

03;04;07

## **Математическая модель термоэмиссионного преобразования энергии лазерного излучения в электрическую энергию в движущейся плазме**

© И.В. Алексеева, А.П. Будник, В.А. Жеребцов, А.В. Зродников

ГНЦ РФ — Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского,  
Обнинск  
E-mail: avzrod@ippe.obninsk.ru

Поступило в Редакцию 13 января 2005 г.

Разработана теоретическая модель непрерывного оптического разряда (НОР) в газе, движущемся в межэлектродном пространстве преобразователя энергии лазерного излучения в электрическую энергию. Приведены результаты математического моделирования НОР с учетом процессов переноса энергии и частиц в неравновесных приэлектродных слоях.

Первые успешные экспериментальные исследования [1] термоэмиссионного метода преобразования энергии лазерного излучения в электрическую энергию [2] (далее просто метод преобразования) стимулировали переход от упрощенных инженерных расчетов энергетических характеристик преобразователя энергии [1,3] к разработке теории этого метода, исследующей вопросы структуры НОР, взаимодействия плазмы разряда с электродами, распространения в ней лазерного излучения и переноса собственного излучения плазмы. К настоящему времени разработана теория метода преобразования только для стационарного НОР в неподвижном газе [4–6].

Данная работа посвящена разработке теоретической модели и математическому моделированию процесса преобразования энергии в движущейся плазме НОР. Применение в преобразователе движущейся вдоль межэлектродного зазора плазмы позволяет стабилизировать разряд, увеличить его длину и повысить долю энергии пучка лазерного

излучения, поглощаемую в разряде, а также может быть использовано для генерации переменного тока преобразователем энергии [1].

**Модель разряда.** Рассматриваем аксиально-симметричный термоэмиссионный преобразователь энергии лазерного излучения в электрическую энергию с горячим внутренним электродом (эмиттером) радиусом  $r_1$  и относительно холодным внешним электродом (коллектором) с внутренним радиусом  $r_2$ . НОР поддерживается слабофокусированным пучком лазерного излучения с длиной волны  $\lambda_L$ , распространяющимся вдоль оси симметрии  $z$ . НОР может смещаться в межэлектродном пространстве, вдоль межэлектродного зазора может продуваться газ. НОР, как и в [4,5], разделим на три основные области — равновесное ядро и неравновесные приэлектродные области.

**Ядро НОР.** Плазма равновесного ядра описывается уравнениями непрерывности, Навье–Стокса и баланса энергии для плазмы (см., например, [5,7]). Здесь приведем лишь уравнение баланса энергии, учитывающее нагрев плазмы и перенос энергии электронным током:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p \mathbf{v} \nabla T = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \frac{eJ^2}{nu_e} - \mathbf{J} \left[ \frac{3}{2} \nabla T + T \nabla k_e^{(T)} - T \nabla (\ln n) \right] + W_L - Q. \quad (1)$$

Здесь  $t$  — время;  $\rho$ ,  $T$ ,  $\mathbf{v}$ ,  $\lambda$ ,  $\eta$  — плотность, температура, скорость, коэффициент теплопроводности, динамический коэффициент вязкости плазмы;  $c_p$  — удельная теплоемкость плазмы при постоянном давлении;  $e$  — элементарный заряд;  $\mathbf{J}$  — плотность потока электронов;  $u_e$  — подвижность электронов;  $n$  — концентрация электронов (ионов);  $k_e^{(T)}$  — термодиффузионное отношение для электронов;  $W_L$  — удельная мощность энергоклада лазерного излучения в плазму,  $Q$  — удельная мощность, теряемая плазмой в результате излучения и поглощения собственного излучения. Для нахождения плотности потока электронов и потенциала электрического поля система уравнений газовой динамики дополняется уравнениями непрерывности и движения для электронов. Перенос собственного излучения плазмы можно описывать в диффузионном многогрупповом приближении, а взаимодействие с плазмой разряда пучка лазерного излучения — параболическим уравнением для комплексной амплитуды поля [5].

**Граничные условия на приэлектродных границах ядра НОР.**

Для изучения процессов переноса частиц и энергии в неравновесных приэлектродных областях и получения граничных условий на приэлектродных границах ядра НОР в условиях, когда разряд движется в межэлектродном зазоре, а вдоль зазора продувается газ, используются уравнения непрерывности, движения и сохранения энергии для электронов, ионов и атомов с известными граничными условиями для потоков частиц и энергии у электродов и условиями равновесия на границах приэлектродных областей и ядра НОР. Для скоростей атомов и ионов у электрода используется условие прилипания, а на границе приэлектродной области и ядра НОР — условие сшивки скорости и ее производной. Как и в [5,8], тонкие приэлектродные области рассматриваются как плоские. Ось  $x$  направлена по нормали к электроду в сторону плазмы. В этих предположениях для баланса энергии на приэлектродной границе ядра НОР имеем

$$\begin{aligned}
-\lambda_T \left( \frac{dT}{dx} \right)_T &= -2J_E(T_T - T_E) + S_{Hx1} + (E_i + 2T_T + e\Delta\varphi_1)(j_{ix1} - j_{ixT}) \\
&- J_{xT} \left[ \left( \frac{1}{2} + k_{eT}^{(T)} \right) T_T - e\Delta\varphi_T \right] + \int_0^{L_r} (\mathbf{v}_a \cdot \nabla P_a + \mathbf{v}_i \cdot \nabla P_i) dx \\
&- \frac{5}{2} (v_{axT} P_{aT} + v_{ixT} P_{iT}) - \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{L_r} \left[ n \left( E_i + \frac{3}{2} T + e\Delta\varphi_1 \right) + \frac{3}{2} n_a T \right] dx \\
&- \frac{\partial}{\partial z} \int_0^{L_r} \left\{ \left[ -\lambda_e \frac{\partial T_T}{\partial z} - \lambda_H \frac{\partial T}{\partial z} + (E_i + 2T_T + e\Delta\varphi_1) j_{iz} \right] \right. \\
&\left. + J_z \left[ \left( \frac{1}{2} + k_e^{(T)} \right) T_T - e\varphi \right] + \frac{5}{2} (v_{az} P_a + v_{iz} P_i) \right\} dx, \quad (2)
\end{aligned}$$

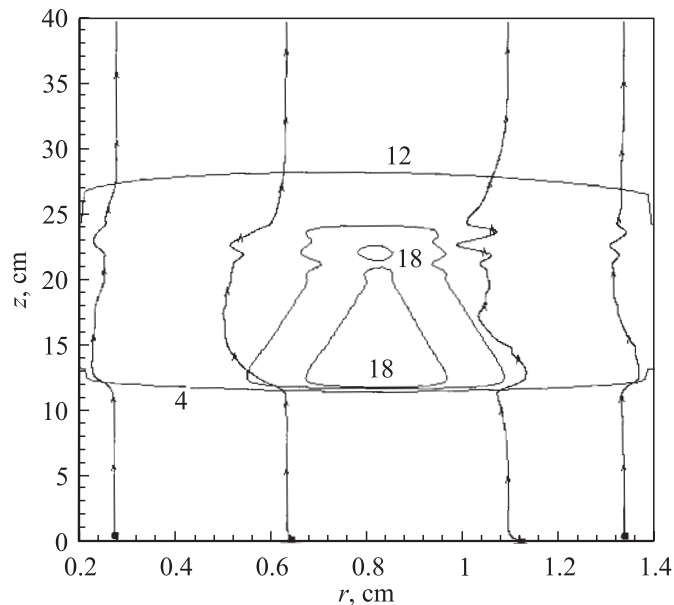
где индексами „1“ и „T“ помечены величины в плазме у электрода и на приэлектродной границе ядра НОР;  $J_E$  — плотность потока электронов, эмитированных с электрода;  $T_E$  — температура электрода;  $T$  — температура атомов и ионов;  $S_H$  — плотность потока тепла, переносимого атомами и ионами;  $E_i$  — потенциал ионизации атомов;

$\Delta\varphi_1, \Delta\varphi_T$  — скачки потенциала в ленгмюровском слое и в приэлектродной области;  $\varphi$  — потенциал электрического поля (потенциал электрода равен нулю);  $\mathbf{j}_i$  — плотность потока ионов;  $L_r$  — ширина приэлектродной области;  $\mathbf{v}_a, \mathbf{v}_i$  — скорости атомов и ионов;  $n, n_a, P_i, P_a$  — концентрации и давления ионов и атомов;  $\lambda_e, \lambda_H$  — коэффициенты теплопроводности электронов и тяжелых частиц (атомов, ионов). Смысл первых пяти членов этого соотношения обсужден в [4,5]. Остальные члены обусловлены нестационарностью НОР и потоком частиц плазмы в межэлектродном зазоре. Для характерного случая стационарного НОР со слабоионизованной плазмой в приэлектродных областях при  $v_{azT} \ll v_\lambda = (\lambda_{HT}/n_{aT}L_r)(L_D/L_r)$  эти члены малы по сравнению с  $S_{Hx1}$  и ими можно пренебречь ( $L_D$  — длина НОР по оси  $z$ ).

Кроме того, при  $v_{azT} \ll v_\lambda, v_d = (D_{aT}/L_r)(L_D/L_r)$  за время диффузии ионов и „выноса“ тепла атомами и ионами из приэлектродной области плазма сносится на расстояние, значительно меньше  $L_D$ . Тогда процессы генерации и переноса частиц, а также энергии, в приэлектродных областях можно рассматривать как независимые от течения газа и в качестве входящих в уравнение (2) параметров  $S_{Hx1}, (j_{ix1} - j_{ixT}), \Delta\varphi_1, \Delta\varphi_T$  использовать выражения для НОР без протока газа (см. [5,8]).  $D_a$  — коэффициент амбиполярной диффузии. Расчеты показывают, что скорости  $v_d, v_\lambda$  быстро возрастают с ростом температуры  $T_T$  и при  $T_T \approx 10$  кК оказываются достаточно большими — более 10 м/с, причем скорость  $v_\lambda$  на порядок больше  $v_d$ . Для установившегося течения газа в приэлектродной области, когда его скорость слабо зависит от координаты  $z$ , для скорости плазмы на приэлектродной границе ядра НОР имеем

$$v_{xT} = 0, \quad \left(\frac{\partial v_z}{\partial x}\right)_T = v_{zT}/\eta_{aT} \int_0^{L_r} \frac{dx}{\eta_a}. \quad (3)$$

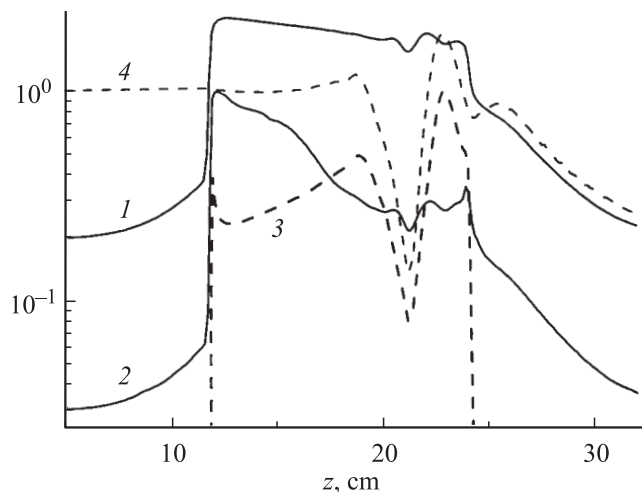
**Математическое моделирование движения плазмы НОР.** Метод и алгоритм численного решения системы уравнений для ядра НОР разработаны на основе метода нестационарных динамических переменных [9]. На рис. 1, 2 представлены типичные результаты математического моделирования движения аргоновой плазмы НОР при давлении 0.5 atm. Моделировалось движение плазменного очага в слабо



**Рис. 1.** Линии тока и изотермы в момент времени  $t = 1 \text{ ms}$  после начала моделирования. Числа у изотерм — температура в кК.

сфокусированном (фокусное расстояние 1.2 м) лазерном пучке излучения СО-лазера. В коаксиальный зазор с  $r_1 = 0.2 \text{ cm}$ ,  $r_2 = 1.4 \text{ cm}$  и длиной  $z_{\text{max}} = 40 \text{ cm}$  поступает со скоростью 20 см/с однородный поток аргона при температуре 2 кК. Высокотемпературная область плазмы в середине зазора обтекается налетающим потоком холодного газа, частично проникающим в нее. В результате скорость движения газа возрастает в середине зазора примерно на два порядка. Газовый поток частично вытесняется к стенкам. Течение в пристеночных областях тем не менее „отслеживает“ двугорбое пространственное распределение температуры в высокотемпературной области. Это затрудняет использование стандартной теории пограничного слоя, применение которой в настоящей задаче требует ее существенной модификации.

На рис. 2 представлена продольная структура НОР при фиксированном значении  $r = (r_1 + r_2)/2$  в момент времени = 0.84 ms. Температура



**Рис. 2.** Зависимость от координаты  $z$ : температуры (1), скорости (2), удельной мощности энергоклада лазерного излучения  $W_L$  (3) и интенсивности лазерного излучения (4) при фиксированном значении  $r = (r_1 + r_2)/2$  в тот же момент времени, что и на рис. 1.

выражена кК. Остальные переменные нормированы на максимальные значения:  $v_{z_{\max}} = 18.6 \text{ m/s}$ ,  $W_{L_{\max}} = 56 \text{ kW/cm}^3$  и  $I_0 = 4.8 \cdot 10^5 \text{ W/cm}^2$  ( $I_0$  — максимальная интенсивность пучка лазерного излучения на входе). При значительной мощности (сотни kW) пучка лазерного излучения в середине межэлектродного зазора формируется канал с пониженной электронной концентрацией по сравнению с окружающей этот канал плазмой. Вследствие этого пучок лазерного излучения частично самофокусируется. Это приводит к появлению нескольких локальных максимумов распределения температуры вдоль оси  $z$ .

Таким образом, в настоящей работе впервые разработана теоретическая модель и проведено математическое моделирование НОР в плазме, движущейся в межэлектродном пространстве термоэмиссионного преобразователя энергии лазерного излучения в электрическую энергию.

Исследования проведены при финансовой поддержке РФФИ (проект № 03–02–16562).

## Список литературы

- [1] *Козлов Н.П., Пекшев А.В., Протасов Ю.С., Суслов В.И.* // Радиационная плазмодинамика. Т. 1. М.: Энергоатомиздат, 1991. С. 462–498.
- [2] *Rasor N.S.* // Laser-energy conversion symposium, NASA Ames Research Center. NASA TM X-62. 1973. P. 51–62.
- [3] *Britt E.J.* // Radiation energy conversion in space. Technical papers of the 3-rd NASA conf. N. Y., 1978. P. 421–436.
- [4] *Алексеева И.В., Будник А.П., Жеребцов В.А.* и др. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. В. 7. С. 90–95.
- [5] *Алексеева И.В., Будник А.П., Дьяченко П.П.* и др. // ЖТФ. 2000. Т. 70. В. 11. С. 91–98.
- [6] *Будник А.П., Жеребцов В.А.* // ЖТФ. 2001. Т. 71. В. 6. С. 60–65.
- [7] *Суржиков С.Т.* // Квантовая электроника. 2000. Т. 30. № 5. С. 416–420.
- [8] *Жеребцов В.А.* // ТВТ. 2004. Т. 42. № 5. С. 690–697.
- [9] *Суржиков С.Т.* // Математическое моделирование. 1995. Т. 7. № 8. С. 3–24.