



ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ТРУБЧАТОГО ТЕРМОКАТОДА, ПОДОГРЕВАЕМОГО ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

И. В. КРИВЦУН, канд. физ.-мат. наук (Ин-т электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины)

Предложена модель катодных процессов для трубчатого термокатада лазерно-дугового плазмотрона, учитывающая дополнительный нагрев рабочей поверхности катода пропускаемым через него лазерным пучком. Проведено детальное компьютерное моделирование катодных процессов для рассматриваемого катода. Показано, что, используя дополнительный лазерный нагрев, можно эффективно управлять катодными процессами и, как следствие, характеристиками плазмы в прикатодной области. Полученные результаты положены в основу создания конструкции катодного узла лазерно-дугового плазмотрона для порошковой наплавки. Экспериментальные исследования плазмотрона продемонстрировали высокую стабильность работы и стойкость разработанного трубчатого катода.

Ключевые слова: трубчатый термокатод, катодные процессы, термоэмиссия, электрическая дуга, лазерный пучок, лазерно-дуговой плазмотрон, исследования

Известно, что взаимодействие лазерного пучка с дуговой плазмой может приводить к возникновению особого типа газового разряда — комбинационного лазерно-дугового разряда [1], который является основой нового класса плазмотронов, применяемых для гибридных лазерно-плазменных способов сварки и обработки материалов [2–4]. Эти устройства отличаются от известных дуговых и оптических (лазерных) плазмотронов дополнительными возможностями управления как характеристиками плазмы (за счет изменения параметров лазерного пучка), так и лазерного пучка (за счет изменения режима горения дуги). Кроме того, лазерно-дуговые плазмотроны позволяют существенно повысить пространственно-временную стабильность параметров генерируемой плазмы и снизить опасность двойного дугообразования, что делает их весьма перспективными при реализации различных технологических процессов [5].

Основной особенностью лазерно-дуговых плазмотронов осесимметричной схемы [2–5] является конструкция катодного узла, например, туполапкий трубчатый катод (рис. 1) или система штыревых катодов, расположенных по окружности, что дает возможность вводить сфокусированный лазерный пучок в дуговую плазму вдоль оси плазмформирующего канала. Использование трубчатого термокатада позволяет также для дополнительного нагрева (наряду с дуговым нагревом) внутренней поверхности рабочего конца катода использовать периферийные лучи лазерного пучка, проходящего через катод (рис. 1). С одной стороны, можно осуществлять предварительный лазерный разогрев поверхности катода до температур, обеспечивающих минимальную пусковую эрозию его материала при инициализации дуги; с другой, открывается новый путь для управления катодными процессами, а следовательно, и характеристиками плазмы в прикатодной области комбина-

ционного разряда. Поэтому исследование особенностей работы трубчатого термокатада при атмосферном давлении внешнего газа, связанных с лазерным подогревом рабочего конца такого катода, представляется актуальной задачей.

Целью настоящей работы является разработка математической модели и детальное численное исследование катодных процессов для случая трубчатого термокатада, подогреваемого лазерным из-

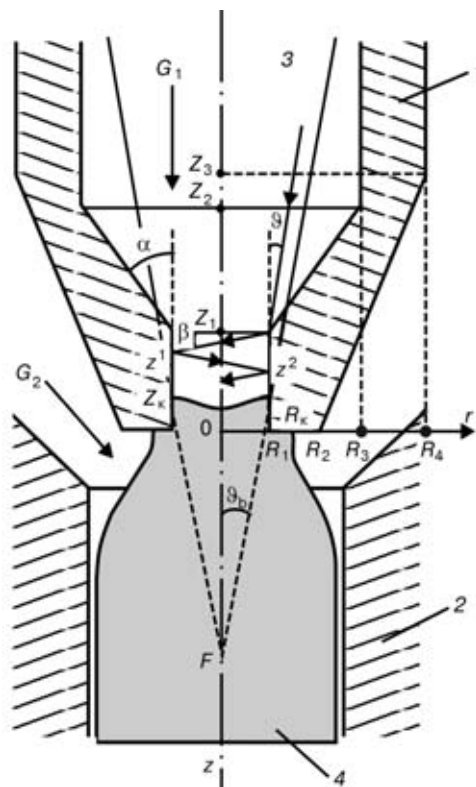


Рис. 1. Схема трубчатого термокатада лазерно-дугового плазмотрона: 1 — туполапкий трубчатый катод; 2 — плазмформирующее сопло; 3 — лазерный пучок; 4 — комбинационный лазерно-дуговой разряд; G_1 и G_2 — расходы соответственно внутреннего и внешнего плазмобразующего газа; R_1, \dots, R_4 и Z_1, \dots, Z_3 — координаты точек, определяющих форму поверхности катода; R_k, Z_k — координаты точек, определяющих размер области катодной привязки дуги



лучением. При моделировании этих процессов для рассматриваемого типа катода будем использовать наиболее общий подход, заключающийся в самосогласованном учете всего комплекса взаимосвязанных физических явлений, протекающих в теле катода, на его поверхности и в прикатодном слое плазме [6].

Прикатодный слой плазмы условно можно разделить на две зоны: квазинейтральную ионизационную область, в которой происходит генерация заряженных частиц, и слой пространственного заряда, на который приходится основная часть катодного падения потенциала. Слой пространственного заряда, непосредственно примыкающий к поверхности катода, имеет толщину, приблизительно равную дебаевскому радиусу, и может рассматриваться как бесстолкновительный, поскольку при давлении окружающего газа, близком к атмосферному, длина свободного пробега частиц оказывается существенно больше дебаевского радиуса [7]. Электроны, эмитируемые катодом, ускоряются электрическим полем пространственного заряда и приобретают энергию, достаточную для ионизации атомов плазмообразующего газа в столкновительном ионизационном слое. Образующиеся ионы и высокоэнергетические электроны плазмы, которые способны преодолеть катодное падение потенциала (так называемые обратные электроны), попадают на поверхность катода и отдают ему энергию, необходимую для его нагрева и обеспечения тока термоэмиссии.

Как уже было отмечено выше, кроме поступления энергии через пятно дуги, рассматриваемая конструкция трубчатого термокатада позволяет использовать для нагрева его внутренней поверхности часть мощности лазерного пучка, пропускаемого через отверстие в катоде. С этой целью геометрические параметры данной поверхности следует выбирать такими, чтобы периферийные лучи пучка, отразившись от внутренней конической поверхности катода, попали в его цилиндрическое выходное отверстие и имели там достаточное количество отражений для полного поглощения их материалом катода.

Для расчета результирующего температурного поля в теле катода, которое предполагается осесимметричным, воспользуемся стационарным квазилинейным уравнением теплопроводности с учетом джоулева тепловыделения:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \chi_k \frac{\partial T_k}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\chi_k \frac{\partial T_k}{\partial z} \right) + \rho_k j_k^2 = 0, \quad (1)$$

где $T_k(r, z)$ — распределение температуры в теле катода; $\chi_k(T_k)$ — коэффициент теплопроводности; $\rho_k(T_k)$ — удельное электрическое сопротивление материала катода; $j_k(r, z) = -\nabla \Phi_k / \rho_k$ — плотность тока в катоде.

Здесь распределение электрического потенциала $\Phi_k(r, z)$ может быть найдено с помощью уравнения неразрывности тока в металле:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi_k}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \Phi_k}{\partial z} \right) = 0. \quad (2)$$

Краевые условия на поверхности катода для уравнений (1), (2) задаются исходя из следующих соображений. Предполагается, что рассматриваемый тугоплавкий катод запрессован в медную водоохлаждаемую обойму. Тогда при

$$z = -L_b; R_3 \leq r \leq R_4,$$

где L_b — длина вылета катода, можно считать

$$T_k = T_b; \Phi_k = 0, \quad (3)$$

где T_b — температура охлаждающей воды. На внешней поверхности катода вне зоны привязки дуги принимаются условия наличия конвективно-радиационного теплообмена с окружающим газом, а также отсутствия нормальной к этой поверхности компоненты плотности электрического тока. Таким образом, при $r = R_4; -L_b \leq z < Z_3, r = R_2 + \frac{(R_4 - R_2)z}{Z_3}; Z_3 \leq z < 0$ и $R_k < r \leq R_2; z = 0$ (см. рис. 1) граничные условия имеют вид:

$$-\chi_k \nabla_n T_k = \alpha_k (T_k - T_2) + \epsilon_k \sigma_0 (T_k^4 - T_2^4); \nabla_n \Phi_k = 0, \quad (4)$$

где ∇_n — нормальная к поверхности катода составляющая градиента температуры; α_k — коэффициент теплообмена поверхности катода с внешним потоком плазмообразующего газа; T_2 — температура этого газа; ϵ_k — степень черноты материала катода; σ_0 — постоянная Стефана-Больцмана. Краевые условия на внутренней поверхности катода вне зоны контакта с плазмой, т. е. при $r = R_3; -L_b \leq z < Z_2, r = R_1 + \frac{(R_3 - R_1)(z - Z_1)}{Z_2 - Z_1}; Z_2 \leq z < Z_1$ и $r = R_1; Z_1 \leq z < Z_k$ (см. рис. 1), выбираются аналогично (4)

$$-\chi_k \nabla_n T_k = -\alpha_k (T_k - T_1) - \epsilon_k \sigma_0 (T_k^4 - T_1^4); \nabla_n \Phi_k = 0, \quad (5)$$

где α_k — коэффициент теплообмена поверхности катода с внутренним потоком плазмообразующего газа; T_1 — его температура*.

Граничные условия в области катодной привязки разряда (см. рис. 1) задаются в виде

$$-\chi_k \frac{\partial T_k}{\partial z} = -q_k^L; -\sigma_k \frac{\partial \Phi_k}{\partial z} = -j_k \text{ при } R_1 \leq r \leq R_k; z = 0 \quad (6)$$

и

$$-\chi_k \frac{\partial T_k}{\partial r} = q_k^L; -\sigma_k \frac{\partial \Phi_k}{\partial r} = j_k \text{ при } r = R_1; Z_k \leq z \leq 0, \quad (7)$$

где q_k^L — плотность теплового потока, вносимого в катод дугой; j_k — плотность тока на поверхности катода (q_k^L и j_k предполагаются распределенными по области катодной привязки).

Распределение теплового потока дуги $q_k^L(r_s, z_s)$ по поверхности катодной привязки разряда (здесь

*Значения α_k и α_{k_1} , а также соответствующие значения температур $T_1(z)$ и $T_2(z)$ определяются в зависимости от расходов G_1 и G_2 используемого плазмообразующего газа, а также условий его подачи и теплофизических свойств.



r_s и z_s — координаты точки на этой поверхности) можно найти с помощью системы уравнений, приведенных в [3]. Для учета дополнительного лазерного нагрева внутренней поверхности катода краевые условия (5), (7) для уравнения теплопроводности необходимо скорректировать, добавив в правые части указанных условий член q_k^n , описывающий распределение мощности лазерного излучения, поглощаемой внутренней конической поверхностью катода и поверхностью его выходного отверстия.

Прежде, чем определить распределение мощности излучения, поглощаемой внутренней поверхностью катода, рассмотрим условие, при котором все лучи лазерного пучка, отраженные конической частью этой поверхности, попадают в выходное отверстие катода. Если

$$F^2 \gg [\lambda / (\pi \vartheta_b^2)]^2$$

(здесь λ — длина волны лазерного излучения; ϑ_b — угол фокусировки лазерного пучка), то такой пучок в области $z < 0$ можно представить в виде совокупности сферически сходящихся в точку пересечения фокальной плоскости с осью пучка прямолинейных лучей, каждый из которых характеризуется своим значением угла ϑ (см. рис. 1). Определив ϑ_b как угол, в пределах которого распространяется 99 % мощности лазерного излучения, и приняв его малым ($\text{tg } \vartheta_b \approx \vartheta_b$), искомое условие для лучей, попадающих на внутреннюю коническую поверхность катода, можно записать в виде:

$$R_1 [(\text{tg } \alpha - 2\vartheta) \text{tg } \beta + 1] + (F - Z_1) (\text{tg } \alpha \text{tg } \beta - 1) \vartheta \geq 0;$$

$$\left(\frac{R_1}{F - Z_1} \leq \vartheta \leq \vartheta_b \right) \quad (8)$$

В этом случае положение сопряженных точек для отраженных лучей в выходном отверстии катода (см. рис. 1) можно определить с помощью рекуррентных соотношений:

$$z^1(\vartheta) = Z_1 + \frac{R_1 [(\text{tg } \alpha - 2\vartheta) \text{tg } \beta + 1] + (F - Z_1) (\text{tg } \alpha \text{tg } \beta - 1) \vartheta}{\text{tg } \alpha - \vartheta};$$

$$z^{i+1}(\vartheta) = z^i(\vartheta) + 2R_1 \text{tg } \beta \quad (i = 1, 2, 3, \dots), \quad (9)$$

где $\beta(\vartheta) = \frac{\pi}{2} - 2\alpha + \vartheta$ — угол наклона отраженных лучей относительно горизонтальной плоскости. Эти лучи имеют в выходном канале катода не менее n отражений при условии:

$$z^n(\vartheta) \leq 0; \quad \left(\frac{R_1}{F - Z_1} \leq \vartheta \leq \vartheta_b \right), \quad (10)$$

а требуемое для их эффективного (не менее 90 %) поглощения катодной поверхностью количество n отражений лучей в пределах выходного канала можно оценить с помощью соотношения

$$(1 - \Gamma)^{n+1} \leq 0,1, \quad (11)$$

где Γ — коэффициент поглощения лазерного излучения волны данной длины материалом поверхности катода*.

При выполнении условия (8) распределение теплового потока $q_k^n(R_1, z)$, вводимого лазерным излучением, по длине выходного отверстия катода ($Z_1 \leq z \leq 0$) можно записать следующим образом:

$$q_k^n = \int_{\frac{1}{F-Z_1}}^{\vartheta_b} \sum_{i=1}^{\infty} \delta [z - z^i(\vartheta)] \theta [-z^i(\vartheta)] S^i(\vartheta) \cos \beta \Gamma^i(\vartheta) d\vartheta. \quad (12)$$

Здесь $\delta(x)$ — дельта-функция;

$$\theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x \geq 0, \\ 0 & \text{при } x < 0; \end{cases}$$

$S^i(\vartheta)$ — интенсивность падающего лазерного излучения для соответствующих сопряженных точек поверхности выходного канала; $\Gamma^i(\vartheta) \equiv \Gamma \{T_k [R_1, z^i(\vartheta)]\}$ — значения коэффициента поглощения лазерного излучения материалом катода в этих же точках. Без учета поглощения отраженных лучей в плазме при $z \leq Z_k$ значения интенсивности падающего излучения для всех сопряженных точек $z^i(\vartheta)$ могут быть найдены с помощью рекуррентных соотношений:

$$S^1(\vartheta) = S^0(\vartheta) \frac{\text{tg } \alpha}{\cos \beta} R(\vartheta) \frac{[(F - Z_1) \text{tg } \alpha - R_1]^2 \vartheta}{R_1 z_{\vartheta}^1 (\text{tg } \alpha - \vartheta)^3};$$

$$S^{i+1}(\vartheta) = S^i(\vartheta) [1 - \Gamma^i(\vartheta)] \frac{z_{\vartheta}^i}{z_{\vartheta}^{i+1}} \quad (i = 1, 2, 3, \dots), \quad (13)$$

в которых использованы следующие обозначения:

$z_{\vartheta}^i \equiv \frac{dz^i}{d\vartheta}$; $S^0(\vartheta)$ — интенсивность излучения исходного лазерного пучка $S^0(r, z)$ в точке падения луча, имеющего угол ϑ , на внутреннюю коническую поверхность катода, т. е. при

$$r = \frac{[(F - Z_1) \text{tg } \alpha - R_1] \vartheta}{\text{tg } \alpha - \vartheta}; \quad z = \frac{Z_1 \text{tg } \alpha - F\vartheta + R_1}{\text{tg } \alpha - \vartheta};$$

$R(\vartheta)$ — коэффициент отражения лазерного излучения в этой же точке поверхности. Используя принятые обозначения для плотности теплового потока $q_k^n(\vartheta)$, вводимого лазерным излучением через коническую часть внутренней поверхности катода ($z < Z_1$) в точке падения луча ϑ , имеем

$$q_k^n = S^0(\vartheta) \sin \alpha [1 - R(\vartheta)]. \quad (14)$$

Отметим, что распределения теплового потока (12), (14) предполагаются осесимметричными, поэтому для лазерных пучков с азимутальными вариациями интенсивности излучения при опреде-

*Поскольку угол падения отраженных лучей на поверхность выходного отверстия катода мал, здесь и далее под Γ будем понимать независящее от поляризации излучения значение коэффициента поглощения при нормальном падении лучей, соответствующее локальному значению температуры поверхности.



лении зависимости $S^0(\vartheta)$ следует использовать усредненное по азимуту распределение интенсивности исходного пучка. Что касается коэффициента отражения $R(\vartheta)$, то, поскольку угол падения лучей на внутреннюю коническую поверхность (он приближенно равен $\pi/2 - \alpha$), не является малым, данный коэффициент будет зависеть не только от температуры поверхности в точке падения соответствующего луча, но и от поляризации излучения в исходном лазерном пучке. Чтобы избежать возникающей при этом азимутальной зависимости $q_k^l(\vartheta)$, в качестве $R(\vartheta)$ в (13), (14) можно приближенно использовать соответствующее значение коэффициента отражения для неполяризованного излучения, имеющего угол падения $\pi/2 - \alpha$.

На основе предложенной математической модели было проведено численное исследование катодных процессов для трубчатого термокатода лазерно-дугового плазмотрона [5]. Данный плазмотрон проектировался для работы на токах дуги $100 \leq I \leq 300$ А с использованием пучка излучения CO_2 -лазера, имеющего моду TEM_{20} , мощность $Q^0 \leq 5$ кВт и угол фокусировки $\vartheta_b = 0,053$, определяемый, как указано выше. При разработке конструкции катодного узла внешние размеры трубчатого катода (см. рис. 1) выбраны следующими: $R_2 = 2,0$ мм; $R_4 = 4,5$ мм; $Z_3 = -5,0$ мм; $L_B = 20$ мм. При этом предусматривалась возможность регулировки лазерного нагрева рабочего конца катода. С этой целью радиус цилиндрического выходного отверстия катода R_1 был взят равным 1 мм, а расстояние от плоскости $z = Z_1$ до фокуса исходного пучка $f = F - Z_1$ предполагалось варьировать в диапазоне $16 \leq f \leq 24$ мм. Для указанных значений R_1 и ϑ_b заметный нагрев катода лазерным излучением будет наблюдаться при $f \geq 19$ мм. Зависимость мощности лазерного излучения, приходящейся на внутреннюю поверхность катода ΔQ^0 от его положения относительно фокальной плоскости пучка, имеющего моду TEM_{20} , приведена на рис. 2. Здесь следует отметить, что дальнейшее увеличение расстояния от фокуса исходного пучка до катода ($f > 24$ мм) нецелесообразно, поскольку это, наряду с ростом ΔQ^0 , приводит к существенному дифракционному искажению пучка, прошедшего через отверстие катода.

Угол α раскрытия внутренней конической поверхности катода и длину его выходного отверстия $-Z_1$ (см. рис. 1) выбирали из условий оптимального использования мощности, отбираемой у лазерного пучка для нагрева поверхности выходного канала катода. При этом использовали условия (8), (10), (11), означающие, что отраженные конической частью внутренней поверхности катода периферийные лучи лазерного пучка попадают в выходное отверстие катода и имеют там количество отражений, достаточное для их эффективного поглощения. Поскольку коэффициент поглощения лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 10,6$ мкм поверхностью вольфрамового катода при температуре от 2000 до 3000 К и нормальном падении равен $\Gamma \approx 0,1$ [8], требуемое для выполнения условия (11) количество отражений лучей в пределах вы-

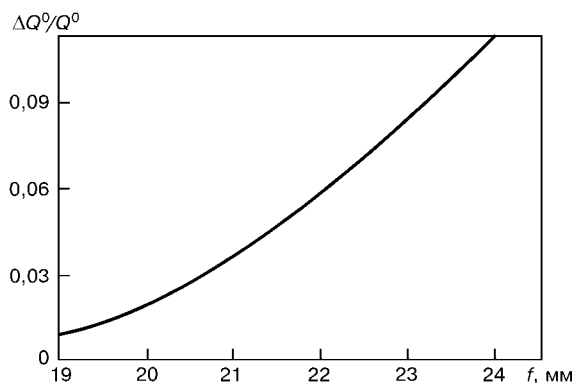


Рис. 2. Часть мощности лазерного пучка, приходящаяся на внутреннюю поверхность трубчатого катода, как функция его положения относительно фокальной плоскости исходного пучка (обозначения см. в тексте)

ходного канала катода должно составлять не менее 20. Исходя из этого были определены оптимальные (для всего диапазона изменения значений f) значения геометрических параметров внутренней поверхности катода: $\alpha = 42,5$ град; $Z_1 = -2$ мм; $R_3 = 3$ мм.

В качестве материала катода был выбран активированный вольфрам ($W + 1\% Y_2O_3$), имеющий работу выхода $\phi_k = 3,3$ эВ [9]. Используемые в расчетах температурные зависимости коэффициента теплопроводности χ_k , удельного электрического сопротивления ρ_k , степени черноты ϵ_k , а также коэффициентов поглощения Γ (при нормальном падении) и отражения R (при угле падения 47,5 град) неполяризованного излучения CO_2 -лазера для вольфрама определены на основе данных работ [10, 11].

Расход плазмообразующего газа (аргона), продуваемого через отверстие в катоде, был принят равным 0,5 л/мин (при стандартных условиях), а расход газа, подаваемого через зазор между катодом и плазмформирующим соплом, варьировался в диапазоне 1,5...3,5 л/мин. Усредненные по сечению каналов значения температур внутреннего $T_1(z)$ и внешнего $T_2(z)$ потоков аргона определяли с учетом нагрева газа от поверхности катода. При этом начальная температура плазмообразующего газа предполагалась равной температуре воды, охлаждающей катод: $T_1(-L_B) = T_2(-L_B) = T_B = 300$ К. Для вычисления входящих в (4), (5) коэффициентов теплообмена α_{k_1} и α_{k_2} были использованы критериальные зависимости [12]:

$$\alpha_{k_j} = Nu_j \frac{\chi(T_j)}{D_j} \left[\frac{\eta(T_j)}{\eta(T_k)} \right]^{0,14} \quad \text{при } j = 1, 2, \quad (15)$$

где $Nu_1 \cong 4$, $Nu_2 \cong 5$ — числа Нуссельта соответственно для внутреннего и внешнего потоков газа; D_1, D_2 — соответственно внутренний и внешний диаметры катода; χ, η — температурные зависимости коэффициентов переноса для аргона [1].

Результаты численного моделирования работы исследуемого трубчатого термокатода как в обычном дуговом режиме, так и в режиме с лазерным подогревом его рабочего конца представлены на рис. 3–7. В частности, на рис. 3 показано распределение по рабочей поверхности катода темпе-

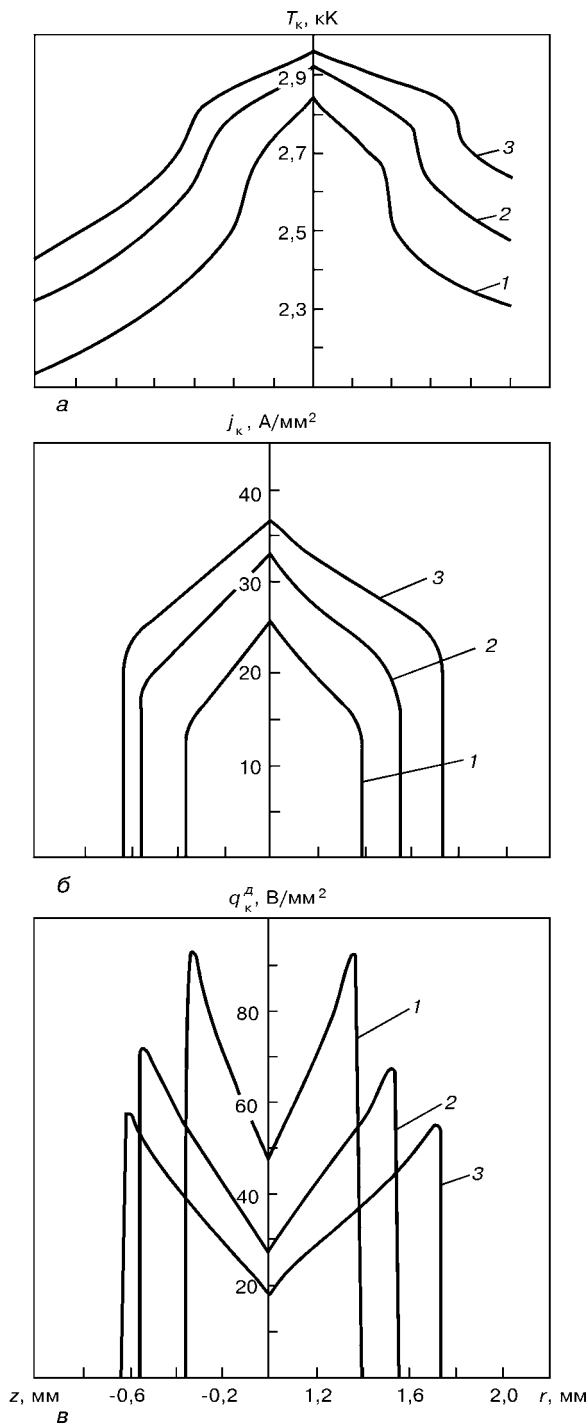


Рис. 3. Распределение температуры (а), плотности электрического тока (б) и плотности теплового потока, вводимого дугой (в), по поверхности трубчатого термокатода, работающего на различном токе ($G_2 = 2,5$ л/мин, $Q_0 = 0$ или $F < 17$ мм): 1 — $I = 100$; 2 — 200; 3 — 300 А

ратуры, плотности тока и теплового потока, вводимого дугой, при отсутствии лазерного нагрева катода. Как следует из рис. 3, а, б, увеличение тока сопровождается повышением температуры поверхности катода и площади катодной привязки дуги, причем увеличение этой площади при $I > 200$ А происходит в большей степени за счет торца катода. Это связано с тем, что дальнейшее заглубление дуги в выходное отверстие катода становится энергетически невыгодным, поскольку соп-

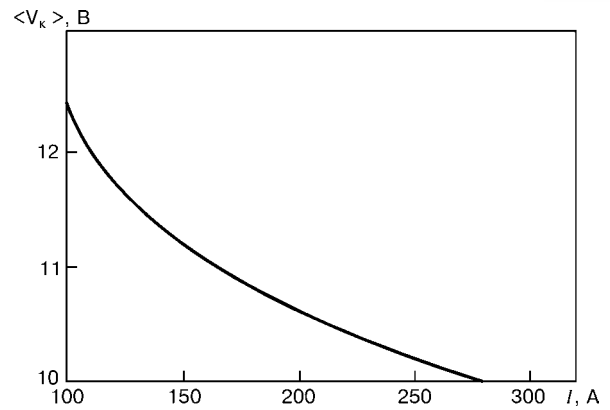


Рис. 4. Среднее катодное падение потенциала как функция тока дуги для трубчатого термокатода (остальные параметры режима работы катода см. рис. 3)

ровождается значительным ростом напряжения на участке плазмы внутри указанного отверстия.

При увеличении тока дуги от 100 до 300 А средняя плотность тока на катоде

$$\langle j_k \rangle = I/S_k,$$

где $S_k = \pi(R_k^2 + 2R_k Z_k - R_1^2)$ — площадь катодной привязки разряда (см. рис. 1), возрастает с 19,2 до 29,2 А/мм². Что касается средней плотности теплового потока, направленного в катод,

$$\langle q_k^l \rangle = Q_k^l/S_k,$$

где Q_k^l — полный тепловой поток от дуги, вычисляемый путем интегрирования q_k^l по площади привязки дуги к катоду, то она, наоборот, уменьшается с 70,9 (при $I = 100$ А) до 37,8 Вт/мм² (при $I = 300$ А). Кроме того, в отличие от распределений T_k и j_k , имеющих максимальные значения в точках $r = R_1$; $z = 0$ (рис. 3, а, б), максимальные значения теплового потока q_k^l наблюдаются на периферии области привязки дуги (рис. 3, в). Следует отметить, что подобное распределение теплового потока на катоде имеет место и для сплошных (нетрубчатых) термокатодов [13].

На рис. 4 приведена зависимость от тока дуги среднего катодного падения потенциала $\langle V_k \rangle$, рассчитанного с помощью усредненных по области катодной привязки значений составляющих плотности тока на катоде, температуры его поверхности, обеспечивающей соответствующую среднюю плотность тока эмиссии, и средней температуры плазмы в ионизационном слое. Для нахождения последней использовали уравнение баланса энергии прикатоде плазмы [3], записанное относительно соответствующих усредненных величин. Как следует из приведенной расчетной зависимости, для исследуемого трубчатого катода $\langle V_k \rangle$ уменьшается с ростом тока, что вообще характерно для термокатодов [6].

Влияние дополнительного лазерного нагрева рабочего конца рассматриваемого катода на характер протекания катодных процессов может быть проиллюстрировано с помощью рис. 5–7. Так, например, на рис. 5 показано распределение по рабочей поверхности катода температуры, плотности тока и

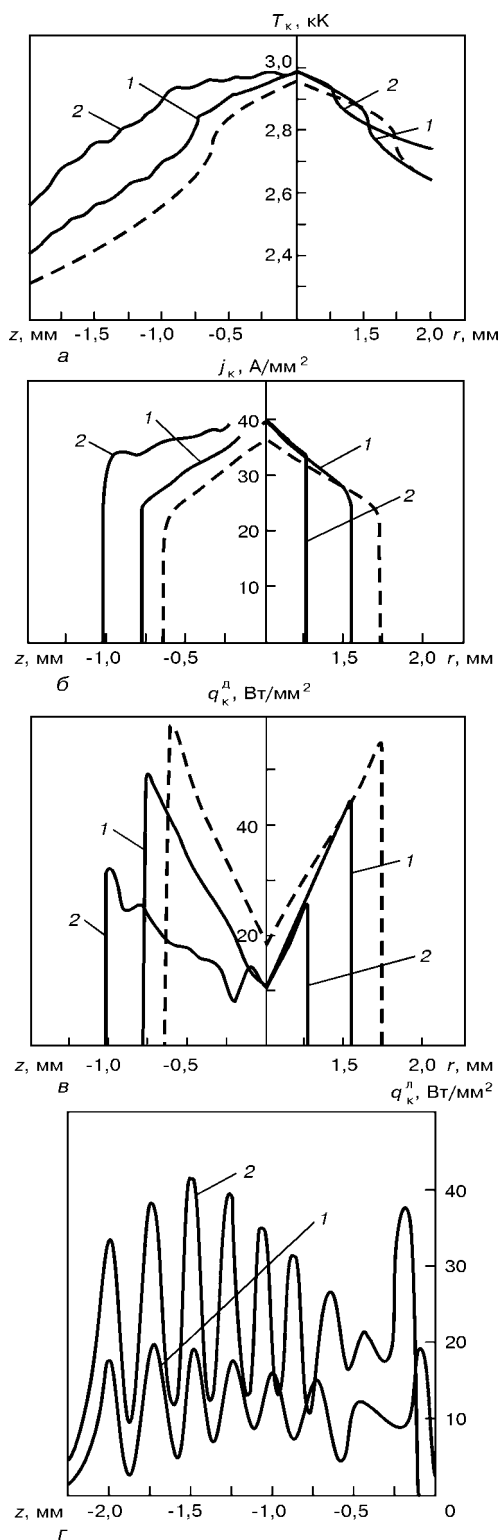


Рис. 5. Распределение температуры (а), плотности электрического тока (б), плотности теплового потока, вводимого дугой (в) и лазерным пучком (г), по поверхности трубчатого термокатода, подогреваемого лазерным излучением ($I = 300$ А; $Q^0 = 5$ кВт; $G_2 = 2,5$ л/мин) при различных расстояниях от среза катода до фокальной плоскости исходного лазерного пучка: 1 – $F = 19$ мм ($Q_k^l = 166$ Вт); 2 – 21 мм ($Q_k^l = 325$ Вт); штриховые кривые – $F < 17$ мм ($Q_k^l = 0$)

тепловых потоков, вводимых соответственно дугой и лазерным пучком, при различных значениях мощности поглощаемого катодом лазерного излучения Q_k^l , определяемой как интеграл от q_k^l по

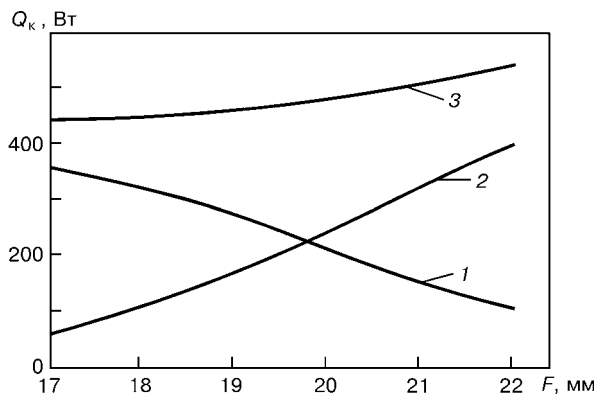


Рис. 6. Составляющие полного теплового потока, вводимого в катод, работающий в лазерно-дуговом режиме, как функции расстояния от катода до фокальной плоскости лазерного пучка: 1 – Q_k^d ; 2 – Q_k^l ; 3 – Q_k^{tot} (остальные параметры режима работы катода те же, что и на рис. 5)

внутренней поверхности катода. Происходящий с увеличением расстояния F рост Q_k^l (кривая 2 на рис. 6) вызывает некоторое повышение температуры поверхности катода, особенно заметное внутри его выходного отверстия (рис. 5, а). Проявляющаяся при этом немонотонность распределения температуры, а вместе с ней j_k и q_k^l (рис. 5, б, в), по длине выходного канала катода связана с неоднородностью нагрева его поверхности лазерным излучением (рис. 5, г), усиливающейся с ростом F (ср. кривые 1 и 2 на рис. 5, г).

Важной особенностью катодных процессов для рассматриваемого катода является снижение плотности теплового потока, вводимого в катод дугой, при увеличении Q_k^l и неизменном токе (рис. 5, в). Средняя плотность теплового потока на катоде $\langle q_k^d \rangle$ изменяется при этом от 37,8 ($F < 17$ мм) до 13,4 Вт/мм² ($F = 22$ мм), а Q_k^l уменьшается таким образом, что полное тепловложение в катод $Q_k^{tot} = Q_k^d + Q_k^l + Q_k^j$ увеличивается с ростом F весьма незначительно (кривая 3 на рис. 6). Здесь следует отметить, что мощность, выделяющаяся в теле катода за счет протекания тока Q_k^j , не превышает 10 % от Q_k^{tot} .

Что касается средней плотности тока на катоде, то, поскольку площадь катодной привязки при увеличении Q_k^l и неизменном ($I = 300$ А) токе дуги несколько убывает, средняя плотность тока $\langle j_k \rangle$ возрастает с 29,2 ($F < 17$ мм) до 37,4 А/мм² ($F = 22$ мм). При этом область катодной привязки разряда смещается с торца катода на его внутреннюю, более нагретую поверхность (рис. 5, б). Такое заглубление разряда в отверстие катода становится возможным благодаря происходящему здесь локальному снижению катодного падения потенциала (см., например, зависимость среднего катодного падения от значений F , а значит, и от Q_k^l , показанного на рис. 7). Это приводит к существенному росту той части полного тока разряда, которая течет на катод в пределах его выходного канала. Так, например, при $I = 300$ А; $Q^0 = 5$ кВт; $F = 21$ мм ($Q_k^l = 325$ Вт) эта часть тока составляет

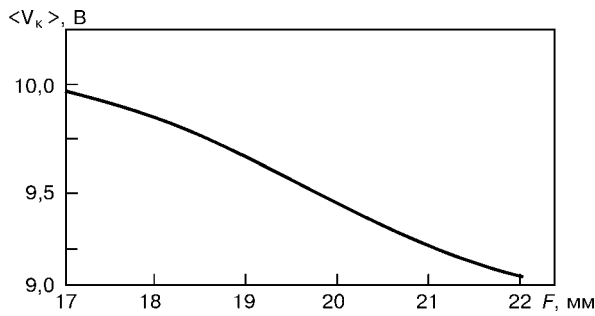


Рис. 7. Среднее катодное падение потенциала для трубчатого термокатода, подогреваемого лазерным излучением, как функция расстояния катода от фокальной плоскости лазерного пучка (параметры те же, что и на рис. 5)

около 230 А, а плотность тока в плазме на срезе выходного отверстия катода достигает приблизительно 100 А/мм², что значительно больше, чем на поверхности катода. Следовательно, используя дополнительный лазерный нагрев внутренней поверхности трубчатого термокатода, можно эффективно управлять распределением плотности тока, а значит, и концентрацией энергии в плазме вблизи такого катода. Это дает возможность существенно повысить плотность энергии, вводимой дугой в изделие, не только при лазерно-плазменной обработке материалов (за счет использования в комбинированном процессе плазменной дуги), но и при комбинированной лазерно-дуговой сварке с использованием короткой свободно горящей дуги с тугоплавким трубчатым катодом, подогреваемым лазерным излучением. В последнем случае роль плазмформирующего сопла будет играть выходной канал такого катода.

В целом, результаты численного моделирования катодных явлений для трубчатого термокатода свидетельствуют о возможности повышения температуры поверхности катода и плотности тока в области катодной привязки дуги, изменения положения этой области и, как следствие всего этого, перераспределения плотности тока в прикатодной плазме за счет дополнительного регулируемого на-

грева рабочей поверхности катода пропускаемым через него лазерным пучком. Полученные расчетные данные были положены в основу создания конструкции катодного узла интегрированного лазерно-дугового плазматрона для порошковой наплавки [5]. Экспериментальные исследования разработанного плазматрона подтвердили результаты моделирования катодных процессов, а также продемонстрировали высокую стабильность работы трубчатого термокатода, подогреваемого лазерным излучением, и отсутствие заметной эрозии его материала после более чем восьмичасовой работы с многократными включениями дуги.

1. *Laser-Arc Discharge: Theory and Applications* / V. S. Gvozdetzky, I. V. Krivtsun M. I. Chizhenko, L. M. Yarinich // *Welding and Surfing Rev.*: Harwood Acad. publ., 1995. — 148 p.
2. Патон Б. Е. Совершенствование способов сварки — один из путей повышения качества и экономичности сварных конструкций // *Автомат. сварка.* — 1995. — № 11. — С. 3–11.
3. Кривицун И. В., Чиженко М. И. Основы расчета лазерно-дуговых плазматронов // Там же. — 1997. — № 1. — С. 16–23.
4. Пат. 5700989 США, МКИ⁶ И 23 К 26/00, 10/00. Combined laser and plasma arc welding torch / I. S. Dykhno, I. V. Krivtsun, G. N. Ignatchenko. — Оpubл. 23.12.97.
5. Сом А. И., Кривицун И. В. Лазер + плазма: поиск новых возможностей в наплавке // *Автомат. сварка.* — 2000. — № 12. — С. 36–41.
6. *Приэлектродные процессы в дуговых разрядах* / М. Ф. Жуков, Н. П. Козлов, А. В. Пустогаров и др. — Новосибирск: Наука, 1982. — 157 с.
7. Кривицун И. В. Модель испарения металла при дуговой, лазерной и лазерно-дуговой сварке // *Автомат. сварка.* — 2001. — № 3. — С. 3–10.
8. Дьюли У. Лазерная технология и анализ материалов. — М.: Мир, 1986. — 504 с.
9. Фоменко В. С. Эмиссионные свойства материалов: Справочник. — Киев: Наук. думка, 1981. — 339 с.
10. *Таблицы физических величин: Справочник* / Под ред. И. К. Кикоина. — М.: Атомиздат, 1976. — 1008 с.
11. Носков М. М. Оптические и магнитооптические свойства металлов. — Свердловск: УНЦ АН СССР, 1983. — 219 с.
12. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. — М.: Атомиздат, 1979. — 416 с.
13. Мойжес Б. Я., Немчинский В. А. К теории дуги высокого давления на тугоплавком катоде II // *Журн. техн. физики.* — 1973. — 43, № 11. — С. 2309–2317.

Model of cathode processes for tubular thermocathode of a laser arc plasmatron which takes into account an auxiliary heating of the cathode working surface by a passing laser beam is offered. A detailed computer modelling of cathode processes for the above-mentioned cathode was made. It is shown that the auxiliary laser heating can provide effective control of the cathode processes, and, consequently, characteristics of plasma in the near-cathode region. The design of the cathode unit of the laser-arc plasmatron for the powder surfacing was based on the results. Experimental investigations of plasmatron demonstrated high stability of operation and high service life of the designed tubular electrode.

Поступила в редакцию 13.04.2001,
в окончательном варианте 22.05.2001