



УДК 621.791.01

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПУЧКА ИЗЛУЧЕНИЯ CO<sub>2</sub>-ЛАЗЕРА С ПЛАЗМОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ ПРИ ГИБРИДНОЙ (ЛАЗЕР + ТИГ) СВАРКЕ\*

**И.В. КРИВЦУН<sup>1</sup>, И.В. КРИКЕНТ<sup>1</sup>, В.Ф. ДЕМЧЕНКО<sup>1</sup>, У. РАЙСГЕН<sup>2</sup>, А.Ф. ЗАБИРОВ<sup>2</sup>, О.А. МОКРОВ<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> ИЭС им. Е.О. Патона НАНУ. 03680, г. Киев, ул. Боженко, 11. E-mail: office@paton.kiev.ua

<sup>2</sup> Ин-т сварки и соединения, Аахенский ун-т. Аахен, Pontstrasse 49, Германия. E-mail: reisgen@isf.rwth-aachen.de

Предложена самосогласованная математическая модель процессов энерго-, массо- и электропереноса в плазме столба и анодной области электрической дуги с тугоплавким катодом, горящей в инертном газе, на которую воздействует сфокусированный пучок излучения CO<sub>2</sub>-лазера, распространяющийся вдоль столба дуги. Для математического описания процессов, протекающих в такой системе, используется однотемпературная модель дуговой плазмы, учитывающая дополнительный нагрев плазмы за счет поглощения лазерного излучения, а также ее многокомпонентность, связанную с испарением металла с поверхности анода. Проанализировано влияние мощности лазерного пучка и температуры поверхности анода на тепловые и электромагнитные характеристики столба и анодной области аргоновой дуги с тугоплавким катодом. Показано, что в результате дополнительного локального нагрева дуговой плазмы лазерным излучением ее температура в приосевой зоне столба дуги может возрастать на 5 000...10 000 К по сравнению с соответствующей дугой при ТИГ сварке. Это приводит к существенной перестройке пространственных распределений электрического потенциала и плотности электрического тока в прианодной зоне столба дуги, а также плотности теплового потока, вводимого дугой в анод, изменяя тем самым распределенные и интегральные характеристики ее теплового и динамического воздействия на свариваемый металл. Установлено, что в результате воздействия сфокусированного лазерного пучка на дуговую плазму возникает эффект контрагирования электрического тока в центре анодной привязки дуги и соответствующего повышения плотности теплового потока, вводимого дугой в анод, при гибридной (CO<sub>2</sub>-лазер + ТИГ) сварке. Это способствует увеличению доли вкладываемой в металл энергии, идущей на его плавление, а следовательно, повышению проплавливающей способности лазерно-дугового источника тепла. Показано, что испарение металла анода приводит к некоторому ослаблению эффекта контрагирования электрического тока в прианодной области дуги, находящейся под воздействием сфокусированного лазерного пучка. Исследовано влияние поглощения и рефракции лазерного излучения в дуговой плазме на характеристики взаимодействующего с ней лазерного пучка и его тепловое воздействие на поверхность свариваемого металла в условиях гибридной (CO<sub>2</sub>-лазер + ТИГ) сварки. Показано, что поглощение лазерного пучка в дуговой плазме приводит к некоторому уменьшению мощности излучения, доходящей до поверхности анода, при этом размер пятна фокусировки пучка на указанной поверхности практически не изменяется, т.е. рефракция пучка в дуговой плазме оказывается малосущественной. Библиогр. 11, табл. 1, рис. 14.

*Ключевые слова:* гибридная (CO<sub>2</sub>-лазер+ТИГ) сварка, электрическая дуга, тугоплавкий катод, столб дуги, анодная область, испаряющийся анод, дуговая плазма, лазерный пучок, моделирование

В последние десятилетия широкое распространение получили гибридные лазерно-дуговые процессы сварки, осуществляемые путем совместного воздействия на свариваемое изделие (в пределах общей зоны нагрева) сфокусированного лазерного пучка и электрической дуги [1, 2]. При практической реализации гибридных сварочных процессов наиболее часто используется дуга с плавящимся электродом (лазер+МИГ/МАГ) [2]. Вместе с тем значительный практический интерес представляют гибридные процессы, реализованные на основе дуги с неплавящимся электродом (лазер+ТИГ), а также плазменной дуги (лазер+плазма) [1]. Существенное значение при этом имеет не только тип сварочной дуги, используемой в гибридном

процессе, но и характеристики лазерного пучка, в первую очередь, длина волны излучения  $\lambda$ . Это связано с сильной зависимостью коэффициента объемного поглощения лазерного излучения в дуговой плазме  $\kappa_{\omega}$  от длины его волны. При использовании в гибридном процессе коротковолнового излучения твердотельных или волоконных лазеров ( $\lambda \approx 1$  мкм) поглощение лазерного пучка в дуговой плазме является малосущественным ( $\kappa_{\omega} \sim 1 \text{ м}^{-1}$  [1]).

В этом случае под воздействием высококонцентрированного источника лазерного нагрева происходит интенсивное испарение металла с поверхности сварочной ванны, которое оказывает значительное влияние на состав, тепловые, газодинамические и электромагнитные характе-

\* По материалам доклада, представленного на Седьмой Международной конференции «Математическое моделирование и информационные технологии в сварке и родственных процессах», 15–19 сент. 2014 г., Одесса.



ристики плазмы дуги и, как следствие, приводит к изменению ее теплового и динамического взаимодействия со свариваемым металлом. При использовании в гибридных процессах излучения CO<sub>2</sub>-лазеров ( $\lambda = 10,6$  мкм) существенными оказываются оба механизма взаимодействия, а именно: поглощение лазерного излучения в плазме столба дуги ( $\kappa_{\omega} \sim 100 \text{ м}^{-1}$  [1]) и испарение металла с поверхности расплава под воздействием сфокусированного лазерного пучка.

Объединение лазерного и дугового источников тепла при гибридной (CO<sub>2</sub>-лазер+ТИГ) сварке может приводить к появлению синергетического эффекта, который выражается в нарушении аддитивности теплового воздействия пучка и дуги на свариваемый металл, а также в интенсификации динамического воздействия сварочного тока на металлическую ванну. В результате энергия, используемая на плавление металла при гибридной сварке, может более чем в два раза превышать сумму соответствующих энергий при сварке каждым отдельно взятым источником тепла [1]. Физические факторы, вызывающие возникновение такого синергетического эффекта, до сих пор являются не раскрытыми и подлежат изучению с привлечением методов математического моделирования.

**Постановка задачи.** Целью настоящей работы является теоретическое исследование и математическое моделирование процессов непосредственного взаимодействия сфокусированного лазерного излучения с дуговой плазмой. В качестве исследуемого объекта выбрана стационарная аргоновая дуга атмосферного давления с тугоплавким вольфрамовым катодом и в общем случае испаряющимся анодом из низкоуглеродистой стали (испаряющийся элемент — железо), на которую, как показано на рис. 1, воздействует сфокусированный оптической системой гауссов пучок излучения CO<sub>2</sub>-лазера непрерывного действия. Поскольку объект, являющийся результатом такого объединения лазерного пучка и электрической дуги, не обладает осевой симметрией (рис. 1), для упрощения его математической модели примем следующие допущения. Предположим, что, начиная с некоторого расстояния от анода ( $z = z_0$ ), столб дуги является осесимметричным, а характеристики дуговой плазмы близки к соответствующим характеристикам для дуги с тугоплавким катодом, расположенным перпендикулярно поверхности анода. Считаем также, что взаимодействие лазерного пучка с плазмой дуги происходит только при  $z > z_0$ . В соответствии с этим введем цилиндрическую систему координат ( $r, z$ ) и выберем расчетные области для дуговой плазмы  $\Omega_p = \{0 \leq r \leq R_p, 0 \leq z \leq L\}$  и лазерного пучка  $\Omega_b = \{0 \leq r \leq R_b, z_0 \leq z \leq L\}$  (рис. 1).

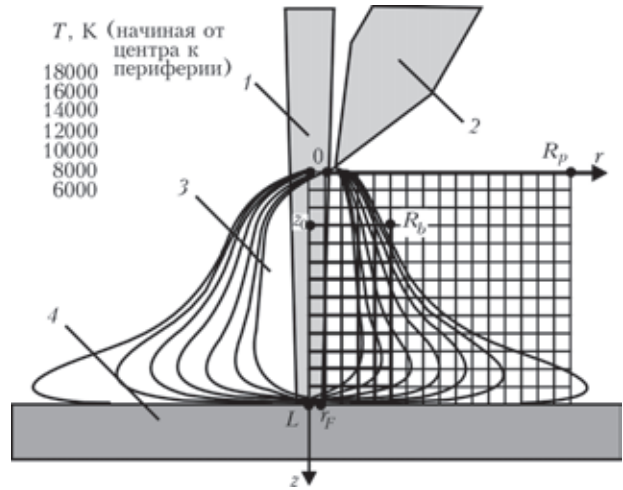


Рис. 1. Схема объединения в гибридном процессе сфокусированного лазерного пучка и электрической дуги с тугоплавким катодом, а также изолинии температуры для 150-амперной аргоновой дуги, взаимодействующей с пучком излучения CO<sub>2</sub>-лазера мощностью 1500 Вт: 1 — лазерный пучок; 2 — тугоплавкий катод; 3 — столб дуги; 4 — свариваемый металл (анод)

**Основные уравнения.** Для математического описания процессов энерго-, массо- и электропереноса в такой модельной (осесимметричной) системе используем уравнения однетемпературной модели дуговой плазмы [3, 4]. Соответствующая система уравнений должна быть усовершенствована с учетом специфики исследуемого объекта и стационарности рассматриваемых процессов. При этом уравнения непрерывности и движения плазмы, а также уравнения электромагнитного поля тока дуги сохраняют свой вид [3], тогда как уравнение энергии с учетом дополнительного нагрева дуговой плазмы сфокусированным лазерным пучком следует записать в виде [1]

$$\rho C_p \left( v \frac{\partial T_p}{\partial r} + u \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \chi \frac{\partial T_p}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \chi \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) + \frac{k_B}{e} \left\{ j_r \frac{\partial \left[ (5/2 - \delta) T_p \right]}{\partial r} + j_z \frac{\partial \left[ (5/2 - \delta) T_p \right]}{\partial z} \right\} + \frac{j_r^2 + j_z^2}{\sigma} + \kappa_{\omega} S - \psi, \quad (1)$$

где  $\rho$  — массовая плотность плазмы;  $C_p$  — удельная теплоемкость плазмы с учетом энергии ионизации;  $v, u$  — радиальная и аксиальная компоненты скорости плазмы;  $T_p$  — температура плазмы;  $\chi$  — коэффициент теплопроводности плазмы;  $k_B$  — постоянная Больцмана;  $e$  — заряд электрона;  $j_r, j_z$  — радиальная и аксиальная компоненты плотности электрического тока в плазме;  $\delta$  — постоянная термодиффузии электронов;  $\sigma$  — удельная



электропроводность плазмы;  $\psi$  — потери энергии на собственное излучение в приближении оптически тонкой плазмы. В уравнении (1) выделение энергии в плазме столба дуги за счет поглощения лазерного излучения учитывается членом  $\kappa_\omega S$  в правой части, где  $\kappa_\omega$  — коэффициент объемного (обратно-тормозного) поглощения лазерного излучения дуговой плазмой;  $S$  — пространственное распределение интенсивности излучения в лазерном пучке, взаимодействующем с плазмой.

Рассмотрим уравнение, описывающее распределение интенсивности излучения  $S(r, z)$  в лазерном пучке с учетом его поглощения и рефракции в неоднородной дуговой плазме. Полагая, что относительное изменение параметров плазмы на расстояниях порядка длины волны лазерного излучения мало, а также отсутствует лазерное излучение, отраженное от поверхности анода, для описания распространения пучка в дуговой плазме используем квазиоптическое приближение. В этом случае уравнение для амплитуды поля лазерного пучка, предполагаемого гауссовым (осесимметричным), можно записать в виде [1]

$$-2ik \frac{\partial A_\omega}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial A_\omega}{\partial r} \right) + k^2 (\epsilon_\omega - 1) A_\omega, \quad (2)$$

где  $k \equiv k_z = 2\pi/\lambda$  — волновой вектор лазерного излучения;  $A_\omega$  — комплексная амплитуда электрического поля лазерного пучка;  $\epsilon_\omega = \epsilon'_\omega + i\epsilon''_\omega$  — комплексная диэлектрическая проницаемость дуговой плазмы на частоте лазерного излучения  $\omega$ . Искомая величина  $S$  представляет собой среднее по времени значение аксиальной составляющей плотности потока электромагнитной энергии пучка и связана с комплексной амплитудой электрического поля  $A_\omega$  соотношением [1]

$$S(r, z) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon^0}{\mu^0}} |A_\omega|^2, \quad (3)$$

где  $\epsilon^0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума;  $\mu^0$  — универсальная магнитная постоянная. Для задания начального распределения  $A_\omega(r, z_0)$  примем, что при  $z = z_0$  в дуговую плазму вводится сфокусированный гауссов пучок лазерного излучения, который в отсутствие плазмы имеет минимальный радиус  $r_F$  на поверхности анода (см. рис. 1). Пространственное распределение комплексной амплитуды электрического поля такого пучка при  $z \leq z_0$  определяется выражением [1]

$$A_\omega = A_{\omega F} \frac{r_F}{r_z} \exp \left[ -\frac{r^2}{r_z^2} + i \left( k \frac{r^2}{2R_z} - \varphi_z \right) \right], \quad (4)$$

где

$$r_z^2 = r_F^2 \left[ 1 + \frac{(z-L)^2}{z_F^2} \right]; \quad R_z = (z-L) \left[ 1 + \frac{z_F^2}{(z-L)^2} \right];$$

$$\varphi_z = \arctg \left( \frac{z-L}{z_F} \right). \quad (5)$$

Постоянная  $A_{\omega F}$  в (4) находится из интегрального соотношения для полной мощности лазерного излучения в поперечном сечении пучка

$$Q(z) = 2\pi \int_0^{R_b} S(r, z) r dr, \quad (6)$$

что при учете (3) дает

$$A_{\omega F} = \sqrt{\frac{4Q^0}{\pi r_F^2} \left( \frac{\mu^0}{\epsilon^0} \right)^{1/2}}, \quad (7)$$

где  $Q^0 = Q(z_0)$  — мощность исходного лазерного пучка.

При численном моделировании процессов переноса энергии, импульса, массы и заряда в исследуемой системе рассмотрим два характерных варианта теплового состояния анода, а именно: водоохлаждаемый (неиспаряющийся) анод с температурой поверхности  $T_s = 500$  К и диффузионно испаряющийся анод. В последнем случае примем, что в пределах области анодной привязки дуги температура поверхности анода  $T_s = T_s(r)$  изменяется по экспоненциальному закону [4] и достигает в центре этой области 3000 К, т.е. не превышает температуры кипения железа, при которой испарение переходит в конвективный режим. Задав таким образом распределение температуры поверхности анода, для учета многокомпонентности дуговой плазмы, связанной с диффузионным испарением его материала, рассматриваемую модель следует дополнить уравнением конвективной диффузии ионизированного металлического пара, описывающим транспорт нейтральных атомов, одно- и двухзарядных ионов металла в плазме столба дуги [4]:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r n_m v) + \frac{\partial}{\partial z} (n_m u) = \\ & = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \left( G_0 \frac{\partial \{n_m T_p\}}{\partial r} + \bar{G}_1 \frac{\partial \{K_1 n_m T_p\}}{\partial r} + \bar{G}_2 \frac{\partial \{K_2 n_m T_p\}}{\partial r} + \right) \right. \\ & \quad \left. + \{b_1 K_1 + b_2 K_2\} n_m \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right] + \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left( G_0 \frac{\partial [n_m T_p]}{\partial z} + \bar{G}_1 \frac{\partial [K_1 n_m T_p]}{\partial z} + \right. \\ & \quad \left. + \bar{G}_2 \frac{\partial [K_2 n_m T_p]}{\partial z} + \{b_1 K_1 + b_2 K_2\} n_m \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right). \quad (8) \end{aligned}$$

Здесь  $n_m = n_{m0} + n_{m1} + n_{m2}$  — суммарная концентрация частиц металлического пара в дуговой плазме;



$$\bar{G}_1 = G_1 - G_0; \bar{G}_2 = G_2 - G_0; K_1 = \frac{n_{m1}}{n_m}; K_2 = \frac{n_{m2}}{n_m};$$

$$G_Z = \frac{D_Z}{T_p} \left( 1 - n_{mZ} \frac{M_m - \bar{M}_{mZ}}{\rho} \right); \bar{M}_{mZ} = \frac{\rho - M_m n_{mZ}}{n_0 - n_{mZ}}$$

( $Z = 0, 1, 2$ );  $D_Z$  — коэффициенты диффузии атомов ( $Z = 0$ ), одно- ( $Z = 1$ ) и двухзарядных ( $Z = 2$ ) ионов металла в многокомпонентной плазме;  $M_m$  — масса атома металла;  $n_0$  — суммарная концентрация частиц в плазме столба дуги;  $b_Z = (eZ/k_B)G_Z$  — подвижности ионов металла ( $Z = 1, 2$ ) в электрическом поле;  $\phi$  — скалярный потенциал электрического поля в столбе дуги. Уравнение (8) описывает следующие виды переноса частиц металлического пара в дуговой плазме: конвективный перенос, концентрационную диффузию, термодиффузию, а также дрейф ионов пара в электрическом поле.

При численной реализации описанной модели процессов переноса энергии, импульса, массы и заряда требуется задать термодинамические, транспортные и оптические свойства многокомпонентной дуговой плазмы в зависимости от ее температуры, состава и давления. Для изотермической аргоновой плазмы атмосферного давления использовали данные, приведенные в [5]. В зависимости термодинамических и транспортных свойств Ag-Fe плазмы различного состава определяли по методике, предложенной в работе [6]. Соответствующие зависимости потерь энергии на собственное излучение, коэффициента объемного поглощения и комплексной диэлектрической проницаемости дуговой плазмы вычисляли, как описано в [1].

**Граничные условия.** Граничные условия для вектора скорости плазмы  $\vec{V} = \{v, 0, u\}$ , ее температуры  $T_p$ , потенциала электрического поля  $\phi$ , концентрации частиц металлического пара  $n_m$  и амплитуды поля лазерного пучка  $A_\omega$  сформулируем следующим образом. В начальном сечении расчетной области для плазмы столба дуги (плоскость  $z = 0$ ) граничные условия для величин  $v$ ,  $u$ ,  $T_p$ ,  $\phi$  и  $n_m$  зададим аналогично тому, как это сделано в работах [3, 4] для дуги с тугоплавким катодом, расположенным перпендикулярно поверхности анода. В частности, для компонент вектора скорости примем

$$v|_{z=0} = 0; u|_{z=0} = u_0, \quad (9)$$

где величина  $u_0$  определяется расходом защитного газа и диаметром сопла для его подачи.

Для температуры и электрического потенциала в прикатодной зоне столба дуги зададим условия:

$$T_p|_{z=0} = T_c(r); \sigma \frac{\partial \phi}{\partial z} \Big|_{z=0} = j_c(r), \quad (10)$$

где распределения температуры плазмы  $T_c(r)$  и плотности электрического тока вблизи катода  $j_c(r)$  выбираются согласно рекомендациям [7]. В зоне подачи защитного газа считаем, что

$$T_p|_{z=0} = T_0; \frac{\partial \phi}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0, \quad (11)$$

где  $T_0$  — температура окружающей среды.

Принимая во внимание сделанное ранее допущение о том, что взаимодействие лазерного пучка с дуговой плазмой начинается при  $z = z_0$ , в уравнении (1) в области  $z < z_0$  положим  $S = 0$ , а начальное условие для уравнения (2) на верхней границе расчетной области  $\Omega_b$ , т.е. при  $z = z_0$  (см. рис. 1), зададим, как описано выше.

Что касается уравнения (8), то с учетом направления движения защитного газа и плазмы в прикатодной зоне столба дуги полагаем, что частицы испаренного металла анода не достигают плоскости  $z = 0$ , т.е. на верхней границе расчетной области  $\Omega_p$  (см. рис. 1) примем

$$n_m|_{z=0} = 0. \quad (12)$$

Для водоохлаждаемого (неиспаряющегося) анода на его поверхности (плоскость  $z = L$ ) задаются условия «прилипания», т.е. радиальная и аксиальная компоненты скорости потока плазмы полагаются равными нулю. Для испаряющегося анода следует учитывать течение прианодной плазмы, возникающее вследствие испарения атомов металла с поверхности анода и диффузии ионизированного металлического пара в столб дуги. Результаты расчета, выполненного в [4], показывают, что при  $T_s(0) = 3000$  аксиальная компонента скорости движения многокомпонентной дуговой плазмы вблизи анода, обусловленная диффузионным испарением его материала, может достигать значения порядка 10 м/с. Это требует корректировки граничного условия для нормальной к поверхности анода компоненты вектора скорости плазмы на границе анодного слоя, которое в случае диффузионно испаряющегося анода принимает вид [4]

$$u|_{z=L} = \frac{M_m \left[ Y_{m0z}(r, L) + Y_{m1z}(r, L) + Y_{m2z}(r, L) \right]}{\rho(r, L) - M_m \left[ n_{m0}(r, L) + n_{m1}(r, L) + n_{m2}(r, L) \right]}. \quad (13)$$

Здесь  $Y_{mZ_z}(r, L)$  — радиальные распределения аксиальных компонент плотностей диффузионных потоков атомов и ионов металла, находящихся в зарядовом состоянии  $Z$ , на границе столба с анодной областью дуги.

На границе плазмы столба дуги с анодным слоем, предполагаемым бесконечно тонким [8], можно записать следующее условие энергетического баланса:



$$-\chi \frac{\partial T_p}{\partial z} \Big|_{z=L} + j_a \frac{k_B}{e} \left( \frac{5}{2} - \delta \right) T_{pa} = \Delta \varphi_a j_a + q_a - j_a \bar{\varphi}, \quad (14)$$

где  $j_a = |j_z|_{z=L}$  — абсолютное значение плотности электрического тока на аноде;  $T_{pa} = T_p|_{z=L}$  — температура плазмы столба дуги на границе с анодной областью;  $\Delta \varphi_a$  — разность потенциала дуговой плазмы на внешней границе анодного слоя и потенциала поверхности анода;  $q_a$  — тепловой поток, вводимый дугой в анод;  $\bar{\varphi}$  — работа выхода металла анода. С хорошим приближением электрический потенциал поверхности анода можно считать постоянным и выбрать равным нулю, тогда граничное условие для потенциала плазмы на границе столба дуги с анодным слоем можно записать в виде [3]

$$\varphi|_{z=L} = \Delta \varphi_a. \quad (15)$$

Для вычисления величин  $\Delta \varphi_a$  и  $q_a$ , входящих в граничные условия (14), (15), воспользуемся моделью анодной области дуги, предложенной в [8]. Данная модель позволяет вычислять радиальные распределения теплового потока  $q_a$ , вводимого дугой в анод, а также анодного падения потенциала  $U_a = -\Delta \varphi_a$  в области анодной привязки дуги в зависимости от подлежащих определению радиальных распределений плотности электрического тока на аноде  $j_a$  и температуры плазмы на границе анодного слоя  $T_{pa}$ .

На границе плазмы столба дуги с анодным слоем (при  $z = L$ ) граничное условие для  $n_m = n_{m0} + n_{m1} + n_{m2}$  также может быть определено согласно модели анодной области дуги с испаряющимся анодом [8] в зависимости от локальных значений температуры прианодной плазмы, температуры поверхности анода и режима его испарения.

В рассматриваемом диффузионном режиме испарения с достаточной точностью можно считать, что локальные значения парциального давления атомов и ионов металлической компоненты плазмы  $p_m$  на указанной границе равны давлению насыщенного пара металла анода при соответствующем значении температуры его поверхности  $T_s$ :

$$p_m|_{z=L} = p_0 \exp \left\{ \frac{\lambda_v}{k_B} \left[ \frac{1}{T_B} - \frac{1}{T_s(r)} \right] \right\}, \quad (16)$$

где  $p_0$  — атмосферное давление;  $\lambda_v$  — энергия, затрачиваемая на переход одного атома металла из жидкой фазы в паровую;  $T_B$  — температура кипения металла анода.

На оси симметрии системы (при  $r = 0$ ) граничные условия для скорости, температуры, электрического потенциала плазмы и концентрации частиц металлического пара, а также амплитуды электрического поля лазерного пучка, предполага-

емого гауссовым, задаются стандартным образом (см., например, [1, 3, 4])

$$v|_{r=0} = 0; \frac{\partial u}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0; \frac{\partial T_p}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0; \frac{\partial \varphi}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0; \frac{\partial n_m}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0; \frac{\partial A_\omega}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0. \quad (17)$$

На внешней границе расчетной области для плазмы (при  $r = R_p$ ) граничные условия для скорости и электрического потенциала запишем в виде [3]

$$\frac{\partial(\rho v r)}{\partial r} \Big|_{r=R_p} = 0; u|_{r=R_p} = 0; \frac{\partial \varphi}{\partial r} \Big|_{r=R_p} = 0. \quad (18)$$

Граничные условия для температуры и концентрации частиц металлического пара при  $r = R_p$  определим в зависимости от направления движения потока плазмы [3, 4]

$$T_p|_{r=R_p} = T_0; n_m|_{r=R_p} = 0 \text{ при } v|_{r=R_p} \leq 0; \frac{\partial T_p}{\partial r} \Big|_{r=R_p} = \frac{\partial n_m}{\partial r} \Big|_{r=R_p} = 0 \text{ при } v|_{r=R_p} > 0. \quad (19)$$

Наконец, предполагая, что поперечный размер лазерного пучка существенно меньше радиуса соответствующей расчетной области  $R_b$ , запишем

$$A_\omega|_{r=R_b} = 0. \quad (20)$$

Система дифференциальных уравнений, которые описывают перенос энергии, импульса, массы и заряда в многокомпонентной дуговой плазме, находящейся под воздействием сфокусированного лазерного пучка, с приведенными выше граничными условиями решалась численно с помощью совместного лагранжево-эйлерового метода [9, 10], адаптированного к условиям сжимаемой среды. При решении параболического уравнения (2) для комплексной амплитуды поля лазерного пучка использовали метод, подробно описанный в [1].

**Результаты моделирования.** Численное моделирование характеристик плазмы столба и анодной области электрической дуги с вольфрамовым катодом и стальным анодом, на которую воздействует сфокусированный пучок излучения CO<sub>2</sub>-лазера, проводили при следующих параметрах системы: длина межэлектродного промежутка  $L = 4$  мм; ток дуги  $I = 150$  А; защитный газ аргон, давление атмосферное; мощность исходного лазерного пучка  $Q^0$  варьировалась в диапазоне 500...1500 Вт, радиус пучка в плоскости фокусировки ( $z = L$ )  $r_F = 0,2$  мм, расстояние от катода до плоскости, где начинается взаимодействие лазер-



ного пучка с дуговой плазмой  $z_0$ , выбиралось равным 1 мм.

**Дуговая плазма.** Вначале рассмотрим влияние поглощения лазерного излучения дуговой плазмой на тепловые и электрические характеристики столба и анодной области исследуемой дуги. Под воздействием сфокусированного пучка излучения  $\text{CO}_2$ -лазера в столбе дуги возникает локализованная вблизи оси пучка высокотемпературная область (рис. 2), максимальная температура плазмы в которой увеличивается с повышением мощности лазерного излучения, при этом радиус указанной области составляет величину порядка 0,5 мм. Так, на оси столба 150-амперной дуги (при  $z = 2,5$  мм) температура плазмы в отсутствие лазерного воздействия составляет 20 700 К, тогда как под воздействием лазерного пучка мощностью  $Q^0 = 500$  и 1500 Вт она увеличивается соответственно до 25 100 и 32 800 К.

Эффект локального лазерного нагрева дуговой плазмы проявляется вплоть до границы столба с анодной областью дуги, что приводит к заметному увеличению осевых значений температуры прианодной плазмы. Влияние нагрева дуговой плазмы лазерным пучком на распределение ее температуры вдоль оси столба дуги (оси лазерного пуч-

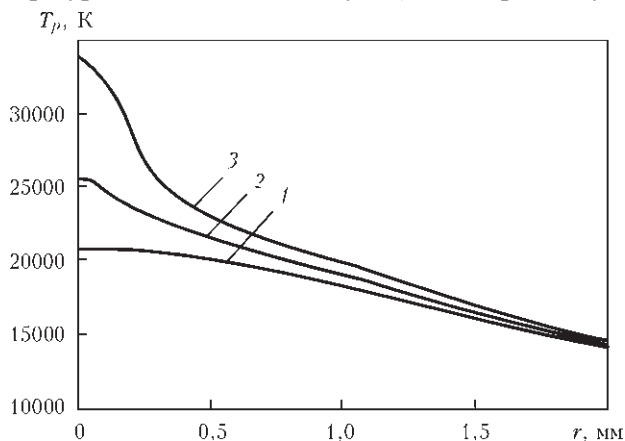


Рис. 2. Радиальные распределения температуры плазмы в поперечном сечении  $z = 2,5$  мм столба дуги при  $T_s = 500$  К: 1 —  $Q^0 = 0$ ; 2 — 500; 3 — 1500 Вт

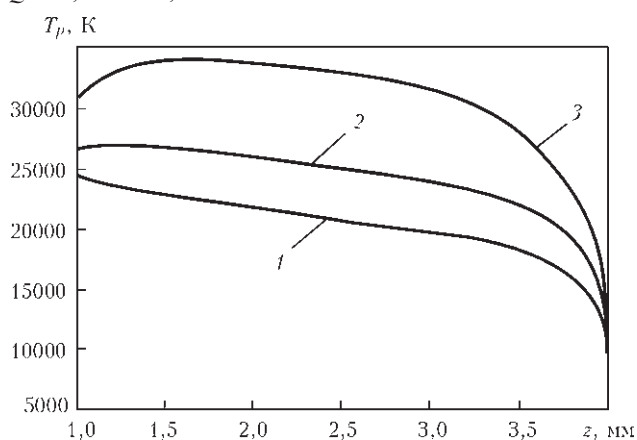


Рис. 3. Аксиальные распределения температуры плазмы на оси столба дуги при  $T_s = 500$  К: 1 —  $Q^0 = 0$ ; 2 — 500; 3 — 1500 Вт

ка) показано на рис. 3. Отметим, что температура поверхности анода (испарение его материала) практически не влияет на пространственное распределение температуры плазмы в столбе дуги, что соответствует выводам работы [4].

Изменение пространственного распределения температуры дуговой плазмы под воздействием сфокусированного лазерного излучения вызывает заметное перераспределение плотности электрического тока в разряде. На рис. 4 приведены распределения абсолютного значения аксиальной компоненты плотности тока вдоль оси дуги, на которую воздействует пучок излучения  $\text{CO}_2$ -лазера различной мощности (кривая 1 —  $Q^0 = 1500$  Вт; 2 — 500), в сравнении с соответствующим распределением  $|j_z(0, z)|$  для обычной дуги (кривая 3).

Несмотря на то что под воздействием лазерного излучения температура плазмы в осевой зоне столба дуги существенно повышается (рис. 2, 3), плотность электрического тока на оси разряда в начальных сечениях области лазерно-дугового взаимодействия ( $0 < z < 3$  мм) сохраняется практически такой же, как и для обычной дуги. Влияние лазерного нагрева дуговой плазмы на распределение плотности тока в столбе дуги начинает сказываться по мере приближения к аноду. В прианодной зоне столба величина  $|j_z(0, z)|$  для дуги, находящейся под воздействием лазерного излучения, существенно возрастает, причем максимальное значение плотности тока на оси дуги увеличивается с ростом мощности исходного пучка (рис. 4). В результате, например, при воздействии на 150-амперную дугу лазерного пучка мощностью 1500 Вт, плотность тока в центре области анодной привязки дуги может более чем в три раза превосходить соответствующее значение для обычной дуги при прочих равных условиях (рис. 5).

Тепловой поток  $q_a$ , вводимый дугой в анод, существенно зависит от плотности электрического тока на аноде [3, 4], поэтому характер распреде-

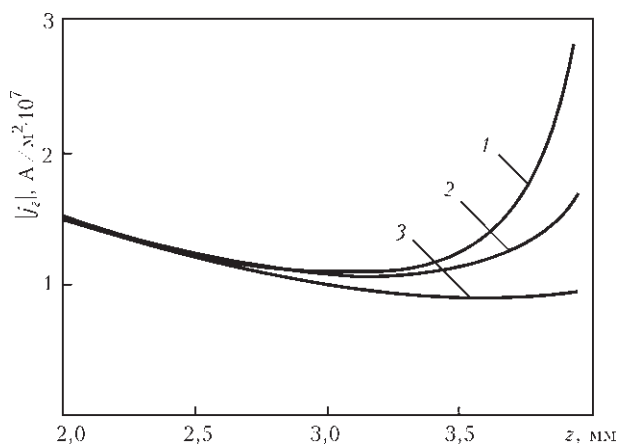


Рис. 4. Распределения абсолютного значения аксиальной компоненты плотности электрического тока на оси дуги вдоль ее столба при  $T_s = 500$  К: 1–3 — см. в тексте

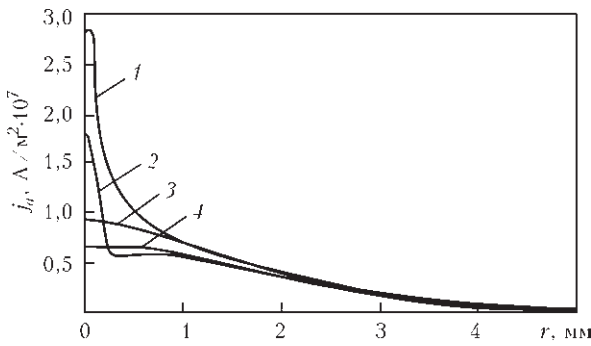


Рис. 5. Распределения плотности электрического тока на аноде: 1 —  $Q^0 = 1500$  Вт,  $T_s = 500$  К; 2 —  $Q^0 = 1500$  Вт,  $T_s(0) = 3000$  К; 3 —  $Q^0 = 0$ ,  $T_s = 500$  К; 4 —  $Q^0 = 0$ ,  $T_s(0) = 3000$  К

ления  $q_a(r)$ , приведенного на рис. 6, аналогичен распределению плотности тока на аноде (рис. 5). Так, при воздействии на 150-амперную дугу лазерным пучком мощностью 1500 Вт осевое значение плотности теплового потока, вводимого дугой в анод, возрастает почти в четыре раза. При повышении температуры анода (учете его испарения) эффект контрагирования электрического тока и соответственно плотности теплового потока на аноде несколько ослабевает, однако остается значительным по сравнению с дугой, не подвергающейся воздействию лазерного излучения (рис. 5, 6).

Для анализа эффекта контрагирования дуги вблизи поверхности анода рассмотрим радиальные распределения температуры прианодной плазмы  $T_{pa}$  (рис. 7) и падения потенциала электрического поля  $\Delta\phi_a$  на анодном слое (рис. 8) для дуги, находящейся под воздействием лазерного пучка мощностью  $Q^0 = 1500$  Вт (кривые 1) и для обычной дуги (кривые 2).

Известно [8], что анодное падение напряжения  $U_a = -\Delta\phi_a$  является отрицательным, зависящим от плотности тока на аноде, температур анода и прианодной плазмы, причем таким образом, что скачок потенциала  $\Delta\phi_a$  заметно возрастает с повышением температуры плазмы вблизи анода и слабо снижается при увеличении плотности тока на аноде. При  $Q^0 = 1500$  Вт осевая температура плазмы на границе анодного слоя для дуги с неиспаряющимся анодом возрастает почти на 1 200 К

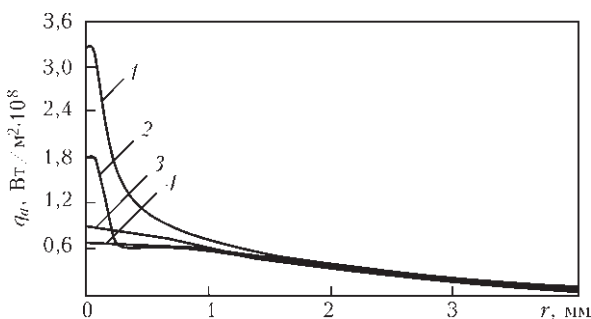


Рис. 6. Распределения теплового потока, вводимого дугой в анод, по его поверхности: 1 —  $Q^0 = 1500$  Вт,  $T_s = 500$  К; 2 —  $Q^0 = 1500$  Вт,  $T_s(0) = 3000$  К; 3 —  $Q^0 = 0$ ,  $T_s = 500$  К; 4 —  $Q^0 = 0$ ,  $T_s(0) = 3000$  К

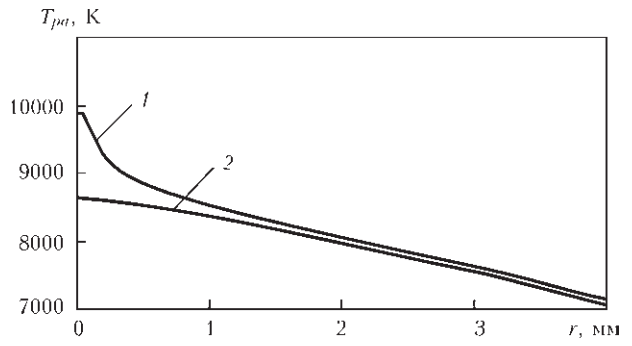


Рис. 7. Радиальные распределения температуры плазмы на границе анодного слоя при  $T_s = 500$  К: 1, 2 — см. в тексте по сравнению с обычной дугой (рис. 7). Это обуславливает увеличение осевых значений потенциала плазмы на указанной границе и появление в распределении  $\Delta\phi_a(r)$  ярко выраженного максимума вблизи оси дуги (рис. 8, кривая 1). Резкое изменение  $\Delta\phi_a$  вдоль поверхности анода приводит к деформации линий равного потенциала в приосевой зоне прианодной плазмы, вследствие чего появляется значительная радиальная компонента вектора напряженности электрического поля и соответствующая радиальная компонента плотности тока. Наряду с возрастанием температуры (электропроводности плазмы), а также аксиальной компоненты напряженности электрического поля в указанной зоне, это приводит к существенному контрагированию электрического тока в области анодной привязки дуги, находящейся под воздействием лазерного пучка (рис. 5) по сравнению с обычной дугой.

Описанные особенности влияния радиального распределения анодного падения потенциала на распределение электрического тока в плазме вблизи анода проиллюстрированы на рис. 9, 10, где представлены эквипотенциальные линии и векторные поля плотности тока в прианодной плазме для обычной дуги и для дуги, на которую воздействует сфокусированное лазерное излучение. Отметим, что в случае диффузионно испаряющегося анода ( $T_s(0) = 3000$  К) температура плазмы на границе с анодной областью дуги уменьшается по сравнению с водоохлаждаемым (неиспаряющимся) анодом

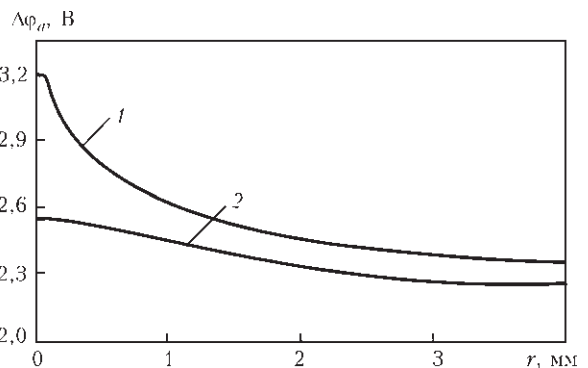


Рис. 8. Радиальные распределения падения электрического потенциала на анодном слое дуги при  $T_s = 500$  К: 1, 2 — см. в тексте

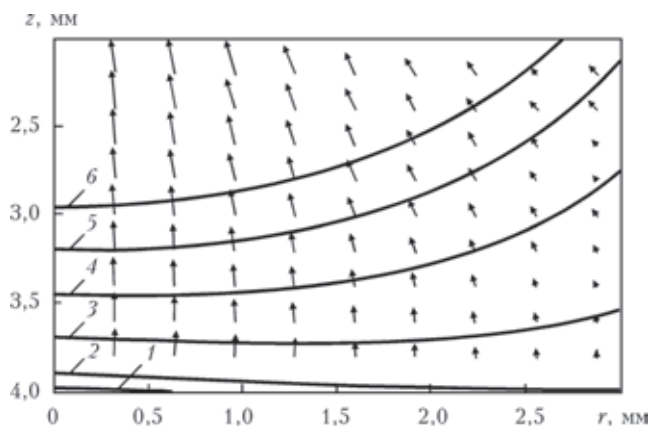


Рис. 9. Линии равного потенциала и векторное поле плотностей электрического тока в прианодной плазме обычной дуги ( $T_s = 500$  K): 1 —  $\varphi = 2,5$ ; 2 — 2,25; 3 — 2; 4 — 1,75; 5 — 1,5; 6 — 1,25 В

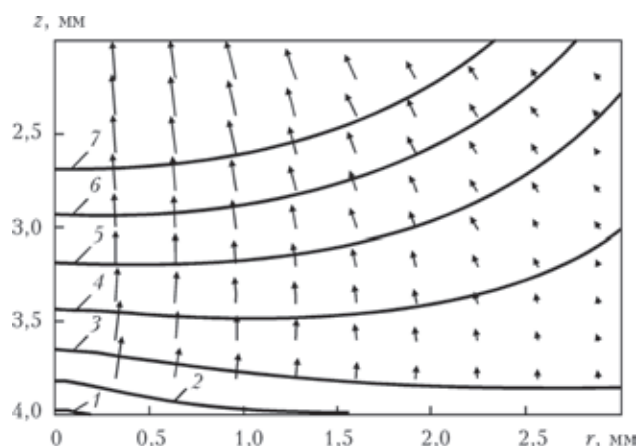


Рис. 10. Линии равного потенциала и векторное поле плотностей электрического тока в прианодной плазме обычной дуги ( $T_s = 500$  K), на которую воздействует лазерный пучок мощностью 1,5 кВт: 1 —  $\varphi = 3$ ; 2 — 2,5; 3 — 2,25; 4 — 2; 5 — 1,75; 6 — 1,5; 7 — 1,25 В

как при наличии, так и при отсутствии лазерного воздействия. Вследствие этого эффект контрагирования тока дуги под действием лазерного пучка становится менее заметным (см. рис. 5).

**Лазерный пучок.** Рассмотрим влияние плазмы столба дуги на взаимодействующий с ней лазерный пучок. Пусть  $\zeta(z) = Q(z)/Q^0$  — коэффициент ослабления пучка за счет его поглощения в дуговой плазме, где  $Q(z)$  — мощность лазерного пучка в сечении дуги с аксиальной координатой  $z$ , вы-

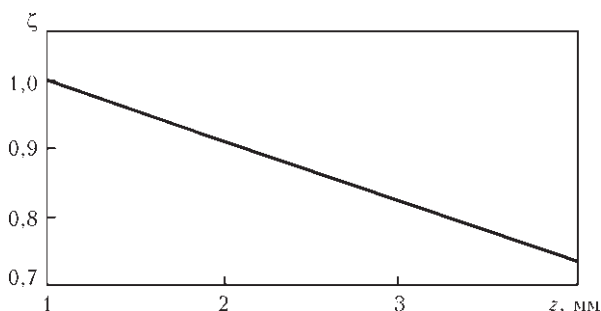


Рис. 11. Изменение коэффициента ослабления лазерного пучка в дуговой плазме по длине дуги

числяемая по формуле (6). Вследствие поглощения пучка в столбе дуги до поверхности анода доходит около 74 % мощности лазерного излучения (рис. 11). Причем для выбранных параметров лазерного пучка и дуги эта величина слабо зависит от мощности исходного пучка и температуры поверхности анода.

Зная мощность излучения, дошедшую до анода  $Q(L)$ , и коэффициент поглощения лазерного излучения его поверхностью  $\Gamma$ , можно оценить мощность, вкладываемую в анод лазерным пучком  $Q_b = \Gamma Q(L)$ . Полагая, что анод является водоохлаждаемым, изготовленным из низкоуглеродистой стали, и выбирая  $\Gamma = 0,1$  [11], получаем  $Q_b = 110$  Вт при  $Q^0 = 1500$  Вт. Отметим, что при плавлении и интенсивном лазерном испарении металла анода возможно образование парогазового канала, который может поглощать практически всю мощность лазерного излучения, доходящую до поверхности анода. При этом мощность, вкладываемая в анод лазерным пучком при  $Q^0 = 1500$  Вт, может достигать значения  $Q_b = 1105$  Вт и быть соизмеримой с мощностью, сообщаемой такому аноду дугой.

Распределение интенсивности излучения вдоль оси сфокусированного лазерного пучка, взаимодействующего с дуговой плазмой, в сравнении с соответствующим распределением для исходного пучка показано на рис. 12. В отличие от лазерного пучка, распространяющегося в воздухе (в отсутствие дуги), при распространении в дуговой плазме интенсивность лазерного излучения на оси пучка  $S_0 = S(0, z)$  снижается по мере приближения к поверхности анода.

Как следует из расчетных зависимостей, приведенных на рис. 11, 12, взаимодействие сфокусированного лазерного пучка с дуговой плазмой в рассматриваемых условиях в основном сводится к поглощению энергии пучка плазмой, при этом роль его рефракции в неоднородной дуговой плазме оказывается незначительной. Об этом свидетельствует также зависимость эффективного радиуса пучка  $r_b(z)$  (рис. 13), определяемого как расстояние от его оси, на котором интенсивность излучения составляет 1 % соответствующего зна-

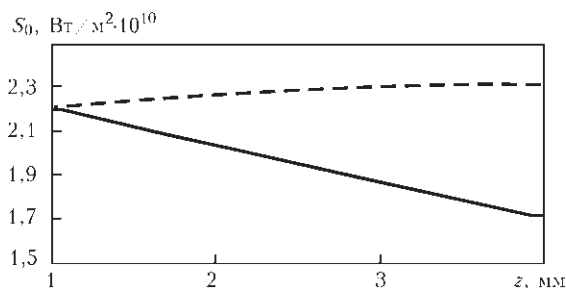


Рис. 12. Распределение интенсивности излучения на оси сфокусированного лазерного пучка мощностью 1500 Вт, распространяющегося в дуговой плазме (сплошная кривая), и для исходного пучка (штриховая)



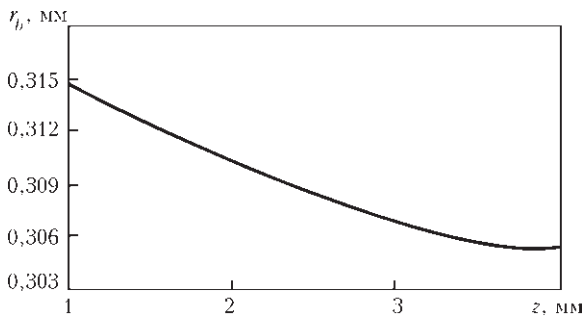


Рис. 13. Распределение эффективного радиуса лазерного пучка по его длине

чения  $S(0, z)$ . Эффективный радиус лазерного пучка, взаимодействующего с плазмой, практически не отличается от радиуса исходного пучка в соответствующем сечении и для рассматриваемых в данной работе условий не зависит от его мощности.

**Обсуждение.** Прогнозируемый математическим моделированием эффект контрагирования электрического тока на аноде и соответственно теплового потока в анод, возникающий при воздействии на аргоновую дугу с тугоплавким катодом сфокусированного пучка излучения  $CO_2$ -лазера, может иметь важные технологические следствия. Так, при воздействии на 150-амперную дугу лазерным пучком мощностью 1500 Вт, осевые значения указанных характеристик возрастают более чем в три раза. Таким образом, лазерное воздействие на рассматриваемую дугу делает ее более высококонцентрированным источником теплового и динамического воздействия на металл. Расчеты показывают, что дополнительный лазерный нагрев дуговой плазмы вызывает также заметное повышение полной мощности, вкладываемой дугой в анод  $Q_a = 2\pi \int_0^{R_p} q_a r dr$  (таблица), причем с увеличением мощности лазерного пучка полный тепловой поток, вносимый дугой в анод, возрастает как для водоохлаждаемого, так и для диффузионно испаряющегося анода.

Рассмотрим теперь механизм синергетического эффекта, возникающего при объединении лазерного и дугового источников тепла в условиях гибридной ( $CO_2$ -лазер+ТИГ) сварки. Данный эффект выражается в нарушении аддитивности теплового

**Полный тепловой поток в анод от дуги в зависимости от мощности лазерного излучения и теплового состояния поверхности анода**

$T_s(0), K$	$Q^0, Вт$	$Q_a, Вт$
500	0	1431,8
500	500	1494,0
500	1500	1564,4
3000	0	1478,6
3000	500	1526,1
3000	1500	1579,7

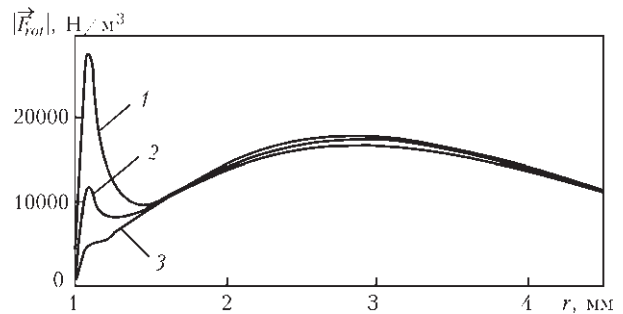


Рис. 14. Распределения вихревой составляющей силы Лоренца на поверхности анода при  $T_s = 500 K$ : 1 —  $Q^0 = 1500$ ; 2 — 500 Вт; 3 — обычная дуга

воздействия лазерного пучка и дуговой плазмы на свариваемый металл, вследствие чего энергия, используемая на плавление металла при гибридной сварке, может более чем в два раза превышать сумму соответствующих энергий при сварке каждым отдельно взятым источником тепла [1].

Как известно, в осесимметричном магнитном поле тока дуги движение расплавленного металла под действием силы Лоренца возбуждается ее вихревой составляющей  $\vec{F}_{rot}$ , имеющей центростремительное направление. Значение этой силы максимально на поверхности сварочной ванны и убывает при растекании электрического тока в объеме свариваемого металла. Возникающий при этом перепад давлений вызывает нисходящее течение расплава, переносящее перегретый металл от поверхности ванны к фронту плавления. При интенсивном течении расплава в направлении к донной части сварочной ванны повышается эффективность усвоения (использования на плавление металла) тепловой мощности, вводимой в анод обоими источниками тепла и соответственно этому увеличивается объем расплавленного металла. Приблизительно оценим влияние лазерно-дугового взаимодействия на распределение вихревой составляющей электромагнитной силы на поверхности расплавленного металла анода, полагая ее недеформируемой. Контрагирование дуги, которое выражается в существенном повышении плотности электрического тока на поверхности металла вблизи центра области анодной привязки дуги (см. рис. 5), приводит к резкому увеличению центростремительной составляющей силы Лоренца в указанной зоне (рис. 14). Причем динамический эффект, обусловленный контрагированием тока дуги на поверхности анода, оказывается тем выше, чем больше мощность лазерного излучения.

Проведенная приближенная оценка электромагнитной силы, действующей на металл сварочной ванны, требует дальнейшего уточнения, прежде всего направленного на исследование тепловых, электромагнитных и газодинамических процессов при горении дуги на деформируемую



под воздействием высококонцентрированного лазерного источника энергии поверхность расплавленного металла анода.

### Выводы

1. В результате дополнительного, локального нагрева дуговой плазмы сфокусированным лазерным пучком в столбе дуги возникает локализованная вблизи оси пучка высокотемпературная область, максимальная температура плазмы в которой увеличивается с повышением мощности лазерного излучения. Следует ожидать, что возникновение такой, жестко связанной с осью лазерного пучка, высокотемпературной области дуговой плазмы, обладающей высокой проводимостью, будет повышать пространственную стабильность дуги в условиях гибридного процесса ( $\text{CO}_2$ -лазер + ТИГ), что особенно важно при больших скоростях сварки.

2. Перераспределение электрического потенциала в дуговой плазме, происходящее за счет изменения пространственного распределения ее температуры под воздействием сфокусированного лазерного пучка, приводит к существенному повышению плотности тока в прианодной плазме, а также плотности теплового потока, вводимого дугой в анод, делая такую дугу более высококонцентрированным источником теплового и электромагнитного воздействия на свариваемый металл. Полная мощность, вкладываемая дугой в металл при гибридной ( $\text{CO}_2$ -лазер + ТИГ) сварке, превышает мощность, вкладываемую соответствующей дугой в условиях обычной сварки неплавящимся электродом. Прогнозируемый вычислительным экспериментом эффект контрагирования тока дуги при гибридной сварке может приводить к существенному увеличению силы Лоренца, транспортирующей перегретый металл из центра области анодной привязки дуги на поверхности сварочной ванны к ее дну, что должно приводить к увеличению доли мощности каждого из используемых источников тепла, расходуемой на плавление свариваемого металла.

3. Взаимодействие сфокусированного пучка излучения  $\text{CO}_2$ -лазера с плазмой аргоновой дуги с тугоплавким катодом приводит к некоторому уменьшению мощности излучения, доходящей до поверхности анода, в результате частичного поглощения лазерного излучения в плазме столба дуги. При этом рефракция пучка в неоднородной дуговой плазме оказывается малосущественной.

Мощность, вкладываемая в свариваемый металл лазерным пучком при гибридной ( $\text{CO}_2$ -лазер + ТИГ) сварке, может быть как больше, так и меньше мощности, вводимой в металл при лазерной сварке — в зависимости от условий поглощения, дошедшего до поверхности металла лазерного излучения, определяемых, например, возможностью формирования в сварочной ванне парогазового канала, более эффективно поглощающего лазерное излучение, чем плоская поверхность расплава.

*Данная работа выполнена в рамках совместного проекта RE-2755/20-1 «Самосогласованное моделирование гибридной (лазер-ТИГ) и (лазер-плазма) сварки в теплопроводностном режиме проплавления», финансируемого Немецким Исследовательским Обществом (DFG). Авторы выражают свою благодарность DFG за финансовую поддержку этих исследований.*

1. Seyffarth P., Krivtsun I. V. Laser-arc processes and their applications in welding and material treatment. – London: Taylor and Francis Books, 2002. – Vol. 1. – 200 p. – (Welding and Allied Processes).
2. Dilthey U. Laser arc hybrid welding – an overview // Arc welding processes and production systems. – (Intern. Inst. of Welding; Doc. XII-1710). – Copenhagen, 2002. – P. 243 – 248.
3. Крикент И. В., Кривцун И. В., Демченко В. Ф. Моделирование процессов тепло-, массо- и электропереноса в столбе и анодной области дуги с тугоплавким катодом // Автомат. сварка. – 2012. – № 3. – С. 7–11.
4. Крикент И. В., Кривцун И. В., Демченко В. Ф. Моделирование электрической дуги с тугоплавким катодом и испаряющимся анодом // Там же. – 2014. – № 9. – С. 19–26.
5. Boulos M. I., Fauchais P., Pfender E. Thermal plasmas: Fundamentals and applications. – New York, London: Plenum press, 1997. – Vol. 1. – 454 p.
6. On the application of the theory of Lorentzian plasma to calculation of transport properties of multicomponent arc plasmas / I. V. Krivtsun, P. Porytsky, V. Demchenko et al. // Eur. Phys. J. D. – 2010. – 57. – P. 77–85.
7. Investigation of cathode spot behaviour of atmospheric argon arcs by mathematical modeling / J. Wendelstorf, G. Simon, I. Decker, et al. // Proc. of the 12th Int. conf. on gas discharges and their applications, Germany, Greifswald, 1997. – Vol. 1. – P. 62–65.
8. Кривцун И. В., Демченко В. Ф., Крикент И. В. Модель процессов тепло-, массо- и электропереноса в анодной области и столбе сварочной дуги с тугоплавким катодом // Автомат. сварка. – 2010. – № 6. – С. 3–11.
9. Ляшко И. И., Демченко В. Ф., Вакуленко С. А. Вариант метода расщепления уравнений динамики вязкой несжимаемой жидкости на лагранжево-эйлеровых сетках // Докл. АН УССР. Сер. А. – 1981. – № 7. – С. 43–47.
10. Демченко В. Ф., Лесной А. Б. Лагранжево-эйлеровый метод численного решения многомерных задач конвективной диффузии // Доп. НАНУ. – 2000. – № 11. – С. 71–75.
11. Gladush G.G., Smurov I. Physics of laser materials processing: Theory and Experiment. – Berlin Heidelberg: Springer-Verl., 2011. – 534 p.

Поступила в редакцию 19.01.2015