(1)$, $c_1 = 1 - c_0$.

Соотношения (17), (18) справедливы для тех точек плазмы, где выполнены соотношения

$$\delta_1 = k'_0(r)(R - r) \gg 1;$$

$$\delta_2 = \frac{w}{\lambda_0} \frac{hc/\lambda_0}{k_B T} \sqrt{k'_0(r)(R - r)} \ll 1. \quad (20)$$

Расчет теплообмена излучением в линии

В качестве модельной задачи рассматривался теплообмен излучением в резонансной линии цезия $6P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2}$ (центру линии соответствует $\lambda_0 = 852,1$ нм). При вычислении полуширины линии w учитывались два механизма уширения: резонансная передача возбуждения и штарковское уширение электронами (см. подробнее [10]). Расчеты выполнены для случая однотемпературной плазмы с модельным профилем температуры, единой для электронов и тяжелых частиц:

$$T(r) = T_0 - (T_0 - T_w)(r/R)^2,$$

$T_0 = 3500$ К, $T_w = 1500$ К при давлении плазмы $p = 240$ Торр.

Результаты расчетов величины спектральных потерь энергии на излучение $W_\lambda(0)$ на оси столба плазмы приведены на рис. 1. Отметим, что в областях спектра, где плазма является оптически тонкой ($\tau_R(\lambda) < 0,2$) и оптически толстой ($\tau_R(\lambda) > 4$), результаты расчетов, полученные в рамках МПИ и диффузионного подхода, практически совпадают с соответствующими асимптотическими решениями (8), (9). Диффузионное приближение дает завышенные значения потерь энергии на излучение во всем диапазоне длин волн. Максимальные значения ошибки достигаются при $\tau_R(\lambda) \approx 1$ и не превышают 25%.

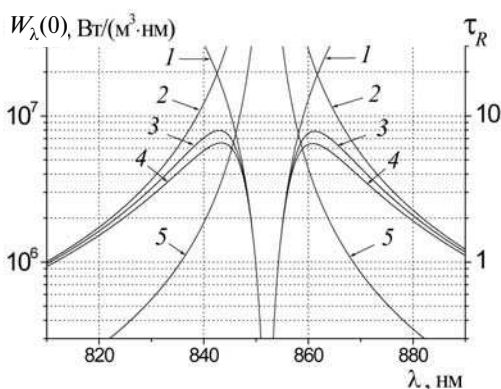


Рис. 1. Зависимости от длины волны основных расчетных величин для излучения в резонансной линии цезия $6P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2}$: спектральной плотности потерь энергии на излучение $W_\lambda(0)$, полученное различными методами (1 – 4), и радиальной оптической плотности плазмы τ_R (5).

Использованы приближения оптически толстой (1) и оптически тонкой (2) плазмы (см. формулы (9) и (8)), диффузионное (3), а также метод прямого интегрирования (4)

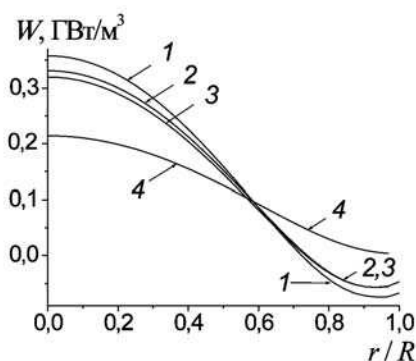


Рис. 2. Расчетное радиальное распределение радиационных потерь энергии в резонансной линии цезия, полученное разными методами: диффузионное приближение (1), теплообмен излучением в приближении однородной (4) и неоднородной (2) плазмы (см. формулы (17) и (18)), методом прямого интегрирования (3)

На рис. 2 приведены результаты расчетов радиационных потерь энергии $W(r)$ на излучение в линии, выполненные различными методами. Результаты, полученные по формулам (18) теплообмена в линии, практически совпадают с результатами МПИ. Некоторое отличие связано с точностью выполнения критериев (20): величина $\delta_2 \approx 0,07$ не слишком мала (параметр $\delta_1 \approx 10^{-5}$ всюду, кроме узкой пристеночной области). Простые формулы (17) для нахождения $W(r)$ в приближении однородной плазмы дают качественно правильный результат в пристеночной области, что позволяет использовать их для предварительных расчетов и оценок. Различие между МПИ и диффузионным приближением невелико и не превышает 15% во всем спектральном диапазоне.

Результаты расчетов для плазмы импульсно-периодического разряда

На рис. 3 и 4 приведены результаты расчетов радиационного теплообмена для столба цезиевой плазмы, параметры которой соответствуют характерному для ИПР режиму [8, 9] при $\nu = 1000$ Гц, $I_{\max} = 78$ А, $R = 2,5$ мм и давлении $P = 744$ Торр в момент окончания импульса тока. На рис. 3 приведены (в относительных единицах) использованные в расчете профили электронной температуры $T_e(r)/T_{e\max}$ и температуры тяжелых частиц $T_h(r)/T_{e\max}$; результаты расчетов потери энергии (тоже в относительных единицах) на излучение $W(r)/W_{\max}$ и радиально-

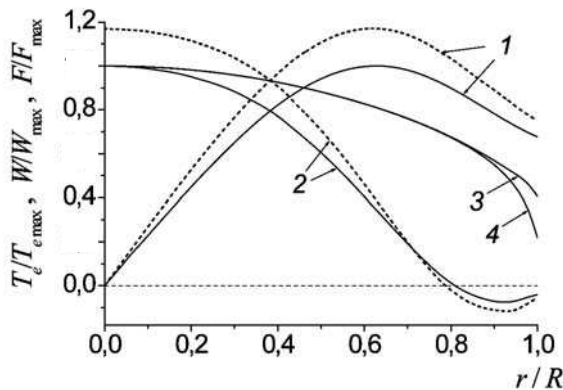


Рис. 3. Расчетные радиальные распределения радиационных величин в столбе плазмы импульсного разряда в цезии, полученные разными методами: потока радиационной энергии $F(r)/F_{\max}$ (1), потери энергии на излучение $W(r)/W_{\max}$ (2), температуры электронов $T_e(r)/T_{e\max}$ (3), температуры тяжелых частиц $T_h(r)/T_{e\max}$ (4). Используются методы прямого интегрирования (сплошные линии) и диффузионное приближение (пунктир)

го потока энергии излучения $F(r)/F_{\max}$, выполненные методом прямого интегрирования и в диффузионном приближении. Максимальные значения величин, использованные для нормировки графиков, составляют соответственно:

$$T_{e\max} = 5711 \text{ К}, W_{\max} = 2,95 \cdot 10^{10} \text{ Дж/м}^3,$$

$$F_{\max} = 1,6 \cdot 10^7 \text{ Вт/м}^2.$$

Отметим основные особенности радиационного теплообмена в плазме ИПР: немонотонный ход радиальной зависимости потока энергии $F(r)$ и противоположные значения знака потерь энергии $W(r)$ на излучение в приосевой и внешней частях столба дуги. Радиальный поток энергии излучения $F(r)$ в приосевой области (в соответствии с геометрией задачи) линейно увеличивается по мере удаления от оси. Затем, при удалении от оси, снижение температуры плазмы приводит сначала к уменьшению потерь энергии на излучение $W(r)$, а потом и к изменению знака этих потерь, что соответствует поглощению излучения горячей плазмы в более холодной внешней части столба дуги. По этой причине поток энергии $F(r)$ по мере удаления от оси сначала достигает максимальной величины, а затем убывает в холодной области.

На рис. 4 приведены результаты расчетов спектральной плотности потерь энергии $W_\lambda(0)$

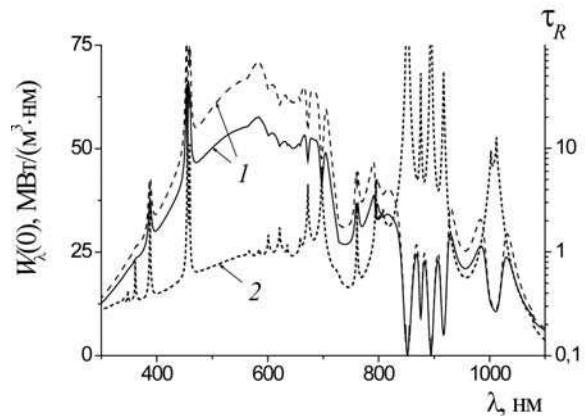


Рис. 4. Зависимости от длины волны основных радиационных величин в столбе плазмы импульсного разряда в цезии: спектральной плотности потерь энергии на излучение $W_\lambda(0)$ (1) и радиальной оптической плотности $\tau_R(2)$; 1 – использованы метод МПИ (сплошная линия) и диффузионное приближение (пунктир)

на оси разряда и радиальной оптической плотности столба плазмы $\tau_R(\lambda)$. Хорошо видно, что величина $\tau_R(\lambda)$ является сложной немонотонной функцией длины волны. При этом максимальные значения $W_\lambda(0)$ достигаются в тех частях спектра, где $\tau_R(\lambda) \approx 1$. Это указывает на определяющую роль этих частей спектра в теплообмене излучением.

Сравнение результатов, полученных в диффузионном приближении и в рамках МПИ, показывает, что отличие между ними не превышает 25% во всех рассмотренных режимах ИПР. Отметим, что это касается как спектральных величин F_λ и W_λ , так и интегральных по спектру F и W . Это позволяет использовать диффузионное приближение для качественного анализа процессов радиационного теплообмена и моделирования излучающих разрядов (при сохранении периодического контроля результатов с помощью точных методов).

Итак, в настоящей работе изложен метод прямого интегрирования для расчетов спектральных и интегральных характеристик радиационного теплообмена в аксиально-симметричном столбе плазмы высокого давления. Рассмотрены частные случаи МПИ для расчета радиационного теплообмена в оптически тонкой и толстой плазме и для теплообмена

излучением в линии. Приведены критерии применимости полученных формул. Развитая методика использована для расчета теплообмена излучением в столбе плазмы импульсного разряда высокого давления в цезии. Анализ потерь энергии на излучение показал, что теплообмен излучением носит нелокальный характер и наиболее эффективно протекает в спектральных областях, где $\tau_R(\lambda) \approx 1$. В работе выполнено сравнение диффузионного

приближения с МПИ. Разница между результатами расчетов не превышает 25% во всех рассмотренных режимах горения разряда. Это позволяет использовать существенно более эффективное (по затратам времени счета) диффузионное приближение для качественного рассмотрения теплообмена излучением. Результаты, полученные в работе, могут быть использованы при моделировании плазменных источников излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Зельдович, Я.Б.** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений [Текст] / Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер. — М.: Наука, 1966. — 688 с.
2. **Menart, J.** Radiative transport in a two-dimensional axisymmetric thermal plasma using the S–N discrete ordinates method on a line-by-line basis [Text] / J. Menart // JQSRT. — 2000. — Vol. 67. — P. 273 – 291.
3. **Bouaoun, M.** Discrete ordinates method in the analysis of the radiative transfer in high intensity discharge lamps [Text] / M. Bouaoun, H. Elloumi, K. Charrada [et al.] // J. Phys. D: Appl. Phys. — 2005. — Vol. 38 — P. 4053 – 4065.
4. **Liebermann, R.W.** Radiation emission coefficients for sulfur hexafluoride arc plasmas [Text] / R.W. Liebermann, J.J. Lowke // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. — 1975. — Vol. 16. — P. 253 – 264.
5. **Aubrecht, V.** Calculations of radiation transfer in SF₆ plasmas using the method of partial characteristics [Text] / V. Aubrecht, J.J. Lowke // J. Phys. D: Appl. Phys. — 2000. — Vol. 27. — No. 10 — P. 2066 – 2073.
6. **Nordborg, H.** Self-consistent radiation based modeling of electric arcs: I. Efficient radiation approximations [Text] / H. Nordborg, A.A. Iordanidis // J. Phys. D: Appl. Phys. — 2008. — Vol. 41. — P. 135205 (10 p).
7. **Бакшт, Ф.Г.** Плазма импульсно-периодического разряда в цезии как эффективный источник света [Текст] / Ф.Г. Бакшт, В.Ф. Лапшин // ЖТФ. — 2002. — Т. 72. — Вып. 7. — С. 100–105.
8. **Baksht, F.G.** Two-temperature modeling of pulsed high pressure caesium radiative discharge with recombination mechanism of light emission [Text] / F.G. Baksht, V.F. Lapshin // J. Phys. D: Appl. Phys. — 2008. — Vol. 41. — No. 20. — P. 205201(9 p).
9. **Бакшт, Ф.Г.** Особенности формирования непрерывного спектра излучения в видимой области в условиях импульсно-периодического разряда в цезии [Текст] / Ф.Г. Бакшт, В.Б. Каплан, В.Ф. Лапшин, А.М. Марциновский // Письма в ЖТФ. — 2009. — Т. 35 — Вып. 23 — С. 17–22.
10. **Грим, Г.** Уширение линий в плазме [Текст] / Г. Грим. — М.: Мир, 1978. — 425 с.
11. **Биберман, Л.М.** Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы [Текст] / Л.М. Биберман, В.С. Воробьев, И.Т. Якубов. — М.: Наука, 1982. — 376 с.

БАКШТ Фёдор Григорьевич — доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН.
194021, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26
baksht@mail.ioffe.ru

ЛАПШИН Владимир Фёдорович — кандидат физико-математических наук, доцент Петербургского государственного университета путей сообщения, старший научный сотрудник Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН.
190031, г. Санкт-Петербург, Московский пр., 9
lapshinvf@mail.ru

ПЕЛЛИ Александр Витальевич — студент радиофизического факультета Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.
195251, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
pelli.alexandr@gmail.com