

## ВЛИЯНИЕ ТОКА И ДЛИНЫ ДУГИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ДУГОВОГО РАЗРЯДА ПРИ СВАРКЕ НЕПЛАВЯЩИМСЯ ЭЛЕКТРОДОМ\*

**И.В. Кривцун, В.Ф. Демченко, И.В. Крикент, Д.В. Коваленко, И.В. Коваленко**

ИЭС им. Е.О. Патона НАН Украины. 03150, г. Киев, ул. Казимира Малевича, 11. E-mail: office@paton.kiev.ua

Методом математического моделирования изучено влияние силы тока и длины аргоновой дуги атмосферного давления с тугоплавким (вольфрамовым) катодом на тепловые, электромагнитные и газодинамические характеристики дуговой плазмы, включая характеристики ее теплового, электрического и динамического (силового) воздействия на поверхность анода. Дан краткий обзор математических моделей, привлекаемых для этой цели. Температурные поля и картины протекания тока в столбе дуги иллюстрируются соответствующими изотермами и токовыми линиями. Для анализа силового воздействия тока дуги на плазму ее столба используются расчетные данные о распределении магнитного давления в дуговой плазме и соответствующей магнитной силе, действующей на плазму. Анализируются также особенности распределения полного давления и скорости движения плазмы в столбе дуги. Приведены расчетные данные о распределениях плотности электрического тока и теплового потока на поверхности водоохлаждаемого и испаряющегося анода, а также о распределении потенциала плазмы вдоль границы анодного слоя в зависимости от силы тока и длины дуги. Введены понятия эффективных значений анодного и катодного падений потенциала. Исходя из расчетной величины теплового потока в анод и экспериментальной ватт-амперной характеристики аргоновой дуги с тугоплавким катодом, получены данные о величине эффективного КПД такой дуги в диапазоне токов 50...300 А для дуг длиной 1,5; 2 и 3 мм. Установлена зависимость размеров токового канала и зоны теплового воздействия дуги на анод от тока и длины дуги. Библиогр. 26, рис. 22.

*Ключевые слова:* дуга с тугоплавким катодом, ток дуги, длина дуги, дуговая плазма, столб дуги, анодный слой, плотность тока на аноде, тепловой поток в анод, математическое моделирование

Для эффективного использования электрической дуги как источника тепла при сварке плавлением необходимо располагать достоверной информацией о тепловом, электрическом и динамическом (силовом) воздействии дуговой плазмы на свариваемый металл в зависимости от способа и режима сварки. В случае сварки неплавящимся электродом, когда свариваемый металл является анодом дуги, такое воздействие определяется совокупностью процессов энерго-, массо- и электропереноса в плазме столба и анодной области дуги, а его характеристики зависят от силы тока, длины дуги и состава защитного газа. Поскольку экспериментальное определение характеристик тепловых, электромагнитных и газодинамических процессов в дуговой плазме, а также ее теплового, электрического и динамического воздействия на поверхность сварочной ванны затруднено, задачей данной работы является детальное количественное исследование указанных характеристик методами математического моделирования. В качестве объекта исследования будем рассматривать осесимметричную аргоновую дугу с тугоплавким катодом, схема которой изображена на рис. 1, в

диапазоне токов  $I = 50...300$  А и следующих значениях длины дуги:  $L = 1,5; 2; 3$  мм. Именно

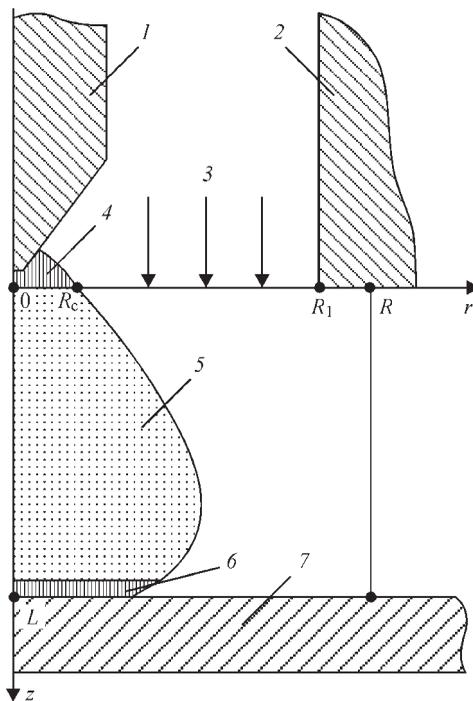


Рис. 1. Схема к расчету характеристик дуги с тугоплавким катодом: 1 — вольфрамовый катод; 2 — сопло для подачи защитного газа; 3 — защитный газ; 4 — катодная область; 5 — столб дуги; 6 — анодный слой; 7 — анод;  $R_c$  — радиус катодной области;  $R_1$  — радиус сопла;  $R$  — радиус расчетной области

\*По материалам доклада, представленного на IX Международной конференции «Математическое моделирование и информационные технологии в сварке и родственных технологиях», 10–14 сентября 2018 г., Одесса.

такие параметры дугового разряда характерны для сварки неплавящимся электродом в инертном газе (ТИГ).

Существует множество подходов и моделей для численного исследования процессов переноса энергии, импульса, массы и заряда в плазме столба электрической дуги, а также анодных процессов применительно к условиям ТИГ сварки [1–13]. Однако в большинстве работ по комплексному моделированию дуги с тугоплавким катодом используются весьма упрощенные модели анодного слоя [1–7], тогда как в работах, специально посвященных исследованию анодных явлений [8–13], недостаточное внима-

ние уделяется их взаимосвязи с процессами, протекающими в столбе дуги. Для корректного учета этой взаимосвязи в данной работе будем использовать самосогласованную математическую модель столба и анодной области дуги при сварке неплавящимся электродом, предложенную в работе [14] и модифицированную в [15].

**Характеристики плазмы столба дуги.** Рассмотрим вначале распределенные характеристики тепловых, электромагнитных и газодинамических процессов в плазме столба аргоновой дуги, горячей между тугоплавким катодом и медным водоохлаждаемым (неиспаряющимся) анодом. На рис. 2

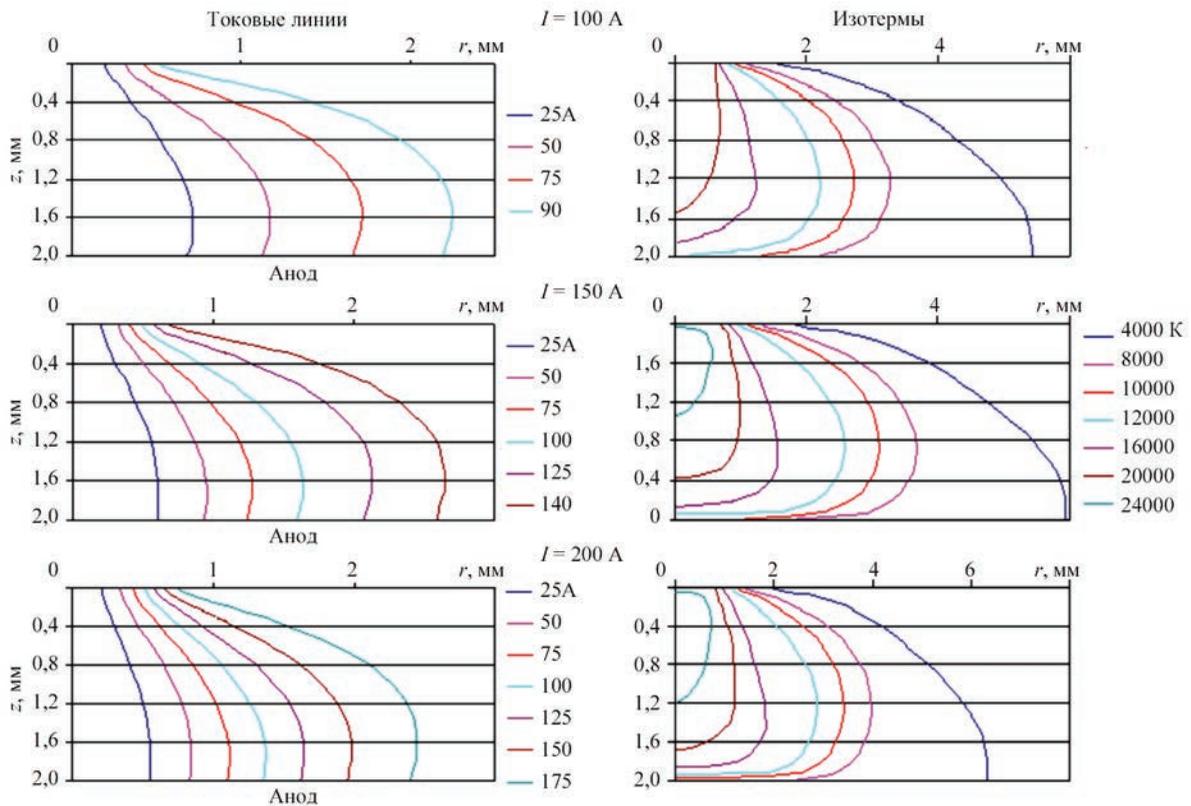


Рис. 2. Токовые линии и изотермы температурного поля в столбе дуги

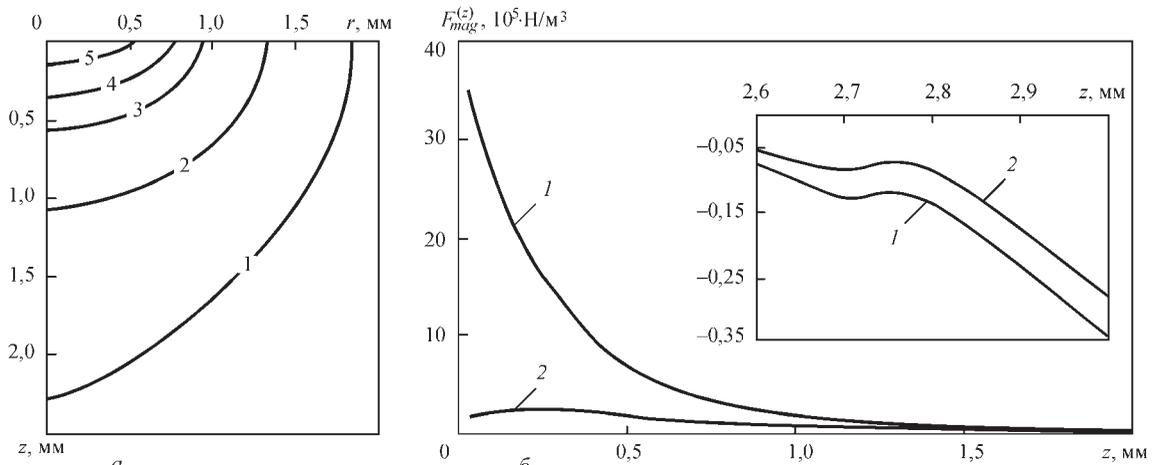


Рис. 3. Силовые характеристики электромагнитного поля в столбе дуги: а — поле изобар магнитного давления ( $1 — P_{\text{mag}} = 100 \text{ Па}$ ;  $2 — 200$ ;  $3 — 400$ ;  $4 — 600$ ;  $5 — 1000$ ); б — распределение аксиальной составляющей магнитной силы по длине столба дуги ( $1 —$  на оси дуги;  $2 —$  при  $r = 1 \text{ мм}$ )

представлены результаты моделирования температурного поля и картины протекания тока в дуге длиной  $L = 2$  мм для трех характерных значений тока дуги  $I = 100, 150, 200$  А. Слева изображены токовые линии, представляющие собой образующие поверхностей вращения, ограничивающих области дуги, в пределах которых протекает определенная часть полного тока. На правых рисунках приведены изотермы температурного поля дуговой плазмы. Конфигурации токовых линий в приэлектродных областях рассматриваемой дуги свидетельствуют о ее контракции в этих областях: вблизи катода значительной и существенно меньшей вблизи анода. С увеличением длины дуги изотермы и, соответственно, токовые линии расширяются, что свидетельствует об уменьшении плотности тока в более длинных дугах. Сопоставляя изотермы с токовыми линиями, можно сделать вывод о том, что размеры токового канала, в котором протекает 90 % тока дуги, примерно вдвое меньше токопроводящей области столба дуги (аргоновая плазма становится электропроводной при температуре выше 4500 К).

Рассмотрим теперь газодинамические характеристики дуговой плазмы. В качестве основного силового фактора, определяющего газодинамическую обстановку в столбе дуги, выступает электромагнитная сила, возникающая в результате взаимодействия тока дуги с собственным магнитным полем. Актуальной составляющей этой силы является вихревая составляющая силы Лоренца [16]

$$\vec{F}_{rot}(r, z) = -\mu_0 \frac{I^2(r, z)}{4\pi^2 r^3} \vec{e}_r,$$

где  $\{r, z\}$  — цилиндрические координаты (см. рис. 1);  $\vec{e}_r$  — единичный радиус-вектор;  $I(r, z)$  — ток, протекающий через круг радиуса  $r$  в аксиальном сечении  $z$  столба дуги;  $\mu_0$  — универсальная магнитная постоянная.

Данная центробежная сила создает в токовом канале магнитное давление

$$P_{mag}(r, z) = -\int_{rot}^{\infty} F_{rot}(r, z) dr,$$

перепад которого можно трактовать как некоторую силу магнитной природы  $\vec{F}_{mag}$ , возбуждающую движение дуговой плазмы из области высоких значений магнитного давления в сторону его уменьшения.

Результаты проведенных вычислительных экспериментов свидетельствуют о том, что в областях столба дуги с повышенной плотностью тока возрастает сжимающее действие вихревой силы  $\vec{F}_{rot}$  и, соответственно, увеличивается магнитное

давление. Рис. 3 иллюстрирует распределение силовых характеристик электромагнитного поля в столбе дуги длиной 3 мм при токе 150 А. Магнитное давление имеет максимальное значение в осевой зоне прикатодной области столба дуги и быстро уменьшается по радиусу и вдоль координаты  $z$ , отсчитываемой от катода (см. рис. 3, а). В рассматриваемом случае максимальная величина магнитного давления не превышает 1000 Па, что составляет менее 1 % атмосферного давления. Однако вследствие быстрого изменения магнитного давления в указанной области его градиент оказывается весьма значительным. Так, в осевой зоне прикатодной плазмы аксиальная составляющая магнитной силы  $F_{mag}^{(z)}$  достигает величины порядка  $3 \cdot 10^6$  Н/м<sup>3</sup> (см. рис. 3, б).

Магнитная сила, локализуемая в осевой зоне прикатодной плазмы, инициирует движение дуговой плазмы в основном по направлению от катода к аноду. В средней части столба дуги градиент магнитного давления становится пренебрежимо малым и движение плазмы продолжается по инерции. Вблизи поверхности анода этот градиент меняет знак (см. вставку на рис. 3, б), т. е. магнитная сила оказывается направленной от анода к катоду. В рассматриваемых здесь условиях сила инерции плазменного потока в прианодной области столба дуги превосходит  $F_{mag}^{(z)}$ . Поэтому действие последней ограничивается лишь частичным торможением плазменного потока, наряду с его газодинамическим торможением вблизи поверхности анода. При сварке неплавящимся электродом за счет применения специальных технологических средств, таких, например, как использование активирующего флюса [17], воздействие на дугу сфокусированным излучением СО<sub>2</sub>-лазера [18], можно существенно повысить плотность электрического тока на аноде. В этом случае аксиальная компонента магнитной силы вблизи его поверхности, оставаясь отрицательной, возрастает по абсолютной величине и при определенных размерах области анодной привязки дуги становится способной противодействовать силе инерции потока плазмы. В результате этого в прианодной плазме может возникнуть движение дуговой плазмы навстречу набегающему потоку. Газодинамическое взаимодействие этих двух потоков способно сформировать двухвихревую циркуляцию плазмы в столбе дуги (см. сценарий 2 в работе [16]).

Распределение аксиальной компоненты вектора скорости движения плазмы вдоль оси дуги приведено на рис. 4.

Характерно, что при малых значениях тока дуги начало торможения плазменного потока

смещено ближе к катоду, тогда как с увеличением тока область торможения смещается в сторону анода. Отметим также, что с увеличением длины дуги скорость движения потока плазмы заметно возрастает, объяснением чему является увеличение поперечных размеров ее столба (см. рис. 2) и, соответственно, уменьшение его газодинамического сопротивления.

Распределения полного давления на оси дуги длиной 3 мм и на поверхности анода показаны на рис. 5. Вдоль оси дуги давление изменяется немонотонно (см. рис. 5, а): вблизи катода оно повышено вследствие сжимающего воздействия вихревой силы  $\vec{F}_{rot}(r, z)$  и, соответственно, высоких значений магнитного давления (см. рис. 3, а); в центре столба дуги полное давление уменьшает-

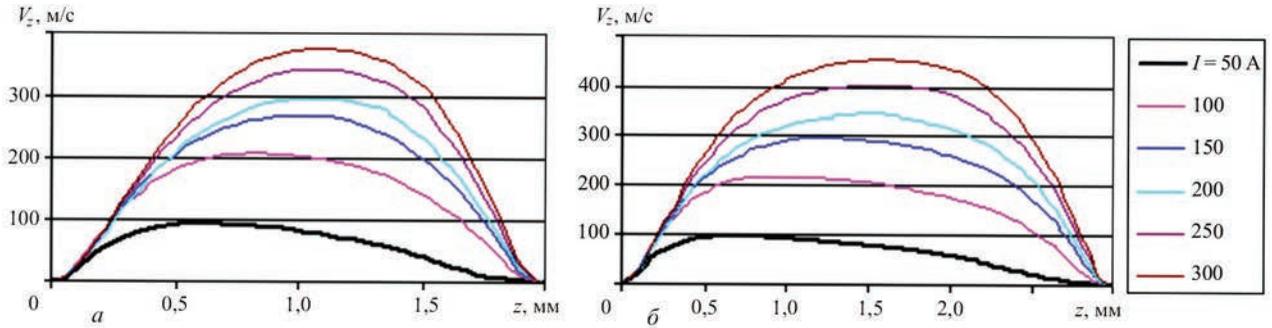


Рис. 4. Распределение аксиальной компоненты вектора скорости плазмы вдоль оси дуги: а —  $L = 2$  мм; б — 3

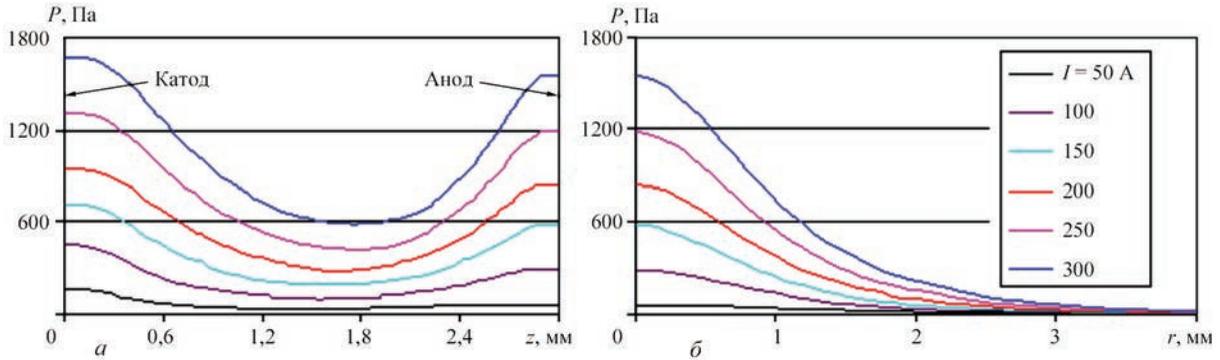


Рис. 5. Полное давление в плазме дуги длиной 3 мм: а — на оси дуги; б — на поверхности анода

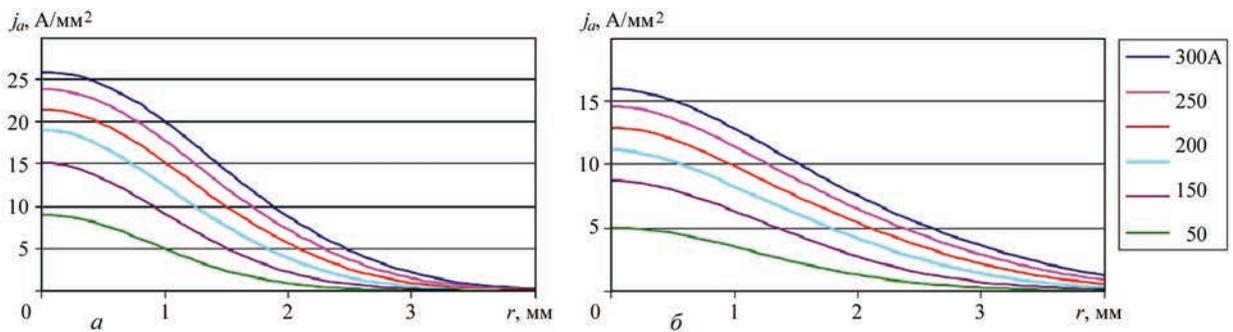


Рис. 6. Распределение плотности тока дуги на поверхности анода: а —  $L = 2$  мм; б — 3

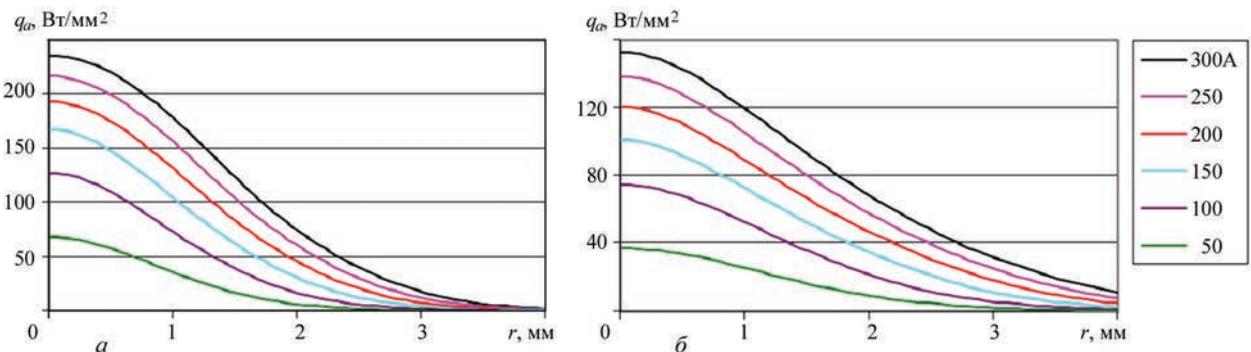


Рис. 7. Распределение теплового потока, вводимого дугой в анод: а —  $L = 2$  мм; б — 3

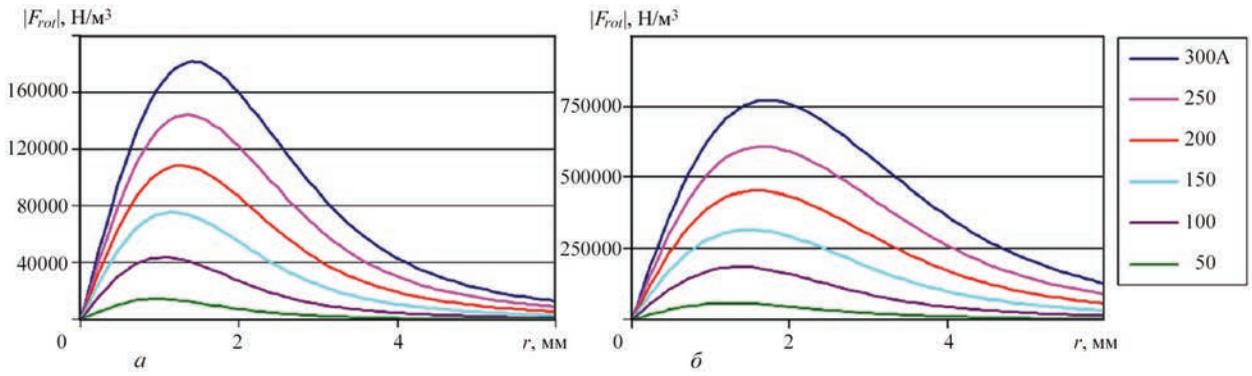


Рис. 8. Распределение вдоль поверхности анода вихревой составляющей силы Лоренца:  $a - L = 2$  мм;  $b - 3$

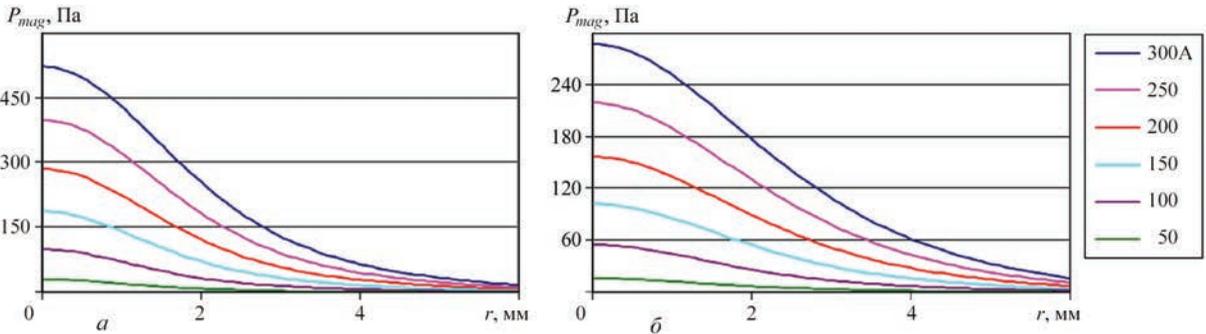


Рис. 9. Распределение вдоль поверхности анода магнитного давления:  $a - L = 2$  мм;  $b - 3$

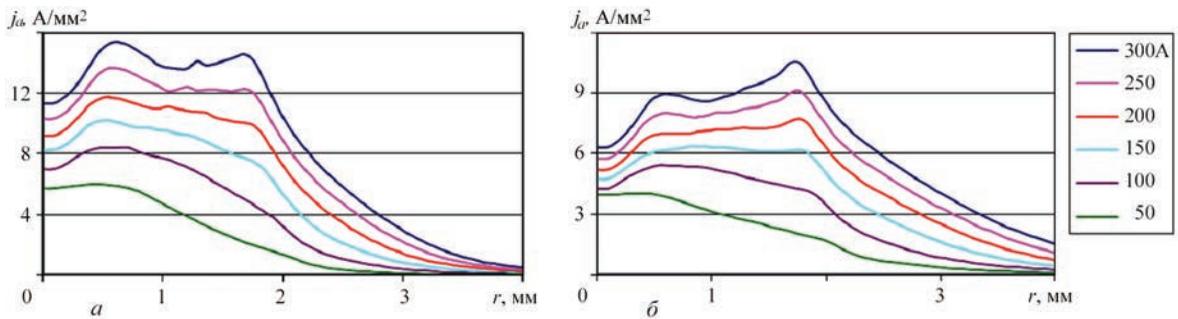


Рис. 10. Распределение плотности тока дуги на поверхности испаряющегося анода:  $a - L = 2$  мм;  $b - 3$

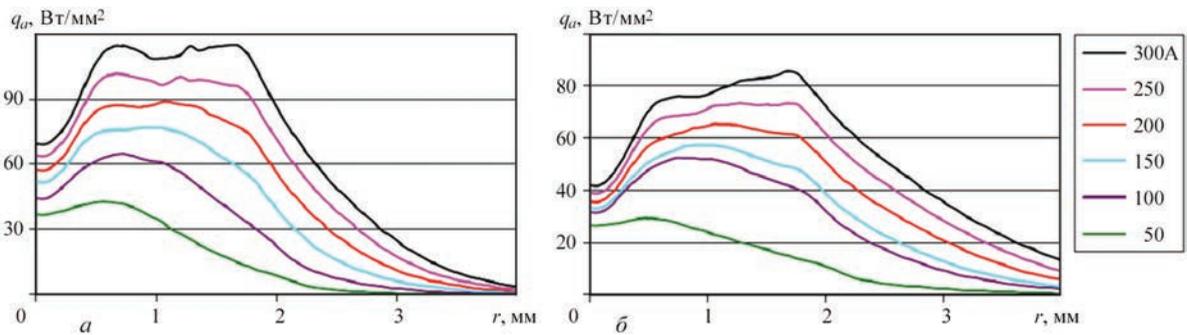


Рис. 11. Распределение теплового потока, вводимого дугой в испаряющийся анод:  $a - L = 2$  мм;  $b - 3$

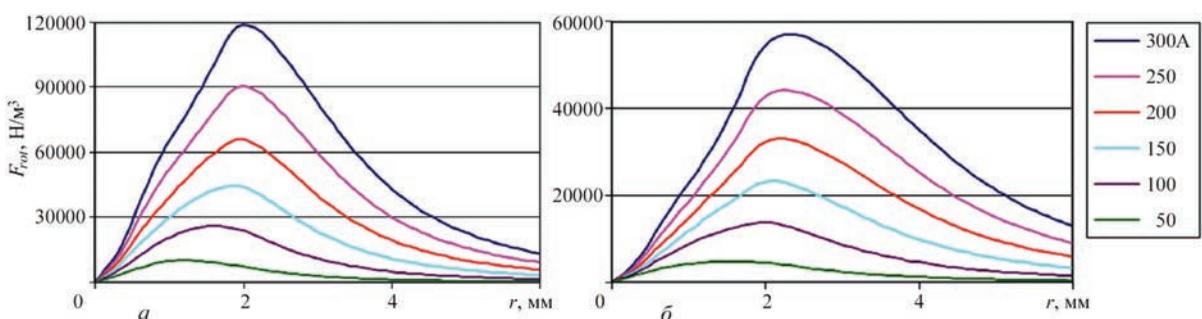


Рис. 12. Распределение вдоль поверхности испаряющегося анода вихревой составляющей силы Лоренца:  $a - L = 2$  мм;  $b - 3$

ся в результате радиальной разгрузки плазменно-го потока и относительно малого магнитного давления, а вблизи анода давление вновь возрастает вследствие торможения потока плазмы на его поверхности. Отметим, что поля давления в дугах длиной 2 и 3 мм мало отличаются. Что касается полного давления на поверхности анода, то оно возрастает с увеличением тока дуги (см. рис. 5, б).

Необходимо подчеркнуть, что приведенное на рис. 5, б распределение полного давления на поверхности анода формируется как сумма магнитного давления и газодинамического давления набегающего потока плазмы. Учитывая, что скачок магнитного давления на границе раздела «плазма – металл анода» равен нулю, актуальным с точки зрения деформации свободной поверхности сварочной ванны является лишь газодинамическое давление, образующееся вследствие торможения потока плазмы вблизи указанной поверхности.

**Характеристики анодной области дуги.** Перейдем к рассмотрению распределенных характеристик электрического, теплового и силового воздействия дуговой плазмы на поверхность анода. На рис. 6, 7 приведены распределения по поверхности водоохлаждаемого (неиспаряющегося) анода плотности электрического тока  $j_a(r)$  и теплового потока  $q_a(r)$ , вводимого дугой в анод. Как следует из представленных на этих рисунках расчетных зависимостей, плотность тока на аноде и удельный тепловой поток в анод уменьшаются с увеличением длины дуги, что согласуется с экспериментальными данными работы [19].

С уменьшением длины дуги контракция тока на аноде возрастает: расчетные значения анодной плотности тока на оси дуги длиной 2 мм более чем в 1,5 раза выше по сравнению с дугой, имеющей длину 3 мм (ср. рис. 6, а, б). Соответственно этому увеличивается и силовое воздействие вихревой составляющей силы Лоренца  $\vec{F}_{rot}$  как на поверхности сварочной ванны, так и в ее объеме, что приводит к интенсификации гидродинамического течения расплава и повышению проплавляющей способности дуги [16]. Распределения  $|F_{rot}|$  на поверхности анода для дуг длиной 2 и 3 мм показаны на рис. 8, а распределения магнитного давления изображены на рис. 9.

Важным фактором, влияющим на характеристики плазмы столба дуги и ее взаимодействия с поверхностью анода при сварке неплавящимся электродом, является многокомпонентность дуговой плазмы, связанная с испарением металла с поверхности сварочной ванны. На рис. 10–12 приведены распределения плотности тока, теплового потока и вихревой составляющей силы Лоренца на поверх-

ности анода из низкоуглеродистой стали, испаряющегося в диффузионном режиме, при модельном распределении его температуры в зоне анодной привязки дуги:  $T_s(r) = (T_{s0} - T_\infty)\exp(-a^2r^2) + T_\infty$ , где  $T_{s0} = 3050$  К — температура поверхности на оси дуги;  $T_\infty = 500$  К — температура поверхности на значительном удалении от оси, а коэффициент сосредоточенности  $a$  определяется таким образом, чтобы радиус расплавленной зоны на поверхности стального анода составлял 2,5 мм [20].

Как следует из сравнения рис. 10 и рис. 6 плотность тока на поверхности испаряющегося анода оказывается существенно меньше, чем в случае водоохлаждаемого анода, причем наиболее заметное снижение  $j_a(r)$  наблюдается в центре области анодной привязки дуги, где формируется локальный минимум указанной величины. Аналогичным образом ведет себя и плотность теплового потока, вводимого дугой в испаряющийся анод (ср. рис. 11 и рис. 7). Что касается уменьшения плотности тока и теплового потока в анод при увеличении длины дуги (см. рис. 6, 7), то эта тенденция сохраняется и для испаряющегося анода (см. рис. 10, а, б и рис. 11, а, б).

Отмеченное снижение плотности тока на поверхности анода при учете испарения его материала вызывает соответствующее уменьшение вихревой составляющей силы Лоренца  $\vec{F}_{rot}$  на поверхности сварочной ванны (см. рис. 8, 12), что приводит к ослаблению конвективного переноса тепла в ее объеме, снижая тем самым проплавляющую способность дуги с испаряющимся анодом.

Еще одним фактором, определяющим характеристики электрического, теплового и силового воздействия дуги на поверхность анода, является то, что анодное падение потенциала  $U_a$ , определяемое как разность между потенциалом поверхности анода  $\phi_a$  и потенциалом плазмы на границе анодного слоя  $\phi_{pa}$ , не является постоянным в области анодной привязки дуги. Ввиду высокой проводимости металлических материалов поверхность анода является практически эквипотенциальной, поэтому электрический потенциал анода  $\phi_a$  можно с хорошим приближением считать постоянным. Что касается величины  $\phi_{pa}$ , то, поскольку определяющие ее параметры (температура прианодной плазмы и плотность тока на аноде) имеют неоднородные распределения вдоль поверхности анода (см. рис. 2, б), указанная величина, а, следовательно, и анодное падение потенциала также являются неоднородными в области анодной привязки дуги [20].

В качестве иллюстрации на рис. 13 приведены распределения потенциала плазмы вдоль гра-

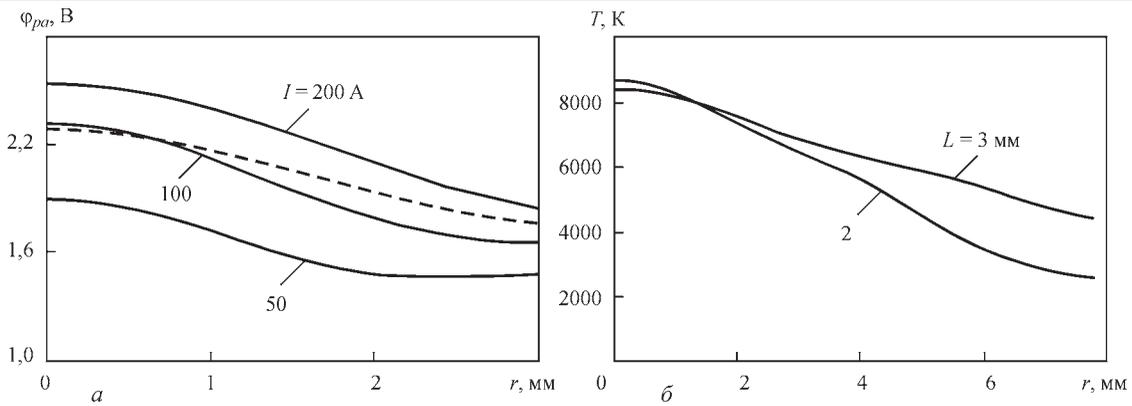


Рис. 13. Распределения потенциала плазмы вдоль границы анодного слоя со столбом дуги (а) при различных значениях тока дуги длиной 2 мм (сплошные кривые) и для 100-амперной дуги длиной 3 мм (штриховая кривая), а также распределения температуры прианодной плазмы вдоль поверхности анода (б) для 100-амперной дуги длиной 2 и 3 мм (потенциал поверхности анода принят постоянным и равным нулю)

ницы анодного слоя со столбом дуги с тугоплавким катодом и медным водоохлаждаемым анодом, имеющей длину 2 и 3 мм, в сопоставлении с соответствующим распределением температуры прианодной плазмы. Большая крутизна спада зависимости  $\phi_a(r)$  для дуги длиной 2 мм по сравнению с дугой 3 мм при токе 100 А (см. рис. 13, а) обусловлена аналогичным характером изменения температурной кривой (см. рис. 13, б).

Поскольку граница анодного слоя не является изопотенциальной, то здесь существует отличный от нуля радиальный градиент потенциала и, соответственно этому, вектор плотности тока имеет радиальную компоненту  $j_r$ , причем, чем больше крутизна радиального изменения  $\phi_{pa}$ , тем больше оказывается соответствующая компонента плотности тока. Данный эффект иллюстрируется рис. 14, на котором представлено изменение  $j_r$  вдоль границы анодного слоя для дуг длиной 2 и 3 мм при токе 100 А. С ростом  $j_r$  (для более коротких дуг) угол между вектором плотности тока на аноде и осью дуги увеличивается, что свидетельствует о более сильном сужении токового канала по направлению к аноду и, соответственно, более высокой плотности тока на аноде (см. рис. 6).

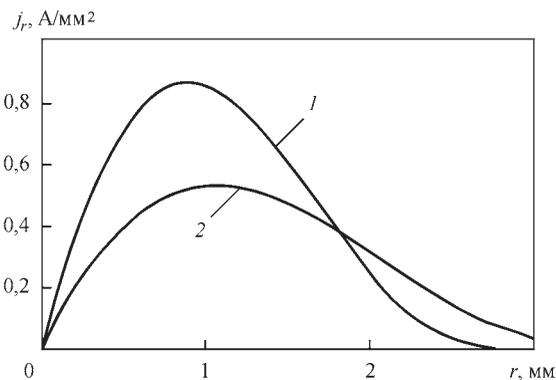


Рис. 14. Распределения вдоль поверхности анода радиальной компоненты вектора плотности тока: 1 —  $L = 2$  мм; 2 — 3

В заключение данного раздела следует обратить особое внимание на тот факт, что анодное падение потенциала  $U_a = \phi_a - \phi_{pa}$  в рассматриваемых дугах является отрицательным, что согласуется с известными расчетными и экспериментальными данными [8, 13, 21, 22].

**Интегральные характеристики дуги.** Важной интегральной характеристикой, определяющей электрические и энергетические свойства дугового разряда, является его вольт-амперная характеристика (ВАХ), которая связывает напряжение на дуговом промежутке  $U$  с током дуги  $I$ . На рис. 15 представлены результаты аппроксимации по методике, описанной в [23], экспериментальных данных о ВАХ аргоновой дуги с тугоплавким катодом и медным водоохлаждаемым анодом при различных значениях длины дуги:  $L = 1,5; 2, 3$  мм. Вольт-амперной характеристике дуги может быть поставлена в соответствие ее ватт-амперная характеристика, устанавливающая связь мощности дуги  $P = IU$  с силой тока  $I$  (см. рис. 15, б).

Полное напряжение на дуге  $U$  обычно представляется в виде суммы  $U = U_c + U_p + U_a$ , где  $U_c$  — катодное падение потенциала;  $U_p$  — напряжение на столбе дуги;  $U_a$  — анодное падение [24]. Соответственно этому мощность дуги может быть представлена в виде  $P = P_c + P_p + P_a$ , где  $P_c = U_c I$ ,  $P_p = U_p I$  и  $P_a = U_a I$  — мощности, выделяемые в катодной области, столбе дуги и анодной области, соответственно. Поскольку, как уже было отмечено, анодное падение потенциала является отрицательным ( $U_a < 0$ ), мощность дуги  $P$  меньше суммарной мощности, выделяющейся в столбе и катодной области дуги на величину  $|P_a|$ , затрачиваемую на поддержание анодного слоя. Эти, в целом правильные соотношения, требуют дальнейшего уточнения с точки зрения того, что следует понимать под величинами  $U_c, U_p, U_a$  с учетом изменения электрического потенциала вдоль границ

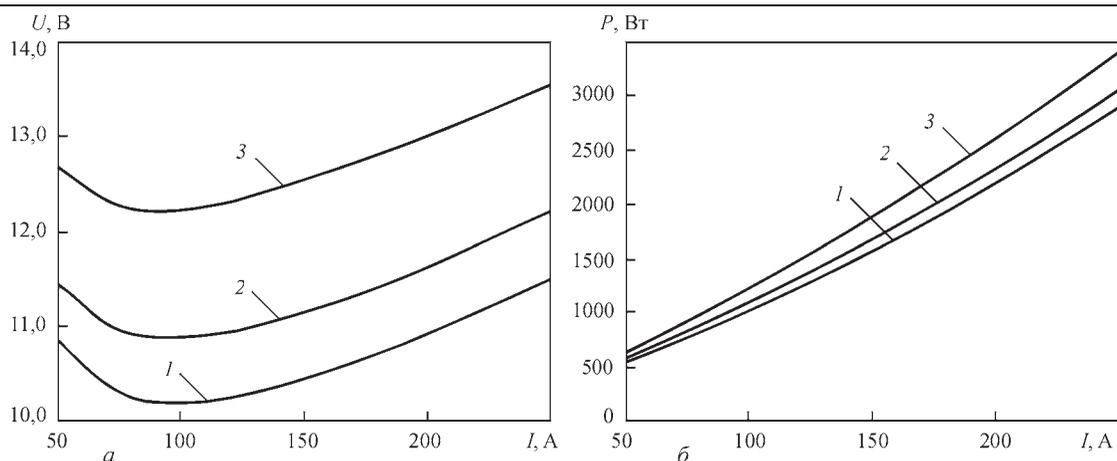


Рис. 15. Вольт- (а) и ватт-амперные (б) характеристики аргоновой дуги с тугоплавким катодом и медным водоохлаждаемым (неиспаряющимся) анодом: 1 —  $L = 1,5$  мм; 2 — 2; 3 — 3

раздела анодной и катодной областей со столбом дуги.

В силу высокой проводимости металла анода и катода потенциалы  $\varphi_a$  и  $\varphi_c$  их поверхностей можно полагать практически постоянными, поэтому полное напряжение на дуге может быть определено как разность соответствующих потенциалов, т. е.  $U = \varphi_a - \varphi_c$ . Такое общепринятое определение напряжения в виде разности потенциалов непригодно для расчета катодного и анодного падений, а также напряжения на столбе дуги. Поэтому требуется дать иное определение указанных величин, причем таким образом, чтобы оставались справедливыми интегральные законы Ома и Джоуля–Ленца. С этой целью на границах  $\Gamma_{pa}$  и  $\Gamma_{pc}$ , разделяющих анодную и катодную области со столбом дуги, введем эффективные (усредненные) значения потенциалов  $\Phi_{pa}$  и  $\Phi_{pc}$  следующим образом:

$$\Phi_{pa} = \frac{1}{I} \int_{\Gamma_{pa}} \varphi_{jn} d\Gamma_{pa}; \quad \Phi_{pc} = \frac{1}{I} \int_{\Gamma_{pc}} \varphi_{jn} d\Gamma_{pc} \quad [20].$$

Тогда эффективное падение напряжения на столбе дуги можно определить как разность эффективных значений соответствующих потенциалов, т. е. положить  $\langle U_p \rangle = \Phi_{pa} - \Phi_{pc}$ . Аналогич-

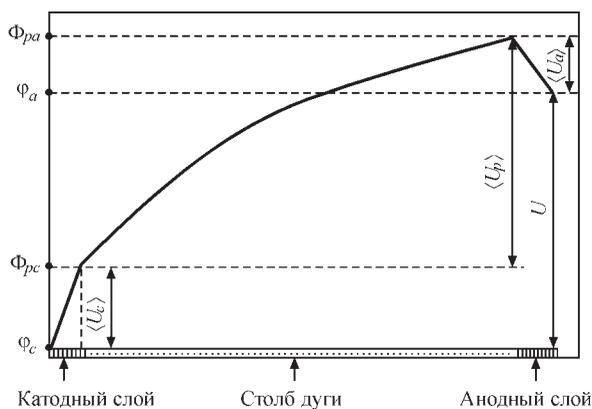


Рис. 16. Схема распределения электрического потенциала и эффективные составляющие напряжения на дуге

ным образом определяются эффективные анодное  $\langle U_a \rangle = \varphi_a - \Phi_{pa}$  и катодное  $\langle U_c \rangle = \Phi_{pc} - \varphi_c$  падения потенциала.

На рис. 16 приведена схема распределения электрического потенциала  $\varphi$  и введенные как указано выше эффективные составляющие напряжения на дуговом промежутке, при этом полное напряжение на дуге может быть представлено в виде суммы соответствующих эффективных составляющих:  $U = \langle U_c \rangle + \langle U_p \rangle + \langle U_a \rangle$  с учетом того, что  $\langle U_a \rangle < 0$ . В терминах введенных эффективных величин падений напряжения на отдельных участках дуги суммарный баланс соответствующих мощностей можно записать аналогичным образом:  $P = \langle P_c \rangle + \langle P_p \rangle + \langle P_a \rangle$ , где  $\langle P_c \rangle = I \langle U_c \rangle$ ,  $\langle P_p \rangle = I \langle U_p \rangle$ ,  $\langle P_a \rangle = I \langle U_a \rangle$ , при этом интегральный закон Джоуля–Ленца остается справедливым как для отдельных составляющих дугового разряда, так и для дуги в целом.

В рамках используемой модели дуги [14, 15] вследствие приближенного описания катодной области не представляется возможным дать теоретическую оценку эффективного значения катодного падения потенциала. Однако если вольт-амперная характеристика дуги известна (см. рис. 15, а), то эффективное катодное падение можно рассчитать по формуле  $\langle U_c \rangle = U - \langle U_p \rangle - \langle U_a \rangle$ , воспользовавшись при этом расчетными данными об эффективных падениях потенциала  $\langle U_p \rangle$ ,  $\langle U_a \rangle$ , а также экспериментально измеренном напряжении на дуге  $U$ .

На рис. 17 приведены экспериментальные и расчетные зависимости  $U$ ,  $\langle U_p \rangle$ ,  $\langle U_a \rangle$  от силы тока для аргоновой дуги длиной 2 мм, горящей между тугоплавким катодом и медным водоохлаждаемым анодом. Вычисленные как указано выше значения эффективного катодного падения потенциала в зависимости от тока дуги приведены на рис. 18. На этом же рисунке приведены результаты экспери-

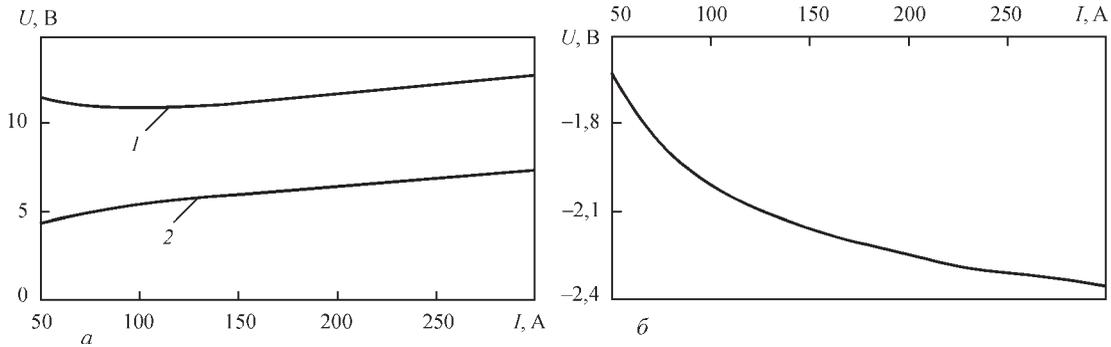


Рис. 17. Напряжение на дуге длиной 2 мм и его составляющие в зависимости от тока: а — полное напряжение на дуге  $U$  ( $1$  — эксперимент); эффективное значение напряжения на столбе дуги  $\langle U_p \rangle$  ( $2$  — расчет); б — эффективное значение анодного падения потенциала  $\langle U_a \rangle$  (расчет)

ментального определения катодного падения [25]. Сравнение расчетных данных с экспериментальными показывает их соответствие с точностью не хуже 15 %, что свидетельствует о вполне приемлемой адекватности математической модели, используемой в настоящей работе.

Обратимся теперь к интегральным характеристикам анодных процессов в рассматриваемых дугах. Как следует из рис. 17, б, эффективное анодное падение потенциала в аргоновой дуге с тугоплавким катодом и медным водоохлаждаемым анодом, являясь отрицательным, возрастает по абсолютной величине с увеличением тока дуги, при этом ее длина практически не влияет на  $\langle U_a \rangle$ . Роль анодного падения потенциала в полном напряжении на дуге является достаточно существенной. В частности, при токе 200 А расчетное значение эффективного анодного падения для аргоновой дуги длиной 3 мм равно  $-2,24$  В, что составляет около 17 % напряжения на дуге  $U = 13$  В (см. кривую 3 на рис. 15, а). Точно таким же образом соотносятся затраты энергии на поддержание анодного слоя по сравнению с полной мощностью дуги  $P$ .

Важным фактором, влияющим на анодное падение потенциала в дугах с тугоплавким катодом, является испарение материала анода. Расчетные

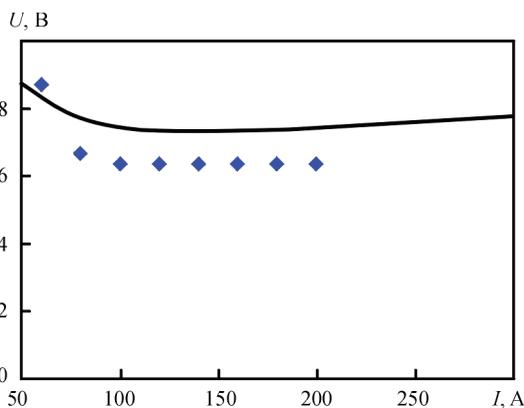


Рис. 18. Эффективное катодное падение потенциала  $\langle U_c \rangle$ : сплошная кривая — расчет; маркеры — экспериментальные данные [25]

зависимости  $\langle U_a \rangle$  от  $I$  для дуг длиной 2 мм с медным водоохлаждаемым анодом и стальным испаряющимся анодом приведены на рис. 19. Как следует из представленных на этом рисунке кривых эффективное значение анодного падения в дуге с испаряющимся катодом, оставаясь отрицательным, оказывается меньше по абсолютной величине соответствующего значения для дуги с медным водоохлаждаемым анодом практически во всем рассматриваемом диапазоне токов.

В теории тепловых процессов при сварке принято оценивать полный тепловой поток

$$Q_a = 2\pi \int_0^{\infty} r q_a(r) dr,$$

вводимый дугой в анод, исходя из простой формулы  $Q_a = \eta P$ , где  $\eta$  — эффективный КПД дуги, определяемый экспериментально. Это выражение не является универсальным, так как величина  $\eta$  при ТИГ сварке зависит от силы тока и длины дуги, свариваемого материала, защитного газа и других условий сварки. Поэтому определение эффективного КПД дуги требует в каждом конкретном случае проведения калориметрических измерений, что является малопродуктивным. Вместо этого можно провести расчетную оценку величины  $Q_a$  в зависимости от тока и длины дуги, что позволит, зная ее ватт-амперную характеристику, определить соответствующее значение  $\eta$ .

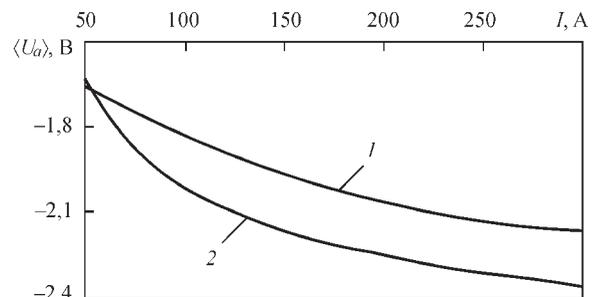


Рис. 19. Зависимости эффективного значения анодного падения потенциала от тока дуги со стальным испаряющимся анодом (1) и медным водоохлаждаемым анодом (2)

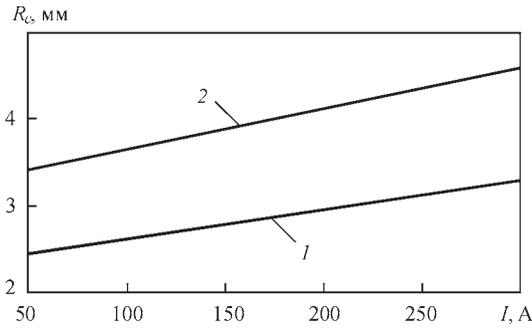


Рис. 20. Размеры токового и теплового пятен дуги на поверхности анода: 1 —  $L = 2$  мм; 2 — 3

Оценим вначале эффективные размеры токового и теплового пятен дуги (соответственно  $R_c$ ,  $R_h$ ) на поверхности медного водоохлаждаемого анода в зависимости от тока и длины дуги. Под эффективным радиусом токового или теплового пятна будем понимать радиус круга, в пределах которого сосредоточено 95 % тока дуги  $I$  или, соответственно, полного теплового потока  $Q_a$ , вводимого дугой в анод. Данные, приведенные на рис. 20, показывают, что во всем рассматриваемом диапазоне токов  $R_c \approx R_h$  и практически линейно возрастают с увеличением  $I$ . Кроме того, как и следовало ожидать, с увеличением длины дуги размеры зоны токового и теплового воздействия дуги на поверхность анода увеличиваются.

Расчетные зависимости от тока и длины дуги полной тепловой мощности

$$Q_a = 2\pi \int_0^{\infty} r q_a(r) dr,$$

вкладываемой в медный водоохлаждаемый анод, представлены на рис. 21, из которого следует, что величина  $Q_a$  практически линейно растет с увеличением тока дуги. Как уже было отмечено, входящий в определение  $Q_a$  удельный тепловой поток  $q_a(r)$  уменьшается с увеличением длины дуги (см. рис. 7). Несмотря на это, полный тепловой поток в анод для дуги длиной 3 мм оказывается даже несколько больше, чем для дуги длиной 2 мм (см. рис. 21). Эта особенность более длинных

дуг объясняется, с одной стороны, увеличением мощности дугового разряда (при том же токе повышается напряжение на дуге) и, с другой стороны, увеличением диаметра зоны теплового воздействия дуги на поверхность анода (см. рис. 20). Что касается сравнения расчетных значений с экспериментально измеренными, то, согласно данным работы [26], указанная величина при  $I = 200$  А,  $L = 3$  мм составляет 2,05 кВт и отличается от вычисленного значения  $Q_a = 1,8$  кВт (см. кривую 2 на рис. 21) не более, чем на 15 %.

Данные, приведенные на рис. 21, вместе с экспериментальными данными о ватт-амперной характеристике дуги (см. рис. 15, б) позволяют провести расчетно-экспериментальную оценку эффективного КПД по формуле  $\eta = Q_a / P$ . Вычисленные таким образом значения  $\eta$  для дуг различной длины в зависимости от силы тока представлены на рис. 22 и свидетельствуют о том, что с увеличением длины дуги ее КПД уменьшается, а, кроме того, в рассматриваемом диапазоне токов величина  $\eta$  имеет максимум, находящийся в интервале 130...170 А.

В заключение данного раздела необходимо отметить, что процессы нагрева и плавления свариваемого металла (температурное поле, форма и размеры сварочной ванны) определяются не только величиной  $Q_a$  или  $\eta$ , но также зависят от таких распределенных по поверхности свариваемого металла характеристик дугового воздействия, как удельный тепловой поток в анод и плотность электрического тока на его поверхности. Эти характеристики по разному влияют на тепловое состояние свариваемого металла: первая из них ответственна за кондуктивный перенос энергии (теплопроводный механизм), а вторая определяет интенсивность гидродинамических потоков и, соответственно, конвективный перенос тепла в расплавленном металле.

**Обсуждение и выводы.** Приведенные в данной работе результаты расчета распределенных и интегральных характеристик свободноточащей

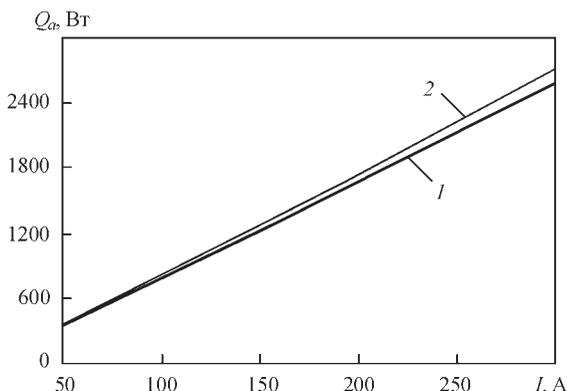


Рис. 21. Полный тепловой поток, вводимый дугой в анод: 1 —  $L = 2$  мм; 2 — 3

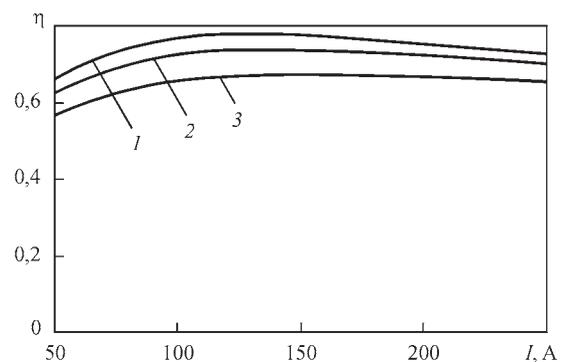


Рис. 22. Зависимости эффективного КПД дуги с медным водоохлаждаемым анодом от тока и длины дуги: 1 —  $L = 1,5$  мм; 2 — 2; 3 — 3

аргоновой дуги с тугоплавким катодом и их зависимости от величины тока и длины дуги качественно являются вполне предсказуемыми. Новым обстоятельством, которое было обнаружено благодаря введению в рассмотрение токовых линий, является эффект сжатия токового канала в прианодной области, проявляющийся во всем рассмотренном диапазоне токов и длин дуг. С повышением плотности электрического тока на поверхности анода (свариваемого металла) увеличивается силовое воздействие тока дуги на металл сварочной ванны, которое способствует увеличению скорости течения расплава в донную часть ванны и, как результат, повышению глубины проплавления свариваемого металла. Таким образом, в отличие от теории тепловых процессов при сварке, базирующейся на теплопроводностном механизме переноса энергии, закон распределения плотности теплового потока в анод не является единственной характеристикой, определяющей форму сварочной ванны. Другим, не менее значимым фактором, влияющим на проплавляющую способность дуги, является закон распределения плотности тока на поверхности свариваемого металла. При всех прочих равных условиях для повышения проплавляющей способности дуги с тугоплавким катодом следует стремиться к уменьшению размера токового канала и, соответственно, повышению плотности электрического тока на поверхности анода. В данном контексте длина дуги не является единственным параметром, позволяющим управлять распределением тока на аноде. В арсенале сварочной науки имеется целый ряд технологических приемов, которые позволяют повысить плотность тока на аноде: использование активирующих флюсов, выбор специального состава защитного газа (смеси газов), воздействие на дугу сфокусированным лазерным излучением, высокочастотная импульсная модуляция сварочного тока и др. Применение этих активирующих дуговой процесс воздействий и их синергетических комбинаций является перспективным направлением совершенствования процесса сварки неплавящимся электродом.

### Список литературы/References

1. Hsu K.C., Etemadi K., Pfender E. (1983) Study of the free-burning high-intensity argon arc. *J. of Appl. Phys.*, 54, 3, 1293–1301.
2. Hsu K.C., Pfender E. (1983) Two-temperature modeling of the free-burning high-intensity arc. *Ibid*, 54, 8, 4359–4366.
3. Lowke J.J., Morrow R., Haidar J. (1997) A simplified unified theory of arcs and their electrodes. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 30, 2033–2042.
4. Haidar J. (1999) Non-equilibrium modeling of transferred arcs. *Ibid*, 3, 263–272.

5. Sansonnets L., Haidar J., Lowke J.J. (2000) Prediction of properties of free burning arcs including effects of ambipolar diffusion. *Ibid*, 3, 148–157.
6. Masquere M., Freton P., Gonzalez J.J. (2007) Theoretical study in two dimensions of the energy transfer between an electric arc and an anode material. *Ibid*, 4, 432–446.
7. Tanaka M., Yamamoto K., Tashiro S. et al. (2008) Metal vapour behaviour in gas tungsten arc thermal plasma during welding. *Welding in the World*, 52, 11/12, 82–88.
8. Dinulescu H.A., Pfender E. (1980) Analysis of the anode boundary layer of high intensity arcs. *J. of Appl. Phys.*, 5, 3149–3157.
9. Дюжев Г.А., Немчинский В.А., Школьник С.М. и др. (1983) Анодные процессы в сильноточном дуговом разряде. *Химия плазмы*, 0, 169–209.
10. Dyuuzhev, G.A., Nemchinsky, V.A., Shkolnik, S.M. et al. (1983) Anode processes in high-current arc discharge. *Khimiya Plazmy*, 0, 169–209 [in Russian].
11. Nazarenko I.P., Panevin I.G. (1989) Analysis of the near-anode processes character in argon arc discharge of high pressure. *Contrib. Plasma Phys.*, 2, 251–261.
12. Jenista J., Heberlein J.V.R., Pfender E. (1997) Numerical model of the anode region of high-current electric arcs. *IEEE Trans. on Plasma Science*, 25, 883–890.
13. Amakawa T., Jenista J., Heberlein J. et al. (1998) Anode-boundary-layer behavior in a transferred, high intensity arc. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 31, 2826–2834.
14. Tanaka M., Ushio M., Wu C.S. (1999) One-dimensional analysis of the anode boundary layer in free-burning argon arcs. *Ibid*, 32, 605–611.
15. Krivtsun I.V., Demchenko V.F., Krikent I.V. (2010) Model of the processes of heat, mass and charge transfer in the anode region and column of the welding arc with refractory cathode. *The Paton Welding Journal*, 6, 2–9.
16. Krikent I.V., Krivtsun I.V., Demchenko V.F. (2014) Simulation of electric arc with refractory cathode and evaporating anode. *Ibid*, 9, 17–24.
17. Demchenko V.F., Krivtsun I.V., Krikent I.V. et al. (2017) Force interaction of arc current with self magnetic field. *Ibid*, 3, 15–24.
18. Yushchenko K.A., Kovalenko D.V., Krivtsun I.V. et al. (2009) Experimental studies and mathematical modelling of penetration in TIG and A-TIG stationary arc welding of stainless steel. *Welding in the World*, 53, 9/10, 253–263.
19. Krivtsun I.V., Krikent I.V., Demchenko V.F. et al. (2015) Interaction of CO<sub>2</sub>-laser beam with electric arc plasma in hybrid (laser-arc) welding. *The Paton Welding Journal*, 3, 4, 6–15.
20. Yushchenko K.A., Kovalenko D.V., Kovalenko I.V. (2005) Peculiarities of A-TIG welding of stainless steel. Proc. of the 7th International Conference on Trends in Welding Research – Pine Mountain, Georgia, USA, pp. 367–376.
21. Krivtsun I., Demchenko V., Krikent I. et al. (2015) Distributed and integrated characteristics of the near-anode plasma of the welding arc in TIG and hybrid (TIG + CO<sub>2</sub>-laser) welding. Mathematical Modelling of Weld Phenomena 11 – Techn. Universität Graz, Graz, Austria, pp. 837–874.
22. Tanaka M., Ushio M. (1999) Observations of the anode boundary layer in free-burning arcs. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 32, 906–912.
23. Sanders N.A., Pfender E. (1984) Measurement of anode falls and anode heat transfer in atmospheric pressure high intensity arcs. *J. of Appl. Phys.*, 55, 714–722.
24. Sydorets V.N., Krivtsun I.V., Demchenko V.F. et al. (2016) Calculation and experimental research of static and dynamic volt-ampere characteristics of argon arc with refractory cathode. *The Paton Welding Journal*, 2, 2–8.
25. Lancaster J.F. (1986) The physics of welding, 2<sup>nd</sup> Ed. Pergamon Press.
26. Uhrlandt D., Baeva M., Kozakov, R. et al. (2013) Cathode fall voltage of TIG arcs from a non-equilibrium arc model. *IW Essen, 2013, Group 212 – Physics of Welding*.
27. Nestor O.H. (1962) Heat intensity and current density distributions at the anode of high current, inert gas arcs. *J. of Appl. Phys.*, 33, 5, 1638–1648.

## ВПЛИВ СТРУМУ ТА ДОВЖИНИ ДУГИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ДУГОВОГО РОЗРЯДУ ПРИ ЗВАРЮВАННІ НЕПЛАВКИМ ЕЛЕКТРОДОМ

І.В. Кривцун, В.Ф. Демченко, І.В. Крикент, Д.В. Коваленко, І.В. Коваленко

ІЕЗ ім. С.О. Патона НАН України. 03150, м. Київ, вул. Казимира Малевича, 11. E-mail: office@paton.kiev.ua

Методом математичного моделювання вивчено вплив сили струму та довжини аргонової дуги атмосферного тиску з тугоплавким (вольфрамовим) катодом на теплові, електромагнітні та газодинамічні характеристики дугової плазми, включаючи характеристики її теплового, електричного і динамічного (силового) впливу на поверхню анода. Приведено короткий огляд математичних моделей, що залучаються для цієї мети. Температурні поля і картини протікання струму в стовпі дуги ілюструються відповідними ізотермами та струмовими лініями. Для аналізу силового впливу струму дуги на плазму її стовпа використовуються розрахункові дані про розподіл магнітного тиску в дуговій плазмі і відповідної магнітної сили, що діє на плазму. Аналізуються також особливості розподілу повного тиску і швидкості руху плазми в стовпі дуги. Наведено розрахункові дані про розподіли щільності електричного струму і теплового потоку на поверхні водоохолоджуваного аноду та аноду, що випарюється, а також про розподіл потенціалу плазми уздовж кордону анодного шару в залежності від сили струму і довжини дуги. Введено поняття ефективних значень анодного і катодного падінь потенціалу. Виходячи з розрахункової величини теплового потоку в анод і експериментальної ват-амперної характеристики аргонової дуги з тугоплавким катодом, отримані дані про величину ефективного ККД такої дуги в діапазоні струмів 50 ... 300 А для дуг довжиною 1,5; 2 і 3 мм. Встановлено залежність розмірів струмового каналу і зони теплового впливу дуги на анод від струму і довжини дуги. Бібліогр. 26, рис. 22.

*Ключові слова:* дуга з тугоплавким катодом, ток дуги, довжина дуги, дугова плазма, стовп дуги, анодний шар, щільність струму на аноді, тепловий потік в анод, математичне моделювання

## EFFECT OF CURRENT AND ARC LENGTH ON CHARACTERISTICS OF ARC DISCHARGE IN NON-CONSUMABLE ELECTRODE WELDING

I.V. Krivtsun, V.F. Demchenko, I.V. Krikent, D.V. Kovalenko, I.V. Kovalenko

E.O. Paton Electric Welding Institute of the NAS of Ukraine, 11 Kazimir Malevich Str., 03150, Kyiv, Ukraine.

E-mail: office@paton.kiev.ua

A method of mathematical modelling was used for investigation of effect of current intensity and length of argon atmospheric-pressure arc with refractory (tungsten) cathode on heat, electromagnetic and gas-dynamic characteristics of arc plasma, including the characteristics of its thermal, electric and dynamic (force) effect on anode surface. A short review of the mathematical models used for this purpose is given. The temperature fields and patterns of current flow in the arc column are illustrated with corresponding isotherms and current lines. Analysis of force effect of arc current on its column plasma is based on calculation data on distribution of magnetic pressure in arc plasma and corresponding magnetic force acting on plasma. Peculiarities of distribution of total pressure and rate of plasma movement in the arc column are also analyzed. The calculation data are given on distributions of density of electric current and heat flux on the surface of water-cooled and evaporating anode as well as on distribution of plasma potential along the boundary of anode layer depending on current intensity and arc length. The concepts of effective values of anode and cathode potential drop are implemented. Following from the calculation value of heat flux into anode and experimental watt-ampere characteristic of argon-arc with refractory cathode the data were obtained on value of net efficiency of such an arc in current range 50-300 A for arcs of 1.5; 2 and 3 mm length. Dependence of dimensions of current channel and zone of thermal effect of arc to anode on current and arc length was determined. 26 Ref., 22 Fig.

*Keywords:* arc with refractory cathode, arc current, arc length, arc plasma, arc column, anode layer, current density on anode, heat flux in anode, mathematical modelling

Поступила в редакцію 15.03.2019

### Новая книга

**Физические процессы при сварке и обработке материалов. Теоретическое исследование, математическое моделирование, вычислительный эксперимент:** Сб. статей и докладов под ред. акад. НАН Украины И.В. Кривцуна. — Киев: Международная Ассоциация «Сварка», 2018. — 642 с.

Сборник включает 86 статей и докладов сотрудников отдела физики газового разряда и техники плазмы Института электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины, опубликованных за период 1978–2018 гг. В нем обобщен сорокалетний опыт научно-исследовательской деятельности отдела в области теоретического исследования и компьютерного моделирования физических явлений, протекающих при дуговых, плазменных, лазерных и гибридных процессах сварки, наплавки и напыления покрытий. Может быть интересен и полезен ученым, инженерам и технологам, занимающимся проблемами дуговой, плазменной, лазерной и гибридной сварки и обработки материалов, а также аспирантам и студентам, изучающим теоретические основы сварочных и родственных процессов.

Сборник можно заказать в редакции журнала «Автоматическая сварка».

