

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ И ДАВЛЕНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ В СВАРОЧНЫХ ДУГАХ

Н. М. ВОРОПАЙ, д-р техн. наук (Ин-т электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины)

Изучено радиальное и аксиальное распределение газодинамических характеристик плазменных потоков в сварочных дугах. Форму столба дуги аппроксимировали в виде усеченного конуса с высотой, равной длине дуги, и радиусами верхнего и нижнего оснований, определяемыми как соответствующие размеры светящейся области на кадрах фотосъемки дуги. Сравнение расчетных данных с имеющимися экспериментальными обнаружило удовлетворительное согласование результатов, полученных для скорости и давления плазменных потоков в конкретных сварочных дугах.

Ключевые слова: сварочная дуга, плазменные потоки, газодинамическое давление, магнитостатическое давление, контрагирование дуги, асимметричный ток, форма проплавления, алюминиевые сплавы, технология сварки

В сварочных дугах между электродом относительно малого диаметра и основным металлом с развитой поверхностью из-за аксиальных усилий, вызванных градиентом магнитного давления, создаются мощные потоки плазмы и паров металла [1–3]. Технологические возможности процессов дуговой сварки в значительной степени зависят от скорости и давления этих потоков. В связи с высокой температурой сварочных дуг непосредственное измерение скорости и давления дуговых плазменных потоков затруднено, чем и объясняется крайне ограниченное количество работ в этом направлении [2, 4]. Приближенная методика расчетов параметров плазменных потоков в сварочных дугах изложена в работе [5]. Для разработки новых способов дуговой и плазменной сварки необходимо знать зависимость радиального и аксиального распределений газодинамических характеристик плазменных потоков от параметров дуги. Изучению этих вопросов посвящена настоящая статья.

Согласно [6, 7], система магнитогазодинамических уравнений, описывающих движение дуговой плазмы, с учетом допущений, принятых в [5], имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) &= 0; \quad \frac{\partial p}{\partial r} = -j_z B_\phi; \\ \rho \left(v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) &= -\frac{\partial p}{\partial z} + j_r B_\phi + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\eta r \frac{\partial v_z}{\partial r}); \\ \frac{\partial B_\phi}{\partial z} &= -\mu j_r; \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\phi) = \mu j_z, \end{aligned} \quad (1)$$

где r — радиус столба дуги; ρ — плотность плазмы; v_r, v_z — соответственно радиальная и аксиальная компоненты скорости плазмы; p — давление; j_r, j_z — соответственно радиальная и аксиальная компоненты плотности электрического тока; B_ϕ — азимутная компонента вектора магнитной индукции; η — коэффициент динамической вязкости плазмы; μ — магнитная проницаемость.

Применительно к цилиндрической дуге уравнения (1) переходят в уравнения магнитостатики:

$$\frac{dp}{dr} = -j_z B_\phi; \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\phi) = \mu j_z. \quad (2)$$

Для решения приведенных уравнений необходимо знать распределение плотности тока в столбе дуги. Согласно [8], примем

$$j_z(r) = j_0 \exp(-a^2 r^2), \quad (3)$$

где a^2 — коэффициент контрагирования дуги, характеризующий скорость убывания $j_z(r)$ при увеличении координаты r . Подставив (3) в (2), при условии постоянства полного тока получим

$$I_{св} = 2\pi \int_0^\infty j_z(r) r dr. \quad (4)$$

Предполагаем, что магнитная проницаемость дуговой плазмы не зависит от координат. Тогда для случая распределения магнитостатического давления в столбе цилиндрической дуги находим

$$p(r) = p_a + \mu \left(\frac{I_{св}}{2\pi} \right)^2 a^2 [\text{Ei}(-2a^2 r^2) - \text{Ei}(-a^2 r^2)], \quad (5)$$

где p_a — атмосферное давление; $\text{Ei}(-x) = \int_{-\infty}^{-x} \frac{e^t}{t} dt$ ($x > 0$) — интегральная показательная функция [9].

Если дуга не цилиндрическая, то возникает аксиальный градиент давления, вызывающий движение дуговой плазмы. Кроме того, на это движение может влиять взаимодействие радиальной компоненты плотности тока с тангенциальным магнитным полем, т. е. член $j_r B_\phi$ в системе (1). Для определения скорости возникающих при этом плазменных потоков в первом приближении пренебрегаем инерционными членами в третьем уравнении системы (1) и считаем, что электромагнитная сила и градиент давления уравновешиваются силами вязкости. Тогда рассматриваемая система уравнений переходит в следующую:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -j_z B_\phi; \quad (6a)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = j_r B_\phi + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \eta \frac{\partial v_z}{\partial r} \right); \quad (66)$$

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial z} = -\mu j_r; \quad (6в)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\phi) = \mu j_z. \quad (6г)$$

Распределение аксиальной компоненты плотности тока с учетом неоднородности системы вдоль оси z представим в виде

$$j_z(r, z) = j_0(z) \exp[-a^2(z)r^2] \quad (7)$$

или с учетом (4)

$$j_z(r, z) = (I_{св}/\pi) a^2(z) \exp[-a^2(z)r^2]. \quad (8)$$

Используя (8), (6а) и (6г), аналогично (5) получаем

$$p(r, z) = p_a + \mu \left(\frac{I_{св}}{2\pi} \right)^2 a^2(z) \{ \text{Ei}[-2a^2(z)r^2] - \text{Ei}[-a^2(z)r^2] \}. \quad (9)$$

Используя (6в), член $j_r B_\phi$ из уравнения (6б) представим в виде

$$j_r B_\phi = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial}{\partial z} B_\phi^2. \quad (10)$$

Таким образом, вместо системы (6) имеем

$$\begin{aligned} \mu \left(\frac{I_{св}}{2\pi} \right)^2 \frac{\partial a^2(z)}{\partial z} \{ \text{Ei}[-2a^2(z)r^2] - \text{Ei}[-a^2(z)r^2] \} = \\ = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \eta \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \end{aligned} \quad (11)$$

Уравнение (11) необходимо дополнить граничным условием

$$v_z(r, z) |_{r=R_0} = u_0, \quad (12)$$

где R_0 — радиус защитного сопла; u_0 — скорость защитного газа.

Предположим, что вязкость дуговой плазмы не зависит от координат. Тогда решение граничных

Таблица 1. Изменение функции $\Phi(x)$ в зависимости от значений x

x	$\Phi(x)$	x	$\Phi(x)$	x	$\Phi(x)$
0,01	1,52	0,6	0,34	2,0	-0,70
0,05	1,36	0,7	0,23	2,5	-0,91
0,10	1,20	0,8	0,11	3,0	-1,09
0,15	1,08	0,9	0,03	5,0	-1,61
0,20	0,97	1,0	-0,07	10,0	-2,30
0,25	0,87	1,2	-0,23	15,0	-2,71
0,30	0,76	1,4	-0,38	20,0	-3,00
0,40	0,61	1,6	-0,50	50,0	-3,92
0,50	0,46	1,8	-0,59	100,0	-4,61

Примечание. $\lim_{x \rightarrow \infty} \Phi(x) = c + 1$ (здесь $c \approx 0,577216$ — постоянная Эйлера-Маскерони).

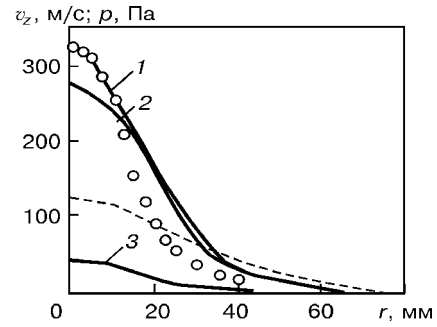


Рис. 1. Радиальное распределение скорости плазменных потоков v_z (штриховая кривая) и давления p на аноде аргоновой дуги: 1 — полное давление; 2 — газодинамическое; 3 — магнитостатическое; точки — данные работы [2]

задач (11), (12) после некоторых преобразований принимает вид

$$\begin{aligned} v_z(r, z) = u_0 + \frac{1}{8} \frac{\mu}{\eta} \left(\frac{I_{св}}{2\pi} \right)^2 \frac{1}{a^2(z)} \frac{\partial a^2(z)}{\partial z} \times \\ \times \{ 2[\Phi(a^2(z)R_0^2) - \Phi(a^2(z)r^2)] - \\ - [\Phi(2a^2(z)R_0^2) - \Phi(2a^2(z)r^2)] \}. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь

$$\Phi(x) = (x + 1)\text{Ei}(-x) + \exp(-x) - \ln x. \quad (14)$$

Выражение (13) описывает радиальное и аксиальное распределение скорости плазменных потоков как функцию сварочного тока, коэффициента контрагирования дуги (зависимости его от координаты z), скорости защитного газа и радиуса защитного сопла. Функция (14), вычисляемая с помощью [10], протабулирована в табл. 1.

Перейдем к определению газодинамических характеристик плазменных потоков в конкретной сварочной дуге. В случае сварки неплавящимся электродом в аргоне форму столба дуги можно приближенно аппроксимировать в виде усеченного конуса с высотой, равной длине дуги l_d , и радиусами R_1 и R_2 соответственно верхнего и нижнего оснований, определяемыми как размеры светящейся области на дуге (получено с помощью фотосъемки). Для определения зависимости коэффициента контрагирования конусной дуги от z воспользуемся соотношением из работы [11] между a^2 и условным радиусом дуги R (радиус круга, по поверхности которого протекает 95 % тока дуги):

$$a^2(z) = kR^{-2}(z), \quad (15)$$

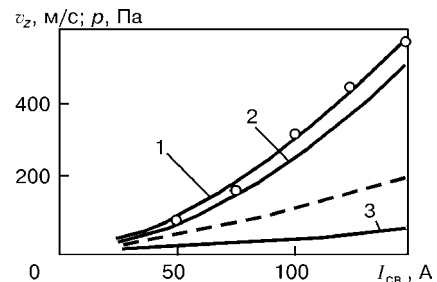


Рис. 2. Зависимости скорости плазменных потоков (штриховая кривая) и давления (сплошные кривые) плазменных потоков на оси анода от сварочного тока при $l_d = 6$ мм: 1-3 — то же, что и на рис. 1

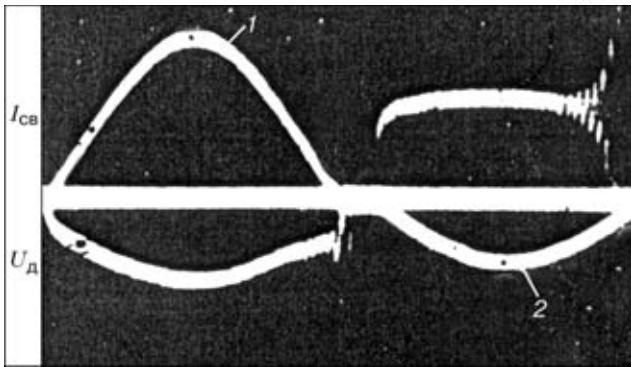


Рис. 3. Осциллограммы асимметричного переменного тока I_{cb} и напряжения на аргоновой дуге U_d : 1 – полупериод тока при прямой полярности; 2 – то же при обратной полярности

где k – безразмерный коэффициент, принимаемый в расчетах равным 3,0...3,5.

Таким образом, для дуги, имеющей форму усеченного конуса

$$R^2(z) = (R_1 + [R_2 - R_1]z/l_d)^2, \quad (16)$$

имеем

$$a^2(z) = \frac{k}{(R_1 + [R_2 - R_1]z/l_d)}. \quad (17)$$

Из выражения (13) следует, что скорость плазменных потоков пропорциональна выражению

$$\frac{1}{a^2(z)} \frac{\partial a^2(z)}{\partial z},$$

которое с учетом (17) можно записать в виде

$$\frac{1}{a^2(z)} \frac{\partial a^2(z)}{\partial z} = \frac{2(R_2 - R_1)}{l_d(R_1 + [R_2 - R_1]z/l_d)}. \quad (18)$$

Вблизи поверхности анода ($z = l_d$)

$$v_z - u_0 \sim \frac{1}{l_d} \left(1 - \frac{R_1}{R_2}\right). \quad (19)$$

В качестве примера рассмотрим вначале аргоновую дугу постоянного тока с неплавящимся электродом со следующими параметрами [2]: $I_{cb} = 100$ А; $l_d = 6$ мм; $R_1 = 1,3$ мм; $R_2 = 4,2$ мм; $u_0 = 2,5$ м/с; $R_0 = 7,5$ мм; $\rho = 365$ кг/м³; $\eta = 2,5 \cdot 10^{-4}$ Н·с/м [6]. На рис. 1 показано радиальное распределение скорости плазмы, рассчитанное по выражению (13), магнитоэстатического (9) и газодинамического $p_r = \rho v_z^2/2$ давлений плаз-

Таблица 2. Исходные параметры сварочной дуги асимметричного тока, принятые для расчета скорости и давления плазменных потоков

τ , мс	$R_1 \cdot 10^3$, мм	$R_2 \cdot 10^3$, мм	R_1/R_2	$a^2 \cdot 10^{-5}$, м ⁻²	I_{cb} , А	v_z , м/с	p_{max} , Па
2,5	1,8	8,3	0,22	0,51	81	403	297
5,0	2,0	11,6	0,17	0,26	112	580	612
7,5	1,8	9,5	0,19	0,39	81	409	305
10,0	1,3	3,7	0,35	2,56	182	98	18
12,5	2,0	6,3	0,32	0,88	273	156	45
15,0	1,3	4,3	0,30	1,89	182	106	20

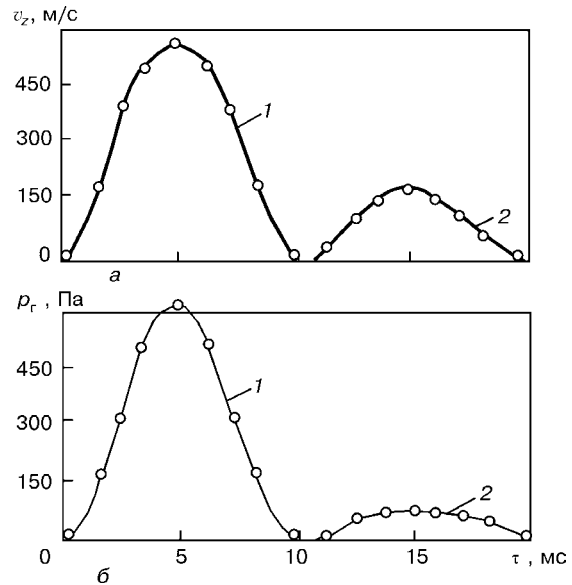


Рис. 4. Изменение газодинамических характеристик плазменных потоков дуги асимметричного переменного тока с $K_a = 0,8$: а – скорость плазменных точек v_z ; б – газодинамическое давление p_r ; 1, 2 – полупериод тока соответственно при прямой и обратной полярности

менного потока, а также полного давления, равного сумме магнитоэстатического и газодинамического давлений. Сравнение полученных расчетных данных p_p с имеющимися экспериментальными p_3 обнаруживает удовлетворительное совпадение их результатов в центральных областях дуги. Так, на оси анода при $I_{cb} = 100$ А, $p_p = 324$ Па, а $p_3 = 320$ Па. Аналогичное совпадение наблюдается в широком диапазоне значений сварочных токов (см. рис. 2). В периферийных областях дуги имеет место некоторое расхождение расчетных и экспериментальных данных. Последнее, по-видимому, объясняется тем, что в приведенной методике расчета не учитывается радиальное растекание потока плазмы вблизи поверхности анода, которое может привести к более быстрому спаду давления в радиальном направлении.

Анализ приведенных данных показывает, что магнитоэстатическое давление p_m значительно меньше газодинамического давления плазменного потока p_r . В центре анода дуги при $I_{cb} = 100$ А, $p_m = 44$ Па, а $p_r = 280$ Па, т. е. почти в 7 раз меньше. Примерно такое же соотношение значений давления наблюдается и при других значениях токов (см. рис. 2). Итак, в конических дугах основную роль в процессе вытеснения жидкого металла сварочной ванны и в проплавлении основного металла играют плазменные потоки. Как видно из (19), для повышения скорости плазменных потоков (увеличения глубины проплавления) необходимо стремиться к уменьшению длины дуги и снижению отношения R_1/R_2 , т. е. к использованию электродов малого диаметра. Во избежание образования дефектов типа сквозных проплавлений, вызываемых механическим воздействием дуги на сварочную ванну, сварку металла малых толщин предпочтительнее выполнять дугой, сужающейся по направлению к изделию («игольчатая» микроплазма).

Исходя из размеров столба дуги, полученных скоростной киносъемкой процесса аргодуговой сварки алюминиевых сплавов асимметричным переменным током [12], с помощью уравнений (13) и (14) рассчитаны скорости и максимальное давление p_{\max} плазменных потоков в центральной части дуги в моменты нарастания и спада тока для катодной и анодной частей периода при коэффициенте асимметрии тока $K_a = 0,8$ (рис. 3 и табл. 2). При амплитудных значениях сварочного тока скорость плазменных потоков достигает 580 м/с. На рис. 4 видны резкие изменения скорости и давления плазменных потоков при переходе с положительной в отрицательную часть периода асимметричного тока. Следовательно, одним из эффективных путей управления глубиной проплавления и формой шва является питание дуги асимметричным разнополярным током. Такая схема питания приводит к периодическому изменению силового воздействия плазменных потоков на металл сварочной ванны, способствует более интенсивному его перемешиванию и дегазации, а также измельчению микроструктуры и диспергированию оксидных включений в металле шва.

Особенно важным является тот факт, что при увеличении коэффициента асимметрии разнополярного тока происходит перераспределение мощности дуги при прямой и обратной полярности с повышением доли тепла, выделяющегося в основной металл, и снижением доли тока, идущего на нагрев электрода. Допустимые токовые нагрузки на вольфрамовые электроды при $K_a = 0,6 \dots 0,8$ в 1,5...2,0 и 4,0...6,0 раз выше, чем при сварке соответственно на сбалансированном переменном токе и постоянном токе при обратной полярности.

Другим не менее эффективным приемом управления газодинамическими характеристиками плазменных потоков и формой проплавления основного металла являются процессы двухдуговой сварки комбинированными неплавящимися и плавящимися электродами [13] и импульсной сварки двумя плавящимися электродами [14]. В данных случаях за счет раздельной подачи импульсов тока на каждый электрод удается использовать элек-

троды относительно малого диаметра, что приводит к существенному уменьшению отношения R_1/R_2 верхнего и нижнего оснований столба сварочных дуг и соответствующему увеличению глубины проплавления основного металла.

Автор выражает глубокую благодарность канд. физ.-мат. наук И. В. Кривцу за оказанную помощь в решении системы магнитогазодинамических уравнений, ценные советы и замечания по материалам настоящей статьи.

1. Хренов К. К. Электрическая сварочная дуга. — М.; Киев: Машгиз, 1949. — 204 с.
2. Шоек П. А. Исследование баланса энергии на аноде сильноточных дуг, горящих в атмосфере аргона // Современные проблемы теплообмена. — М.; Л.: Энергия, 1966. — С. 110–139.
3. Заруба И. И. Плазменные потоки в сварочных дугах // Автомат. сварка. — 1968. — № 10. — С. 1–5.
4. Скоростные и тепловые характеристики дуговых потоков // И. М. Ковалев, А. И. Акулов, Л. К. Мартинсон и др. // Физика и химия обраб. материалов. — 1971. — № 5. — С. 27–34.
5. Вороний Н. М., Кривцун И. В. Газодинамические характеристики плазменных потоков в сварочных дугах // Магнитная гидродинамика. — 1978. — № 1. — С. 132–136.
6. Физика и техника низкотемпературной плазмы / Под ред. С. В. Дресвина. — М.: Атомиздат, 1972. — 352 с.
7. Низкотемпературная плазма / В. С. Энгельшт, В. Ц. Гурович, Г. А. Десятков и др. — Новосибирск: Наука, 1990. — Т. 1. Теория столба электрической дуги. — 376 с.
8. Гвоздецкий В. С. Контрагирование столба сварочной дуги // Автомат. сварка. — 1974. — № 2. — С. 1–4.
9. Лебедев Н. Н. Специальные функции и их приложения. — М.: Гостехтеориздат, 1953. — 380 с.
10. Таблицы интегральной показательной функции / Под ред. В. А. Диткина. — М.: Изд-во АН СССР, 1954. — 301 с.
11. Гвоздецкий В. С. О функции распределения плотности тока в анодном пятне дуги // Автомат. сварка. — 1973. — № 12. — С. 20–24.
12. Рабкин Д. М., Вороний Н. М., Мишенков В. А. Энергетические характеристики процесса сварки на асимметричном разнополярном токе // Там же. — 1978. — № 4. — С. 5–10.
13. Вороний Н. М., Лесных В. В., Мишенков В. А. Комбинированный процесс дуговой сварки и наплавки неплавящимися и плавящимися электродами // Там же. — 1994. — № 4. — С. 56–57.
14. Вороний Н. М., Проценко П. П. Особенности формирования швов и ЗТВ при импульсной двухдуговой сварке в защитных газах низколегированных сталей повышенной прочности // Там же. — 2000. — № 8. — С. 41–47.

Radial and axial distributions of gas-dynamic characteristics of plasma flows in welding arcs were studied. Shape of the arc column was approximated to that of a truncated cone with height equal to the arc length and radii of the upper and lower bases determined as the corresponding sizes of the glowing region in photos of the arc. Comparison of the calculation data with the experimental ones showed a satisfactory agreement of the results obtained for velocities and pressures of plasma flows in the specific welding arcs

Поступила в редакцию 26.06.2002