

УДК 537.523.5

## К ОПТИМИЗАЦИИ ТЕПЛОВЫХ РЕЖИМОВ СИЛЬНОТОЧНЫХ ТЕРМОЭМИССИОННЫХ КАТОДОВ

Б.Д. ЦЫДЫПОВ

*Отдел физических проблем Бурятского научного центра СО РАН,  
Улан-Удэ*

Получены критерии оценки вклада основных источников и стоков энергии в сложном теплообмене стержневых термокатодов при квазидномерной постановке тепловой задачи. Критериальные соотношения позволяют определить температурные режимы работы сильноточных длинных катодов. Развита метод оптимизации теплового состояния электродов. Расчеты по критериальному методу согласуются с экспериментальными результатами.

Тепловое состояние термоэмиссионных катодов плазменных устройств определяет работоспособность и ресурс их работы [1, 2]. Поэтому проблема увеличения ресурса таких катодов, повышения надежности и стабильности функционирования устройств в целом состоит в нахождении их оптимальных тепловых режимов. Решение поставленной задачи связано с многопараметрической оптимизацией токовой нагрузки, выбором материала, геометрией и эффективным охлаждением не только самого электрода, но и электродного узла [3, 4].

Катодный узел электродуговых плазменных устройств представляет собой сложную конструкцию в тепловом поле большой интенсивности в  $10^3$ – $10^4$  Вт/см<sup>2</sup> [5]. Уровень температур и характер теплоотвода зависят от конструктивных особенностей электродного узла. Разработка узлов и оптимизация их теплового режима на основе экспериментальных исследований встречаются значительные трудности, связанные с обеспечением требуемого термического контакта в местах соединений разных металлов, различием их теплоэлектрофизических и прочностных свойств, выбором геометрии и эффективного теплообмена конструкции.

Теоретический подход к оптимизационной задаче основан на решении уравнения нестационарной теплопроводности

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) + q_v \quad (1)$$

с учетом всех видов теплообмена электродного узла с внешней средой. Здесь  $T$  — температура,  $c$  — удельная теплоемкость,  $\rho$  — плотность материала,  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности,  $q_v$  — объемная плотность внутренних источников и стоков, обусловленных различного рода физико-химическими процессами выделения и поглощения энергии.

На рис. 1 показана типичная схема катодного узла плазменных устройств. Для сильноточных электродуговых систем наиболее работоспособными являются конструкции, состоящие из стержневого электрода — вставки I из активированного

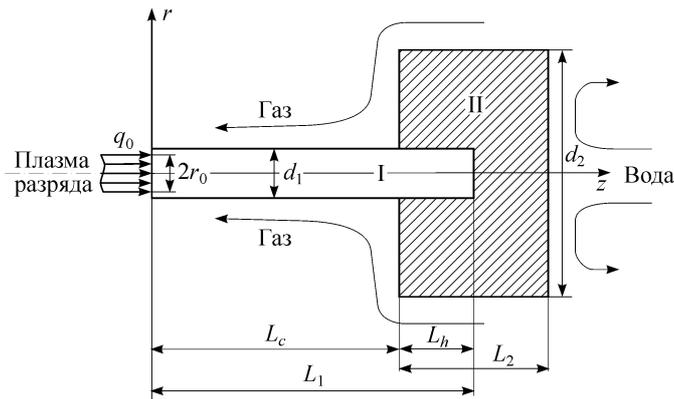


Рис. 1. Расчетная модель типичного катодного узла.  
I — катод (вставка), II — держатель (обойма).

вольфрама, запрессованного в медный цилиндрический держатель — обойму II [5, 6]. Длина вылета катода варьируется от  $L_c = 0$  (заделка заподлицо) до  $L_c/d_1 \gg 1$  (длинный катод). В [7] показано, что для таких электродных узлов при решении тепловой задачи в источниковом составляющем  $q_v$  уравнения (1) определяющим является вклад джоулевой диссипации энергии. Поэтому температурное поле в осесимметричном катодном узле находится совместным решением уравнения (1), в виде

$$c_k \rho_k \frac{\partial T_k}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \lambda_k(T) \frac{\partial T_k}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \lambda_k(T) \frac{\partial T_k}{\partial z} \right] + j_k^2 / \sigma_k(T), \quad (2)$$

и уравнения непрерывности тока

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \sigma_k(T) \frac{\partial U_k}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \sigma_k(T) \frac{\partial U_k}{\partial z} \right] = 0 \quad (3)$$

для вставки I ( $k = 1$ ) и обоймы II ( $k = 2$ ), где  $j_k = (j_r^2 + j_z^2)^{1/2}$ ,  $j_r = -\sigma_k(T) \partial U_k / \partial r$ ,  $j_z = -\sigma_k(T) \partial U_k / \partial z$  — плотность тока и ее компоненты по цилиндрическим координатам  $r$  и  $z$  соответственно,  $U_k$  — потенциал электрического поля,  $\sigma_k(T)$  — удельная электрическая проводимость.

Решение уравнения (3) позволяет найти локальное значение  $j_k(r, z)$  и корректно учесть мощность джоулева тепловыделения в объеме катодного узла. Система уравнений нелинейна, так как теплоэлектрофизические коэффициенты  $\lambda_k(T)$  и  $\sigma_k(T)$  зависят от температуры. Поскольку зависимость  $\lambda_1(T)$  для вольфрама слабая, в практических расчетах ею можно пренебречь. Здесь важен учет  $\sigma_1(T)$ . В конструкции из элементов W–Cu в силу соотношений  $\sigma_2 \gg \sigma_1$  и  $j_1 \gg j_2$  уравнение непрерывности тока можно решать только для вольфрамовой вставки. В постановке задачи предполагается, что на рабочий торец катода  $z = 0$  в пределах пятна радиуса  $r_0$  поступает тепловой поток, моделирующий термическое воздействие плазмы разряда  $q_0 = f(r)$ , где  $f(r)$  — в общем случае известная функция. За катодным пятном и на цилиндрических поверхностях электрода и обоймы выполняются условия конвективного и лучистого теплообмена по закону Стефана–Больцмана, на холодном торце обоймы и поверхностях сопряжения двух металлов ставятся граничные условия соответственно III и IV родов [7]. Значения параметров  $q_0$  и  $r_0$  определяются из эксперимента [5] или же из совместного решения замкнутой системы

уравнений, описывающих процессы в твердом теле, прикатодной области и в канале дугового разряда [4, 8].

На рис. 2 представлены результаты расчетов температурных полей катода  $T(z)$ , полученных решением тепловой задачи для катодного узла в двумерном приближении методом конечных разностей с локально-одномерной схемой прогонки с экспериментальными данными  $q_0$  и  $r_0$  из [9]. Геометрические размеры и тепло-электрофизические свойства элементов катодного узла из лантанированного вольфрама и меди следующие:

$$L_1 = 3 \text{ см}, L_h = 1 \text{ см}, L_c = 2 \text{ см}, r_1 = 0,25 \text{ см}, L_2 = 1,5 \text{ см}, r_2 = 1,5 \text{ см}, c_1 = 0,13 \text{ Дж}/(\text{г}\cdot\text{К}), \\ c_2 = 0,38 \text{ Дж}/(\text{г}\cdot\text{К}), \rho_1 = 19,0 \text{ г}/\text{см}^3, \rho_2 = 8,93 \text{ г}/\text{см}^3.$$

Данные остальных параметров в численных расчетах учитывались в виде их температурных зависимостей [4]. Дуговой разряд горит в атмосфере аргона при  $p = 10^5$  Па и токовой нагрузке  $I = 300$  А, значение интегрального теплового потока  $Q = 340$  Вт [9].

Графики рис. 2 иллюстрируют роль объемного источника и нелинейных граничных условий на цилиндрической и рабочей поверхностях электрода в тепловой задаче. Осевые распределения температуры позволяют выявить вклад этих составляющих при различном их сочетании в энергообмене термоэмиссионного катода. Они получены варьированием теплоэлектрофизических коэффициентов в уравнениях и граничных условиях задачи. Температурное поле, рассчитанное с учетом конвективного и лучистого теплообменов и джоулева эффекта (кривая 1), имеет хорошее согласование с экспериментальными данными из [8, 9], что свидетельствует о правильной постановке задачи. В обратной ситуации при пренебрежении всеми перечисленными составляющими энергобаланса появляются значительные погрешности в вычислении поля температур катода (кривая 2). Температуры горячего торца в этих вариантах различаются на 716 К. Однако учет по отдельности объемного источника тепла (кривая 3) или же конвективного и радиационного теплообменов с поверхности электрода (кривая 4) приводит к еще большим ошибкам в расчете температурного поля. Например, разность температур между распределениями 1 и 3 достигает 1704 К. Графики 3 и 4 (см. рис. 2) наглядно показывают существенное влияние джоулева нагрева в объеме и сложного теплообмена с поверхностями на тепловое состояние сильноточного катода. При этом их вклад в энергобаланс зависит от геометрии электрода и величины разрядного тока. В данном случае при токовой нагрузке  $I \leq 300$  А и плотности тока  $j \leq 2 \cdot 10^3$  А/см<sup>2</sup> влияние теплообмена на границах заметно больше вклада, вносимого эффектом Джоуля. С увеличением тока доля последнего фактора в энергобалансе катода повышается, и при  $I \geq 500$  А объемный источник тепла преобладает над энергией, уносимой конвективным и лучистым составляющими.

При расчете термического состояния стержневых длинных катодов ( $L_c / d_1 \gg 1$ ) используется квазиодномерный метод решения тепловой задачи, в котором сложный теплообмен через боковые поверхности электрода учитывается введением в одномерное

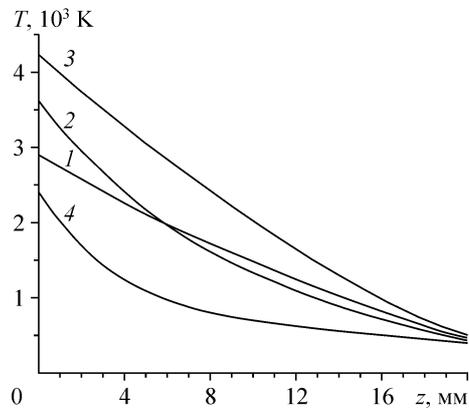


Рис. 2. Осевые распределения температур катода.

уравнение теплопроводности так называемых эффективных объемных источников и стоков энергии [1, 9–11]. Метод применим для катодов с диффузной привязкой разрядов, когда площадь контакта близка к поперечному сечению электрода ( $r_0 \approx r_1$ ) и изменением температуры по радиусу можно пренебречь.

Уравнение (1) для цилиндрической вставки I записывается в виде

$$c_1 \rho_1 \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[ \lambda_1(T) \frac{\partial T}{\partial z} \right] - \frac{2\alpha(T)}{r_1} (T - T_g) - \frac{2\varepsilon(T)\sigma_B}{r_1} (T^4 - T_m^4) + j_1^2 / \sigma_1(T), \quad (4)$$

где  $\alpha(T)$  — коэффициент конвективной теплоотдачи,  $\varepsilon(T)$  — интегральная излучательная способность,  $\sigma_B$  — постоянная Стефана–Больцмана,  $T_g$  и  $T_m$  — температуры рабочего газа и окружающей среды. Здесь для установившихся тепловых режимов численно решается стационарное уравнение теплопроводности итерационным методом Рунге–Кутты с учетом известного из эксперимента распределения температуры вдоль катода  $T(z)$ .

Квазиодномерный подход позволяет оптимизировать температурный режим катода и выявить вклад каждой из составляющих уравнения (4) в его энергобаланс [11]. Однако подобная оптимизация требует совместной постановки теоретического расчета и экспериментальных измерений температурного поля и тепловых потоков на электроде. Рациональнее найти оптимальный тепловой режим термоэмиссионного катода, а провести оценку энергобаланса можно критериальным методом [12, 13].

Опуская нижние индексы в переменных уравнения [4], приведем его к безразмерному виду

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tau} = \text{Fo} \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial \tilde{z}^2} - B(\tilde{T} - 1) - D(\tilde{T}^4 - 1) + G\tilde{j}^2. \quad (5)$$

Здесь  $\text{Fo} = \frac{\lambda \tau_0}{c \rho l^2}$  — число Фурье,  $B = \frac{2\alpha \tau_0}{c \rho r}$ ,  $D = \frac{2\varepsilon \sigma_B \tau_0 T_c^3}{c \rho r}$ ,  $G = \frac{j_0^2 \tau_0}{c \rho \sigma T_c}$ ,

$\tilde{T} = T/T_c$ ,  $\tilde{j} = j/j_0$  — относительные температура и плотность тока,  $\tau = t/\tau_0$ ,  $\tilde{z} = z/l$  — безразмерные координаты,  $\tau_0, l$  — масштабы координат,  $T_c = T_g = T_m$  — определяющая температура системы электрод–плазмообразующий газ–окружающая среда,  $j_0$  — характерная плотность тока в катоде.

В критериальном подходе количественный вклад составляющих энергобаланса на катоде оценивается сравнением безразмерных параметров  $\text{Fo}$ ,  $B$ ,  $D$  и  $G$  при

слагаемых уравнения (5). В работе [12] получен критерий  $\theta = \frac{\lambda T_c / l}{j_0^2 l / \sigma}$ , показываю-

щий долю отводимой теплопроводностью энергии относительно джоулева нагрева

электрода. Это соотношение и критерии  $\eta = \frac{2\alpha T_c}{j_0^2 r / \sigma}$ ,  $\chi = \frac{2\varepsilon \sigma_B T_c^4}{j_0^2 r / \sigma}$ , отражающие

эффективности конвективных и лучистых потоков тепла в энергобалансе катода [13], позволяют анализировать его тепловое состояние.

Энергобаланс термокатаода с учетом основных составляющих теплообмена записывается в следующем виде [1, 14]:

$$Q_p + Q_J = Q_h + Q_r + Q_m, \quad (6)$$

где  $Q_p$  — результирующий тепловой поток на границе плазма–твердое тело, состоящий из притока энергии на поверхность в виде бомбардировки и нейтрали-

зации ионов, кондуктивных и лучистых компонент воздействия разряда, а также из уноса энергии электронами эмиссии, испаряющимися атомами металла и радиационным теплообменом,  $Q_J$  — мощность джоулева тепловыделения в объеме электрода,  $Q_r$ ,  $Q_m$  — радиационная и конвективная составляющие теплообмена катода с окружающей средой и газом.

В [13] показано, что оптимальный температурный режим термокатода реализуется при соотношениях

$$Q_J = Q_h + Q_r + Q_m, \quad \xi = \theta + \chi + \eta = 1. \quad (7)$$

Кроме того, вблизи горячего торца электрода должно выполняться условие  $dT/dz = \min$ , обеспечивающее равномерный прогрев активной зоны с эффективной подпиткой эмитирующей поверхности легирующей присадкой из глубинных слоев.

Рассмотрим подробнее методику расчета данного режима. В ней основную трудность составляет правильное определение характерных параметров задачи  $j_0$  и  $T_c$ . Выбор характерной плотности тока, равной  $j_0 = I/(\pi r_1^2)$ , для длинного цилиндрического катода достаточно обоснован и не требует дополнительных пояснений. Использование в расчетах средней температуры катода  $T_c$  в качестве определяющей температуры системы нагретое твердое тело—охлаждающий газ—окружающая среда при сложном теплообмене также является оптимальным [15]. Однако в общем

случае для расчета  $T_c = \frac{1}{F} \int T dF$  необходимо знание распределения температуры

по поверхности  $F$ , т. е. постановка экспериментальных измерений  $T(z)$ , что значительно усложняет задачу. Между тем известно, что при оптимальных токовых режимах профили  $T(z)$  стержневых длинных катодов “выпрямляются” [4, 5, 9] и с достаточной точностью аппроксимируются линейной функцией [8]. В данном случае, найдя температуры холодного  $T_0$  и горячего  $T_1$  торцов электрода, легко вычислить среднюю температуру катода. Температура охлаждаемого торца принимается равной  $T_0 = 300$  К, а  $T_1$  определяется следующим образом. Сначала по формуле [9]

$$I_{\text{opt}} = 12 d^2 \quad (8)$$

находится оптимальный рабочий ток катода ( $d$  — диаметр электрода в мм). Ему соответствует характерная плотность тока

$$j_0 = 4I_{\text{opt}}/(\pi d^2). \quad (9)$$

Считая, что в термоэмиссионном режиме ток на катоде полностью обусловлен механизмом термоэмиссии, температура  $T_1$  вычисляется из формулы Ричардсона–Дешмана

$$j_{\text{em}} = AT_1^2 \exp[-e\phi/(kT_1)]. \quad (10)$$

Здесь  $j_{\text{em}}$  — плотность тока термоэмиссии,  $A$  — постоянная Ричардсона,  $e\phi$  — работа выхода,  $k$  — постоянная Больцмана.

В общем случае плотность тока на катоде определяется выражением

$$j_0 = j_{\text{em}} + j_i - j_p, \quad (11)$$

где  $j_i$  — плотность тока ионов,  $j_p$  — плотность тока высокоэнергетичных плазменных, так называемых “обратных” электронов. С учетом того, что эти компоненты плотности тока одного порядка и входят в уравнение (11) с противоположными знаками можно принять  $j_0 = j_{\text{em}}$  с погрешностью менее 2 % при вычислении  $T_1$  [2].

При известных  $T_1$  и  $T_0$  для линейного графика  $T(z)$  по формуле  $T_c = (T_1 + T_0)/2$  определяем характерную температуру системы. Подставляя значения  $j_0$  и  $T_c$  в сформулированные выше критериальные соотношения, по условию (7) находим оптимальный температурный режим для заданной геометрии катода.

Проиллюстрируем методику на предыдущем примере. Используя формулы (8), (9), для катода с  $r_1 = 0,25$  см получаем оптимальный ток  $I_{\text{opt}} = 300$  А и характерную плотность тока  $j_0 = 1,53 \cdot 10^3$  А/см<sup>2</sup>. Вместо вычисления  $T_1$  по формуле (10) можно воспользоваться номограммами  $j_{\text{em}}(e\phi, T)$ , приведенными в [2]. Данной плотности тока на катоде из ВЛ-30 ( $e\phi = 3,0$  эВ) соответствует температура эмиссии  $T_1 \approx 2900$  К. Следовательно, характерная температура равна  $T_c = 1600$  К. Теплоэлектрофизические параметры при такой температуре следующие [4]:  $\lambda = 1,09$  Вт/(см·К);  $\sigma^{-1} = 42,7$  мкОм·см;  $\varepsilon = 0,207$ . Коэффициент  $\alpha$  сильно зависит от условий работы плазменного устройства, и его значение изменяется в диапазоне  $4 \cdot 10^{-5} - 3,7 \cdot 10^{-2}$  Вт/(см<sup>2</sup>·К) [16]. Для расчета используем усредненную величину, равную  $\alpha = 10^{-3}$  Вт/(см<sup>2</sup>·К). Следует заметить, что в широко используемых плазменных устройствах, например, в сварочных и плавильных плазмотронах коэффициент  $\alpha$  мал и конвективной составляющей при определении энергообмена стержневых термоэмиссионных электродов можно пренебречь [9].

На рис. 3 приведены графики критериальных соотношений в зависимости от длины катода  $L_1$  при фиксированном радиусе  $r_1 = 0,25$  см. Критерии, связанные с размером радиуса катода, не изменяются и равны  $\chi = 0,61$  и  $\eta = 0,13$ . Большое значение  $\chi$  свидетельствует о преобладающей роли радиационной составляющей энергообмена в тепловом режиме катода при малых и средних токовых нагрузках, что совпадает с расчетами, приведенными на рис. 2. Известно, что с увеличением длины вылета влияние массивной охлаждаемой обоймы на теплообмен катода ослабевает и кондуктивный поток в конструкцию электродного узла  $Q_h$  уменьшается [1, 7]. Из рис. 3 видно, что при увеличении  $L_1$  от 3 до 9 см из-за снижения  $Q_h$  критерий  $\theta$  уменьшается от 1,93 до 0,21. Оптимальный тепловой режим при токовой нагрузке  $I = 300$  А реализуется на катоде с  $L_1 = 7 - 9$  см, в зависимости от глубины заделки в обойму длина вылета  $L_c \approx 6$  см. Эти данные согласуются с результатами, полученными в [1, 5].

Эксперименты показывают, что при длине вылета электрода  $L_c = 2$  см оптимальным является ток  $I = 350$  А [9]. Здесь плотность тока, рассчитанная по формуле (9), получается равной  $1,78 \cdot 10^3$  А/см<sup>2</sup>, а критерии завышенными:  $\theta = 1,41$ ,  $\chi = 0,43$ ,

$\eta = 0,08$  и  $\xi = 1,92$ . Это объясняется тем, что с уменьшением  $L_c$  разряд начинает приобретать контрагированную форму привязки и  $r_0 < r_1$ , поэтому необходимо более точное определение значений  $r_0$  и  $j_0$ . Расчет катода данной геометрии по замкнутой нестационарной модели [8] показывает,

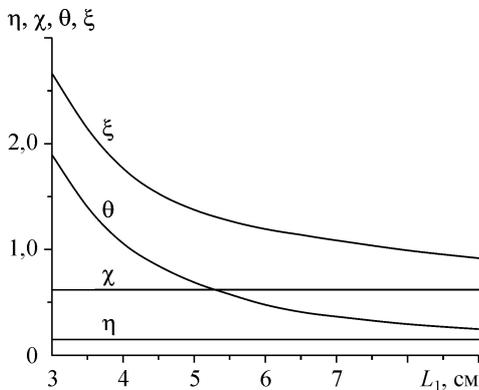


Рис. 3. Зависимости критериальных параметров от длины катода.  
 $I = 300$  А.

что оптимальный тепловой режим получается при  $I = 350$  А,  $j_0 = 2,53 \cdot 10^3$  А/см<sup>2</sup>,  $r_0 = 0,21$  см и температуре  $T_1 = 2860$  К. Подставляя их в критериальные соотношения имеем:  $\theta = 0,71$ ,  $\chi = 0,22$ ,  $\eta = 0,04$ ,  $\xi = 0,97$ , подтверждающие оптимальное термическое состояние электрода.

Проверим критериальный метод на другом известном результате, полученном с применением квазиодномерного подхода [14]. В эксперименте дуговой разряд горел в Ag при давлении  $p = 2,63$  кПа на вольфрамовом цилиндрическом катоде с геометрией  $L_1 = 2,5$  см,  $r_1 = 0,15$  см и температурами  $T_1 = 2800$  К,  $T_0 = 450$  К. Оптимальный тепловой режим катода достигался при  $I \approx 430$  А, когда привязка разряда полностью охватывала полусферический торец с площадью  $F = 2\pi r_1$ . При этих условиях получаются следующие критериальные коэффициенты:  $\theta = 0,72$ ,  $\chi = 0,28$ ,  $\eta = 0,05$  и  $\xi = 1,05$ , что соответствует оптимальному температурному режиму электрода.

Таким образом, рассмотренные примеры свидетельствуют об эффективности применения критериального метода для оптимизации теплового состояния длинных термоэмиссионных катодов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Жуков М.Ф., Аньшаков А.С., Дандарон Г.-Н.Б. Тепловой режим работы термокатада // Прикатодные процессы и эрозия электродов плазмотронов. — Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1977. — С. 61–84.
2. Гордеев В.Ф., Пустогоаров А.В. Термоэмиссионные дуговые катоды. — М.: Энергоиздат, 1988. — 192 с.
3. Дюжев Г.А., Зимин А.М., Хвесюк В.И. Термоэмиссионные катоды // Плазменные ускорители и ионные инжекторы. — М.: Наука, 1984. — С. 200–217.
4. Паневин И.Г., Хвесюк В.И., Назаренко И.П. и др. Теория и расчет приэлектродных процессов. — Новосибирск: Наука, 1992. — 197 с.
5. Жуков М.Ф., Козлов Н.П., Пустогоаров А.В. и др. Приэлектродные процессы в дуговых разрядах. — Новосибирск: Наука, 1982. — 157 с.
6. Дресвин С.В. Генераторы низкотемпературной плазмы // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том II / Под ред. В.Е. Фортова. — М.: Наука, 2000. — С. 280–328.
7. Зимин А.М., Козлов Н.П., Хвесюк В.И., Цыдыпов Б.Д. Расчет теплового состояния катодного узла // Источники и ускорители плазмы. — 1983. — № 7. — С. 73–85.
8. Цыдыпов Б.Д. Динамика нестационарных процессов в сильноточных плазменных системах. — Улан-Удэ: Изд-во БНЦ СО РАН, 2002. — 268 с.
9. Аньшаков А.С., Урбах Э.К., Цыдыпов Б.Д. Оптимизация теплового состояния и ресурса стержневого термокатада // Теплофизика и аэромеханика. — 1995. — Т. 2, № 2. — С. 167–171.
10. Hugel H., Krulle G. Phänomenologie und energiebilanz von lichtbogenkathoden bei niedrigen drucken und hohen stromstärken // Beitr. Plasmaphys. — 1969. — Bd. 9, No. 2. — P. 87–116.
11. Пустогоаров А.В., Колесниченко А.Н., Гаврюшенко Б.С. и др. Измерение температуры поверхности вольфрамового катода плазмотрона // Теплофизика высоких температур. — 1973. — Т. 11, № 11. — С. 174–179.
12. Зимин А.М., Козлов Н.П., Хвесюк В.И. О критерии подобия температурных полей катодов // Известия СО АН СССР. Сер. техн. наук. — 1979. — Вып. 1, № 3. — С. 9–11.
13. Цыдыпов Б.Д. О критериях теплового состояния термокатада // Письма в ЖТФ. — 2005. — Т. 31, Вып. 18. — С. 87–94.
14. Дороднов А.М., Козлов Н.П., Помелов Я.А. Об эффекте «электронного» охлаждения на термоэмиссионном дуговом катоде // Теплофизика высоких температур. — 1973. — Т. 11, № 4. — С. 724–728.
15. Телегин А.С., Швыдкий В.С., Ярошенко Ю.Г. Тепломассоперенос. — М.: ИКЦ «Академкнига», 2002. — 455 с.
16. Жуков М.Ф., Никифоровский В.С. Особенности теплового и механического состояния составных катодов // Экспериментальные исследования плазмотронов. — Новосибирск: Наука, 1977. — С. 292–314.

*Статья поступила в редакцию 1 ноября 2006 г.*