

01;04;07

## Теоретическое исследование термоэмиссионного метода преобразования энергии лазерного излучения в электрическую энергию

© И.В. Алексеева,<sup>1</sup> А.П. Будник,<sup>1</sup> П.П. Дьяченко,<sup>1</sup> В.А. Жеребцов,<sup>1</sup> А.В. Зродников,<sup>1</sup> С.Т. Суржиков<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Государственный научный центр Российской Федерации "Физико-энергетический институт им. акад. А.И. Лейпунского", 249020 Обнинск, Россия

<sup>2</sup> Институт проблем механики РАН, 117526 Москва, Россия  
E-mail: budnik@ippe.rssi.ru

(Поступило в Редакцию 25 октября 1999 г. В окончательной редакции 29 февраля 2000 г.)

Проанализирована структура распределения параметров плазмы в межэлектродном пространстве термоэмиссионного преобразователя энергии лазерного излучения в электрическую энергию. Исследованы процессы в приэлектродных областях разряда. Сформулированы уравнения, описывающие равновесное ядро непрерывного оптического разряда, и получены граничные условия к ним. Разработаны метод численного решения и комплекс программ для моделирования преобразователя энергии.

### Введение

Пучковая энергетика является перспективной технологией передачи энергии [1–6]. Суть ее состоит в преобразовании энергии первичного источника в энергию электромагнитного излучения, которая передается в виде пучка СВЧ или лазерного излучения (ЛИ) и далее преобразуется в электрическую или другие виды энергии для обеспечения потребителей. Одно из основных преимуществ использования в пучковой энергетике ЛИ состоит в возможности снижения на несколько порядков размеров передающих и приемных устройств. В лазерной пучковой энергетике важнейшим звеном является эффективное преобразование энергии ЛИ в электрическую энергию. В разработке этого звена развивается несколько подходов, основанных на различных методах прямого преобразования энергии. В энергонапряженных системах с массогабаритными ограничениями, предназначенных для работы в космическом пространстве, перспективным представляется термоэмиссионный метод преобразования энергии ЛИ в электрическую энергию (ТМПЭЛИЭЭ) [7]. Этот метод не предъявляет жестких требований к длине волны и монохроматичности преобразуемого лазерного излучения. Термоэмиссионный преобразователь энергии лазерного излучения (ТЭПЛ) работает с интенсивными потоками ЛИ ( $\sim 10^4$ – $10^5$  V · cm<sup>-2</sup>) при высоких температурах холодильника (более 1 кК), позволяющих осуществлять в вакууме эффективный сброс неиспользованной энергии. Высокая верхняя температура цикла преобразования энергии (15–20 кК) создает предпосылки для достижения высокого КПД преобразователя энергии.

ТМПЭЛИЭЭ был предложен в [7] и основывался на работе [8], в которой продемонстрировано преобразование энергии горячих электронов ВЧ разряда в энергию постоянного тока. Несмотря на принципиальную про-

стоту метода, ряд попыток [9,10] экспериментально подтвердить его идею закончились неудачно. По-видимому, это затормозило и развитие теории метода. В результате адекватная теория ТМПЭЛИЭЭ до сих пор не создана. В настоящее время теоретические исследования ТМПЭЛИЭЭ в значительной степени стимулированы результатами экспериментальных исследований первого ТЭПЛ [11].

Целью данной работы является теоретическое исследование ТМПЭЛИЭЭ, физических процессов, определяющих его эффективность. Основное внимание уделяется изучению непрерывного оптического разряда (НОР), горящего в межэлектродном пространстве (МЭП) преобразователя энергии. Особенности такого НОР являются малый поперечный размер ( $\sim 1$  мм), контакт электродов с высокотемпературными областями разряда ( $\approx 10$  кК), протекание тока через разряд. В традиционно исследуемых НОР [12,13] процессы вблизи стенки часто могут быть описаны достаточно приближенно. Напротив, в ТЭПЛ процессы в приэлектродных областях играют определяющую роль [8]. Поэтому в работе значительное внимание уделено приэлектродным областям. В результате сформулированы уравнения, описывающие равновесное ядро НОР, и получены граничные условия к ним.

### Основные уравнения

ТЭПЛ представляет собой заполненный газом диод с горячим эмиттирующим электроны эмиттером и относительно холодным коллектором. В МЭП диода горит НОР, поддерживаемый ЛИ. Поскольку плазма в МЭП плотная и в основной своей части сильноионизованная [11], то используем для ее описания уравнения трехжидкостной гидродинамики [14,15] и ограничимся

стационарным случаем. В результате имеем

$$\nabla \mathbf{J} = \Gamma_i; \quad \nabla \mathbf{j}_i = \Gamma_i; \quad \nabla \mathbf{j}_a = -\Gamma_i; \quad (1)$$

$$\nabla P_e = en \nabla \varphi + \mathbf{R}_{ea} + \mathbf{R}_{ei}; \quad \nabla P_i = -en \nabla \varphi + \mathbf{R}_{ia} - \mathbf{R}_{ei};$$

$$\nabla P_a = -\mathbf{R}_{ea} - \mathbf{R}_{ia}; \quad (2)$$

$$\nabla \mathbf{S}_e = -\Gamma_i (E_i + e\varphi) - \Delta S_{ei} - \Delta S_{ea} + \Delta S_{rad};$$

$$\nabla \mathbf{S}_H = \Delta S_{ei} + \Delta S_{ea} - e \mathbf{j}_i \nabla \varphi. \quad (3)$$

Здесь (1) — уравнения непрерывности; (2) — уравнения движения для электронов, ионов и атомов; (3) — уравнения сохранения энергии для электронов и тяжелых компонент плазмы;  $\mathbf{J}, \mathbf{j}_i, \mathbf{j}_a$  — плотности потока электронов, ионов и атомов;  $\Gamma_i = nv_e \sigma_i n_a [1 - (n_{aeq}/n_a)(n/n_{eq})^2]$  — скорость генерации ионов в плазме;  $n, n_a$  — концентрации электронов (ионов), атомов;  $\bar{v}_e = \sqrt{8T_e/(\pi m)}$  — тепловая скорость электронов;  $\sigma_i$  — эффективное сечение ионизации атомов электронами;  $n_{eq}, n_{aeq} = [P - n_{eq}(T_e + T)]/T$  — равновесные (квазиравновесные) концентрации электронов (ионов), атомов;  $T_e, T$  — температуры электронов и атомов (ионов);  $P_e, P_i, P_a, P$  — давления электронов, ионов, атомов и полное давление плазмы;  $e$  — элементарный заряд;  $\varphi$  — потенциал электрического поля;  $\mathbf{R}_{ei} + \mathbf{R}_{ea} = -e \mathbf{J}/u_e - k_e^{(T)} n \nabla T_e$ ,  $\mathbf{R}_{ia} = -(e/u_i)[\mathbf{j}_i - (n/n_a)\mathbf{j}_a] - k_i^{(T)} n \nabla T$  — силы трения электронов об ионы и атомы (при  $J \gg j_i, J \gg (n/n_a)j_a$ , что в межэлектродной плазме ТЭПЛ, как правило, выполняется) и ионов об атомы;  $u_e, u_i, k_e^{(T)}, k_i^{(T)}$  — подвижность и термодиффузионные отношения электронов, ионов;

$$\mathbf{S}_e = \mathbf{J}(\beta_e T_e - e\varphi) - \lambda_e \nabla T_e, \quad \mathbf{S}_H = -\lambda_H \nabla T \quad (4)$$

— потоки полной энергии электронов и тепловой энергии тяжелых компонент плазмы (ионов; атомов);  $\beta_e = 5/2 + k_e^{(T)}$ ;  $\lambda_e, \lambda_H$  — коэффициенты электронной теплопроводности и суммарной теплопроводности тяжелых компонент;  $E_i$  — потенциал ионизации атома;  $\Delta S_{ei} = (3m/M)m(T_e - T)/\tau_{ei}$ ,  $\Delta S_{ea} = (3m/M)n(T_e - T)/\tau_{ea}$  — потери энергии электронного газа вследствие столкновений с ионами и атомами;  $m, M$  — массы электрона, иона (атома);  $\tau_{ei}, \tau_{ea}$  — времена между столкновениями электронов с ионами и атомами;  $\Delta S_{rad}$  — удельная мощность энерговыклада в электронный компонент плазмы вследствие радиационных процессов. Коэффициенты переноса, не приведенные здесь, могут быть найдены в [14,15]. Уравнения, определяющие  $\Delta S_{rad}$ , приведены ниже.

Решение системы уравнений (1)–(4) с известными граничными условиями на границах квазинейтральной плазмы и приэлектродных областей пространственного заряда [14,15], дополненной уравнениями, определяющими  $\Delta S_{rad}$ , позволяет найти распределение параметров плазмы в МЭП и характеристики преобразователя. Однако

такой подход к решению задачи чрезвычайно громоздок и вряд ли в настоящее время целесообразен. Анализ распределения параметров плазмы в межэлектродном пространстве ТЭПЛ позволяет значительно упростить задачу и после соответствующей модернизации использовать для ее решения методы, разработанные ранее для исследования НОР в газах и режимах медленного горения [16,17].

Как показывает анализ, в характерных условиях ТЭПЛ [11] в центральной области оптического разряда (ядре разряда), в которой в основном поглощается энергия лазерного излучения, температура плазмы высокая, плазма сильно ионизирована и практически равновесна ( $T \approx T_e, n \approx n_{eq}$ ). Однако по мере приближения к электродам на расстоянии от электродов порядка  $L_T = \{[M/(3m)]\lambda_H \tau_{eH}/n\}^{1/2}$  температура  $T$  становится ниже  $T_e$ , а на расстоянии порядка  $L_i = \sqrt{D_a/(n_a \sigma_i \bar{v}_e)}$  плотность  $n$  становится меньше  $n_{eq}$ . Здесь  $\tau_{eH}$  — время между столкновениями электронов с тяжелыми компонентами плазмы,  $D_a$  — коэффициент амбиполярной диффузии.

При температуре электронов в приэлектродной плазме  $\approx 10$  кК, характерной для ТЭПЛ,  $L_T$  существенно превышает  $L_i$ , но обе эти длины значительно меньше межэлектродного расстояния  $L$ . Это позволяет значительно упростить описание плазмы в ТЭПЛ аналогично тому, как это сделано в [14] при описании плазмы в термоэмиссионном преобразователе тепловой энергии в электрическую (ТЭП) при больших токах через диод. Разобьем межэлектродное пространство на семь областей: 1) равновесная область ядра оптического разряда, здесь температуры всех компонент плазмы практически равны и концентрации компонент равновесные, в этой области в основном поглощается энергия ЛИ; 2) две области квазиравновесной плазмы — области периферии НОР, здесь  $T < T_e$ , но концентрации электронов, ионов и атомов связаны формулой Саха при температуре электронов  $n = n_{eq}(T_e)$ ; 3) две области неравновесной плазмы, прилегающие со стороны электродов к квазиравновесным областям, в этих областях  $T < T_e, n < n_{eq}(T_e)$  и происходит основная генерация ионов, отводимых на электроды; 4) приэлектродные области пространственного заряда (ленгмюровские слои), в которых частицы движутся практически без столкновений.

Полагая в области ядра НОР  $T_e = T$  и  $n = n_{eq}$ , после некоторых преобразований получим для описания плазмы ядра НОР в ТЭПЛ без протока газа ( $P = P_0$ ) следующую систему уравнений:

$$-\nabla[\lambda \nabla T] = \Delta S_{rad} + \frac{eJ^2}{nu_e}$$

$$- \mathbf{J} \left[ \frac{3}{2} \nabla T + T \nabla k_e^{(T)} - T \nabla (\ln n) \right], \quad (5)$$

$$\nabla \mathbf{J} = 0, \quad e \nabla \varphi = \frac{e \mathbf{J}}{nu_e} + T \nabla (\ln n) + (1 + k_e^{(T)}) \nabla T. \quad (6)$$

Концентрация атомов и плотности атомов и ионов определяются соотношениями

$$n_a = \frac{P_0}{T} - 2n, \quad \mathbf{j}_a = -\mathbf{j}_i, \quad (7)$$

$$\mathbf{j}_i = \frac{D_i n_a}{n + n_a} \left\{ \frac{1}{T} [-en \nabla \varphi - \mathbf{R}_{ei} - (1 + k_i^{(T)}) n \nabla T] - \nabla n \right\}. \quad (8)$$

Здесь  $n = n_{eq} = N(\sqrt{1 + (P_0/T)(1/N)} - 1)$ ;  $N = (g_i/g_a)2(2\pi mT/h^2)^{3/2} \exp(-E_i/T)$ ;  $P_0$  — давление газа в камере преобразователя;  $g_i, g_a$  — статистические веса иона и атома;  $h$  — постоянная Планка;  $\lambda = \lambda_H + \lambda_e$  — теплопроводность плазмы;  $D_i$  — коэффициент диффузии ионов. Уравнение (5) определяет баланс энергии плазмы ядра НОР с учетом протекающего через преобразователь тока. Смысл остальных уравнений очевиден.

При получении (5)–(8) скорость генерации ионов в плазме  $\Gamma_i$  полагалась равной нулю ( $n \approx n_{eq}$ ). В последующем можно уточнить скорость генерации ионов, найдя  $\mathbf{j}_i$  у нулевом приближении из (8), а затем по найденному  $\mathbf{j}_i$  определить  $\Gamma_i$  из уравнения непрерывности для ионов (1).

Рассмотрим радиационные процессы в области ядра НОР — процессы взаимодействия ЛИ с плазмой и радиационного теплообмена, обусловленного переносом собственного излучения плазмы. В результате получим выражение для удельной мощности энерговыклада в плазму вследствие радиационных процессов  $\Delta S_{rad} = W_L - Q$ , где  $W_L$  — удельная мощность энерговыделения в плазме, обусловленного поглощением ЛИ, а  $Q$  — удельная мощность, теряемая плазмой вследствие собственного излучения. Радиационные процессы в приэлектродных областях и на электродах учтем с помощью граничных условий.

Пусть слабо фокусированный пучок лазерного излучения распространяется вдоль положительного направления оси  $z$ . Тогда его взаимодействие с плазмой может быть в квазиоптическом приближении [18–20] описано уравнением

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} = \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + k^2 \varepsilon_\delta E, \quad (9)$$

где  $E(\mathbf{r})$  — комплексная амплитуда напряженности поля лазерного излучения,  $\varepsilon_\delta = (\varepsilon - \varepsilon_0)/\varepsilon_0$ ;  $\varepsilon = \varepsilon_R + i\varepsilon_{Im}$  — комплексная диэлектрическая проницаемость равновесной плазмы при давлении  $P$  и температуре  $T$ ;  $\varepsilon_0$  — действительная часть диэлектрической проницаемости при давлении  $P$  и температуре  $T_0 = (T_E + T_C)/2$ ;  $T_E, T_C$  — температуры эмиттера и коллектора;  $k = \omega\sqrt{\varepsilon_0}/c$  — волновое число;  $\omega$  — циклическая частота ЛИ;  $c$  — скорость света в вакууме. Для определения диэлектрической проницаемости при  $\omega \gg \omega_p$  могут быть использованы следующие соотношения:

$$\varepsilon_R(T, P) = 1 + (\varepsilon_0 - 1)(T_0/T) - \omega_p^2/\omega^2, \\ \varepsilon_{Im} = \mu/k, \quad (10)$$

$\omega_p = \sqrt{4\pi n e^2/m}$  — электронная плазменная частота;  $\mu$  — коэффициент поглощения лазерного излучения (см., например, [19]).

Удельная мощность энерговыделения в плазме, обусловленного поглощением лазерного излучения, связана с комплексной амплитудой  $E(\mathbf{r})$  соотношением

$$W_L(\mathbf{r}) = \mu(\mathbf{r})c|E(\mathbf{r})|^2/(8\pi). \quad (11)$$

Перенос собственного излучения плазмы в области ядра разряда можно описать уравнением

$$\Omega \text{grad } J_\nu(\mathbf{r}, \Omega) + k_\nu(T)J_\nu(\mathbf{r}, \Omega) = k_\nu(T)J_{b\nu}(T). \quad (12)$$

Здесь  $J_\nu(\mathbf{r}, \Omega)$  — спектральная интенсивность излучения в направлении вектора  $\Omega$ ;  $J_{b\nu}(T)$  — спектральная интенсивность излучения черного тела при температуре  $T$ ;  $k_\nu(T)$  — коэффициент поглощения оптического излучения с частотой  $\nu$  плазмой при температуре  $T$ . Спектральная плотность лучистой энергии  $U_\nu$ , равна

$$U_\nu(\mathbf{r}) = \int_\Omega J_\nu(\mathbf{r}, \Omega) d\Omega. \quad (13)$$

Математическое моделирование НОР в режиме медленного горения [12,13] показало, что для решения уравнения переноса собственного излучения плазмы в области ядра разряда приемлемо использовать многогрупповое диффузионное приближение или даже многогрупповое приближение объемного высвечивания. Разобьем весь спектральный диапазон теплового излучения на  $S$  неравных поддиапазонов. После усреднения по  $s$ -му поддиапазону имеем

$$U_s = \int_{\nu_s}^{\nu_{s+1}} U_\nu d\nu; \quad U_{bs} = \int_{\nu_s}^{\nu_{s+1}} U_{b\nu} d\nu; \\ k_s = \int_{\nu_s}^{\nu_{s+1}} [k_\nu/(\nu_{s+1} - \nu_s)] d\nu. \quad (14)$$

Здесь  $U_s$  — групповые плотности лучистой энергии;  $U_{b\nu}$  — спектральная плотность энергии излучения черного тела;  $k_s$  — групповые спектральные коэффициенты поглощения излучения, которые можно найти, используя систему MONSTR [13]. Уравнение переноса излучения в многогрупповом диффузионном приближении имеет вид

$$\nabla \{ [1/(3k_s)] \nabla U_s \} = k_s (U_{bs} - U_s), \quad s = 1, 2, \dots, S. \quad (15)$$

Удельная мощность, теряемая плазмой вследствие собственного излучения, в многогрупповом диффузионном приближении определяется соотношением

$$Q = c \int_\nu k_\nu (U_{b\nu} - U_\nu) d\nu = c \sum_{s=1}^S k_s (U_{bs} - U_s). \quad (16)$$

В приближении объемного высвечивания пренебрегается реабсорбцией излучения, поэтому

$$Q = c \sum_{s=1}^s k_s U_{bs}. \quad (17)$$

При необходимости для решения уравнения переноса (12) можно использовать кроме вышеуказанных и другие методы, например метод квадромоментов [13] или более высокие приближения метода сферических гармоник.

### Приэлектродные области и граничные условия

Перейдем к анализу приэлектродных неравновесных и квазиравновесных областей и в результате получим граничные условия к уравнениям (5), (6). При анализе приэлектродных областей будем использовать малость  $L_i, L_T$ . В характерных условиях работы ТЭПЛ  $L_T$  превышает  $L_i$ , поэтому будем рассматривать случай, когда и у эмиттера, и у коллектора  $L_i \ll L_T$ . Поскольку в рассматриваемых условиях  $L_i, L_T$  значительно меньше межэлектродного расстояния и характерных размеров электродов, то приэлектродные области будем рассматривать как плоские. При этом под потоками будем понимать нормальные к поверхности электродов компоненты соответствующих векторов.

При не слишком больших токах эмиссии электронов с эмиттера, когда скачки потенциала в лэнгмюровских слоях задерживают электроны, идущие из плазмы, неравновесные приэлектродные области ТЭПЛ аналогичны таким же областям ТЭП при высоких плотностях тока, когда плазма в основной части межэлектродного пространства переходит в квазиравновесное состояние. В [14] рассмотрены эти области ТЭП и приведены условия на границе областей неравновесной и квазиравновесной плазмы. На приэмиттерной границе этих областей, обозначая величины на границе нижним индексом  $i1$ , для потока электронов имеем [14]

$$J_{i1} = J_E - (n_{i1} v_{e1} / 4) \exp(-e\Delta\varphi_{i1} / T_{e1}) - (j_i)_{i1}, \quad (18)$$

а для потока полной энергии электронов

$$(S_e)_{i1} = 2T_E J_E - 2T_{e1} \frac{1}{4} n_{i1} \bar{v}_{e1} \exp(-e\Delta\varphi_{i1} / T_{e1}) + (j_i)_{i1} (E_i + e\Delta\varphi_{i1}) - \delta(\Delta S_{ei} + \Delta S_{ea}). \quad (19)$$

Здесь  $J_E$  — плотность потока электронов, эмитированных с эмиттера;  $\Delta\varphi_{i1}$  — скачок потенциала между границей неравновесной и квазиравновесной областей и поверхностью эмиттера;  $T_{e1}$  — температура электронов в неравновесной области, которая полагается независимой от координаты, отсчитываемой в направлении нормальном к электродам;  $\bar{v}_{e1} = \bar{v}_e(T_{e1})$ ;  $\delta(\Delta S_{ei} + \Delta S_{ea})$  — энергия, передаваемая электронами в неравновесной области

тяжелым компонентам плазмы;

$$(j_i)_{i1} = -2[n_{i1} D_{a1} / (\sqrt{2} L_{i1})] \{ [\eta_1^2 - \eta_1(1 + T_E / T_{e1}) + T_E / T_{e1}] \eta_1^2 \ln(1 - 1/\eta_1) + \eta_1^3 - \eta_1^2(1 + 2T_E / T_{e1}) / 2 - \eta_1(1 - 3T_E / T_{e1}) / 6 + (1 + T_E / T_{e1}) / 6 \}^{1/2} \quad (20)$$

— поток ионов, генерируемых в неравновесной области и отводимых на эмиттер;  $\eta_1 = P_0 / (n_{i1} T_{e1})$ ;  $L_{i1} = \sqrt{D_{a1} / [n a_{a1} (\sigma_i)_{i1} \bar{v}_{e1}]}$ ,  $D_{a1}$ ,  $n a_{a1}$ ;  $(\sigma_i)_{i1}$  — длина ионизации, коэффициент амбиполярной диффузии, концентрация атомов и сечение ионизации атомов электронами в плазме у эмиттера. В случае слабоионизованной плазмы в неравновесной области, когда  $1/\eta \ll 1$ ,

$$(j_i)_{i1} = -D_{a1} n_{i1} / (\sqrt{2} L_{i1}).$$

При получении соотношений (18)–(20) предполагалось, что температура тяжелых компонент плазмы постоянна в неравновесной области и равна температуре электрода, длина ионизации существенно больше длины свободного пробега ионов между столкновениями с атомами ( $L_{i1} \gg L_{ea}$ ), так что на приэлектродной границе области плазма слабоионизована.

Перейдем к рассмотрению приэмиттерной квазиравновесной области. При анализе этой области ввиду малости ее ширины и высокой теплопроводности электронного газа пренебрежем изменением температуры электронов в направлении нормальном к электроду, положив ее равной температуре плазмы на границе равновесной и квазиравновесной областей  $T_{T1}$  (величины на этой границе будем помечать нижним индексом  $T_1$ ). Пренебрежем также генерацией ионов в этой области, так как ионизация атомов в основном компенсируется рекомбинацией ионов. Как показывает оценка, в практически интересных случаях, когда  $eJ < 10^3 \text{ A/cm}^2$ , силы трения в уравнении движения электронов (2) вносят в изменение потенциала в квазиравновесной области вклад менее  $10^{-1} T_1 / e$ , которым можно пренебречь. В результате распределение концентрации электронов в области имеет больцмановский вид

$$n = n_{i1} \exp[e(\varphi - \varphi_{i1}) / T_{T1}]. \quad (21)$$

Учитывая, что  $J$  не изменяется в квазиравновесной области и  $T_{e1} = T_{T1}$ , из (18) получаем

$$J_{T1} = J_E - (n_{T1} \bar{v}_{e1} / 4) \exp(-e\Delta\varphi_{T1} / T_{T1}) - (j_i)_{i1}, \quad (22)$$

где  $\Delta\varphi_{T1}$  — скачок потенциала между границей равновесной и квазиравновесной областей и поверхностью эмиттера.

Пренебрегая слабым подогревом ионов вследствие ионного тока и учитывая, что основной вклад в передачу энергии от электронов тяжелым компонентам плазмы вносят электрон-ионные столкновения, получаем для

температуры ионов и атомов  $T$  уравнение

$$\frac{d}{dx} \left( \lambda_H \frac{dT}{dx} \right) = -\frac{3m n^2 (T_{T1} - T)}{M (\tau_{eiT1} n_{T1})}, \quad (23)$$

к которому поставим следующие граничные условия:

$$T_{i1} = T_E \quad \text{и} \quad T|_{x \rightarrow \infty} = T_{T1} \quad (L_{T1} \ll L). \quad (24)$$

Здесь ось  $x$  направлена по нормали к поверхности эмиттера. Теплопроводность тяжелых компонент можно аппроксимировать соотношением [20]

$$\lambda_H = \frac{\lambda_a}{1 + (n\sigma_{ai}^{(2)})/(n_a\sigma_{aa}^{(2)})} + \frac{\lambda_i}{1 + (n_a\sigma_{ia}^{(2)})/(n\sigma_{ii}^{(2)})}, \quad (25)$$

где  $\lambda_a, \lambda_i$  — теплопроводности атомов и ионов, зависящие от их температуры;  $\sigma_{aa}^{(2)}, \sigma_{ii}^{(2)}, \sigma_{ai}^{(2)}, \sigma_{ia}^{(2)}$  — эффективные сечения рассеяния.

Выражение для квазиравновесной концентрации электронов (ионов) можно записать в виде

$$n = n_{eq} = \frac{N_{T1}(1 + T_{T1}/T)}{2} \times \left( \sqrt{1 + \frac{P_0}{T} \frac{4}{N_{T1}(1 + T_{T1}/T)^2}} - 1 \right). \quad (26)$$

Здесь  $N_{T1} = (g_i/g_a)2(2\pi m T_{T1}/h^2)^{3/2} \exp(-E_i/T_{T1})$ . Так как в квазиравновесной области при заданных  $P_0$  и  $T_{T1}$  концентрации  $n, n_a$  и, следовательно, теплопроводность  $\lambda_H$  зависят только от  $T$ , то уравнение (23) является нелинейным уравнением второго порядка с коэффициентами и правой частью, зависящими только от  $T$ . Первый интеграл его равен

$$\frac{dT}{dx} = \frac{1}{\lambda_H} \left[ 2 \frac{3m}{M} \frac{1}{\tau_{eiT1} n_{T1}} \int_{T_E}^{T_{T1}} \lambda_H n^2 (T_{T1} - T) dT \right]^{1/2}. \quad (27)$$

Из (27) и (4) для потока тепловой энергии, переносимой тяжелыми компонентами плазмы, на границе квазиравновесной и неравновесной областей получаем

$$(S_H)_{i1} = -\lambda_{HT1} \frac{\sqrt{2} T_{T1}}{L_{T1}} \left[ \int_{T_E}^{T_{T1}} \frac{\lambda_H}{\lambda_{HT1}} \left( \frac{n}{n_{T1}} \right)^2 \times \left( 1 - \frac{T}{T_{T1}} \right) d \left( \frac{T}{T_{T1}} \right) \right]^{1/2}, \quad (28)$$

где  $L_{T1} = \{ [M/(3m)] \lambda_{HT1} (\tau_{eiT1} n_{T1}) / n_{T1}^2 \}^{1/2}$ .

В случае, когда плазма в квазиравновесной области слабоионизована ( $n T_{T1} \ll P_0$ ), основной вклад в теплопроводность тяжелых компонент дают атомы. При этом тем не менее существенную роль может играть рассеяние атомов на ионах. В этом случае и числитель, и знаменатель в первом члене (25) слабо изменяются с

температурой (примерно как  $\sqrt{T}$ ). Пренебрегая слабой зависимостью  $\lambda_H$  от  $T$ , из (28) получаем

$$(S_H)_{i1} = -\lambda_{HT1} (\sqrt{2} T_{T1} / L_{T1}) [\ln(T_{T1}/T_E) - (1 - T_E/T_{T1})]^{1/2}. \quad (29)$$

Суммируя (19) и (28), получаем выражение для потока полной энергии электронов и тепловой энергии тяжелых компонент на границе квазиравновесной и неравновесной областей  $S_{i1} = (S_e)_{i1} + (S_H)_{i1}$ . Отметим, поскольку  $L_{i1} \ll L_{T1}$ , то в  $S_{i1}$  можно пренебречь членом  $\delta(\Delta S_{ei} + \Delta S_{ea})$  по сравнению с  $(S_H)_{i1}$ . Суммируя уравнения (3) и пренебрегая в квазиравновесной области, как и ранее, генерацией ионов, подогревом вследствие ионного тока, а также изменением энергии электронного газа вследствие поглощения и испускания, находим, что изменение суммарного потока энергии в квазиравновесной области равно нулю, т. е.

$$S_{T1} = S_{i1} = (S_e)_{i1} + (S_H)_{i1}. \quad (30)$$

Суммируя выражения (4) и приравнявая на границе равновесной и квазиравновесной областей правую часть полученного выражения правой части (30), получаем с учетом (21) баланс энергии плазмы на приэмиттерной границе равновесного ядра НОР

$$-\lambda_{T1} \left( \frac{dT}{dx} \right) \Big|_{T1} = -2(T_{T1} - T_E) J_E + S_{Hi1} + \left( E_i + 2T_{T1} + e\Delta\varphi_{T1} - T_{T1} \ln \frac{n_{T1}}{n_{i1}} \right) (j_i)_{i1} - J_{T1} \left[ \left( \frac{1}{2} + k_{eT1}^{(T)} \right) T_{T1} - e\Delta\varphi_{T1} \right], \quad (31)$$

где  $(S_H)_{i1}$  определяется выражениями (28), (29);  $(j_i)_{i1}$  — выражением (20);  $n_{i1}$  — (26); а для скачка потенциала  $\Delta\varphi_{T1}$  из (22) имеем

$$\Delta\varphi_{T1} = \frac{T_{T1}}{e} \ln \frac{n_{T1} \bar{v}_{eT1} / 4}{J_E - J_{T1} - (j_i)_{i1}}. \quad (32)$$

Аналогичный вид имеет баланс энергии плазмы на приколлекторной границе равновесного ядра НОР. Выражение (31) имеет ясный физический смысл. Левая часть представляет собой поток энергии, подводимой к границе за счет теплопроводности плазмы. Эта энергия расходуется на подогрев до температуры  $T_{T1}$  электронов, эмиттируемых с эмиттера с температурой  $T_E$  (первый член в правой части), отводится на эмиттер за счет теплопереноса ионами и атомами (второй член), расходуется на генерацию в неравновесной области ионов, отводимых на эмиттер (третий член), отводится от границы электронным током (последний член).

Система уравнений для плазмы ядра НОР (5), (6) с граничными условиями (31), (32) и аналогичными условиями на приколлекторной границе ядра относительно

просто может быть решена в одномерном (плоском, цилиндрически симметричном) случае, если  $\Delta S_{\text{rad}}$  явно зависит только от температуры плазмы  $T$ , что, как правило, выполняется. В этом случае, задавая плотность потока электронов, например, у эмиттера, из уравнения  $\nabla \mathbf{J} = 0$  найдем распределение  $\mathbf{J}$  в межэлектродном пространстве. Подставив его в (5), получим уравнение для температуры  $T$ , все коэффициенты которого зависят только от координаты нормальной электродам и  $T$ . Решив это уравнение с граничным условием (31) и аналогичным на приколлекторной границе ядра разряда, найдем  $T$ , а затем из (6)–(8) найдем распределения  $n$ ,  $n_a$ ,  $\varphi$ ,  $j_i$ ,  $\mathbf{j}_a$  в межэлектродном пространстве и полное падение потенциала в межэлектродном зазоре

$$V = \Delta\varphi_{T1} + (\varphi_{T2} - \varphi_{T1}) + \Delta\varphi_{T2}, \quad (33)$$

т.е. фактически найдем вольт-амперную характеристику ТЭПЛ. Аналогичный подход может быть использован и в случае слабо неоднородного вдоль распространения лазерного луча разряда, который представляет наибольший интерес для ТЭПЛ.

Для уравнения распространения лазерного излучения в межэлектродном пространстве ТЭПЛ (9) в качестве граничных условий задаются распределения интенсивности излучения на входе в межэлектродное пространство и условия отражения излучения от электродов. Для уравнения распространения собственного излучения плазмы в качестве граничных условий задаются условия отражения излучения от электродов, которые будут уточнены при рассмотрении конкретных вариантов расчетов.

В заключение раздела отметим, что уравнения (5), (6) с полученными граничными условиями описывают основную часть разряда в межэлектродном пространстве ТЭПЛ. Однако на фронтах НОР, где температура плазмы снижается, длины  $L_i$ ,  $L_T$  растут и при некоторой температуре становятся сравнимы с величиной межэлектродного расстояния  $L$ , теряет смысл выделение области равновесной плазмы и приэлектродных областей. Однако поскольку фронты составляют небольшую долю объема НОР, горящего в межэлектродном пространстве ТЭПЛ, и не вносят существенного вклада в преобразование энергии ЛИ в электрическую энергию, то можно ограничиться их упрощенным описанием, пренебрегая отклонением от равновесия и используя уравнения (5), (6) в области фронтов разряда, но полагая в качестве граничных условий на электродах и окнах, через которые вводится лазерное излучение, равенство температуры "плазмы" температурам этих поверхностей.

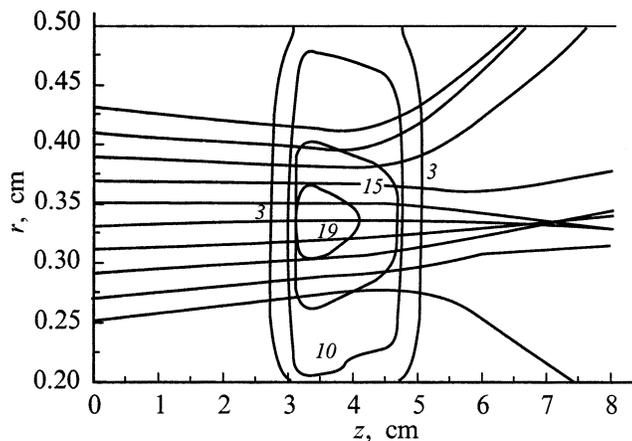
## Метод численного решения и результаты расчетов

Общая последовательность решения задачи аналогична той, которая применялась ранее для математического моделирования установившегося движения оптического разряда, движущегося по лучу  $\text{CO}_2$ -лазера в режиме

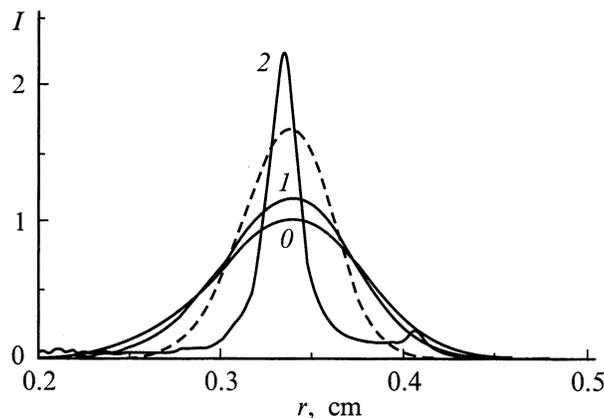
медленного горения, и основана на работах [16,17]. Система уравнений (5), (6), (9), (12) решалась методом стационарирования. Для этого в левую часть уравнения (5) добавлялась производная по времени от температуры плазмы  $T$ . Итерационный процесс нахождения решения задачи на каждом временном слое состоял из двух последовательных этапов. По заданному полю температуры  $T$  рассчитывалось поле лазерного излучения и групповые спектральные плотности лучистой энергии. При этом определялись члены  $Q$  и  $W_L$ . Затем, используя найденные  $Q$  и  $W_L$ , решалась "эволюционная" задача для нахождения температуры  $T$ . После этого пересчитывались поля лазерного и теплового излучения и вновь решалось эволюционное уравнение для  $T$ . Этот процесс продолжался до достижения стационарного состояния. Детальный метод решения изложен в [21].

Расчеты ТЭПЛ проведены для наполненного аргонном преобразователя при температурах электродов  $\sim 10^3$  К, давлении аргона  $P \sim 1$  atm. Трубочатый пучок ЛИ с длиной волны  $5.3 \mu\text{m}$ , направленный вдоль оси  $z$ , фокусировался в кольцо на расстоянии  $F$  от входа в ТЭПЛ ( $z = 0$ ) в центр зазора между эмиттером и коллектором, которые представляли собой два коаксиальных цилиндра радиусами  $r_1$  и  $r_2$  соответственно. Выбор такой геометрии позволяет, с одной стороны, используя аксиальную симметрию, упростить математическое описание, а с другой, учесть то обстоятельство, что для эффективной работы ТЭПЛ необходимо, чтобы площадь эмиттера значительно превышала площадь коллектора. Полагалось, что лазерное излучение полностью отражается от электродов, а излучение плазмы полностью поглощается ими. Расчеты проводились до больших  $eJ_E$  (сотни  $\text{A}/\text{cm}^2$ ), поскольку при этих  $J_E$  достижимы высокие характеристики ТЭПЛ. Такие значения  $J_E$  могут быть получены, в частности, при использовании набивного вольфрамового эмиттера, через который диффундируют пары цезия [11]. Эмиттер состоит из большого числа вольфрамовых проволочек, запрессованных в оправку. Согласно экспериментальным данным [11], плотность тока эмиссии электронов с эмиттера возрастала с ростом температуры резервуара с цезием  $T_R$ , находящегося в теле эмиттера, и при  $T_E = 2000$  К,  $T_R = 693$  К превышала  $200 \text{ A}/\text{cm}^2$ . Следует, однако, отметить, что механизм работы набивного эмиттера в настоящее время изучен недостаточно. Как показывают эксперименты [11], небольшие добавки цезия ( $\approx 10^3$  Pa) в МЭП не оказывают заметного влияния на характеристики НОР. Это позволяет рассматривать в качестве эмиттера для ТЭПЛ традиционные для ТЭП эмиттеры на основе тугоплавких металлов с равновесными пленками адсорбированного цезия.

На рис. 1 показано типичное распределение температуры плазмы ядра НОР в межэлектродном пространстве ТЭПЛ. Продольный, вдоль оси  $z$ , размер высокотемпературной области НОР составляет примерно  $2$  см и значительно превышает расстояния между электродами ( $0.3$  см). Температура плазмы в середине



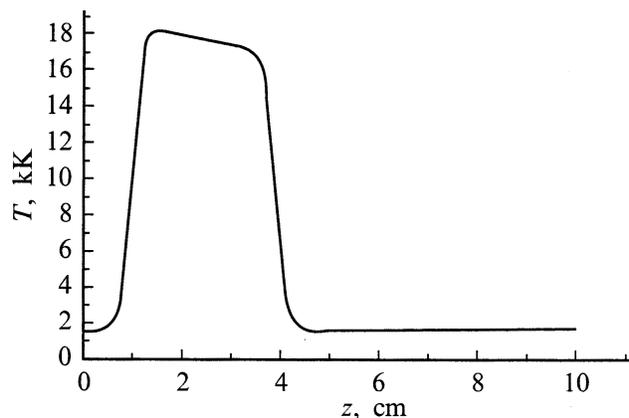
**Рис. 1.** Изотермы и ход лучей через плазму ядра НОР в межэлектродном пространстве ТЭПЛ в режиме холостого хода.  $x_1 = 0.2$  см и  $r_2 = 0.5$  см, мощность лазерного излучения 100 кВт,  $T_E = 2000$  К,  $T_C = 1000$  К,  $J_E = 500$  А/см<sup>2</sup>,  $P = 1$  Атм,  $F = 15$  см. Цифры вблизи изотерм — температура (кК).



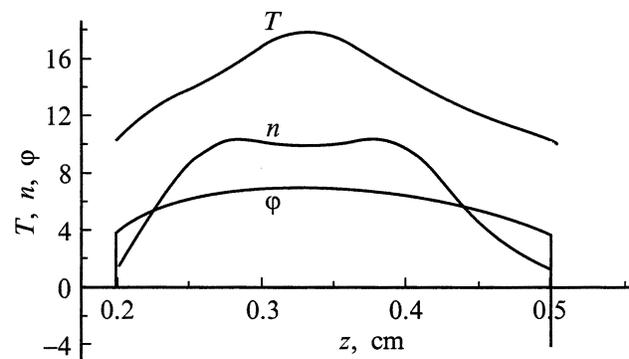
**Рис. 2.** Распределения по радиусу интенсивности лазерного излучения в относительных единицах для тех же параметров, что и на рис. 1.  $z$ , см: 0 — 0, 1 — 2, 2 — 6.

зазора достигает 20 кК, а у границ области ядра разряда и неравновесных приэлектродных областей — около 10 кК, так что температура электронов в неравновесных приэлектродных областях, определяющая генерируемое ТЭПЛ напряжение [8], оказывается достаточно высокой. На рис. 1 представлен также ход лучей ЛИ, рассчитанный в приближении геометрической оптики. Вследствие рефракции и поглощения ЛИ распределение интенсивности его в поперечном сечении сильно изменяется (рис. 2). Для сравнения на рис. 2 для расстояния  $z = 6$  см представлено распределение интенсивности ЛИ (штриховая кривая), рассчитанное без учета взаимодействия ЛИ с плазмой. Как видно, несмотря на поглощения ЛИ плазмой, вследствие самофокусировки интенсивность ЛИ может превышать интенсивность ЛИ, не возмущенного взаимодействием с плазмой. На рис. 3

показано распределение температуры плазмы по  $z$  при  $P = 0.5$  атм. При снижении давления длина разряда увеличивается, и он становится более однородным по  $z$ . При этом снижаются плотности потоков энергии, выносимой из разряда на электроды собственным излучением плазмы. На рис. 4 показаны распределения по радиусу температуры плазмы, концентрации электронов и потенциала электрического поля в среднем сечении разряда ( $z = 2.5$  см). Большой перепад температуры на тонких ( $\sim 10^{-3} - 10^{-2}$  см) приэлектродных областях обуславливает большие ( $\sim 10^2 - 10^3$  Вт/см<sup>2</sup>) потоки тепла, переносимого тяжелыми компонентами плазмы из области ядра разряда на электроды. Высокая температура плазмы у электродов обуславливает также большие затраты энергии на генерацию ионов в неравновесных областях. Тем не менее в рассмотренных условиях основные потери энергии из разряда связаны с собственным излучением плазмы ( $10^3 - 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>). Плазма в середине межэлектродного зазора практически полностью ионизована и слегка перегрета (небольшой минимум  $n$  в



**Рис. 3.** Распределение температуры плазмы по  $z$  при  $r = 0.35$  см в режиме холостого хода.  $r_1 = 0.2$  см,  $r_2 = 0.5$  см, мощность лазерного излучения 169 кВт,  $T_E = 2000$  К,  $T_C = 1000$  К,  $J_E = 500$  А/см<sup>2</sup>,  $P = 0.5$  Атм,  $F = 15$  см.



**Рис. 4.** Распределения по радиусу температуры плазмы в кК, концентрации электронов (нормирована на  $10^{16}$  см<sup>-3</sup>) и потенциала электрического поля в В для тех же параметров, что и на рис. 3.

середине зазора). В приэлектродных же областях степень ионизации плазмы невысока. Распределение потенциала электрического поля в МЭП имеет характерную структуру с большим приколлекторным скачком ( $\sim 10$  V) и относительно небольшим падением на плазме ядра разряда ( $\sim 1$  V).

Таким образом, в настоящей работе сформулирована система уравнений, описывающая равновесное ядро НОР в ТЭПЛ, получены к ним граничные условия и разработан метод их численного решения. Решение этих уравнений позволяет найти распределение параметров плазмы в преобразователе и его энергетические характеристики. Подробному изложению результатов математического моделирования авторы намерены посвятить отдельную работу.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 97-02-17583).

## Список литературы

- [1] *Glaser P.E.* // J. of Energy. 1977. Vol. 1. N 2. P. 75–84.
- [2] *Ванке В.А., Лопухин В.М., Савин В.Л.* // УФН. 1977. Т. 123. Вып. 4. С. 633–655.
- [3] *Гриликес В.А.* Солнечные космические энергостанции. Л.: Наука, 1986. 182 с.
- [4] *Нагатомо М., Сасаки С., Нарую Й., Ванке В.А.* // УФН. 1994. Т. 164. № 6. С. 631–641.
- [5] *Lipinski R.J., McArthur D.A.* // Труды конф. "Арзамас-16". ВНИИЭФ, 1995. С. 44–51.
- [6] Space Technology and Applications International Forum / Ed. M.S. E1-Genk. Pt 3. 15<sup>th</sup> Symposium on Space Nuclear Power and Propulsion. New York: AIP, 1998. P. 1073–1097, 1212–1244.
- [7] *Rasor N.S.* // Laser-energy Conversion Symposium. NASA Ames Research Center. NASA TM X-62. 1973. P. 51–62.
- [8] *Waymouth J.F.* // J. Institution of Electrical Engineers. 1962. Vol. 8. N 8. P. 380–383.
- [9] *Britt E.J.* // Radiation Energy Conversion in Space. Technical papers of the 3<sup>rd</sup> NASA Conf. New York, 1978. P. 421–436.
- [10] *Alger D.L., Manista E.J., Thompson R.W.* // Ibid. P. 437–449.
- [11] *Козлов Н.П., Пекчиев А.В., Протасов Ю.С., Сузлов В.И.* Радиационная плазмодинамика. Т. 1. М.: Энергоатомиздат, 1991. С. 462–498.
- [12] *Raizer Yu.P., Surzhikov S.T.* // AIAA Paper 95–1999. 26<sup>th</sup> AIAA Plasmadynamics and Laser Conference. San Diego (USA), 1995.
- [13] *Суржиков С.Т.* Вычислительный эксперимент в построении радиационных моделей механики излучающего газа. М.: Наука, 1992. 159 с.
- [14] *Бакиит Ф.Г., Дюжнев Г.А., Марциновский А.М.* и др. Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма. М.: Наука, ГРФМЛ, 1973. 480 с.
- [15] *Стаханов И.П., Степанов А.С., Пащенко В.П., Гуськов Ю.К.* Плазменное термоэмиссионное преобразование энергии. М.: Атомиздат, 1968. 390 с.
- [16] *Суржиков С.Т.* // Мат. моделир. 1995. Т. 7. № 8. С. 3–23.
- [17] *Будник А.П., Вакуловский А.С., Попов А.Г., Суржиков С.Т.* // Мат. моделир. 1996. Т. 8. № 5. С. 3–24.
- [18] *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.
- [19] *Райзер Ю.П.* Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974. 306 с.
- [20] *Шашков А.Г., Абраменко Т.Н.* Теплопроводность газовых смесей. М.: Энергия, 1970. 288 с.
- [21] *Алексеева И.В., Будник А.П., Жеребцов В.А., Суржиков С.Т.* Препринт ФЭИ. Обнинск: ГНЦ РФ ФЭИ, 1998. № 2679. 23 с.