

6. Ho S. S., Yan S. V., Liu Z. et al. Prospects for large single crystal CVD diamond// Ind. Diamond Rev. 2006. № 1. P. 28—30.
7. Leprince P., Bloyet E., Marec J. USA: Patent 4611108, 1986.
8. Moisan M., Sauve G., Zaczewski Z., Hubert J.// Plasma Sources Sci. Technol. 1994. V. 3. P. 584—592.
9. Jin Q., Yang W., Liang F., Zhang H. et al.// J. of Analyt. Atomic Spectrom. 1998. V. 13. P. 377—384.
10. Власов Д. В., Сергейчев К. Ф., Сычев И. А.// Физика плазмы, 2002, Т. 28, № 5. С. 482—484.
11. Антонов А. В., Власов Д. В., Лукина Н. А., Сергейчев К. Ф.// Прикладная физика. 2006. № 6. С. 121—126.
12. Shrotani M., Jolli J., Videlot A., Perrin J.// J. Appl. Phys. 1977 V. 36. P. 47—52.
13. Использование плазмы в химических процессах/ Под ред. Р. Ф. Баддура и Р. С. Тимминса. — М.: Мир, 1970. — 256 с.
14. Энгель А. Ионизованные газы. — М.: ГИ Ф-М.Л. 1959. — 332 с.
15. Gorbachev A. M., Muchnikov A. B., Vikharev A. L., Radishev D. B., Koldanov V. A. Hydrocarbon kinetics during CVD diamond growth// Proc. VI Int. Workshop "Microwave discharges: fundamentals and applications". Sept. 11—15, 2006. Zvenigorod, Russia. — М., 2006. P. 303—308.
16. Большаков А. П., Конов В. И., Востриков В. Г., Дубровский В. Ю., Косырев Ф. К., Наумов В. Г., Шачкин Л. В. Исследование плазмы оптического разряда в многокомпонентных смесях молекулярных газов// Квантовая электроника. 2008. № 38 (2). С. 165—168.

Статья поступила в редакцию 11 июня 2008 г.

Diamond films deposition under microwave plasma torch action at standard atmospheric pressure

K. F. Sergeichev, N. A. Lukina, A. P. Bolshakov, V. G. Ralchenko,
N. R. Arutiunian, S. N. Bokova, V. I. Konov

A. M. Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences
Moscow, Russia

A diamond film synthesis was realized in argon-hydrogen-methane mixtures under action of microwave plasma torch discharge at standard atmospheric pressure. The torch plasma parameters were defined. The plasma optical emission spectra and Raman spectra of diamond films are shown.

PACS: 52.70.-m, 52.77.-j, 52.80.-s

УДК 537.5

Моделирование импульсного разряда высокого давления в цезии при двухтемпературном приближении

Ф. Г. Бакшт

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

В. Ф. Лапшин

Петербургский государственный университет путей сообщения, Санкт-Петербург, Россия

Рассчитаны параметры плазмы и спектр излучения импульсно-периодического разряда атмосферного давления в цезии. Показано, что в широком диапазоне параметров исследованный разряд является эффективным источником света с рекомбинационным механизмом излучения. Проведено сравнение результатов моделирования, выполненных в рамках одно- и двухтемпературной моделей. Показано, в частности, что правильное определение значения максимального напряжения на разряде возможно только в рамках двухтемпературной модели.

PACS: 52.50.-b

Введение

Исследование импульсно-периодического излучающего разряда (ИПР) атмосферного давления

в цезии связано с возможностью создания на его основе экологически чистого эффективного источника света с высоким качеством цветопередачи [1—4]. Ранее теоретическое рассмотрение им-

пульсных разрядов атмосферного давления проводилось в предположении равенства температуры электронов и тяжелой компоненты плазмы [5—13]. Как показали расчеты [13], отличительной чертой исследуемого разряда являются преобладание не-локального радиационного теплообмена в плазме и наличие в момент поджига разряда ($t \sim 1$ мкс) резкого максимума в значении напряженности продольного электрического поля. Эти особенности ИПР могут приводить к существенному отрыву температур электронов и тяжелой компоненты плазмы (атомов и ионов). Отрыв температур также имеет место в относительно узкой пристеночной области разряда и должен учитываться при постановке граничных условий на границе плазмы со стенкой. В настоящей работе формулируется двухтемпературная модель ИПР в цезии и изучается влияние отрыва температур электронов на основные характеристики разряда. Выполнено сравнение результатов моделирования разряда в рамках одно- и двухтемпературной моделей.

Двухтемпературная модель разряда

В работе приведены результаты теоретического исследования ИПР в цезии при давлениях 400—800 Торр. Ниже рассмотрен разряд, который реализуется в керамической трубке из Al_2O_3 с внутренним радиусом $R = 1,5—4$ мм. При этом через плазму дежурного разряда с током 0,1—0,6 А периодически, с частотой $\nu \sim 1000$ Гц, пропускается импульс тока заданной формы, амплитудой $I_{\max} = 30—200$ А. Продолжительность импульсов составляет $\sim 0,1$ от периода тока.

Как показали предварительные исследования, выполненные в рамках однетемпературной модели [12, 13], в таком разряде удается создать плазму с температурой на оси 5500—6500 К и концентрацией электронов $n_e \sim 10^{17}—10^{18}$ см $^{-3}$. В этих условиях каждая компонента плазмы находится в состоянии локального термодинамического равновесия (ЛТР) и выполняются соотношения Саха-Больцмана с температурой электронов. Критерии установления ЛТР в излучающей однетемпературной цезиевой плазме были ранее сформулированы в работе [14]. В рамках модели, рассматриваемой в настоящей статье, полагается, что температура атомов T_a и ионов T_i отличается от температуры электронов T_e .

Система уравнений радиационной плазмодинамики имеет при этом следующий вид:

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

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

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

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} p_e + n_a E_a + n_i E_i \right) + \\ & + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left[\frac{5}{2} p_e V_e + n_a V_a E_a + n_i V_i E_i \right] \right\} = \\ & = \sigma_e E_z^2 + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial r} - U_{rad} - \Delta S_{ea} - \Delta S_{ei}; \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} p_a + \frac{3}{2} p_i \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left[\frac{5}{2} p_a V_a + \frac{5}{2} p_i V_i \right] \right\} = \\ & = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \lambda_a \frac{\partial T}{\partial r} + \Delta S_{ea} + \Delta S_{ei}; \end{aligned} \quad (5)$$

$$I(t) = 2\pi E(t) \int_0^R \sigma_e(r) r dr, \quad (6)$$

где p_b , p_e , p_a и n_b , n_e , n_a — парциальные давления и концентрации ионов, электронов и атомов цезия, соответственно;

V_b , V_e , V_a — их радиальные гидродинамические скорости (предполагается, что радиальный ток на стенки отсутствует и $V_i = V_e$);

$T_e(r, t)$ и $T(r, t)$ — температуры электронов и тяжелой компоненты плазмы, соответственно;

σ_e — электронная электропроводность;

λ_e и λ_a — электронная и атомная теплопроводности, соответственно;

E_i и E_a — энергия ионизации и усредненная по распределению Больцмана (с температурой электронов) энергия возбуждения атомов цезия, соответственно;

ΔS_{ea} и ΔS_{ei} — величины энергии, теряемой электронами при столкновениях с атомами и ионами [15, с. 118];

E_z — напряженность продольного электрического поля в плазме;

U_{rad} — потери энергии на излучение с учетом реабсорбции.

Методика расчета коэффициентов σ_e , λ_e , λ_a , R_{ai} и величины U_{rad} приведена в работе [13].

Граничные условия

При постановке граничного условия для электронной температуры на стенке трубки неизбежно приходится рассматривать неравновесную пристеночную область. В условиях отсутствия радиального электрического тока диэлектрическая стенка имеет отрицательный относительно плазмы потенциал. Непосредственно к стенке примыкает узкий ленгмюровский слой (ЛС) — область про-

странственного заряда, где $n_i > n_e$. Толщина этого слоя по порядку величины определяется радиусом Дебая $r_D = (kT_e/4\pi n_0 e^2)^{1/2}$. Здесь n_0 — концентрация электронов на границе квазинейтральной плазмы с ЛС. В рассматриваемых условиях ИПР $r_D \approx l_i \approx 3 \cdot 10^{-6}$ см. При столь малой толщине ЛС обычно можно считать почти бесстолкновительным для ионов. В результате электронный и ионный токи, отводимые из квазинейтральной плазмы на стенку, выражаются как [16, с. 80—93]

$$j_{e0} = \frac{1}{4} en_0 \sqrt{8kT_e / \pi m_e} (1 - r_2) \exp -eU_0 / kT_e, \quad (7)$$

$$j_{i0} = en_0 \sqrt{kT_e / m_i}.$$

Здесь множитель $(1 - r_2)$ учитывает обеднение электронной функции распределения (ФР) на границе плазмы быстрыми электронами вследствие их ухода на стенку. Напряжение на ЛС U_0 в (7) определяется из условия $j_{i0} = j_{e0}$:

$$U_0 = \frac{kT_e}{e} \ln \left[(1 - r_2) \sqrt{\frac{m_i}{2\pi m_e}} \right]. \quad (8)$$

Из выражения (8) видим, что на расстояниях от стенки, больших толщины ЛС, находится область практически квазинейтральной столкновительной плазмы. В процессе амбиполярной диффузии ионы уходят из этой области на стенку, что приводит к нарушению ионизационного равновесия в слое толщиной

$$L_i = (D_a \tau_i)^{1/2},$$

где D_a — коэффициент амбиполярной диффузии; τ_i — эффективное время ионизации (см. [16, с. 132—147]).

В этом слое $n_i \approx n_e < n_S(T_e)$, где $n_S(T_e)$ — равновесная по Саха концентрация заряженных частиц. Толщина слоя ионизации практически равна расстоянию, которое ионы проходят в процессе амбиполярной диффузии за время, необходимое для их столкновительной рекомбинации.

В условиях ИПР $L_i \approx 5 \cdot 10^{-4}$ см и выполнено соотношение $R \gg L_i \gg l_i$. За слоем ионизации находится ЛТР-плазма. Для того чтобы связать параметры плазмы в равновесной ЛТР-области с параметрами на стенке, нужно решить уравнение амбиполярной диффузии для области ионизации. При этом следует учесть, что диффузионный поток ионов на границе ЛС и квазинейтральной плазмы равен потоку ионов, падающих на стенку с боровскими скоростями [16, с. 87], а на границе слоя ионизации с ЛТР-плазмой $n_i = n_e = n_S(T_e)$. Поток ионов из плазмы на стенку $j_{i0} = eD_a n_S(T_e) / (L_i 2^{1/2})$. Теперь граничное условие

для температуры электронов на стенке можно записать, приравняв поток энергии из плазмы, вносимый в неравновесный пристеночный слой электронами, к потерям энергии электронов, связанным с ионизацией атомов в слое и с преодолением задерживающего электроны потенциального барьера eU_0 в ЛС:

$$\left(\frac{5}{2} n_e k T_e V_e - \lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) \Big|_{r=R_S \approx R} = \frac{j_{i0}}{e} E_i + eU_0 + \Delta E_e, \quad (9)$$

где R_S — радиус столба равновесной плазмы;

ΔE_e — тепловая энергия электронов, попадающих из плазмы на стенку.

В рассматриваемых условиях ИПР $eU_0 \approx 5kT_e$; $\Delta E_e \sim kT_e$ и основной вклад в правую часть (9) вносит энергия ионизации атома цезия $E_i = 3,89$ эВ.

Граничные условия для температуры тяжелых частиц имеют вид

$$\frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0; \quad T \Big|_{r=R} = T_W. \quad (10)$$

Здесь температура стенки T_W определяется из условия баланса средней энергии q_W , падающей на стенку из плазмы в течение периода, и энергии, излучаемой внешней поверхностью трубки [13]

$$T_W = \left[\frac{q_W}{\varepsilon_W \sigma_{S.B.} (1 + \Delta R / R)} \right]^{1/4} + q_W \frac{R}{\lambda_W} \ln \left(1 + \frac{\Delta R}{R} \right),$$

где $q_W = -v \int_0^{1/v} \left(\frac{j_{i0}}{e} E_i + eU_0 + \Delta E_e + \lambda_a \frac{\partial T}{\partial r} \right) \Big|_{r=R} dt$.

Граничное условие для скоростей заменяется эквивалентным ему требованием постоянства количества цезия на единицу длины трубки, т. е.

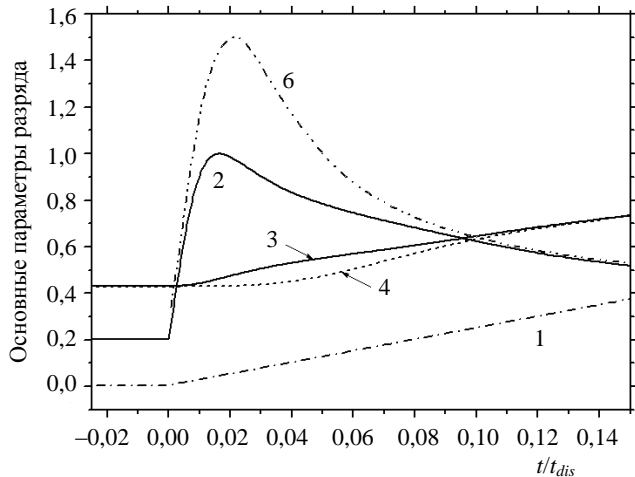
$$2\pi m_a \int_0^R r(n_i + n_a) dr = M. \quad (11)$$

Результаты вычислений и обсуждение

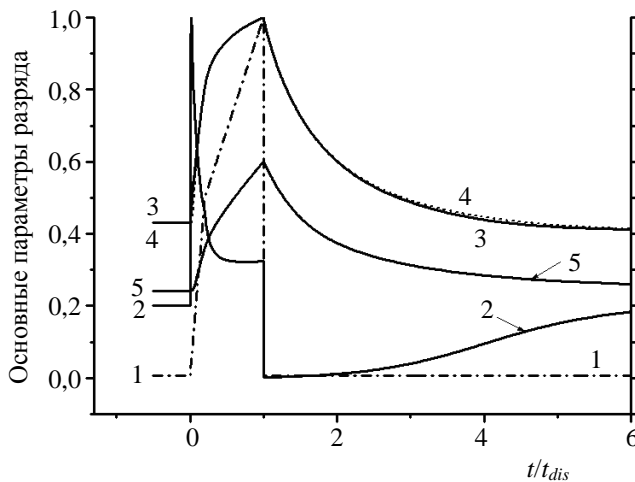
Для решения полученных уравнений (1)—(6) с граничными условиями (9)—(11) интегро-интерполяционным методом [17] построена неявная разностная схема. Решение разностных уравнений проводилось итерациями. Для уравнений энергии использовался потоковый вариант метода прогонки. Исходными данными для расчетов являлись форма импульса тока $I(t)$ и количество щелочного металла M . Расчет начинался с некоторого произ-

вольного профиля температуры, на который накладывался импульс тока. Вычисления продолжали до тех пор, пока решение не выходило на периодический режим.

На рис. 1—5 приведены результаты расчетов для $I_{\max} = 110$ А; дежурного тока $I_0 = 0,6$ А; $R = 2,5$ мм; $\nu = 1000$ Гц; $M = 0,056$ мг/см; продолжительности импульса $t_{dis} = 62,5$ мкс.



а



б

Рис. 1. Зависимость параметров плазмы разряда от времени:

а — в начале импульса; б — в течение импульса и в начале послесвечения:

- 1 — форма импульса тока $I(t)/I_{\max}$; 2 — напряженность продольного электрического поля $E_z(t)/E_{\max}$; 6 — (см. рис. 1, а) значения $E_z(t)/E_{\max}$, получаемые при тех же параметрах разряда, но в одностепенном приближении, т. е. при $T_e = T$; 3 — температура электронов на оси разряда $T_e(0,t)/T_{\max}$; 4 (----) — температура ионов на оси $T(0,t)/T_{\max}$; 5 (см. рис. 1, б) — давление плазмы $0,6 \cdot P(t)/P_{\max}$

На рис. 1 изображены в относительных единицах основные параметры разряда. Время отложено в единицах импульса t/t_{dis} . Максимальные значения величин составляют $I_{\max} = 110$ А, $E_{\max} = 97$ В/см, $T_{\max} = 6297$ К и $P_{\max} = 747$ Торр. На рис. 2 показаны

радиальные распределения температур компонент плазмы. Из рис. 1 и 2 видно, что существенное отличие T_e от T имеет место в двух случаях:

во-первых, в значительной части всего объема плазмы, но только в самом начале прохождения импульса тока. Это отличие обусловлено большими значениями напряженности продольного электрического поля в этот момент времени. Энергия поля при этом затрачивается в первую очередь на нагрев электронов. В одностепенной модели энергия поля затрачивается на нагрев всей плазмы — как электронов, так и ионов. Вследствие этого значения напряженности поля получаются существенно завышенными;

во-вторых, отличие T_e от T имеет место на периферии разряда в течение всего импульса. Этот отрыв температур объясняется наличием двух разнонаправленных процессов. С одной стороны, в холодной периферийной области происходит разогрев электронов за счет поглощения излучения, идущего из горячей приосевой плазмы [13]. С другой стороны, ионы и атомы, наоборот, охлаждаются здесь, передавая тепло на стенку вследствие теплопроводности.

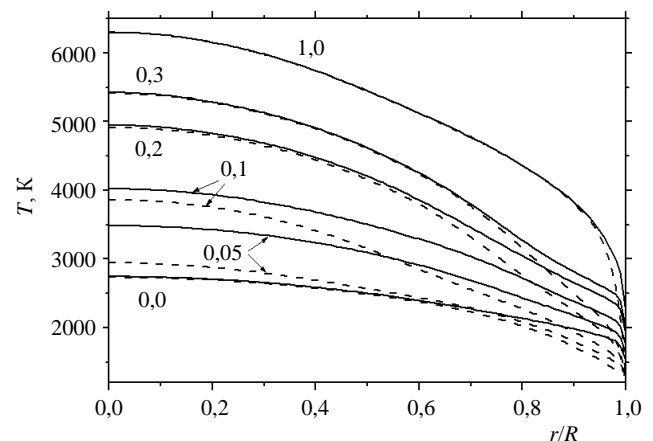


Рис. 2. Радиальные распределения температуры электронов $T_e(r, t)$ (—) и тяжелой компоненты (атомов и ионов) $T(r, t)$ (-----) в различные моменты времени. Время на кривых указано в единицах t/t_{dis}

На рис. 3 сравниваются радиальные профили температуры, полученные в рамках одно- и двухтемпературной моделей. Хорошо видно, что разогрев электронов в холодной области разряда излучением приводит к более пологим профилям их температуры в рамках двухтемпературной модели. Соответственно, для обеспечения необходимой проводимости промежутка достаточно более низкой температуры на оси разряда. Более суженный к оси профиль температуры дает заниженные значения мощности, излучаемой плазмой. В свою очередь это требует подведения к разряду меньшей мощности. В результате значения напряженности электрического поля на протяжении

большей части импульса тока в рамках одностепенной модели являются заниженными (см. рис. 4).

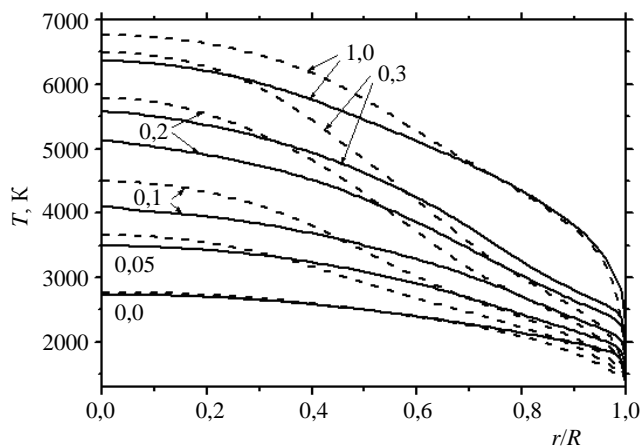


Рис. 3. Сравнение радиальных распределений температуры, полученных в рамках двухтемпературной ($T_e \neq T$) и одностепенной ($T_e = T$) моделей:

— температура электронов, модель $T_e \neq T$;
 - - - температура плазмы, модель $T_e = T$.
 Время на кривых указано в единицах t/t_{dis}

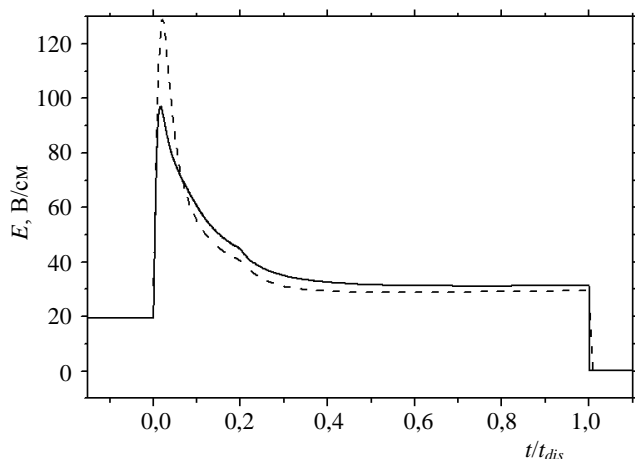


Рис. 4. Временная зависимость напряженности продольного электрического поля в плазме:

— расчет в рамках двухтемпературной модели ($T_e \neq T$); - - - расчет в одностепенной модели ($T_e = T$)

На рис. 5 приведен средний за период спектральный поток выходящего из плазмы излучения. Расчеты, выполненные в рамках $T_e \neq T$ и $T_e = T$ моделей, качественно совпадают, но одностепенная модель дает меньшие значения потока излучения из плазмы.

Отметим, что 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 [14]. В работе

рассчитаны также основные световые характеристики ИПР как источника света [18]: в рассматриваемых условиях индекс цветопередачи $R_a = 97$ при световой отдаче $\eta_V = 87$ лм/Вт.

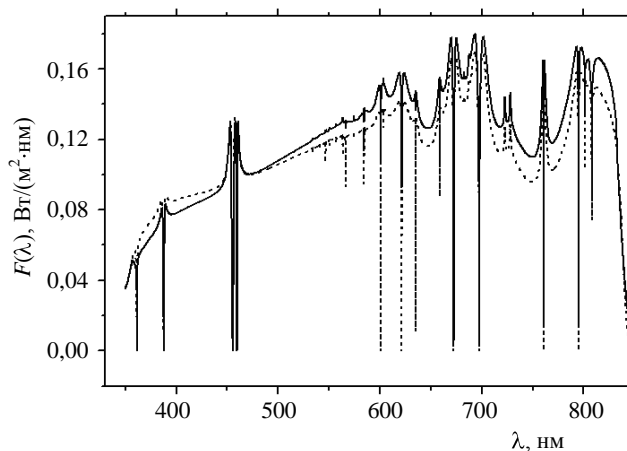


Рис. 5. Средний за период спектральный поток излучения из плазмы:

— расчет в рамках двухтемпературной модели ($T_e \neq T$); - - - расчет в одностепенной модели ($T_e = T$)

Заключение

В настоящей работе разработана теоретическая модель импульсно-периодического разряда в оптически плотной ($\tau \sim 1$) цезиевой плазме высокого давления на основе уравнений двухтемпературной радиационной газодинамики. Выполнены расчеты основных параметров разряда. Показано, что на основе ИПР в цезии может быть создан эффективный и экологически чистый (безртутный) источник света с рекомбинационным механизмом излучения. Проведено сравнение результатов расчетов, выполненных в рамках одно- и двухтемпературной моделей. Показано, что одностепенная модель дает существенно завышенную величину максимального напряжения на разряде, радиальные профили температуры получаются с большим градиентом, а мощность, вкладываемая в разряд, и создаваемые дугой световые потоки имеют заниженные значения.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 07-08-00600-а).

Литература

1. Бакут Ф. Г., Лапшин В. Ф. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. № 24. С. 40.
2. Бакут Ф. Г., Лапшин В. Ф. // Светотехника. 2000. № 5. С. 18.

3. Gu H., Muzeroll M. E., Chamberlain J. C., Maya J.// Plasma Sources Sci. Technol. 2001. V. 10. P. 1.
4. Pichler G., Živčec V., Beuc R., Mrzljak Ž., Ban T., Skenderović H., Günther K., Liu J.// Physica Scripta. 2003. V. T105. P. 98—100.
5. Chalek C. L., Kinsinger R. E.// J. Appl. Phys. 1981. V. 52. № 2. P. 716.
6. Stormberg H. P., Schäfer R.// Ibid. 1983. V. 54. № 8. P. 4338.
7. Dakin J. T., Rautenberg T. H.// Ibid. 1984. V. 56. № 1. P. 118.
8. Азизов Э. А., Кобелевский А. В., Настоящий А. Ф.// Физика плазмы. 1986. Т. 12. № 3. С. 362.
9. Абрамов Ю. Ю., Азизов Э. А., Солодовников С. Г.// Там же. 1989. Т. 15. № 1. С. 97.
10. Аньшаков А. С., Назарук В. И., Хайтман С. М.// Теплофизика и аэромеханика. 1996. Т. 3. № 1. С. 81.
11. Бакуит Ф. Г., Лапшин В. Ф.// ЖТФ. 1996. Т. 66. № 11. С. 170.
12. Бакуит Ф. Г., Лапшин В. Ф.// Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. № 24. С. 70.
13. Бакуит Ф. Г., Лапшин В. Ф.// Прикладная физика. 2006. № 6. С. 63.
14. Бакуит Ф. Г., Лапшин В. Ф.// ЖТФ. 2002. Т. 72. № 7. С. 100.
15. Бакуит Ф. Г., Дюжнев Г. А., Марциновский А. М. и др. Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма. — М.: Наука, 1973.
16. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том II. / Под ред. В. Е. Фортова. — М.: Наука, 2000.
17. Самарский А. А. Теория разностных схем. — М.: Наука, 1989.
18. Справочная книга по светотехнике/ Под ред. Ю. Б. Айзенберга. — М.: Энергоатомиздат, 1995.

Статья поступила в редакцию 3 апреля 2008 г.

The modelling of pulse high pressure cesium discharge in two-temperature approximation

F. G. Baksht

Physical-Technical Ioffe Institute RAS, St.-Petersburg, Russia

V. F. Lapshin

St.-Petersburg State Railway University, Russia

The plasma parameters and the spectrum of pulse-periodic high-pressure cesium discharge are calculated. It is shown that the discharge may be used as an effective light source with recombination mechanism of radiation. The present modelling is performed in two-temperature approximation. The results of calculations are compared with previous theories, which described the discharge in one-temperature approximation. It is shown that the value of maximum discharge voltage may be calculated correctly in two-temperature approximation only.

PACS: 52.50.-b

УДК 533.9

Исследование перехода в режим удержания с краевым транспортным барьером при ЭЦР-нагреве плазмы в стеллараторе Л-2М

Г. С. Воронов, Д. К. Акулина, Г. М. Батанов, М. С. Бережецкий, Д. Г. Васильков,
И. Ю. Вафин, Е. В. Воронова, Г. А. Гладков, С. Е. Гребеничиков, И. А. Гришина, Л. В. Колик,
Н. Ф. Ларионова, А. А. Летунов, В. П. Логвиненко, А. И. Мещеряков, Ю. И. Нечаев,
А. Е. Петров, К. А. Сарксян, Н. Н. Скворцова, О. И. Федянин, Н. К. Харчев,
Ю. В. Хольнов, С. В. Щепетов

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН,
Москва, Россия

После боронизации вакуумной камеры на стеллараторе Л-2М был обнаружен режим удержания плазмы с краевым транспортным барьером (КТБ). В зависимости от удельной мощности нагрева наблюдаются два режима удержания плазмы в стеллараторе Л-2М: явно выраженный режим с КТБ, в котором наблюдается скачок температуры на краю плаз-