

УДК 537.52

Перенос энергии излучением в аксиально-симметричной ЛТР-плазме в условиях импульсного разряда высокого давления в цезии

Ф.Г. Бакшт, В.Ф. Лапшин

Последовательно изложен метод прямого интегрирования для вычисления спектральных потерь энергии на излучение $W\lambda$ и радиального потока энергии излучения $F\lambda$ в аксиально-симметричной ЛТР-плазме импульсного разряда высокого давления в цезии. Показано, что максимальные значения $W\lambda$ и $F\lambda$ достигаются в той части спектра, где радиальная оптическая толщина плазмы $\tau R \approx 1$. Выполнено сравнение с расчётами в диффузионном приближении. Показано, что результаты расчётов отличаются не более чем на 25 % во всех рассмотренных режимах горения разряда.

PACS: 52.80.Mg

Ключевые слова: низкотемпературная плазма, газовый разряд, цезий, спектр излучения, радиационный теплообмен.

Введение

Излучение является важным, а в целом ряде случаев основным механизмом переноса энергии в газовых разрядах высокого давления. Поэтому расчёт теплообмена излучением, как и расчёт спектра выходящего из столба плазмы излучения, является важной задачей в теории дуги 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 настоящей работе предполагается, что температуры электронов T_e и тяжёлых частиц T_h могут отличаться друг от друга. При этом радиационные характеристики плазмы зависят, главным образом, от температуры электронов. От температуры тяжёлой компоненты зависит, практически, только концентрация излучающей плазмы.

Расчёт радиационного теплообмена (РТ), особенно в нестационарных разрядах, остаётся весьма трудоёмкой задачей даже при наличии в плазме ЛТР. Изучению РТ в дугах посвящена обширная

литература. Основные понятия и уравнения РТ подробно изложены, например, в [1]. Традиционно, для сокращения объёма вычислений при решении проблемы РТ широко используются такие приближённые подходы, как метод чистых коэффициентов излучения (net emission coefficients) [2], метод парциальных характеристик [3–4] и методы усреднения коэффициента поглощения [5]. Отдельно отметим здесь диффузионное приближение, как простой и обладающий высокой вычислительной эффективностью метод [1, 6–7].

С ростом вычислительных мощностей компьютеров в расчётах всё чаще используются прямые методы решения проблемы РТ. Среди них отметим метод дискретных ординат для решения уравнения переноса излучения [8–9] и методы, включающие точное интегрирование по частоте [10].

В настоящей работе последовательно излагается метод прямого интегрирования (МПИ) для решения проблемы РТ в аксиально-симметричной ЛТР-плазме. Предложенная методика использована для рассмотрения РТ в условиях импульсно-периодического разряда (ИПР) высокого давления в цезии. ИПР в цезии представляет интерес в связи с возможностью его использования для создания эффективного и экологически чистого источника света [11]. Такой разряд реализуется в сапфировой трубке с внутренним радиусом $R \sim 2\text{--}3$ мм. При этом в трубке с помощью дежурного разряда с током $\sim 0,5$ А поддерживается слабоионизованное состояние плазмы, через которую периодически, с частотой $\nu \sim 1000$ Гц, пропускается импульс тока заданной формы и амплитудой $I_{max} \sim 10\text{--}100$ А [12]. Расчёты, выполненные методом прямого интегрирования уравнения переноса

Бакшт Фёдор Григорьевич, главн. научн. сотр.¹

Лапшин Владимир Фёдорович, снс¹, доцент².

¹Физико-технический институт РАН.

Россия, 194021, С.-Петербург, Политехническая ул., 26.

Тел.: (812) 5151969. E-mail: baksh@mail.ioffe.ru

²Петербургский государственный университет путей сообщения.

Россия, 190031, С.-Петербург, Московский пр., 9.

Тел. (812) 3149869. E-mail: lapshin@v@mail.ru

Статья поступила в редакцию 15 февраля 2013 г.

© Бакшт Ф.Г., Лапшин В.Ф., 2013

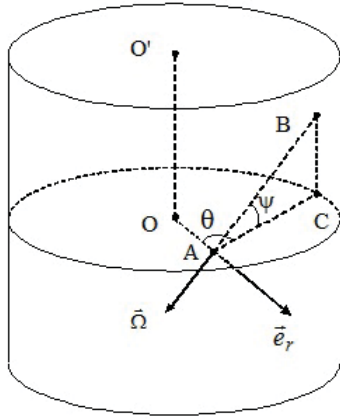


Рис. 1. Геометрия задачи: $\vec{\Omega}$ – единичный вектор в направлении распространения излучения; \vec{e}_r – единичный вектор в радиальном направлении.

излучения, сравниваются в работе с вычислениями в диффузионном приближении. Анализируется возможность применения этого приближения для решения проблемы РТ.

Метод прямого интегрирования

Для плазмы, находящейся в условиях ЛТР, уравнение переноса излучения вдоль заданного направления $\vec{\Omega}$ при отсутствии рассеяния света имеет вид:

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

Здесь $I_\lambda = I_\lambda(r, \vec{\Omega})$ – спектральная интенсивность излучения с длиной волны λ , r – радиальная координата, s – координата вдоль светового луча, $I_{\lambda P} = 2hc^2\lambda^{-5}[\exp(hc/\lambda k_B T_e) - 1]^{-1}$ – равновесная (планковская) спектральная интенсивность, $T_e = T_e(r)$ – температура электронов, $k'_\lambda(r)$ – коэффициент поглощения плазмы с учётом свободно-свободных (ff), связанно-свободных (bf) и связанно-связанных (bb) переходов электронов и с учётом поправки на вынужденное излучение:

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

Подробное описание расчёта k'_λ в цезиевой плазме приведено в [13].

Решение уравнения (1) записывается в виде

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

Здесь s_B – координата точки В, лежащей на поверхности плазменного столба разряда (см. рис. 1).

Воспользуемся аксиальной симметрией задачи и перейдём в выражении (2) к интегрированию по переменной $l = (s_A - s) \cos \psi$. В результате решение уравнения переноса излучения примет вид:

$$I_\lambda(r, \psi, \theta) = \int_0^{l_W} k'_\lambda I_{\lambda P} \exp\left(-\int_0^l k'_\lambda(l') \frac{dl'}{\cos \psi}\right) \frac{dl}{\cos \psi} \quad (3)$$

Здесь $r = OA$ – расстояние от точки А, в которой вычисляется I_λ , до оси разряда OO' , θ – угол OAC в поперечном сечении столба, $l_W = AC = AB \cos \psi$, $l_W = l_W(r, \theta) = r \cos \theta + (R^2 - r^2 \sin^2 \theta)^{1/2}$.

Зная I_λ , можно найти все основные спектральные величины, характеризующие радиационный теплообмен: радиальную плотность потока лучистой энергии F_λ , объёмную плотность энергии электромагнитного излучения U_λ , объёмную мощность радиационных потерь энергии W_λ . С учётом (3) для этих величин получаем

$$F_\lambda = \int_{(4\pi)} (\vec{\Omega} \cdot \vec{e}_r) I_\lambda d\Omega = 4 \int_0^\pi d\theta \cos \theta \int_0^{\pi/2} d\psi \cos \psi \int_0^{l_W} k'_\lambda I_{\lambda P} \exp\left(-\int_0^l k'_\lambda \frac{dl'}{\cos \psi}\right) dl \quad (4)$$

$$U_\lambda = \frac{1}{c} \int_{(4\pi)} I_\lambda d\Omega = \frac{4}{c} \int_0^\pi d\theta \int_0^{\pi/2} d\psi \int_0^{l_W} k'_\lambda I_{\lambda P} \exp\left(-\int_0^l k'_\lambda \frac{dl'}{\cos \psi}\right) dl \quad (5)$$

$$W_\lambda = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r F_\lambda) = c k'_\lambda (U_{\lambda P} - U_\lambda) \quad (6)$$

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

$$F(r) = \int F_\lambda d\lambda, \quad U(r) = \int U_\lambda d\lambda, \quad (7)$$

$$W(r) = \int W_\lambda d\lambda.$$

Число используемых для интегрирования точек определяется сложностью спектра поглощения и необходимым уровнем точности результата. Ниже в расчётах использовалось число точек $N = 3000$.

Для дальнейшего преобразования выражений (4)–(6) удобно использовать новую переменную τ и специальные функции $G_n(\tau)$, определяемые соотношениями

$$\tau = \int_0^l k'_\lambda(l') dl' \quad \text{и}$$

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

Вспомогательные функции G_n являются монотонными и достаточно гладкими. Значения этих функций в настоящей работе вычислялись заранее на некоторой сетке аргумента и интерполировались для промежуточных значений кубическими сплайнами. Теперь (4)–(6) принимают вид:

$$F_\lambda(r) = 4 \int_0^\pi d\theta \cos \theta \int_0^{\tau_W} G_1 I_{\lambda P} d\tau = \varphi_\lambda F_{\lambda P}(r) \quad (8)$$

$$U_\lambda(r) = \frac{4}{c} \int_0^\pi d\theta \int_0^{\tau_W} G_0 I_{\lambda P} d\tau = \psi_\lambda U_{\lambda P}(r), \quad (9)$$

$$W_\lambda(r) = ck'_\lambda(1 - \psi_\lambda)U_{\lambda P}(r) \quad (10)$$

Здесь $F_{\lambda P}(r) = \pi I_{\lambda P}(r)$ – спектральный поток энергии с поверхности чёрного тела с температурой, равной значению $T_e(r)$, $U_{\lambda P}(r) = 4\pi I_{\lambda P}(r)/c$ – равновесная (планковская) плотность энергии излучения, $\tau_w = \tau(l_w)$ – оптическая плотность плазмы вдоль отрезка длиной l_w в осевом сечении столба дуги (см. рис. 1). Кроме того, в (8)–(10) введены вспомогательные функции

$$\varphi_\lambda(r) = \frac{4}{\pi} \int_0^\pi d\theta \cos\theta \int_0^{\tau_w} G_1(\tau) f(\tau) d\tau, \quad (11)$$

$$\psi_\lambda(r) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi d\theta \int_0^{\tau_w} G_0(\tau) f(\tau) d\tau, \quad (12)$$

где $f(\tau) = (\exp(A(r)) - 1) / (\exp(A(\tau)) - 1)$, $A(r) = hc / (\lambda k_B T_e(r))$, $A(\tau) = hc / (\lambda k_B T_e(\tau))$. Таким образом, метод прямого интегрирования сводится к вычислению интегралов (11)–(12) и затем к интегрированию по спектру (7).

Отметим, что приведённые выше соотношения (4)–(6) и (8)–(12) не содержат каких-либо упрощений и предположений и являются следствием уравнения переноса излучения для плазмы, находящейся в состоянии ЛТР в условиях аксиальной симметрии разряда.

Приближения оптически прозрачной и оптически плотной плазмы

В реальном спектре всегда можно выделить участки, для которых плазма разряда является оптически прозрачной или оптически плотной. В этих случаях, как правило, нецелесообразно проводить расчёты РТ по основным соотношениям МПИ (8)–(12). Для записи соответствующих приближённых формул РТ и условий их применения определим понятия радиальной оптической толщины $\tau_R(\lambda)$, а также максимальной τ_{max} и минимальной τ_{min} оптических толщин, отделяющих данную точку с координатой r от границы плазмы в осевом сечении:

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

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

При $\tau_{max} \ll 1$ из (12) для величины ψ_λ следует оценка $\psi_\lambda \sim \tau_{max} \exp(A(r) - A(0))$. В случае, когда $\psi_\lambda \ll 1$, для величины радиационных потерь энергии W_λ , в соответствии с (10), справедливо приближение оптически прозрачной плазмы:

$$W_\lambda(r) = ck'_\lambda U_{\lambda P}(r) (1 + O(\psi_\lambda)) \quad (13)$$

Условием применимости (13) является соотношение:

$$\tau_{max} \exp(A(r) - A(0)) \ll 1. \quad (14)$$

Отметим, что для приосевой области условие (14) эквивалентно условию $\tau_{max} \ll 1$. Во внешних холодных слоях плазмы величина $\exp(A(r) - A(0)) \sim \exp(hc / \lambda k_B T_e(R))$ может быть велика, и условие (14) может не выполняться даже при $\tau_{max} \ll 1$. В случае использования приближения оптически прозрачной плазмы величину спектрального потока энергии F_λ удобнее находить, используя интегральную связь между F_λ и W_λ :

$$F_\lambda(r) = \frac{1}{r} \int_0^r r' W_\lambda(r') dr'. \quad (15)$$

Аналогично можно находить и полный поток энергии F .

При $\tau_{min} \gg 1$ можно найти главный член асимптотического разложения (11) по параметру $\varepsilon = A / k'_\lambda R \ll 1$, где $A = hc / \lambda k_B T_e$. Для этого дважды проинтегрируем в (11) внутренний интеграл по частям. После этого внешний интеграл по θ в (11) вычисляется следующим образом:

$$\varphi_\lambda(r) = -\frac{4}{3} \frac{R}{T_e} \frac{\partial T_e}{\partial r} \frac{1}{1 - \exp(-A)} \varepsilon + O(\varepsilon^3)$$

Теперь с учётом (6) и (8) получаем приближение лучистой теплопроводности:

$$F_\lambda(r) = -f_\lambda \frac{\partial T_e}{\partial r} \quad \text{и} \quad W_\lambda = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r f_\lambda \frac{\partial T_e}{\partial r}. \quad (16)$$

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

Отметим, что при записи соотношения (16) были опущены члены порядка $(A/k'_\lambda R)^3$.

Приближение лучистой теплопроводности (16) неприменимо вблизи границы плазмы, где $\tau_{min} \rightarrow 0$. В то же время при $\tau_R \gg 1$ и в этой области можно построить асимптотические приближения для ψ_λ и φ_λ . В частности, при $r = R$ двойное интегрирование по частям во внутреннем интеграле в (11) и (12) и последующее интегрирование по углу θ в интервале $0 < \theta < \pi/2$ приводит к следующим асимптотическим выражениям:

$$\varphi_\lambda(R) = 1 - \frac{2}{3} \frac{R}{T_w} \frac{\partial T_e}{\partial r} \Big|_{r=R} \varepsilon + O(\varepsilon^2) \quad (17)$$

$$\psi_\lambda(R) = \frac{1}{2} - \frac{1}{4} \frac{R}{T_w} \frac{\partial T_e}{\partial r} \Big|_{r=R} \varepsilon + O(\varepsilon^2) \quad (18)$$

Здесь $\varepsilon = A_w / k'_\lambda(R) R \ll 1$, $A_w = hc / \lambda k_B T_w$, $T_w = T_e(R)$ и полагается $1 - \exp(-A_w) \approx 1$.

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]:

$$I_{\lambda}(r, \vec{\Omega}) = I_{\lambda}^{(0)}(r) + 3\vec{\Omega} \cdot \vec{F}_{\lambda}(r) / 4\pi \quad (19)$$

Здесь симметричная часть спектральной интенсивности $I_{\lambda}^{(0)} = cU_{\lambda}/4\pi$. Подстановка выражения (19) в (1) и усреднение по всему телесному углу с весом $\vec{\Omega}$ приводит к соотношению

$$F_{\lambda}(r) = -\frac{c}{3k'_{\lambda}} \frac{\partial}{\partial r} U_{\lambda} \quad (20)$$

Теперь с учётом (6) получаем уравнение диффузионного приближения:

$$-\frac{c}{3} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r}{k'_{\lambda}} \frac{\partial}{\partial r} U_{\lambda} \right) = ck'_{\lambda} (U_{\lambda P} - U_{\lambda}). \quad (21)$$

Граничные условия к (21) имеют вид [1]:

$$\left. \frac{\partial U_{\lambda}}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \text{ и } -\left. \frac{1}{3k'_{\lambda}} \frac{\partial U_{\lambda}}{\partial r} \right|_{r=R} = \frac{1}{2} U_{\lambda}(R). \quad (22)$$

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

Основное преимущество диффузионной модели по сравнению с МПИ состоит в том, что уравнения (20)–(21) существенно проще соответствующих точных выражений (4)–(6). Использование этой модели позволяет относительно легко (с малым временем загрузки CPU) выполнять расчёты радиационных величин U , W , F даже в случае нестационарной плазмойдинамики и сложного спектра излучения.

Отметим здесь также, что в оптически прозрачной плазме (при $k'_{\lambda} R \ll 1$) значения $U_{\lambda} \ll U_{\lambda P}$ и величину W_{λ} , в соответствии с (6), можно найти, не решая (21): $W_{\lambda} = ck'_{\lambda} U_{\lambda P}$. Значения F_{λ} в этом случае удобно находить по интегральной формуле (15). В оптически плотной плазме (при $k'_{\lambda} R \gg 1$) в большей части объёма плазмы (вдали от границ) в (20) можно использовать $U_{\lambda} \approx U_{\lambda P}$ и для нахождения W_{λ} вычислять дивергенцию потока (6). Таким образом, диффузионной модели оказывается вполне достаточно для нахождения правильных значений W_{λ} и F_{λ} в случаях оптически прозрачной и оптически плотной плазмы.

Результаты расчётов и обсуждение

Предложенная методика МПИ использована для расчёта радиационного теплообмена в столбе плазмы импульсно-периодического разряда высокого давления в цезии. Параметры плазмы получены в результате моделирования ИПР [13] с $\nu = 1000$ Гц, $I_{max} = 78$ А, $R = 2,5$ мм при давлении $P = 606$ Торр и соответствуют моменту окончания импульса тока, когда энергия, излучаемая плазмой, максимальна.

На рис. 2 приведены в относительных единицах использованные в расчёте профили электронной температуры $T_e(r)/T_{e,max}$ (сплошная линия)

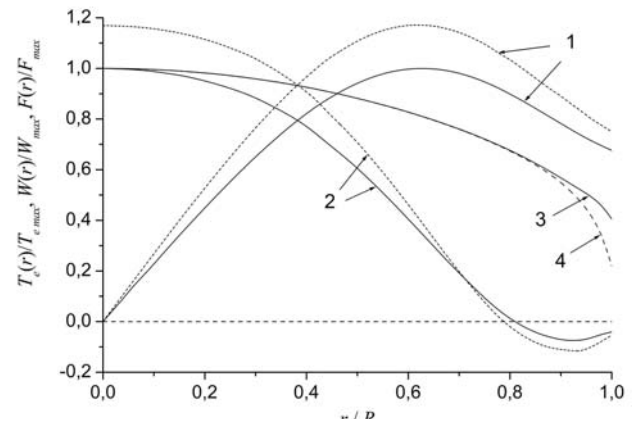


Рис. 2. Радиальные распределения в столбе плазмы: 1 — поток радиационной энергии $F(r)/F_{max}$ (сплошная линия — МПИ, пунктир — диффузионное приближение), 2 — потери энергии на излучение $W(r)/W_{max}$ (сплошная линия — МПИ, пунктир — диффузионное приближение), 3 — температура электронов $T_e(r)/T_{e,max}$, 4 — температура тяжёлых частиц $T_h(r)/T_{e,max}$.

и температуры тяжёлых частиц $T_h(r)/T_{e,max}$ (пунктир). Кроме того, там же приводятся в относительных единицах результаты расчётов потери энергии на излучение $W(r)/W_{max}$ и радиального потока энергии излучения $F(r)/F_{max}$, выполненные методом прямого интегрирования (сплошная линия) и в диффузионном приближении (пунктир). Максимальные значения величин, использованные для нормировки графиков, составляют соответственно: $T_{e,max} = 5711$ К, $W_{max} = 2,95 \cdot 10^{10}$ Дж/м³, $F_{max} = 1,6 \cdot 10^7$ Вт/м².

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, сначала линейно увеличивается по мере удаления от оси. Затем снижение температуры плазмы при удалении от оси 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, вначале достигает максимальной величины, а затем убывает в холодной области.

На рис. 3 и 4 приведены результаты расчётов спектральных величин $F_{\lambda}(R)$, $W_{\lambda}(0)$ (сплошные кривые — МПИ, пунктир — диффузионное приближение) и радиальной оптической плотности столба плазмы $\tau_R(\lambda)$. Хорошо видно, что величина $\tau_R(\lambda)$ является сложной немонотонной функцией длины волны λ . По мере того, как λ пробегает интервал значений от 300 нм до 1100 нм, величина $\tau_R(\lambda)$ совершает многократные колебания в интервале

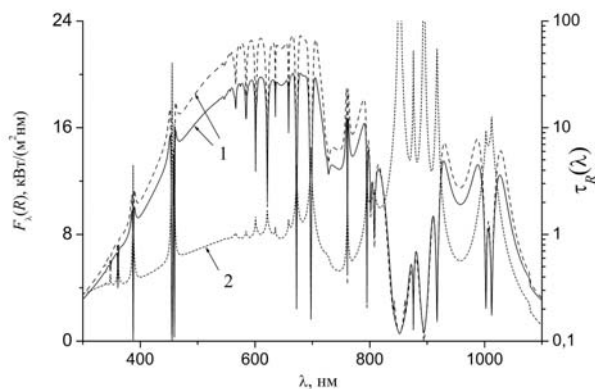


Рис. 3. Зависимость от длины волны: 1 - радиальный поток энергии $F_{\lambda}(R)$ с поверхности столба плазмы (сплошная линия - МПИ, пунктир - диффузионное приближение), 2 - радиальная оптическая толщина $\tau_R(\lambda)$.

значений 0,1 – 100. При этом всякий раз, когда оптическая толщина проходит через область значений $\tau_R(\lambda) \approx 1$, достигается максимальное значение спектрального потока энергии $F_{\lambda}(R)$. Аналогичная картина (см. рис. 4) имеет место и для спектральной зависимости потерь энергии на излучение $W_{\lambda}(0)$ из единицы объема на оси столба плазмы. 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 (см. рис. 2–4), 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).

Заключение

В настоящей работе изложен метод прямого интегрирования для расчётов спектральных и интегральных характеристик радиационного теплообмена в аксиально-симметричном столбе плазмы высокого давления. Получены асимптотические выражения для расчётов переноса излучения в случаях оптически тонкой и оптически толстой плазмы. Вычисления, выполненные для условий ИПР в цезии, показали, что для того, чтобы столб плазмы эффективно излучал в некотором диапазоне длин волн, его радиальная оптическая толщина в этой области спектра должна составлять величину $\tau_R(\lambda) \approx 1$. Анализ потерь энергии на излучение показал, что в этих же спектральных областях (где $\tau_R(\lambda) \approx 1$) наиболее эффективно протекает и

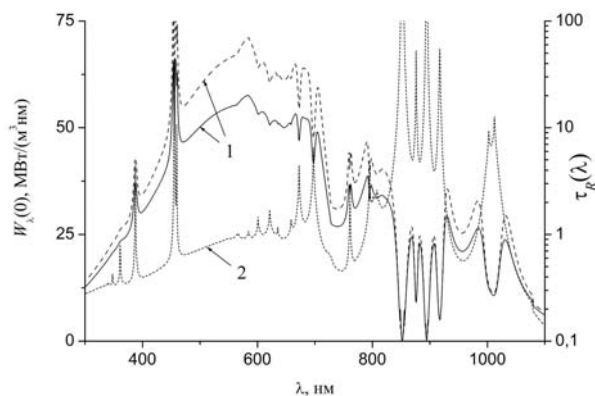


Рис. 4. Зависимость от длины волны: 1 - объёмная плотность потерь энергии $W_{\lambda}(0)$ на излучение на оси разряда (сплошная линия - МПИ, пунктир - диффузионное приближение), 2 - радиальная оптическая толщина $\tau_R(\lambda)$.

теплообмен излучением в плазме.

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

Литература

1. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. - М.: Наука, 1966.
2. Modest M.F. and Mehta R.S. // Int. J. Heat Mass Transfer. 2004. V. 47. P. 2487.
3. Севастьяненко В.Г. // ИФЖ. 1979. Т. 36. № 2. С. 218.
4. Aubrecht V. and Lowke J.J. // J Phys. D: Appl. Phys. 1994. V. 27. P. 2066
5. Nordborg H. and Iordanidis A.A. // J Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. P. 135205
6. Gidalevich E., Goldsmith S. and Boxman R. I. // Plasma Sources Sci. Technol. 2002. V. 11. P. 513.
7. Алексеева И.В., Будник А.П., Дьяченко П.П. и др. // ЖТФ. 2000. Т. 70. № 11. С. 91.
8. Menart J. // JQSRT. 2000. V. 67. P. 273.
9. Mohamed Bouaoun, Hatem Elloumi, Kamel Charrada, Mounir Ben El Hadj Rhouma and Mongi Stambouli // J Phys. D: Appl. Phys. 2005. V. 38 P. 4053.
10. Randrianandraina H. Z., Cressault Y. and Gleizes A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. V. 44. P. 194012
11. Бакут Ф.Г., Лапшин В.Ф. // ЖТФ. 2002. Т. 72. № 7. С. 100.
12. Бакут Ф.Г., Гавриш С.В., Каплан В.Б., Лапшин В.Ф., Марциновский А.М. // Прикладная физика. 2009. № 6. С. 83.
13. Baksht F.G. and Lapshin V.F. // J. Phys.D: Appl. Phys. 2008. V. 41. P. 205201.

Radiative energy transfer in axial-symmetric LTE plasma in conditions of pulse high pressure cesium discharge

F.G. Bakst¹ and V.F. Lapshin^{1,2}

¹ Ioffe Physical-Technical Institute of the RAS.
26 Politekhnicheskaya str., St.-Petersburg, 194021, Russia
E-mail: bakst@mail.ioffe.ru

² St. Petersburg State Transport University.
9 Moskovsky av., St.-Petersburg, 190031, Russia
E-mail: lapshinvf@mail.ru

The direct integration method for calculation of spectral energy losses by radiation W_λ and a radial energy flux of radiation F_λ is described sequentially for axial-symmetric LTE plasma of pulse high pressure cesium discharge. It is shown that the maximal W_λ and F_λ values are reached in that part of a spectrum, where a radial optical thickness of plasma column $\tau_r \approx 1$. Comparison with calculations in a diffusion approximation is executed. It is shown that the results of calculations differ no more than for 25% in all considered modes of discharge.

PACS: 52.80.Mg

Keywords: low temperature plasma, gas discharge, cesium, spectrum of radiation, radiative heat transfer.

Bibliography – 13 references

Received February 15, 2013