

03;04

Влияние радиационного теплообмена на характер газодинамических течений в условиях импульсного разряда высокого давления в цезии

© Ф.Г. Бакшт¹, В.Ф. Лапшин^{1,2}¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург² Петербургский государственный университет путей сообщения,

Санкт-Петербург

E-mail: baksh@mail.ioffe.ru, lapshin@mail.ru

Поступило в Редакцию 26 сентября 2014 г.

Выполнено исследование газодинамики излучающего импульсно-периодического разряда высокого давления в парах цезия на основе двухтемпературной многожидкостной модели. Показано, что при ограниченном объеме газоразрядной трубки характер газодинамических течений зависит от условий радиационного теплообмена в плазме. В случае, когда основной вклад в радиационные потери энергии вносит спектральная область с оптической толщиной $\tau_R(\lambda) \sim 1$, в плазме разряда имеет место нелокальный теплообмен излучением, плазма равномерно разогревается по всему объему трубки и в течение всего импульса тока движется от оси разряда к стенкам. В условиях, когда радиационные потери определяются той частью спектра, где $\tau_R(\lambda) \ll 1$, реабсорбция излучения отсутствует и плазма разогревается импульсом тока неравномерно. Это приводит к появлению возвратных движений, когда разогреваемая плазма частично выталкивается к стенке, а частично возвращается к оси разряда.

Плазма импульсного газового разряда широко используется в качестве источника излучения в различных частях спектра. Разработка и модернизация таких источников требует, в частности, ясного понимания протекающих в них газодинамических процессов. В данной работе рассматривается импульсно-периодический разряд (ИПР) в парах цезия в длинной цилиндрической трубке с внутренним радиусом $R = 2.5 \text{ mm}$ и толщиной стенок $\Delta R = 1 \text{ mm}$. Количество цезия M_a , приходящееся на единицу длины трубки, определяется давлением насыщающих паров у наиболее холодной части стенок.

Рассматривается установившийся режим горения разряда, когда через плазму дежурного разряда с силой тока $I_0 \sim 0.5$ А периодически, с частотой $\nu \sim 1000$ Hz пропускается импульс тока амплитудой до 100 А. Продолжительность импульса t_p составляет $\sim 10\%$ от периода процесса: $t_p \sim 0.1\nu^{-1}$. Максимальные значения полного давления плазмы в импульсе достигают величины $p_{\max} \sim 1$ atm. Исследуемые режимы ИПР характеризуются относительно медленным нарастанием величины пропускаемого тока $dI/dt \sim 10^6$ А/с. В таких разрядах полное давление плазмы успевает выравниваться по радиусу столба дуги в процессе нагрева плазмы импульсом тока [1]. При этом движение плазмы в условиях ее ограниченного объема характеризуется сложной картиной газодинамических течений. В данной работе выполнено исследование зависимости характера течений плазмы от ее радиальной оптической плотности для собственного излучения. Расчеты выполнены на основе двухтемпературной многожидкостной модели разряда [1]. Теплообмен излучением рассчитывался методом прямого интегрирования уравнения переноса излучения [2].

В условиях ИПР радиальное распределение плазмы вдоль радиуса определяется в каждый момент времени радиальным профилем температуры, а среднemasсовая скорость плазмы — скоростью изменения этого профиля во времени. Формирование и динамика профиля температуры, в свою очередь, определяются балансом между процессами джоулева разогрева плазмы током и теплообмена между различными частями плазмы. Поскольку в условиях ИПР напряженность продольного электрического поля постоянна вдоль радиуса, а температура и соответственно проводимость плазмы убывают по направлению от оси к стенке, разогрев плазмы током происходит главным образом в центральной приосевой области. Характер радиационного теплообмена в плазме разряда определяется значением ее радиальной оптической толщины

$$\tau_R(\lambda) = \int_0^R k'_\lambda(r) dr.$$

Здесь k'_λ — спектральный коэффициент поглощения плазмы, r — радиальная переменная. В условиях ИПР высокого давления плазма находится в состоянии локального термодинамического равновесия [3], и ее оптические свойства полностью определяются коэффициентом поглощения k'_λ . Величина k'_λ в работе рассчитывалась как сумма

коэффициентов поглощения, соответствующих процессам свободно-свободных ($f-f$), связанно-свободных ($b-f$) и связанно-связанных ($b-b$) переходов электрона:

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

Здесь выражение в квадратных скобках учитывает процессы вынужденного испускания, c — скорость света в вакууме, h — постоянная Планка, k_B — постоянная Больцмана, T_e — температура электронов. Подробное описание расчета k'_λ в цезиевой плазме высокого давления приведено в [1]. Значение энергии W_{rad} , излучаемой единицей объема плазмы в единицу времени, в условиях локального термодинамического равновесия полностью определяется величинами k'_λ и T_e :

$$W_{rad} = \int c k'_\lambda (U_{\lambda P} - U_\lambda) d\lambda, \quad (1)$$

где

$$U_\lambda = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi d\theta \int_0^{\pi/2} d\psi \int_0^{l_W} k'_\lambda U_{\lambda P} \exp\left(-\int_0^l k'_\lambda \frac{dl'}{\cos\psi}\right) dl.$$

Здесь $U_{\lambda P} = 8\pi hc \lambda^{-5} [\exp(hc/\lambda k_B T_e) - 1]^{-1}$ — равновесная (планковская) плотность энергии излучения. Углы ψ и θ задают направление луча интегрирования, $l_W = l_W(r, \theta) = r \cos\theta + (R^2 - r^2 \sin^2\theta)^{1/2}$. Первое слагаемое в правой части (1) определяет радиационную энергию, излучаемую из единицы объема, а второе — поглощаемую в единице объема в окрестности точки r в единицу времени.

Рассмотрение роли радиационного теплообмена проводится на примере ИПР высокого давления в цезии с параметрами $\nu = 1350$ Hz, $t_p = 35$ μ s для случая, когда сила тока в импульсе линейно возрастает от значения $I_0 = 0.6$ А до $I_{\max} = 70$ А. При этом рассматривается прохождение одного и того же импульса тока через газоразрядную трубку с разным количеством цезия: $M_a = 0.06$ mg/cm (максимальное значение полного давления в импульсе $p_{\max} = 570$ Torr) и $M_a = 0.007$ mg/cm ($p_{\max} = 126$ Torr). Результаты расчетов радиальной оптической плотности $\tau_R(\lambda)$ для момента времени $t/t_p = 0.5$ при разном количестве цезия в трубке приведены на рис.1, а. В первом случае плазма разряда имеет оптическую толщину $\tau_R(\lambda) \sim 1$ в значительной части излучаемого спектра, а во втором — является оптически прозрачной. Соответствующие

этому моменту времени радиальные распределения потерь энергии на излучение W_{rad} приведены на рис 1, *b*.

При значительном количестве цезия в трубке, когда в большей части спектра $\tau_R(\lambda) \sim 1$, имеет место эффективный нелокальный теплообмен излучением [4]. Так, на рис. 1, *b* хорошо видно, что основной вклад в радиационные потери энергии W_{rad} вносит та часть спектра, для которой $0.3 < \tau_R(\lambda) < 3.0$. При этом энергия, излучаемая в горячей области, поглощается в более холодной плазме. Радиационные потери энергии максимальны в горячей приосевой области. По мере удаления от оси разряда существенно возрастает нагрев плазмы за счет поглощения излучения (второе слагаемое в (1)). В результате величина W_{rad} быстро уменьшается (рис. 1, *b*), а при $r > 0.75$ становится вообще отрицательной. При таком характере радиационного теплообмена электрическая энергия, вкладываемая преимущественно в приосевую горячую область, перераспределяется по всему объему газоразрядной плазмы. Это приводит к равномерному разогреву большей части дуги импульсом тока. В результате возрастания температуры, имеющей плавный пологий радиальный профиль (рис. 2, *a*), плазма на протяжении всего импульса тока движется от оси к стенкам газоразрядной трубки. Радиальные составляющие среднемаховой скорости $V(r, t)$ всюду положительны (рис. 3, *a*). После окончания импульса тока плазма возвращается обратно к оси разряда.

При меньшем количестве цезия в трубке, когда плазма разряда является оптически прозрачной ($\tau_R(\lambda) \ll 1$) для большей части спектра собственного излучения, реабсорбция излучения практически отсутствует. Вклад спектральной области $0.3 < \tau_R(\lambda) < 3.0$ в величину W_{rad} незначителен. Нелокальный теплообмен излучением практически отсутствует. В этом случае имеет место обычное объемное высвечивание плазмы. Значения W_{rad} при этом плавно изменяются вдоль радиуса (рис. 1, *b*). В начале импульса имеет место более быстрый разогрев приосевой области разряда. В результате плазма выталкивается из этой области и распределяется по всему более холодному объему трубки. Радиальная составляющая скорости всюду положительна, плазма движется в сторону стенки трубки. Однако уже к середине импульса быстро возрастающие радиационные потери замедляют рост температуры в приосевой области (рис. 2, *b*). Продолжающийся разогрев более холодных областей дуги приводит к выталкиванию из них плазмы как вперед, в направлении стенок трубки, так и назад, к оси разряда. Соот-

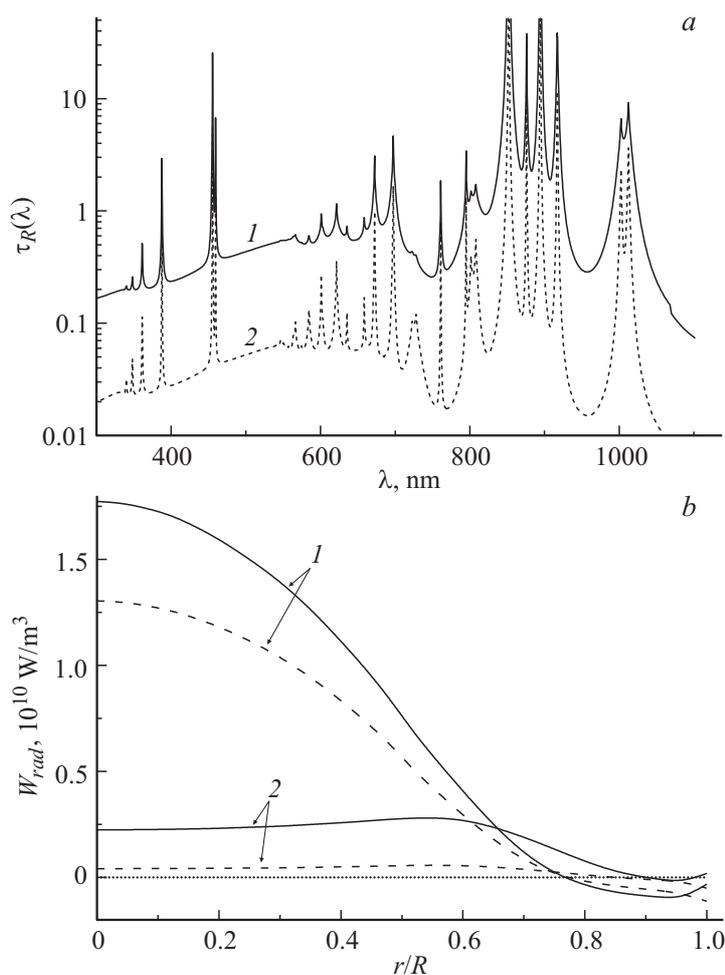


Рис. 1. Радиационные характеристики плазмы импульсного разряда для момента времени $t/t_p = 0.5$: *a* — значения радиальной оптической толщины $\tau_R(\lambda)$, *b* — радиационные потери энергии W_{rad} (сплошная линия — потери во всем спектре, пунктир — только в той части спектра, где $0.3 < \tau_R(\lambda) < 3.0$). Расчеты выполнены при разном количестве цезия в трубке: 1 — $M_a = 0.06 \text{ mg/cm}$ ($p_{\max} = 570 \text{ Torr}$), 2 — $M_a = 0.007 \text{ mg/cm}$ ($p_{\max} = 126 \text{ Torr}$).

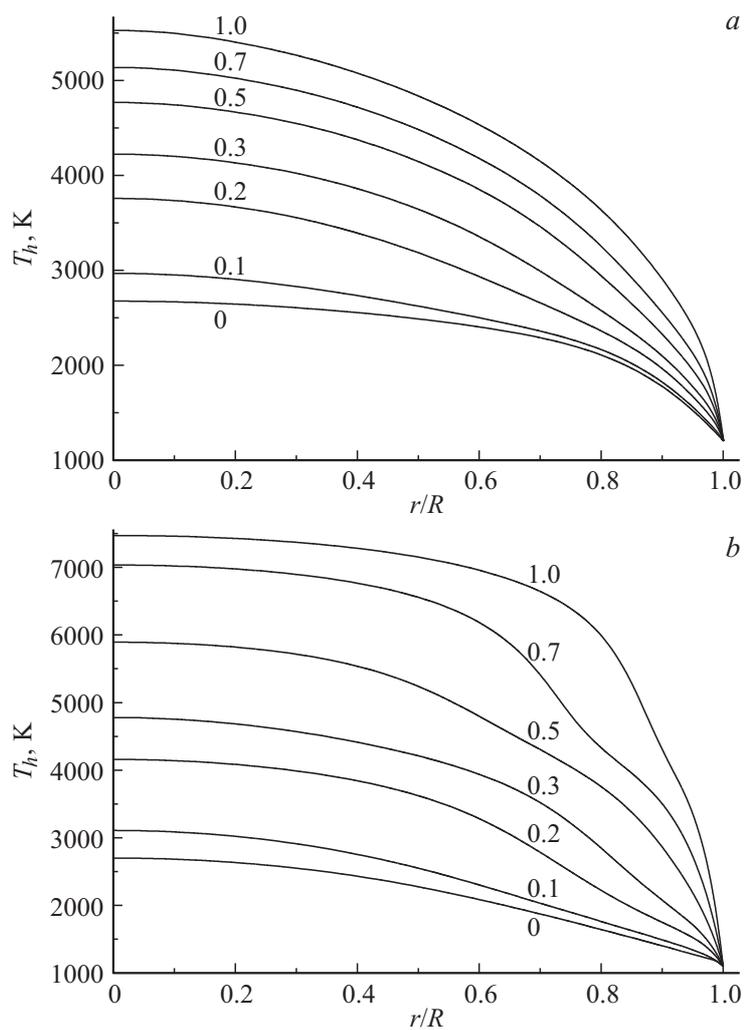


Рис. 2. Радиальные профили температуры $T_h(r, t)$ тяжелых частиц в процессе прохождения импульса тока при разном количестве цезия в трубке: a — $M_a = 0.06 \text{ mg/cm}$ ($p_{\text{max}} = 570 \text{ Torr}$), b — $M_a = 0.007 \text{ mg/cm}$ ($p_{\text{max}} = 126 \text{ Torr}$). Параметр на кривых — время в единицах импульса t/t_p .

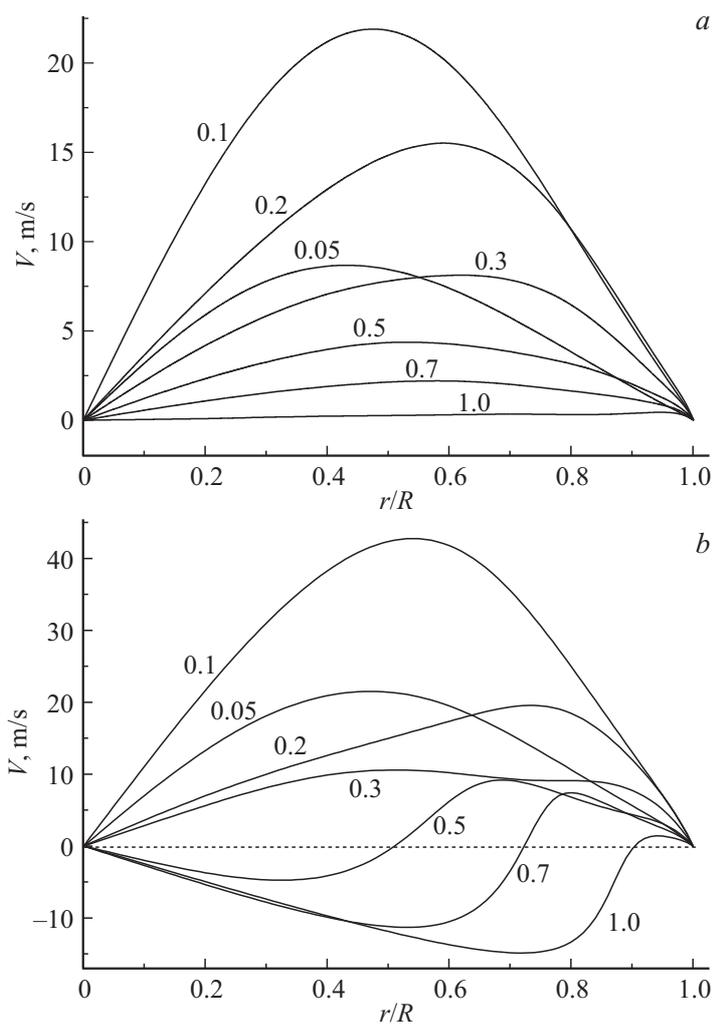


Рис. 3. Радиальные профили среднемассовой скорости плазмы $V(r, t)$ в процессе прохождения импульса тока при разном количестве цезия в трубке: a — $M_a = 0.06 \text{ mg/cm}$ ($p_{\max} = 570 \text{ Torr}$), b — $M_a = 0.007 \text{ mg/cm}$ ($p_{\max} = 126 \text{ Torr}$). Параметр на кривых — время в единицах импульса t/t_p .

ветственно, как видно из рис. 3, b , радиальная составляющая скорости плазмы перед участком более быстрого разогрева положительна, а за этим участком — отрицательна.

Таким образом, в работе на основе двухтемпературной многожидкостной модели выполнено исследование газодинамики ИПР высокого давления в цезии. Показано, что характер течений плазмы в газоразрядной трубке определяется радиальной оптической толщиной τ_R столба дуги по отношению к собственному излучению. В случае, когда для большей части излучаемого спектра $\tau_R \sim 1$ имеет место нелокальный радиационный теплообмен, вкладываемая в разряд энергия перераспределяется по всему объему плазмы и радиальные профили температуры имеют пологий вид. На протяжении всего импульса тока плазма движется от оси к стенкам трубки. В оптически прозрачной плазме, когда $\tau_R \ll 1$, нелокальный теплообмен отсутствует и реализуется сложная картина газодинамических течений: одна часть разогреваемой плазмы движется по направлению к стенке, а другая возвращается обратно к оси. Полученные в работе результаты могут быть использованы при разработке и модернизации источников излучения на основе газового разряда высокого давления.

Список литературы

- [1] *Baksh F.G., Lapshin V.F.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. P. 205 201.
- [2] *Бакшт Ф.Г., Лапшин В.Ф.* // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 2. С. 183.
- [3] *Бакшт Ф.Г., Лапшин В.Ф.* // ЖТФ. 2002. Т. 72. В. 7. С. 100.
- [4] *Бакшт Ф.Г., Лапшин В.Ф.* // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. В. 19. С. 9.