

01;04;07

Теоретическое исследование термоэмиссионного метода преобразования энергии лазерного излучения в электрическую энергию. II. Характеристики оптического разряда

© А.П. Будник, В.А. Жеребцов

Государственный научный центр Российской Федерации —
Физико-энергетический институт им. академика А.И. Лейпунского,
249033 Обнинск, Калужская область, Россия
e-mail: zherebtsov@ippe.rssi.ru

(Поступило в Редакцию 23 августа 2000 г.)

Исследованы зависимости характеристик непрерывного оптического разряда в межэлектродном пространстве термоэмиссионного преобразователя энергии лазерного излучения в электрическую энергию от давления газа, тока эмиссии электронов с эмиттера и тока, протекающего через разряд. Рассчитаны вольт-амперные характеристики разряда.

1. В первой части работы показано [1,2], что в характерных условиях [3] работы термоэмиссионного преобразователя энергии лазерного излучения в электрическую энергию (ТЭПЛ) плазма в основной части (ядре) непрерывного оптического разряда (НОР), горящего в межэлектродном пространстве преобразователя энергии, практически равновесна. Значительные отклонения от равновесия имеют место лишь в узких слоях вблизи электродов и на фронтах НОР. С учетом этого факта сформулирована система уравнений, описывающая равновесное ядро НОР в межэлектродном пространстве ТЭПЛ, а из анализа процессов в неравновесных приэлектродных областях получены граничные условия к ним. Разработаны метод численного решения этой системы и комплекс программ для моделирования преобразователя энергии, сформирована база данных теплофизических, оптических и переносных свойств аргоновой плазмы в условиях ТЭПЛ, приведены результаты предварительных расчетов характеристик НОР.

Во второй части работы методами математического моделирования получены новые данные о характеристиках НОР в межэлектродном пространстве ТЭПЛ и об эффективности преобразования в электрическую энергию энергии лазерного излучения, вкладываемой в разряд, в зависимости от параметров преобразователя.

2. Конкретизируем математическую модель ТЭПЛ. Будем рассматривать аксиально-симметричный ТЭПЛ, заполненный аргоном при давлении P_0 , с горячим электродом радиусом r_1 (эмиттером), эмиттирующим электроны, и относительно холодным электродом с внутренним радиусом $r_2 > r_1$ (коллектором), не эмиттирующим заряженные частицы. Стационарный НОР в межэлектродном пространстве преобразователя энергии поддерживается слабо сфокусированным лазерным излучением, распространяющимся вдоль положительного направления оси z . Будем рассматривать случай, когда характерная длина поглощения лазерного излучения много больше расстояния между эмиттером и коллектором L .

Выбранная геометрия позволяет, с одной стороны, используя аксиальную симметрию преобразователя, упростить его математическое описание, а с другой стороны, учесть то обстоятельство, что для эффективной работы ТЭПЛ площадь коллектора должна значительно превышать площадь эмиттера [4].

Поскольку основная доля излучения плазмы лежит в коротковолновой области, где коэффициент отражения излучения от электродов невелик [5], то электроды преобразователя полагаем "черными", поглощающими все падающее на них излучение плазмы. Оценки показывают, что реабсорбция собственного излучения плазмы в условиях ТЭПЛ ($L \sim 1$ mm) с черными электродами, особенно при пониженных давлениях газа-наполнителя ($P_0 \leq 1$ atm), не играет определяющей роли в энергетическом балансе плазмы, поэтому здесь ею пренебрежем. Это позволяет значительно ускорить расчеты, так как в этом случае не требуется рассчитывать распределение собственного излучения плазмы в межэлектродном пространстве преобразователя.

Будем рассматривать режимы, когда плазма в приэлектродных областях слабоионизована. Эти режимы представляют наибольший интерес для термоэмиссионного преобразования энергии лазерного излучения в электрическую энергию.

В данной серии расчетов радиус эмиттера полагался равным $r_1 = 0.2$ cm, а внутренний радиус коллектора $r_2 = 0.5$ cm. Слабо сфокусированный трубчатый пучок лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 5.3$ μ m направлялся вдоль оси преобразователя энергии (оси z) и в отсутствие плазмы фокусировался в кольцо в середине межэлектродного зазора (МЭЗ) ($r = (r_1 + r_2)/2$) на расстоянии $F = 15$ cm от входа в межэлектродное пространство преобразователя энергии ($z = 0$). Температуры на входе в межэлектродное пространство ($z = 0$) и выходе из него ($z = z_{\max} = 10$ cm) полагались постоянными и равными $T_w = (T_E + T_C)/2$ (разряд, как правило, не достигает этих границ); T_E, T_C — температуры эмиттера и коллектора. Расчеты проводились при больших плот-

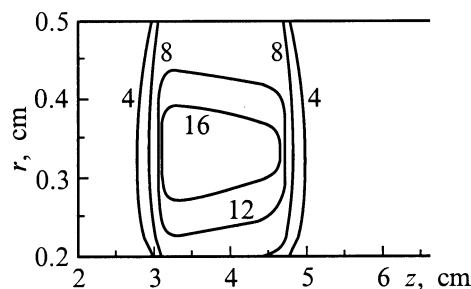


Рис. 1. Изотермы НОР в межэлектродном пространстве ТЭПЛ при $P_0 = 1 \text{ atm}$, $q_L = 100 \text{ kW}$, $T_E = 2000 \text{ K}$, $T_C = 1000 \text{ K}$, $eJ_E = 500 \text{ A/cm}^2$, $F = 15 \text{ cm}$, $J = 0$, цифры у кривых — температура плазмы в кК.

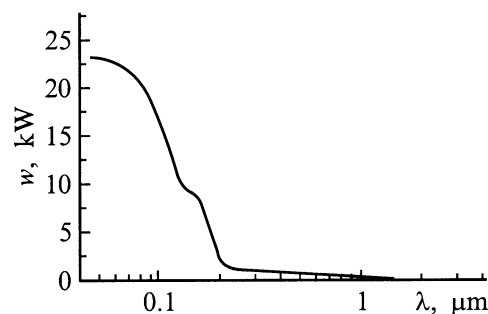


Рис. 2. Энергия, излучаемая НОР с длинами волн, превышающими данную, при условиях рис. 1.

ностях токов эмиссии электронов с эмиттера eJ_E (сотни A/cm^2), поскольку при этих eJ_E достижимы высокие характеристики ТЭПЛ [3].

3. Результаты расчетов представлены на рисунках. На рис. 1 показаны изотермы ядра НОР в межэлектродном пространстве ТЭПЛ при давлении аргона $P_0 = 1 \text{ atm}$, мощности пучка лазерного излучения $q_L = 100 \text{ kW}$ и плотности потока электронов в ядре разряда $J = 0$. Температура плазмы в центре ядра разряда достигает примерно 20 kK и спадает при приближении к электродам до $\approx 10 \text{ kK}$. Протяженность высоко-температурной области разряда вдоль оси z составляет $\approx 1.5 \text{ cm}$ и значительно превышает межэлектродное расстояние, так что при рассмотрении процессов переноса в радиальном направлении разряд можно рассматривать как квазиодномерный. В рассматриваемых условиях в разряде поглощается $\approx 25\%$ мощности входящего в межэлектродное пространство пучка лазерного излучения. Вследствие собственного излучения плазмы из разряда отводится $\approx 23 \text{ kW}$, а $\approx 2 \text{ kW}$ отводится из ядра разряда вследствие теплопроводности плазмы, так что в рассматриваемых условиях энергия из разряда выносятся в основном собственным излучением плазмы. При этом плотность потока энергии излучения на электроды составляет $\approx 3.3 \text{ kW/cm}^2$ и значительно превышает затраты энергии на подогрев электронов, эмиттированных с эмиттера, $\approx 0.6 \text{ kW/cm}^2$. Отметим, что энергия,

излученная плазмой и ушедшая из разряда, является в основной своей части потерянной для преобразования энергии лазерного излучения в электрическую энергию.

О спектре излучения НОР дает представление рис. 2, на котором показана энергия, излучаемая разрядом с длинами волн, превышающими данную. Основная доля излучения разряда лежит в ультрафиолетовой области: около 70% энергии излучается в области длин волн короче $0.17 \mu\text{m}$.

Таким образом, при давлении аргона $P_0 = 1 \text{ atm}$ в межэлектродном пространстве ТЭПЛ горит НОР длиной, примерно в пять раз превышающей межэлектродное расстояние. Не очень большая длина разряда ведет к существенным потерям энергии через его торцевые поверхности. Это также приводит к тому, что при преобразовании энергии лазерного излучения в электрическую энергию лишь небольшая часть поверхности электродов будет работать в оптимальном режиме. Кроме того, большие потоки энергии, излучаемой плазмой, приводящие к потерям энергии лазерного излучения, вложенной в разряд, создают большие тепловые нагрузки на электроды.

Уменьшить долю излучательных потерь энергии из разряда и увеличить его длину можно путем снижения давления газа-наполнителя. С уменьшением давления примерно пропорционально ему снижаются интенсивность собственного излучения плазмы на единицу длины НОР и концентрация электронов в центральной области разряда, а это ведет к квадратичному уменьшению коэффициентов поглощения лазерного излучения. На рис. 3 показаны зависимости от z температуры плазмы в середине МЭЗ ($r = 0.35 \text{ cm}$) для двух давлений аргона. Снижение давления в два раза привело (ср. кривые 1, 2) к увеличению длины НОР в ≈ 1.5 раза, что существенно повысило его продольную однородность. Увеличилась в энергетическом балансе разряда доля энергии, затрачиваемой на подогрев электронов, эмиттированных с эмиттера (≈ 0.04 при $P_0 = 1 \text{ atm}$ и ≈ 0.09 при $P_0 = 0.5 \text{ atm}$). Вдвое снизился удельный поток лучистой энергии на электроды (до $\approx 1.6 \text{ kW/cm}^2$). В то же время температура плазмы в разряде значительно не изменилась.

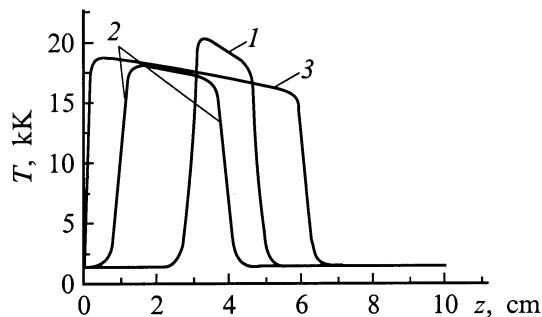


Рис. 3. Распределения по оси z температуры плазмы в середине МЭЗ при $T_E = 2000 \text{ K}$, $T_C = 1000 \text{ K}$, $eJ_E = 500 \text{ A/cm}^2$, $F = 15 \text{ cm}$, $J = 0$; 1 — $P_0 = 1 \text{ atm}$, $q_L = 100 \text{ kW}$; 2 — $P_0 = 0.5 \text{ atm}$, $q_L = 169 \text{ kW}$; 3 — $P_0 = 0.5 \text{ atm}$, $q_L = 184 \text{ kW}$.

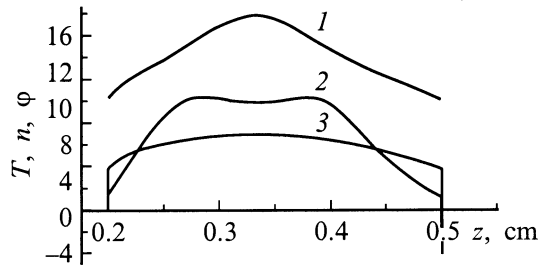


Рис. 4. Распределения по радиусу температуры плазмы (T) в кК , концентрации электронов (n), (нормирована на 16 cm^{-3}) и потенциала электрического поля (φ) в V в среднем сечении разряда. $P_0 = 0.5 \text{ atm}$, $q_L = 169 \text{ kW}$, $T_E = 2000 \text{ K}$, $T_C = 1000 \text{ K}$, $eJ_E = 500 \text{ A/cm}^2$, $F = 15 \text{ cm}$, $J = 0$.

На рис. 4 показаны распределения по радиусу температуры плазмы T (кривая 1), концентрации электронов n (кривая 2) и потенциала электрического поля φ (кривая 3) в среднем сечении ядра разряда ($z = 2.5 \text{ cm}$) при условиях, соответствующих кривой 2 на рис. 3. Распределение температуры плазмы имеет колоколообразную форму. В центральной области МЭЗ кривизна распределения $T(r)$ отрицательна и обусловлена поглощением плазмой лазерного излучения. По мере приближения к электродам кривизна $T(r)$ становится положительной, что связано с потерями энергии плазмой вследствие собственного излучения. Затем у эмиттера кривизна $T(r)$ становится снова отрицательной, что обусловлено цилиндрической симметрией преобразователя. Температура плазмы спадает от центра к электродам примерно в два раза. В тонких же приэлектродных областях (шириной $\sim 2.6 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$ в рассматриваемом сечении разряда) температура тяжелых компонент плазмы (атомов и ионов) спадает на порядок. Это приводит к большим потокам энергии ($\approx 0.25 \text{ kW/cm}^2$), переносимым на электроды тяжелыми компонентами плазмы. При этом в рассматриваемом сечении разряда на подогретых электродах, эмиттируемых с эмиттера, [2, формула (31)] расходится 0.72 kW/cm^2 , на генерацию ионов в неравновесной приэмиттерной области — 59 W/cm^2 и в приколлекторной области — 85 W/cm^2 .

Плазма в середине МЭЗ практически полностью ионизована. У границ ядра разряда степень ионизации невелика (< 0.1). В середине МЭЗ распределение $n(r)$ имеет небольшой минимум, обусловленный некоторым "перегревом" плазмы, свойственным для устойчиво горящего разряда.

Распределение электрического потенциала по радиусу имеет характерный вид с большим отрицательным скачком у коллектора, меньшим приэмиттерным скачком потенциала, поскольку ток эмиссии электронов с эмиттера достаточно велик, и относительно небольшим падением потенциала на плазме ядра разряда, так как температуры плазмы, а следовательно, и концентрации электронов, на приэмиттерной и приколлекторной границах ядра разряда в рассматриваемых условиях ($J = 0$) близки.

Напомним, что здесь приэлектродный скачок потенциала включает наряду со скачком потенциала в ленгмюровском слое такие изменения потенциала в неравновесной и квазиравновесной приэлектродных областях.

Таким образом, плазма НОР, горящего в межэлектродном пространстве ТЭПЛ, сильно неоднородна по радиусу. В такой плазме лазерное излучение испытывает значительную рефракцию. На рис. 5 показан ход лучей пучка лазерного излучения в межэлектродном пространстве ТЭПЛ, рассчитанный в приближении геометрической оптики. Такое приближение грубо для корректного расчета распространения лазерного излучения в межэлектродном пространстве преобразователя энергии, однако дает наглядное представление о рефракционных характеристиках межэлектродной плазмы. Напомним, что при нахождении характеристик НОР распространение лазерного излучения в межэлектродном пространстве ТЭПЛ рассчитывалось в квазиоптическом приближении. По мере распространения лазерного излучения вдоль межэлектродного пространства часть боковых лучей из областей с невысокой интенсивностью излучения отклоняется к электродам, а фокус формируется значительно ближе расстояния, на которое фокусировался луч в отсутствие плазмы в межэлектродном пространстве ($z = 15 \text{ cm}$). Последнее иллюстрирует и рис. 6, на котором в относительных единицах показаны распре-

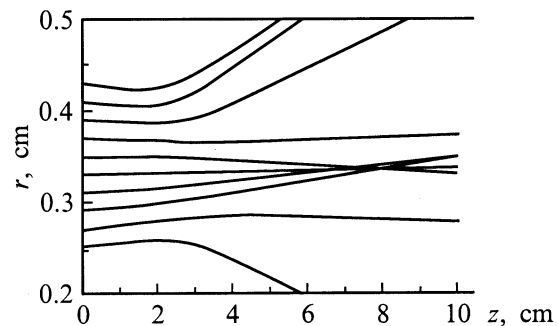


Рис. 5. Ход лучей пучка лазерного излучения в межэлектродном пространстве ТЭПЛ при условиях рис. 4.

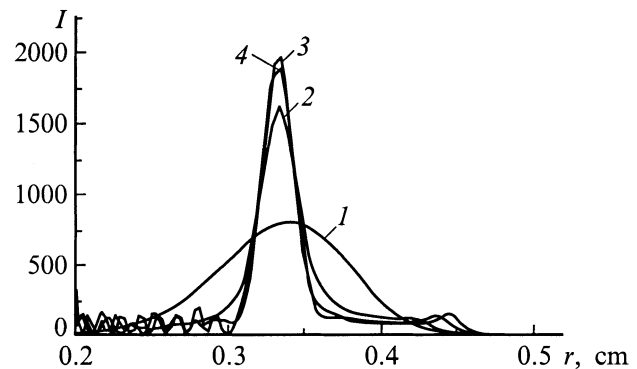


Рис. 6. Распределения по радиусу интенсивности лазерного излучения в относительных единицах при условиях рис. 4. $z = 0.1$ (1), 5.0 (2), 7.0 (3), 8.0 cm (4).

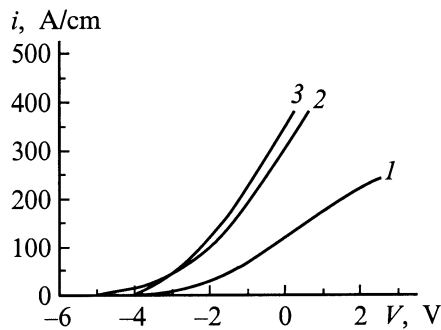


Рис. 7. Вольт-амперные характеристики при $T_C = 100$ К. 1 — $P_0 = 1$ атм, $T_E = 3000$ К, мощность лазерного излучения, поглощенная в разряде единичной меры, $W_L^{(1)} = 17$ кВт/см²; $eJ_E = 200$ А/см²; 2 — $P_0 = 1$ атм, $T_E = 3000$ К, $eJ_E = 600$ А/см², $W_L^{(1)} = 19$ кВт/см²; 3 — $P_0 = 0.5$ атм, $T_E = 2000$ К, $eJ_E = 600$ А/см², $W_L^{(1)} = 10$ кВт/см.

ления по радиусу интенсивности лазерного излучения, рассчитанные в квазиоптическом приближении.

Рассмотренные стационарные оптические разряды в МЭЗ ТЭПЛ существуют в узком диапазоне мощностей лазерного излучения. С уменьшением мощности длина разряда уменьшается и разряд гаснет. С увеличением мощности длина разряда увеличивается, что является положительным для оптимальной работы ТЭПЛ. При этом, однако, из-за прогрева газа перед передним (левым) фронтом разряд сдвигается вдоль МЭЗ навстречу лазерному лучу и в рассмотренном диапазоне параметров стабилизируется, лишь достигнув левой границы МЭЗ ($z = 0$), на которой задавалась температура $T_W = (T_E + T_C)/2$. Распределение по оси z температуры плазмы в середине МЭЗ для такого разряда показано кривой 3 на рис. 3. Стабилизация разряда происходит вследствие формирования достаточно крутого переднего фронта у $z = 0$, приводящего к отводу значительного количества тепла из прифронтной области разряда. В реальном ТЭПЛ вряд ли можно рассчитывать на простой способ отвода тепла от линзы или прозрачной крышки, закрывающей МЭЗ. Однако можно полагать, что в случае открытого левого торца ТЭПЛ при интенсивностях лазерного излучения, не слишком превышающих интенсивности, соответствующие стационарному разряду внутри МЭЗ (кривые 1, 2 на рис. 3), разряд, выйдя из МЭЗ в область $z < 0$, увеличится в диаметре, что приведет к добавочным потерям энергии из прифронтной области разряда и его стабилизации. Стабилизация разряда внутри МЭЗ может быть достигнута также продувкой газа вдоль зазора или более острой фокусировкой пучка лазерного излучения. По-видимому, возможны и другие способы. Исследование их предполагается провести в дальнейшем.

4. Поскольку при рассмотрении процессов переноса в радиальном направлении разряд, горящий в межэлектродном пространстве ТЭПЛ, можно рассматривать как квазиоднородный по z , то изучение его электрофизиче-

ских характеристик проведем на упрощенной одномерной модели, полагая распределение интенсивности лазерного излучения не зависящим от z . На рис. 7 показаны для различных токов эмиссии электронов с эмиттера и давлений аргона вольт-амперные характеристики (ВАХ) межэлектродного зазора преобразователя, отнесенные к единице длины электродов (i — погонная плотность тока через разряд). Для получения из этих характеристик ВАХ преобразователя энергии к разности потенциалов между поверхностями коллектора и эмиттера V нужно добавить разность работ выхода коллектора и эмиттера, так что представленные характеристики можно рассматривать как ВАХ преобразователя энергии при равных работах выхода электродов.

В рассмотренном диапазоне токов эмиссии и давлений аргона практически половина ВАХ лежит в области отрицательных напряжений (в "преобразовательной области"). Увеличение тока эмиссии электронов с эмиттера eJ_E при заданном напряжении V на межэлектродном зазоре приводит к несколько более слабому, чем пропорциональный, росту тока через преобразователь и соответственно к росту эффективности преобразования энергии, так как поглощенная энергия лазерного излучения мало изменяется с увеличением eJ_E . Кроме того, увеличение eJ_E приводит к росту напряжения холостого хода (ср. кривые 1 и 2 на рис. 7). Уменьшение же давления вдвое (ср. кривые 2 и 3 на рис. 7) не привело к значительному изменению тока, но привело к снижению более чем в два раза потерь энергии вследствие собственного излучения плазмы и соответственно к повышению эффективности преобразования энергии.

Рассмотрим зависимость параметров плазмы оптического разряда от тока через преобразователь. На рис. 8 показаны распределения по радиусу температуры плазмы в различных точках ВАХ. С увеличением тока температура плазмы в приэмиттерной области ядра разряда возрастает, а в приколлекторной уменьшается. Причем в эти изменения температуры плазмы вносят вклад обусловленные током изменения в энергии, отводимой от границы равновесного ядра разряда (последний член в правой части (31) из работы [2]), а также в объемных источниках тепла у эмиттера и стоках у коллектора (два последних члена в правой части (5) из работы [2]).

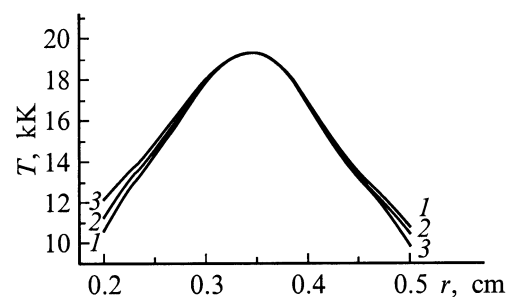


Рис. 8. Распределения по радиусу температуры плазмы при $P_0 = 0.5$ атм, $T_E = 2000$ К, $T_C = 1000$ К, $eJ_E = 600$ А/см². i , А/см: 1 — 0, 2 — 150, 3 — 380.

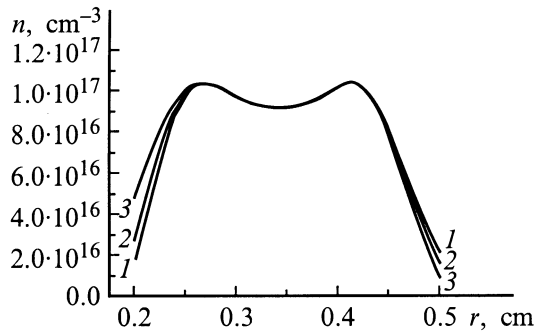


Рис. 9. Распределения по радиусу концентрации электронов при условиях рис. 8.

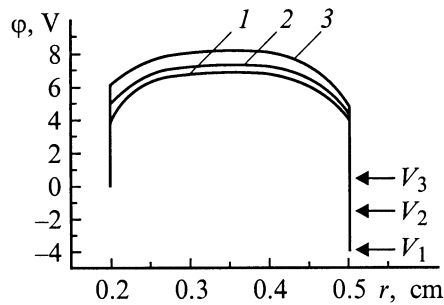


Рис. 10. Распределения по радиусу электрического потенциала при условиях рис. 8, V_1, V_2, V_3 — напряжения на МЭЗ для соответствующих кривых.

Изменения температуры плазмы у приэлектродных границ ядра НОР приводят к аналогичным изменениям энергии, расходуемой на подогрев до температуры плазмы электронов, эмиттируемых с эмиттера, энергии, отводимой на эмиттер вследствие теплопереноса ионами и атомами, и энергии, расходуемой на генерацию в неравновесной области ионов, отводимых на эмиттер [2, формула (31)]. Эти энергии сильно (вторая и третья экспоненциально) зависят от температуры плазмы. Их изменения в свою очередь приводят к снижению изменения температуры плазмы у электродов. Вследствие этого зависимость температуры плазмы от тока не очень сильная. Небольшие изменения температуры плазмы значительно, тем не менее, изменяют концентрацию электронов (рис. 9), которая в случае слабой ионизации экспоненциально зависит от температуры.

На рис. 10 показаны распределения по радиусу электрического потенциала при различных токах через преобразователь. С ростом тока приэмиттерный скачок потенциала растет, а приколлекторный уменьшается по абсолютной величине. Разность потенциалов между приколлекторной и приэмиттерной границами ядра разряда в рассматриваемом случае уменьшается с ростом тока (растет по абсолютной величине), что связано с изменением температуры плазмы и концентрации электронов на этих границах.

В средней части МЭЗ, где в основном поглощается лазерное излучение, градиенты температуры, концентрации электронов и потенциала невелики и соответственно невелики (значительно меньше поглощаемой энергии лазерного излучения) объемные источники и стоки тепла, связанные с протеканием тока. Поэтому влияние тока на температуру и концентрацию электронов в этой части МЭЗ мало, а это в свою очередь ведет к слабой зависимости от тока энергии лазерного излучения, поглощаемой плазмой. Так, при изменении погонной плотности тока i от нуля до 380 А/см изменение энергии лазерного излучения, поглощаемой плазмой, составляет $\sim 1\%$. На рис. 11 показано полное объемное энерговыделение в плазме, обусловленное поглощением лазерного излучения и протеканием тока (сумма удельной мощности энерговыделения в плазме, обусловленного поглощением лазерного излучения W_L , и последних двух членов в правой части (5) из [2]).

5. Таким образом, в межэлектродном зазоре термоэмиссионного преобразователя энергии лазерного излучения в электрическую энергию может поддерживаться непрерывный оптический разряд протяженностью порядка нескольких сантиметров с температурой плазмы в центре ядра разряда $\approx 20\,000$ К, а в приэлектродных областях — $\approx 10\,000$ К. Снижение давления газа позволяет увеличить протяженность разряда, повысить его осевую однородность и снизить излучательные потери энергии на единицу длины разряда. При этом температура плазмы в межэлектродном зазоре значительно не изменяется.

С ростом погонной плотности тока i через разряд температура плазмы в приэмиттерной области ядра разряда возрастает, а в приколлекторной снижается, что приводит к соответствующим изменениям концентрации электронов в этих областях. Приэмиттерный скачок потенциала растет с увеличением i , а приколлекторный уменьшается по абсолютной величине. При фиксированном напряжении на межэлектродном зазоре i растет несколько слабее, чем ток эмиссии электронов с эмиттера. Изменение же давления не приводит к значительному изменению i .

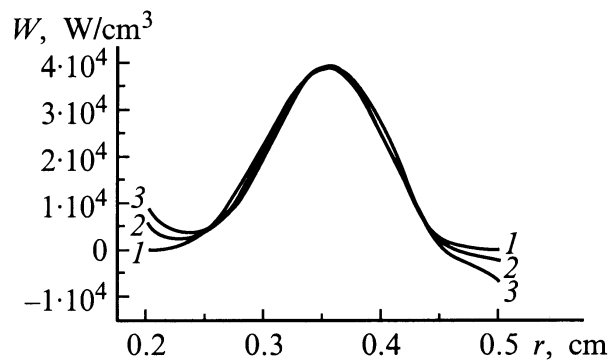


Рис. 11. Распределения по радиусу плотности энерговыделения в плазме при условиях рис. 8.

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

Список литературы

- [1] *Алексеева И.В., Будник А.П., Жеребцов В.А.* и др. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. Вып. 7. С. 90–95.
- [2] *Алексеева И.В., Будник А.П., Дьяченко П.П.* и др. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 11. С. 91–98.
- [3] *Козлов Н.П., Пекшев А.В., Протасов Ю.С., Суслов В.И.* // Радиационная плазмодинамика. М.: Энергоатомиздат, 1991. Т. 1. С. 462–498.
- [4] *Weymouth J.F.* // J. of the Institution of Electrical Engineers. 1962. Vol. 8. N 8. P. 380–383.
- [5] *Латыев Л.Н., Петров В.А., Чеховской В.Я., Шестаков В.Н.* Излучательные свойства твердых материалов. Справочник / Под ред. А.Е. Шейндлина. М.: Энергия, 1974. 472 с.