

5. Колесов В.Ф., Штарев С.К. О возможности усиления потоков быстрых нейтронов и γ -лучей с помощью вогнутых рефлекторов. — Там же. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 2, с. 16—28.
6. Колесов В.Ф., Штарев С.К., Петров Ю.В. Характеристики n -, γ -полей, формируемых вогнутыми рефлекторами. — Там же. Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 4, с. 9—17.
7. Конев В.Н. Нептуний-237. Свойства, структура сплавов и соединений. М., ВНИИНМ, 1981. 45 с.
8. Павловский А.И., Малинкин А.А., Колесов В.Ф. и др. Двухсекционный бустер-реактор «Каскад» (БР-К). — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 3, с. 3—11.
9. Кочубей Ю.К., Житник А.К., Артемьева Е.В. и др. Программа С-95. Моделирование совместного переноса нейтронов и γ -квантов методом Монте-Карло. — Там же. Сер. Математическое моделирование физических процессов, 2000, вып. 2, с. 49—52.
10. Колесов В.Ф. Аperiodические импульсные реакторы. Саров, РФЯЦ — ВНИИЭФ, 1999. 1032 с.
11. Колесов В.Ф. Импульсные реакторы самогасящего действия и методы их расчета. Часть 2 (Обзор). — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1986, вып. 1, с. 41—78.
12. Никифорова А.В., Шумилин В.А. Программа ЛОМА для двумерных расчетов на определение критического параметра LAMBDA. — Там же. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики, 1984, вып. 2(16), с. 34—36.
13. Хоружий В.Х., Колесов В.Ф. Решение уравнений многозонной реакторной кинетики с автоматическим выбором шага счета. — Там же. Сер. Физика ядерных реакторов, 1997, вып. 2, с. 22—24.
14. Гулевич А.В., Кухарчук О.Ф., Пашин Е.А., Полевой В.Б. Модифицированная модель нейтронной кинетики реакторно-лазерного устройства: Препринт ФЭИ 2264, 1992.
15. Кувшинов М.И., Колесов В.Ф., Воинов А.М., Смирнов И.Г. Аperiodический импульсный реактор БИГР. — Там же. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 1, с. 3—12.

Поступила в Редакцию 5.09.03

УДК 621.362: 519.63: 533.9

ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕРМОЭМИССИОННОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ЭНЕРГИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ЭНЕРГИЮ

*Алексеева И.В., Будник А.П., Жеребцов В.А.
(ГНЦ РФ — ФЭИ им. А.И. Лейпунского)*

Пучковая энергетика является перспективной технологией передачи энергии. Ее суть состоит в преобразовании энергии первичного источника в энергию электромагнитного поля, которая передается в виде пучка СВЧ- или лазерного излучения и далее преобразуется в электрическую или другие виды энергии, необходимые потребителям. Использование этой технологии в космической ядерной энергетике позволит, пространственно разделив ядерно-энергетический, технологический и обитаемый блоки космических станций, качественно продвинуться в решении проблемы безопасности ядерной энергетике в космосе.

Одно из основных преимуществ использования в пучковой энергетике лазерного излучения состоит в снижении размера передающих и приемных устройств в сотни раз. Важным звеном в лазерной пучковой энергетике является преобразование энергии лазерного излучения в электрическую. В системах с массогабаритными ограничениями, предназначенных для работы в космическом пространстве, перспективен термоэмиссионный метод преобразования энергии — он не предъяв-

ляет жестких требований к длине волны и монохроматичности лазерного излучения, предпочтительным является излучение инфракрасного диапазона (3—10 мкм), для которого в настоящее время разработаны наиболее мощные и эффективные лазеры, преобразователь работает с интенсивными потоками лазерного излучения (10^4 — 10^5 Вт/см²) при высокой температуре холодильника (более 1000 К), позволяющей в вакууме эффективно сбрасывать неиспользованную энергию, высокая температура плазмы оптического разряда (15 000—20 000 К) создает предпосылки для достижения высокого коэффициента полезного действия преобразователя.

Из анализа экспериментальных данных [1] следует, что в основной части межэлектродного пространства термоэмиссионного преобразователя энергии лазерного излучения в электрическую температура электронов, ионов и атомов почти равна, их концентрация близка к равновесной [2, 3]. Значительные отклонения от равновесия возникают в узких слоях вблизи электродов и на фронтах оптического разряда. Получены уравнения, описывающие динамику плазмы равновесного ядра оптического разряда, распространение и поглощение лазерного излучения в плазме ядра, перенос собственного излучения плазмы. В предположении малости длины ионизации по сравнению с длиной термической релаксации вблизи электродов, а также при некоторых других упрощающих предположениях развита аналитическая теория неравновесных приэлектродных областей и получены граничные условия уравнений, описывающих ядро оптического разряда. На основе анализа результатов математического моделирования получены аналитические аппроксимации для граничных условий при произвольных соотношениях длины ионизации и термической релаксации [4, 5]. Разработан программный комплекс для математического моделирования двумерного преобразователя и исследованы основные закономерности горения оптического разряда в межэлектродном пространстве [6, 7].

Разработанные математическая модель и программный комплекс позволяют рассчитывать вольт-амперные характеристики и коэффициент полезного действия преобразователя, исследовать их зависимость от параметров преобразователя и оптического разряда. Однако вследствие комплексности и сложности решаемой задачи это требует значительных затрат времени. В связи с этим целесообразно разработать также упрощенные подходы. Попытка разработки такого подхода была предпринята на основе предположения, что равновесная плазма простирается до приэлектродного слоя пространственного заряда (ленгмюровского слоя) [1]. Однако это предположение приводит к значительному повышению плотности потока ионов из плазмы на электроды и искажению вольт-амперных характеристик преобразователя. В настоящей работе задача решается на основе модели [2, 3, 5].

В межэлектродном зазоре преобразователя может быть сформирован слабонеоднородный вдоль оси оптический разряд [7]. С учетом этого рассмотрим цилиндрический преобразователь с однородным по оси разрядом, внутренним электродом (эмиттером) радиусом r_1 , внешним (коллектором) радиусом r_2 . Будем рассматривать режимы, когда скачки потенциала в ленгмюровских слоях возле электродов частично отражают плазменные электроны.

Напряжение, приложенное к межэлектродному зазору [2, 3],

$$V_d = \Delta\varphi_{T1} + \Delta\varphi + \Delta\varphi_{T2}, \quad (1)$$

где $\Delta\varphi_{T1}, \Delta\varphi_{T2}$ — скачки потенциала в приэмиттерной и приколлекторной неравновесной области, включая ленгмюровский слой; $\Delta\varphi$ — разность потенциалов между приколлекторной и приэмиттерной границей равновесного ядра оптического разряда.

Скачки потенциала можно записать в виде [5]

$$\Delta\varphi_{T1,2} = \Delta\varphi_{T1,2}^{(b)} + \Delta\varphi_{T1,2}^{(ei)} + \Delta\varphi_{T1,2}^{(ea)},$$

где $\Delta\varphi_{T1}^{(b)} = \frac{T_{T1}}{e} \ln \frac{n_{T1} \bar{v}_{eT1} / 4}{J_E - J_{T1} - (j_{i1} - j_{iT1})}$, $\Delta\varphi_{T2}^{(b)} = \frac{T_{T2}}{e} \ln \frac{J_C + J_{T2} + (j_{i2} - j_{iT2})}{n_{T2} \bar{v}_{eT2} / 4}$ — скачки потенциала в приэлектродной области в пренебрежении силами трения электронов; $\Delta\varphi_{T1,2}^{(ei)}, \Delta\varphi_{T1,2}^{(ea)}$ — падение потенциала в приэлектродной области вследствие электрон-ионных и электрон-атомных столкновений; e — элементарный заряд; T — температура плазмы (равновесной); n — равновесная концентрация электронов (ионов); J — плотность потока электронов; J_E, J_C — плотность потока электронов, эмиттируемых с эмиттера, коллектора; $\bar{v}_e = \sqrt{8T/(\pi m)}$ — тепловая скорость электронов; m — масса электрона; $(j_{i1,2} - j_{iT1,2})$ — плотность потока на электроды ионов, генерируемых в приэлектродной области. Нижними индексами «T1» и «T2» помечаются величины на приэмиттерной и приколлекторной границах ядра оптического разряда. Величины eJ_{T1}, eJ_{T2} фактически равны плотности тока на приэмиттерной и приколлекторной границе ядра оптического разряда и возле соответствующих электродов, так как в ядре разряда плотность потока ионов мала по сравнению с плотностью потока электронов, ширина неравновесной приэлектродной области мала по сравнению с радиусом электрода.

Распределение электрического потенциала в плазме ядра оптического разряда определяется уравнением

$$e \frac{d\varphi}{dr} = \frac{eJ}{nu_e} + T \frac{d \ln n}{dr} + (1 + k_e^{(T)}) \frac{dT}{dr}, \quad (2)$$

где $k_e^{(T)}$ — термодиффузионное отношение для электронов.

В рассматриваемых условиях подвижность электронов u_e можно аппроксимировать выражением $u_e \approx e/[m(0,5v_{ei} + v_{ea})]$ [4].

Интегрируя уравнение (2) по r от r_1 до r_2 , подставляя полученную разность потенциалов и скачки потенциала в выражение (1), находим напряжение, приложенное к межэлектродному зазору преобразователя энергии:

$$V_d = \frac{T_{T2}}{e} \ln \frac{J_C + J_{T2} + (j_{i2} - j_{iT2})}{J_E - J_{T1} - (j_{i1} - j_{iT1})} - \frac{\Delta T}{e} \ln \frac{n * \bar{v}_{eT1} / 4}{J_E - J_{T1} - (j_{i1} - j_{iT1})} + \\ + \frac{1}{2} \frac{T_{T2}}{e} \ln \frac{T_{T1}}{T_{T2}} + \frac{\Delta T}{e} (1 + k_e^{(T)}) + \Delta V_d^{(ei)} + \Delta V_d^{(ea)}, \quad (3)$$

где $\Delta T = T_{T2} - T_{T1}$; $n^* = \exp\left(\frac{1}{\Delta T} \int_{T_{T1}}^{T_{T2}} \ln n dT\right)$; $\Delta V_d^{(ei)} = \Delta\phi_{T1}^{(ei)} + \Delta\phi^{(ei)} + \Delta\phi_{T2}^{(ei)}$, $\Delta V_d^{(ea)} = \Delta\phi_{T1}^{(ea)} + \Delta\phi^{(ea)} + \Delta\phi_{T2}^{(ea)}$ — падение напряжения на межэлектродном зазоре, обусловленное электрон-ионным и электрон-атомным столкновениями; $\Delta\phi^{(ei)} = \frac{0,5J_{T1}m}{e} \int_{r_1}^{r_2} \frac{r_1}{r} \frac{v_{ei}}{n} dr$, $\Delta\phi^{(ea)} = \frac{J_{T1}m}{e} \int_{r_1}^{r_2} \frac{r_1}{r} \frac{v_{ea}}{n} dr$ — аналогичное падение потенциала на ядре оптического разряда. Величиной $\Delta\phi^{(ea)}$ можно пренебречь, так как она значительно меньше $\Delta\phi^{(ei)}$.

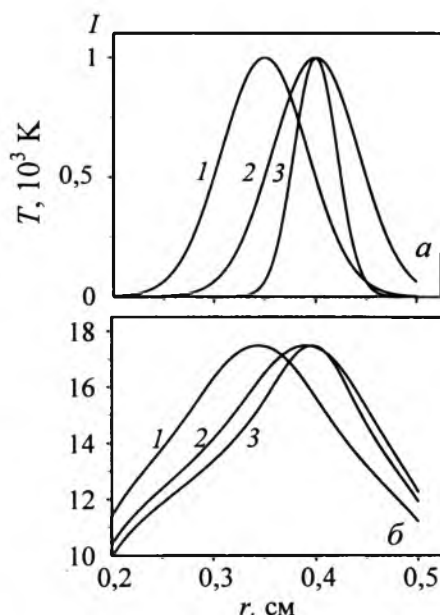
Выражение (3) представляет собой уравнение вольт-амперной характеристики межэлектродного зазора при заданной температуре плазмы на приэмиттерной и приколлекторной границе ядра оптического разряда. Будем называть ее температурой плазмы возле эмиттера и коллектора. Для определения вольт-амперной характеристики преобразователя энергии $V(eJ_{T1})$ к напряжению $V_d(eJ_{T1})$ нужно добавить $(\Phi_C - \Phi_E)/e$, где Φ_E , Φ_C — работа выхода эмиттера и коллектора.

Для вычисления падения потенциала $\Delta\phi^{(ei)}$, зависящего от распределения температуры плазмы в ядре оптического разряда, аппроксимируем это распределение функций

$$T(r) = a_2 r^2 + a_1 r + a_0 \quad (a_0, a_1, a_2 \text{ — постоянные}), \quad (4)$$

задавая температуру плазмы возле электродов и в центре ядра T_M (при $r = (r_1 + r_2)/2$). Последняя слабо зависит от режима преобразователя и определяется в основном сортом газа. Для аргона она равна $\sim 18\,000$ К [7]. Величина $\Delta\phi^{(ei)}$, определенная по уравнению (4), с погрешностью 10% согласуется с рассчитанной по математической модели [2, 3].

В отличие от термоэмиссионного преобразователя тепловой энергии в электрическую в термоэмиссионном преобразователе энергии лазерного излучения плазма поддерживается «внешним» источником энергии — лазерным излучением. Это позволяет, изменяя характеристики пучка лазерного излучения, в некоторых пределах варьировать параметры плазмы, в частности, распределение температуры в ядре оптического разряда вне зависимости от параметров преобразователя энергии. На рис. 1 показано в произвольных единицах распределение интенсивности лазерного излучения по радиусу $I = \exp\left\{-[(r - r_0)/a]^2\right\}$ и соответ-



Р и с. 1. Интенсивность лазерного излучения (а) и температура плазмы при плотности тока эмиссии электронов с эмиттера 200 А/см^2 (б): 1 — $r_0 = 0,35 \text{ см}$, $a = 0,06 \text{ см}$; 2 — $0,4 \text{ см}$, $0,06 \text{ см}$; 3 — $0,4 \text{ см}$, $0,03 \text{ см}$

вующее этой интенсивности распределение температуры плазмы в ядре оптического разряда, рассчитанное по математической модели преобразователя энергии. Результаты расчетов на рис. 1—4 приведены для давления аргона $0,5 \cdot 10^5$ Па, температуры эмиттера и коллектора 2000 и 1000 К, радиуса электродов 0,2 и 0,5 см соответственно, тока эмиссии электронов с коллектора, равного нулю.

Таким образом, при анализе характеристик преобразователя температуру плазмы возле эмиттера и коллектора можно считать независимой переменной. Учитывая это, проанализируем зависимость вольт-амперных характеристик от температуры.

Первый член в выражении (3) аналогичен напряжению «идеального» преобразователя энергии, когда плазма в межэлектродном зазоре полагается однородной и бесстолкновительной. Он в основном определяет напряжение, генерируемое в межэлектродном зазоре (преобразовательная область располагается в четвертом квадранте: $eJ_{T1,2} > 0, V_d < 0$). При условиях

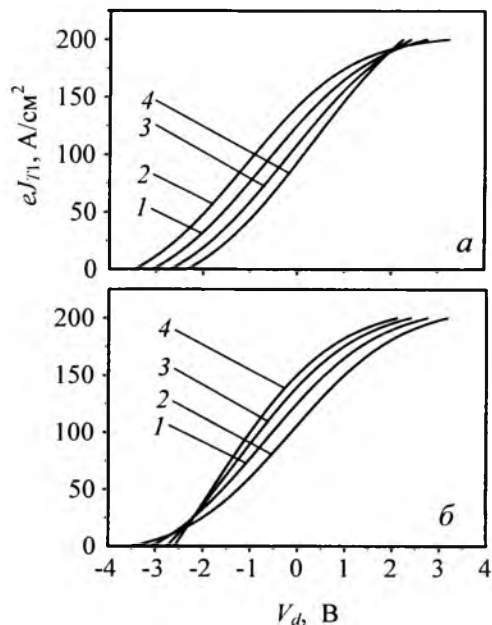
$$|j_{i1} - j_{iT1}| \ll J_E - J_{T1}; \quad j_{i2} - j_{iT2} \ll J_C + J_{T2} \quad (5)$$

его значение слабо зависит от температуры плазмы возле эмиттера и почти пропорционально ей возле коллектора. С ростом температуры возле электродов и соответственно плотности потока ионов на электроды его зависимость от температуры становится более сложной. Причем влияние температуры плазмы возле эмиттера на эту зависимость сказывается в основном при большой плотности тока eJ_{T1} $[(J_E - J_{T1}) \sim (j_{i1} - j_{iT1})]$, возле коллектора — при небольшой плотности тока $[(J_C + J_{T2}) \sim (j_{i2} - j_{iT2})]$. Рост температуры плазмы вблизи эмиттера уменьшает первый член, вблизи коллектора — увеличивает. При средних $eJ_{T1} \approx 0,5eJ_E$ и условиях (5) изменение температуры плазмы возле коллектора на 1000 К приводит к изменению этого члена на $\sim 0,1$ В.

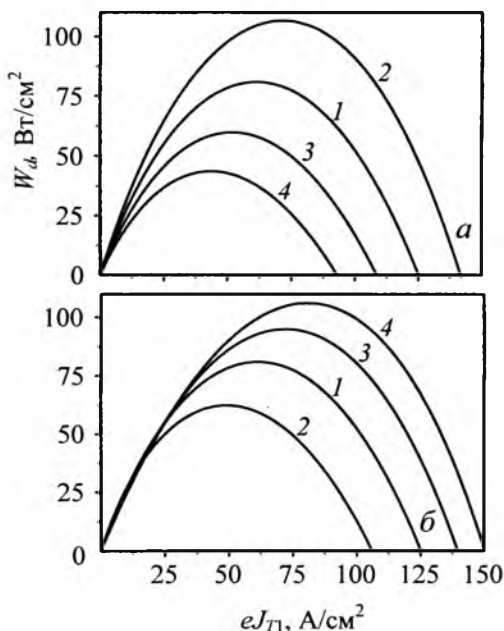
Сумма второго, третьего и четвертого членов в выражении (3) при $\Delta T/T_{T2} \ll 1$ пропорциональна разности температуры плазмы возле электродов и составляет $\sim -5\Delta T/e$. Третий и четвертый члены почти в 10 раз меньше второго. Таким образом, генерируемое в межэлектродном зазоре напряжение существенно зависит от разности температуры плазмы возле электродов. С уменьшением температуры возле эмиттера вольт-амперная характеристика в преобразовательной области сдвигается влево (рис. 2, а). С увеличением температуры возле коллектора вольт-амперная характеристика в этой области при среднем токе также сдвигается влево, однако сдвиг уменьшается с ростом температуры (рис. 2, б). Такое поведение вольт-амперной характеристики обусловлено различной зависимостью от температуры возле электродов приэлектродных скачков потенциала и падения потенциала на ядре оптического разряда. Так, уменьшение температуры возле эмиттера приводит к значительно большему снижению приэмиттерного скачка потенциала, чем увеличение падения потенциала на ядре разряда, что повышает генерируемое напряжение. Повышение температуры возле коллектора приводит при средней плотности тока к уменьшению приколлекторного скачка потенциала (увеличению его абсолютного значения) большему, чем увеличение падения потенциала на ядре разряда, а это ведет к росту генерируемого напряжения.

Особенности зависимости вольт-амперных характеристик межэлектродного зазора от температуры хорошо проявляются на зависимости от тока плотности электрической мощности $W_d(eJ_{T1}) = -eJ_{T1}V_d$, генерируемой в межэлектродном зазоре. С уменьшением температуры возле эмиттера мощность увеличивается (рис. 3, а). Причем скорость роста электрической мощности возрастает с повышением ΔT . С увеличением температуры возле коллектора мощность также растет (рис. 3, б). Однако в этом случае скорость роста мощности уменьшается с увеличением разности температуры плазмы возле электродов. Отметим, что при температуре плазмы возле эмиттера 12 000 К и коллектора 14 000 К плотность мощности в максимуме достигает ~ 100 Вт/см². Такая же мощность генерируется при значительно меньшей температуре 11 000 К и 12 000 К (см. кривую 2 на рис. 3, а). Это показывает, что при ограниченной эмиссии электронов с эмиттера (а она, как правило, ограничена) и соответственно невысокой плотности тока в максимуме зависимости $W_d(eJ_{T1})$ нецелесообразно перегревать плазму на приколлекторной границе ядра оптического разряда.

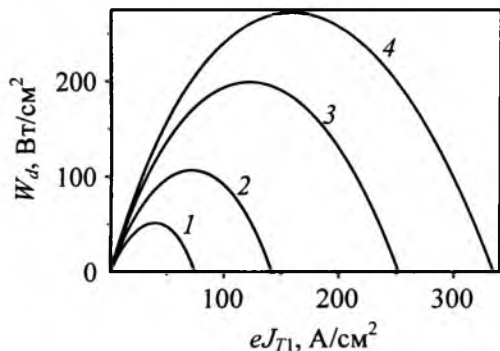
На рис. 4 показана зависимость электрической мощности от тока для различной плотности тока эмиссии электронов с эмиттера. Максимальная генерируемая мощность растет почти пропорционально плотности тока эмиссии, немного замедляясь при большом эмиссионном токе. Расчеты проводили при высокой плотности тока эмиссии, поскольку именно в этом случае достижимы высокие характеристики преобразователя энергии. Высокая плотность тока эмиссии электронов с эмиттера может быть получена, в частности, при использовании набивного вольфрамового эмиттера, через который диф-



Р и с. 2. Вольт-амперные характеристики межэлектродного зазора при плотности тока эмиссии электронов с эмиттера 200 А/см², температуре плазмы вблизи коллектора 12 000 К, эмиттера 12 000 К (1), 11 000 К (2), 13 000 К (3), 14 000 К (4) (а), температуре плазмы вблизи эмиттера 12 000 К, коллектора 12 000 К (1), 11 000 К (2), 13 000 К (3), 14 000 К (4) (б)



Р и с. 3. Электрическая мощность, генерируемая в межэлектродном зазоре (обозначения кривых см. на рис. 2)



Р и с. 4. Электрическая мощность, генерируемая в межэлектродном зазоре, при температуре плазмы вблизи эмиттера 11 000 К, коллектора 12 000 К, плотности тока эмиссии электронов с эмиттера 100 (1), 200 (2), 400 (3), 600 А/см² (4)

фундируют пары цезия. Плотность тока эмиссии возрастала с ростом температуры резервуара с цезием, находящегося в теле эмиттера, и при температуре эмиттера 2000 К, резервуара 693 К превышала 200 А/см² [1]. Небольшие добавки цезия в межэлектродный зазор ($\sim 10^3$ Па) не оказывают заметного влияния на характеристики оптического разряда. Это позволяет рассматривать в качестве эмиттеров и традиционные для термоэмиссионных преобразователей тепловой энергии в электрическую эмиттеры с равновесными пленками адсорбированного цезия.

В практически важном случае, когда энергия, поступающая из оптического разряда на эмиттер, превышает теряемую им вследствие электронного охлаждения и излучения, коэффициент преобразования энергии лазерного излучения, поглощаемого в плазме оптического разряда, в электрическую энергию можно записать в виде

$$\eta(eJ_{T1}) = \frac{W^{(1)}(eJ_{T1})}{W_L^{(1)}(eJ_{T1})}, \quad (6)$$

где $W^{(1)}(eJ_{T1}) = 2\pi_1 eJ_{T1}(-eV_d + \Phi_E - \Phi_C)$ — электрическая мощность, генерируемая преобразователем энергии единичной длины по оси z ; $W_L^{(1)}$ — мощность лазерного излучения, поглощаемая в объеме ядра оптического разряда единичной длины.

Выразим поглощаемую мощность через температуру плазмы вблизи электродов и мощность собственного излучения плазмы $Q^{(1)}$ из указанного объема. Для этого просуммируем уравнения сохранения энергии для электронов и тяжелых компонентов плазмы (см. уравнение (3) [3]) и проинтегрируем полученное уравнение по объему ядра оптического разряда единичной длины. Тогда, пренебрегая в ядре разряда малой затратой энергии на генерацию ионов и подогревом плазмы ионным током и учитывая уравнение для баланса энергии на приэлектродной границе ядра оптического разряда [5], получим

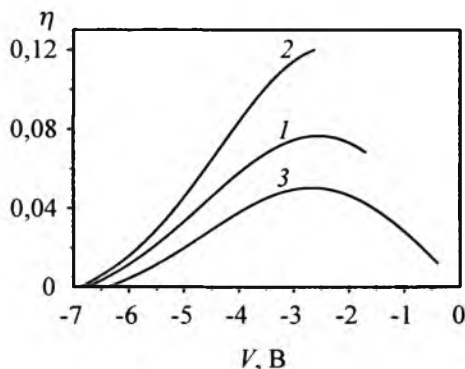
$$\begin{aligned} W_L^{(1)} = & Q^{(1)} + 2\pi_1 J_{T1} 2(T_{T2} - T_{T1}) - 2\pi_1 J_{T1} eV_d + \\ & + 2\pi_1 [2J_E(T_{T1} - T_E) - S_{H1} - (E_i + 2T_{T1} + e\Delta\phi_1)(j_{i1} - j_{iT1})] + \\ & + 2\pi_2 [2J_C(T_{T2} - T_C) + S_{H2} + (E_i + 2T_{T2} - e\Delta\phi_2)(j_{i2} - j_{iT2})], \end{aligned} \quad (7)$$

где E_i — потенциал ионизации атома; $\Delta\phi_1 > 0$, $\Delta\phi_2 < 0$ — скачки потенциала в лэнгмюровских слоях возле электродов; S_{H1} , S_{H2} — плотность потока тепла, отводимого тяжелыми компонентами плазмы на эмиттер и коллектор. Аналитические

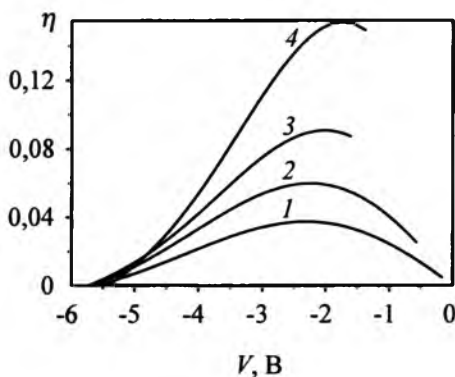
аппроксимации для скачков потенциала и потока тепла получены в работе [5]. Мощность, излучаемая плазмой ядра оптического разряда, может быть взята из расчетов по математической модели преобразователя энергии. Следует, однако, отметить, что в настоящее время точность расчета энергии, излучаемой плазмой, не высока.

С ростом разности температуры $\Delta T = T_{T2} - T_{T1}$ увеличиваются генерируемые преобразователем энергии напряжение и электрическая мощность. Поэтому для повышения этих величин и соответственно числителя в уравнении (6) следует понижать температуру плазмы возле эмиттера и повышать возле коллектора. Однако с уменьшением температуры вблизи эмиттера снижается плотность плазмы возле приэмиттерного ленгмюровского слоя, что ведет к смене знака скачка потенциала с ускоряющего эмиссионные электроны на задерживающий. Кроме того, растет ширина неравновесной приэлектродной области L_1 [5]. Для преобразователя энергии с аргоновым наполнением при давлении газа $0,5 \cdot 10^5$ Па следует установить нижний предел температуры возле эмиттера, равный 10 000 К. При этих условиях $L_1 = 0,13$ см, скачок потенциала $\Delta\phi_1 > 0$ даже при высокой плотности тока электронной эмиссии с эмиттера 400 А/см^2 . С увеличением температуры возле коллектора примерно линейно возрастают напряжение и мощность. Однако сильно (почти экспоненциально) повышаются плотность потока тепла, отводимого тяжелыми компонентами плазмы на коллектор, и плотность потока энергии, затрачиваемой на генерацию ионов в приколлекторной области (последний член в уравнении (7)), что при чрезмерно большой температуре снижает коэффициент преобразования энергии. Таким образом, коэффициент преобразования энергии должен быть оптимизирован как по плотности тока, так и по температуре плазмы возле электродов.

На рис. 5, 6 показаны оптимизированные по температуре зависимости $\eta(eJ_{T1})$ для давления аргона $0,5 \cdot 10^5$ Па, радиуса эмиттера 0,2 см и коллектора 0,5 см, работы выхода коллектора 1,6 эВ, температуры коллектора 1000 К и эмиттера 3000 К (см. рис. 5), 2500 К (см. рис. 6), различной мощности, излучаемой плазмой, и плотности тока эмиссии электронов с эмиттера. Излучаемая плазмой мощность 6,5 кВт/см получена в результате расчета по математической модели в предположении свободного выхода собственного излучения плазмы из оптического разряда и «черных» (полностью поглощающих падающее излучение) электродов, т.е. явно завыше-



Р и с. 5. Коэффициент преобразования энергии лазерного излучения, поглощаемой в плазме разряда, в электрическую энергию при $Q^{(1)} = 6,5 \text{ кВт/см}$, $eJ_E = 400 \text{ А/см}^2$, $T_{T1} = 10000 \text{ К}$, $T_{T2} = 11\,200 \text{ К}$ (1), $3,25 \text{ кВт/см}$, 400 А/см^2 , $10\,000 \text{ К}$, $10\,600 \text{ К}$ (2), $6,5 \text{ кВт/см}$, 200 А/см^2 , $10\,000 \text{ К}$, $11\,000 \text{ К}$ (3)



Р и с. 6. То же, что на рис. 5, при $Q^{(1)} = 6,5$ кВт/см, $eJ_E = 200$ А/см², $T_{T1} = 10000$ К, $T_{T2} = 11\,200$ К (1), 3,25 кВт/см, 200 А/см², 10 000 К, 11 000 К (2), 1,62 кВт/см, 200 А/см², 10 000 К, 10 200 К (3), 0, 200 А/см², 10 900 К, 10 000 К (4)

мощности (см. кривую 3 на рис. 5 и кривую 1 на рис. 6). По мере снижения мощности, излучаемой плазмой, уменьшается напряжение, генерируемое в межэлектродном зазоре в максимуме коэффициента преобразования энергии, и при $Q^{(1)} = 0$ это напряжение оказывается положительным. Отметим, что кривые на рис. 5, 6 ограничивались справа условием поступления из оптического разряда на эмиттер энергии, достаточной для поддержания требуемой температуры электрода. Поэтому при $Q^{(1)} = 0$ и оптимизации по температуре плазмы возле электродов температура возле эмиттера была повышена до 10 900 К. В то же время для уменьшения потока энергии из оптического разряда на коллектор температура возле коллектора была снижена до 10 000 К, что в максимуме коэффициента преобразования энергии привело к росту напряжения, приложенного к межэлектродному зазору, до 0,18 В.

При оптимизации по температуре возле электродов коэффициента преобразования энергии лазерного излучения, поглощаемого в плазме разряда, минимальная температура полагалась равной 10 000 К. Если формально допустить более низкую температуру, то могут быть получены расчетные коэффициенты преобразования энергии, существенно превышающие показанные на рис. 5, 6. Так, при $Q^{(1)} = 0$, температуре плазмы возле эмиттера и коллектора 9500 К и 9000 К соответственно коэффициент преобразования энергии равен 26%. Это указывает на то, что в оптимальных режимах работы преобразователя энергии неравновесная плазма может заполнять весь межэлектродный зазор.

Таким образом, в настоящей работе на основе упрощенного подхода к расчету характеристик термоэмиссионного преобразователя энергии лазерного излучения в электрическую показано, что для повышения генерируемых напряжения и электрической мощности следует, смещая центр пучка лазерного излучения или перемещая электроды относительно пучка, увеличивать разность температуры плазмы на приколлекторной и приэмиттерной границах равновесного ядра непрерывного

на. В расчетах коэффициента преобразования энергии мощность варьировали от 6,5 кВт/см до нуля. Однако и при 6,5 кВт/см коэффициент преобразования энергии может достигать 7,6% (см. кривую 1 на рис. 5). Снижение излучаемой плазмой мощности в 2 раза повышает коэффициент преобразования энергии до 12%. Снижение плотности тока эмиссии электронов с эмиттера в 2 раза уменьшает коэффициент преобразования энергии до 5% (см. кривые 1, 3 на рис. 5). Уменьшение температуры эмиттера приводит к снижению максимального коэффициента преобразования энергии, в основном, вследствие уменьшения разности работы выхода эмиттера и коллектора и генерируемых напряжения и

оптического разряда, горящего в межэлектродном зазоре преобразователя энергии. В то же время чрезмерное снижение температуры на приэмиттерной границе ядра оптического разряда ведет к формированию скачка потенциала в приэлектродном лэнгмюровском слое, ограничивающего эмиссию электронов с эмиттера, снижению потока энергии из оптического разряда на эмиттер, кроме того, к расширению неравновесной приэлектродной области, делающему неправомерным использование обсуждаемой модели оптического разряда. Чрезмерное повышение температуры на приколлекторной границе ядра оптического разряда ведет к росту потока энергии из разряда на коллектор, что, в свою очередь, снижает коэффициент преобразования энергии лазерного излучения в электрическую энергию. Генерируемая мощность и коэффициент преобразования энергии значительно увеличиваются с ростом плотности тока эмиссии электронов с эмиттера. Коэффициент преобразования энергии лазерного излучения, поглощаемого в плазме оптического разряда, в электрическую энергию в преобразователе энергии, оптимизированном по температуре плазмы возле электродов и плотности тока, оказывается равным 10%.

Полученные результаты согласуются с экспериментальными исследованиями [1], где было продемонстрировано преобразование энергии лазерного излучения, поглощаемой в плазме оптического разряда, в электрическую с коэффициентом 9%.

Исследования проведены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и администрации Калужской области (проект № 02-02-96006).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Козлов Н.П., Пекшев А.В., Протасов Ю.С., Сулов В.И. Взаимодействие лазерного излучения с низкотемпературной плазмой и термоэмиссионное преобразование энергии. — В сб.: Радиационная плазмодинамика. Материалы I Всес. симп. по радиационной плазмодинамике. Т. 1. М.: Энергоатомиздат, 1991, с. 462—498.
2. Будник А.П., Дьяченко П.П., Жеребцов В.А., Зродников А.В. Теория термоэмиссионного метода преобразования энергии лазерного излучения в электрическую энергию. 1. Постановка задачи. Приэлектродные области преобразователя энергии: Препринт № 2653, ФЭИ, 1997. 33 с.
3. Алексеева И.В., Будник А.П., Дьяченко П.П. и др. Теоретическое исследование термоэмиссионного метода преобразования энергии лазерного излучения в электрическую энергию. — Журн. техн. физики, 2000, т. 70, № 11, с. 91—98.
4. Жеребцов В.А. Приэлектродные области непрерывного оптического разряда в термоэмиссионном преобразователе энергии лазерного излучения в электрическую энергию и граничные условия для ядра разряда. 1. Слабоионизованная плазма: Препринт № 2943, ФЭИ, 2002. 27 с.
5. Жеребцов В.А. Приэлектродные области непрерывного оптического разряда в термоэмиссионном преобразователе энергии лазерного излучения в электрическую энергию и граничные условия для ядра разряда. 2. Частично ионизованная плазма: Препринт № 2946, ФЭИ, 2002. 28 с.
6. Алексеева И.В., Будник А.П., Жеребцов В.А., Суржиков С.Т. Теория термоэмиссионного метода преобразования энергии лазерного излучения в электрическую энергию. 2. Математическое моделирование оптического разряда в межэлектродном пространстве преобразователя: Препринт № 2679, ФЭИ, 1998. 23 с.
7. Будник А.П., Жеребцов В.А. Теоретическое исследование термоэмиссионного метода преобразования энергии лазерного излучения в электрическую энергию. II. Характеристики оптического разряда. — Журн. техн. физики, 2001, т. 71, № 6, с. 60—65.