

УДК 621.791.754.5

Драган С. В., Симутенков И. В., Трунин К. К., Лубковский И. Г.

УПРАВЛЕНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ДУГОВОГО ПРОЦЕССА ПРИ СВАРКЕ ПОД ФЛЮСОМ ТОКОМ МАЛОЙ ПЛОТНОСТИ

Технологический процесс сварки и наплавки под флюсом является эффективным решением ряда производственных задач, но при переходе к малой, менее 50 А/мм^2 , плотности тока крупнокапельный перенос металла, характерный для данных режимов, не позволяет получать соединения с заданной геометрией и свойствами. Поэтому актуальной является задача поиска оптимального типа переноса металла через дуговой промежуток, методов его получения и регулирования при минимальных технологических параметрах режима и максимальной производительности. Из известных типов переноса высокая производительность расплавления электрода дугой, в сочетании с удовлетворительной с точки зрения эксплуатационных свойств формой проплавления, характерна для струйного переноса металла.

На практике струйный перенос получают при сварке в среде аргона, аргоносодержащих смесях и погруженной дугой [1]. Отличительной особенностью аргона является сочетание высокого потенциала ионизации $U_{\text{эф}}$ с низкой теплопроводностью [1–2]. Изменяя эффективный потенциал ионизации дугового газа с помощью активаторов, можно менять параметры плазмы, размеры и напряженность столба дуги [3]. Известно, что щелочно-земельные металлы, снижающие величину потенциала ионизации, повышают критический ток перехода к струйному переносу при сварке током обратной полярности [1]. Уменьшение теплопроводности дугового газа, напротив, приводит к расширению размеров активных частей дуги, повышению эффективности дугового процесса, способствует увеличению производительности расплавления электрода дугой [2]. Таким образом, меняя теплопроводность дугового газа, можно соответственно изменять свойства дуги и технологические параметры сварочного процесса. В связи с этим оценим возможность управления теплопроводностью дугового газа за счет изменения концентрации паров металла в дуге.

Целью настоящей работы является разработка способа получения и управления переносом электродного металла при сварке под флюсом током малой плотности на основе исследования факторов, способствующих струйному характеру переноса.

Теплопроводность бинарных газовых смесей при атмосферном давлении удобно рассчитывать на основании эмпирического метода Брокау [4]:

$$\lambda_m = q\lambda_{mL} + (1+q)q\lambda_{mR}, \quad (1)$$

где $\lambda_{mL} = y_1\lambda_1 + y_2\lambda_2$; $\frac{1}{\lambda_{mR}} = \frac{y_1}{\lambda_1} + \frac{y_2}{\lambda_2}$; здесь λ_1 , λ_2 – собственные теплопроводности составляющих бинарной смеси; y_1 , y_2 – мольные доли составляющих бинарной смеси:

$$y_i = \frac{p_i}{\sum_{k=1}^2 p_k}, \quad [4]: \text{ тут } p_i \text{ – парциальное давление каждого элемента в паре, } q \text{ – функция моль-$$

ной доли с более низкой молекулярной массой. Собственные теплопроводности составляющих бинарной смеси с учетом атомного веса газа μ будем определять по выражению [2]:

$$\lambda_i = 11 \cdot 10^{-22} g_e^{-1} \sqrt{T/\mu}. \quad (2)$$

Из (1) следует, что теплопроводность газовой смеси в значительной степени зависит от концентрации паров металла в дуге. Эта закономерность справедлива в том случае, если

потенциал ионизации паров металла ниже, чем аналогичный показатель для прочих элементов, входящих в состав дугового газа, а интенсивность испарения (парциальное давление элемента в паре) выше. Для определения значений критической плотности тока перечислим факторы, способствующие образованию мелкокапельного переноса при сварке постоянным током обратной полярности:

а) наличие мощных катодных струй, достигающих анода, и фиксация на нем активного пятна. Катодная струя контролирует дугу вплоть до поверхности анода. Переход в такой режим определяется не только силой тока, но и длиной дуги, что проявляется при сварке погруженной дугой [5–6]. Образование катодной струи связано с сильной контракцией дуги в катодной области и начинает заметно проявляться при плотности тока около 100 А/мм² [5];

б) равенство или превышение поперечных размеров столба над поперечными размерами анода [2]. Равенство поперечных размеров столба и анода в зависимости от потенциала ионизации столба и диаметра электрода определяется первой критической плотностью тока, найденной в [6];

в) переход части анодного пятна на боковые стенки электрода и охват их дугой. При расположении анодного пятна только на торце электрода все его зоны находятся в одинаковых условиях, поэтому капля может отделиться от любой из них и струйный перенос не наступает [2]. Но в случае, если столб дуги примыкает к аноду меньшего диаметра, часть тока столба может попадать на боковую поверхность анода, вызывая его неравномерный нагрев и образование конуса жидкого металла. Считая справедливыми предположения о величине конуса жидкого металла, вся поверхность которого является активным анодным пятном, по аналогии с [2] запишем выражение для второй критической плотности тока:

$$j_{\text{э}} = 2,24 \cdot j_a, \quad (3)$$

где $j_{\text{э}}$ и j_a – плотность тока в электроде и аноде соответственно. Анодное падение напряжения рассчитывается по выражению [2]:

$$U_a = 2,65 \cdot 10^2 \frac{\Delta T^{0,6} \cdot \lambda_m^{0,6}}{j_a^{0,4} \cdot b^{0,2}}, \quad (4)$$

где b – подвижность электронов в слабо ионизированной плазме [7]: $b = 0,532(e/g_e p) \cdot (kT/m_e)^{0,5}$, m_e и e – масса и заряд электрона, p – давление, k – постоянная Больцмана; $\Delta T = (T_{\text{ст}} - T_{\text{кин}})$ – разность температур столба и поверхности анода.

Ограничиваясь рассмотрением только стальных анодов из низкоуглеродистой нелегированной сварочной проволоки, упростим выражение (4) для разности температур $\Delta T = 415U_{\text{эф}}$. Значение $U_a = 4,5B$ для рассматриваемых условий, с учетом испарения, найдено в [2]. Тогда:

$$j_{\text{э}} = 56(U_{\text{эф}} \cdot \lambda_m)^{1,5}. \quad (5)$$

Изменение факторов, определяющих снижение величин $U_{\text{эф}}$ и λ_m , как показывают результаты многочисленных опытов, представленные в [1–3], действительно приводит к снижению критической плотности тока и переходу к струйному переносу металла в дуге.

Выражение (5) может быть использовано для расчета критической плотности тока, при которой начинается процесс струйного переноса металла с анода, изготовленного из низкоуглеродистой нелегированной сварочной проволоки. Выполненная оценка влияния допущений, принятых при расчете, показала, что погрешность составляет 15...20 % и совпадает с точностью расчетов по уравнениям для каналовой модели дуги [2].

С помощью уравнения (5) определены значения второй критической плотности тока в зависимости от концентрации паров металла вблизи анода (рис. 1), которые хорошо согласуются с результатами ранее выполненных исследований [1]. Так, струйный перенос металла при сварке в среде аргона стальными электродами Св-08А диаметром 1,2; 1,6; 2,0 мм возникает при плотности тока $j = 165, 120, 100 \text{ А/мм}^2$ соответственно. На графике (см. рис. 1) эта область выделена в форме квадрата. Критическая расчетная плотность для $j = 100 \text{ А/мм}^2$ соответствует концентрации железа в дуге 0,53. Расхождение объясняется принятыми допущениями, возможными колебаниями парциального давления паров металла в дуге и зависимостью критической плотности тока от диаметра анода, которая не учитывается уравнением (5).

Представленные на рис. 1 зависимости объясняют также отрицательный результат в попытке получить струйный перенос при сварке стальным электродом диаметром 1,6 мм в гелии [1]. Сила тока в описанных опытах составляла 600 А, что соответствует плотности тока 300 А/мм^2 , а струйный перенос со стального анода в гелии, согласно полученным данным, возможен лишь при плотности около 500 А/мм^2 .

Кроме того, на рис. 1 представлена расчетная зависимость критической плотности тока от концентрации паров железа для дуги, горящей под флюсом АН-3. Состав дугового газа при этом принят в соответствии с данными [2]. Следует отметить, что сложный состав атмосферы дуги при сварке под флюсом, а также присутствие диссоциирующих газов существенно влияет на теплопроводность среды, поэтому полученная расчетная зависимость является вероятностной.

Кривые на рис. 1 для бинарных смесей аргона и гелия, в силу физико-технологических особенностей их газовой составляющей, определяют границы трех областей.

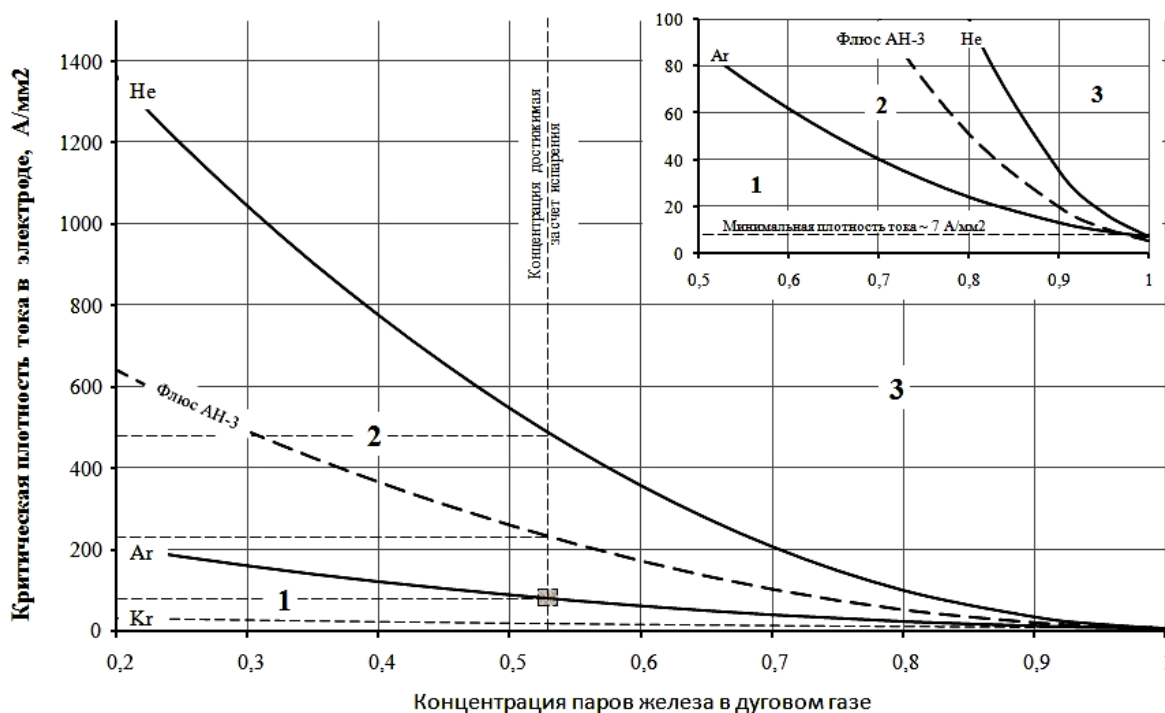


Рис. 1. Зависимость второй критической плотности тока в электроде от концентрации паров металла вблизи стального анода

Область 1, расположенная ниже кривой для аргоновой смеси, характерна для криптона и ксенона, в которых значительно быстрее наступает струйный перенос, но высокая стоимость указанных газов не позволяет рекомендовать их для промышленного применения.

Область 2, расположенная между кривыми для аргоновой и гелиевой смесей, соответствует инертным газам, активным газовым смесям с низкой концентрацией активной

составляющей, большей части одноатомных газов, бинарным смесям инертных газов и паров металла или паров металла с парами флюса. В дуге, состав газа которой находится в этой области, по мере роста концентрации паров металла может возникнуть струйный перенос.

Область 3, расположенная выше кривой для гелиевой смеси характеризует условия, при которых практически сложно реализовать струйный перенос. Это связано с необходимостью иметь высокую концентрацию паров металла в дуговом газе: более 80 % при средних и более 90 % при малых плотностях тока.

Исходя из изложенного выше, определим возможные варианты целенаправленного повышения концентрации металлической составляющей в дуговом газе. Из уравнения Клаузиуса – Клайперона следует, что парциальное давление пара над сплавом зависит от температуры поверхности расплава. Температура расплава, контактирующего с дугой, равна температуре кипения, которая постоянна для данного вещества при постоянном давлении. Таким образом, для расплава данного состава парциальное давление и максимальная концентрация паров в дуговом газе также постоянны. Иными словами, относительная концентрация металлической составляющей в дуговом газе, полученная за счет испарения, не может превышать некоторой величины, характерной для данных условий (например, 0,53 для стального анода в атмосфере одноатомного газа). В таком случае необходим иной подход для управления теплопроводностью дугового газа.

На наш взгляд, перспективным является способ получения и управления переносом электродного металла на основе регулирования теплопроводности дугового газа путем насыщения атмосферы дуги микрокапельной составляющей.

Воспользуемся методикой расчета теплопроводности дугового газа, содержащего дисперсную составляющую [8], в соответствии с которой дисперсные частицы рассматриваются как дополнительные центры рассеяния, уменьшающие длину свободного пробега молекул газа и тем самым снижающие теплопроводность. С учетом принятых в [8] допущений запишем основное расчетное уравнение, действительное для широкого диапазона температур, размеров и концентрации частиц:

$$\lambda_m = \lambda_i \cdot (1 - c_T) \cdot \left[1 + \frac{c_T \cdot l \cdot (1 - c_T) \cdot (13 - 4a)}{6d} \right]^{-1}, \quad (6)$$

где c_T – концентрация дисперсной составляющей; a – коэффициент аккомодации молекул газа на частицах; d – диаметр частиц; l – длина свободного пробега в чистом газе, рассчитываемая как $l = (g \cdot n \cdot \sqrt{2})^{-1}$. Здесь n – концентрация частиц в единице объема.

Расчет по уравнению (6) теплопроводности газа, содержащего дисперсную составляющую, показал, что переход к струйному характеру переноса при плотности тока менее 50 А/мм² возможен за счет насыщения дугового газа дисперсной металлической фазой при условии: $c_T < 0,48$; $d < 1$ мкм или $c_T < 0,05$; $d < 0,1$ мкм.

Определим возможные пути получения дисперсной металлической фазы с указанной выше концентрацией и размерами частиц в дуге. По способу образования частиц аэрозоля различают конденсационные и диспергационные механизмы [9].

Конденсационные аэрозоли, а также кластеры при дуговых процессах образуются преимущественно в результате конденсации паров, покинувших высокотемпературную зону, и непосредственно в дуге не реализуются [10]. Диспергационные аэрозоли с жидкой дисперсной фазой в рассматриваемых условиях могут возникать при распаде пленок или менисков жидкости под воздействием высокочастотных механических колебаний или поля электрического потенциала [11]. Мениском жидкости на электроде является кипящая поверхность расплава, находящаяся в непосредственном контакте с анодным пятном. В результате высокого теплового напора и схлопывания пузырьков пара эта поверхность уже имеет

начальную неустойчивость, которая снижается в звуковых или ультразвуковых полях [12]. Установлено [13], что вакуумированная поверхность расплавленного металла, находящаяся в нормальном электрическом поле напряженностью 10^6 В/см, приобретает неустойчивость Тонкса-Фринеля. Эта неустойчивость выражается в образовании множественных выступов (пиков), с оконечностей которых испускается тонкий, порядка $0,1 \dots 1,0$ мкм, поток капель металла. Указанные значения напряженности поля в реальном дуговом процессе не реализуются. Вместе с тем, граница раздела двух электропроводящих жидкостей (двух несмешивающихся сред конечной электропроводности), находящаяся в нормальном электрическом поле, может приобретать колебательную неустойчивость по типу неустойчивости Тонкса-Фринеля при меньших значениях напряженности внешнего электрического поля [14]. Колебательная неустойчивость возможна, когда напряженность внешнего электрического поля составляет:

$$E_{10} = \sqrt{\frac{(\rho_1 + \rho_2) \cdot \Omega_m^2 \cdot n_1^2 \cdot b_0 \cdot \mu}{\varepsilon_1 \cdot k_m^2 \cdot n_2}}, \quad (7)$$

где ρ_1, ρ_2 – плотности взаимодействующих сред; n_1, n_2 – отношения электропроводностей и диэлектрических проницаемостей сред; Ω_m, k_m, μ – безразмерные величины, принятые в [3]. Статическая однородная диэлектрическая проницаемость жидкого металла соответствует стационарному, но неоднородному электрическому полю [15]:

$$\varepsilon \left(\begin{matrix} \vec{k} \\ k; 0 \end{matrix} \right) = 1 + k_D^2 / k, \quad (8)$$

где k_D^2 – величина, обратная радиусу экранирования Дебая, $k_D^2 = 10^{20} \text{ м}^{-2}$; k – волновое число $k = 2\pi / \lambda$. Здесь λ – длина гравитационно-капиллярной волны, при которой возникает колебательная неустойчивость. Диэлектрическую проницаемость среды с малой плотностью (плазмы) принимаем равной диэлектрической проницаемости вакуума, т. е. $\varepsilon \approx 1$. Расчет по уравнению (7) с учетом (8) показал, что напряженность внешнего электрического поля, при котором возникает колебательная неустойчивость, составляет: $E_{10} \approx (1 \dots 3) \cdot 10^4$ В/м. Напряженность поля у анода сварочной дуги равна $1,3 \cdot 10^4$ В/см [2], а значит поверхность жидкого металла, находящаяся под воздействием стационарного электрического поля анодного пятна, может приобретать колебательную неустойчивость и служить источником частиц металлического расплава. Следовательно, при размерах частиц $0,1 \dots 1,0$ мкм можно реализовать струйный перенос металла в дуге с малой плотностью тока при вполне достижимой концентрации $c_T < 0,05$.

Таким образом, управлять теплопроводностью дугового газа и, соответственно, критической плотностью тока перехода к струйному переносу в дуге можно как за счет реализации механизма рассеяния молекул на искусственно созданных дисперсных частицах, так и в результате увеличения относительной концентрации металла в паре при испарении этих частиц.

Практическая реализация описанных выше процессов в значительной мере определяется степенью критичности напряженности внешнего электростатического поля и параметрами генерируемых на поверхности жидкого металла гравитационно-капиллярных волн. Наиболее важными параметрами последних являются частота f и амплитуда $A(t)$.

Частота определяется длительностью внешних воздействий, оказывающих дестабилизирующее влияние на поверхность жидкого металла [16], и составляет: $f < 10^5$ Гц. Амплитуда волны, при которой характерный период реализации неустойчивости – время от начала формирования конуса до отделения части металла с его оконечности – может быть достаточно малым, определяется выражением [7]:

$$A(t) \approx 10^4 \sqrt{kT/\gamma}, \quad (9)$$

где γ – коэффициент поверхностного натяжения. При температуре кипения железа $A(t) = 10 \dots 100$ мкм. Установленные расчетные параметры служат исходными данными для разработки устройства реализации микрокапельного переноса электродного металла через дугу при автоматической сварке на режимах с малой плотностью тока.

ВЫВОДЫ

Предложен способ получения управляемого струйного переноса электродного металла при сварке током малой плотности на основе регулирования теплопроводности дугового газа при насыщении атмосферы дуги микрокапельной составляющей.

Критическая плотность тока, при которой происходит переход от крупнокапельного к струйному переносу, определяется эффективным потенциалом ионизации и теплопроводностью дугового газа, которая снижается пропорционально концентрации в дуге микрокапельной составляющей.

Образование в дуговом газе микрокапель электродного металла может быть достигнуто путем ультразвукового воздействия на электродную проволоку, обеспечивающее реализацию колебательной неустойчивости поверхности жидкого металла. При сварке проволоками диаметром 2...5 мм необходимая частота колебаний составляет $f < 10^5$ Гц, амплитуда $A(t) = 10 \dots 100$ мкм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ленивкин В. А. Технологические свойства сварочной дуги в защитных газах / В. А. Ленивкин, Н. Г. Дюргеров, Х. Н. Сагиров. – М. : Машиностроение, 1989. – 264 с.
2. Лесков Г. И. Электрическая сварочная дуга / Г. И. Лесков. – М. : Машиностроение 1970. – 335 с.
3. Потаповский А. Г. Сварка в защитных газах плавящимся электродом. Ч. 1. Сварка в активных газах / А. Г. Потаповский. – 2-е изд. перераб. – К. : Екотехнологія, 2007. – 192 с.
4. Рид Р. Свойства газов и жидкостей : справочное пособие / Р. Рид, Дж. Праусниц, Т. Шервуд ; пер. с англ. под ред. Б. И. Соколова. – 3-е изд., перераб. и доп. – Л. : Химия, 1982. – 592 с.
5. Дюжев Г. А. Экспериментальное исследование анодной области свободногорящей дуги атмосферного давления в инертных газах. Общая характеристика разряда. Режимы средних токов – множественная анодная контракция / Г. А. Дюжев // ЖТФ, 1997. – Т. 67. – № 1. – С. 41–45.
6. Дятлов В. И. Вольт-амперная характеристика сжатой электрической дуги / В. И. Дятлов // Автоматическая сварка. – 1961. – № 1. – С. 17–23.
7. Нелинейный анализ временной эволюции неустойчивой плоской заряженной поверхности жидкости. А. И. Григорьев, С. О. Ширяева, Д. Ф. Белоножко, А. В. Климов // ЖТФ, 2005. – Т. 75. – Вып. 2. – С. 19–27.
8. Большаков В. И. Теплопроводность газа в дисперсных средах / В. И. Большаков // Московский государственный инженерно-физический институт. – Издательство МГИФИ, 2000. – 25 с.
9. Хирс Д. Испарение и конденсация / Д. Хирс, Г. Паунд. – М. : 1966. – 196 с.
10. Металлургия дуговой сварки : процессы в дуге и плавление электрода / Походня И. К., Горпенюк В. Н., Миличенко С. С., Пономарев В. Е., Стародубцев Л. В., Швачко В. И., Явдоцин И. Р. – АН УССР, Ин-т электросварки им. Е. О. Патона. – К. : Наук. думка, 1990. – 224 с.
11. Григорьев А. И. Электродиспергирование жидкости при реализации колебательной неустойчивости ее свободной поверхности / А. И. Григорьев // ЖТФ, 2000. – Т. 70. – Вып. 5. – С. 22–27.
12. Несис Е. И. Кипение жидкостей / Е. И. Несис // УФН, 1965. – Т. 87. – Вып. 4. – С. 615–653.
13. Габович М. Д. Исследование нелинейных волн на поверхности жидкого металла находящегося в электрическом поле / М. Д. Габович, В. Я. Порицкий // Письма ЖТФ, 1981. – Т. 33. – Вып. 6. – С. 320–324.
14. Саранин В. А. Колебательная неустойчивость границы раздела проводящих жидкостей в нормальном электрическом поле / В. А. Саранин // Письма в ЖТФ, 1997. – Т. 23. – № 16. – С. 41–44.
15. Морозов А. И. Физика твердого тела. Электроны / А. И. Морозов. – М. : Из-во МГИ радиотехники, радиоэлектроники и автоматики (технический университет), 1999. – 89 с.
16. Ширяева С. О. О капиллярном движении вязкоупругой жидкости с заряженной свободной поверхностью / С. О. Ширяева, О. А. Григорьев // ЖТФ, 2000. – Т. 70. – Вып. 8. – С. 39–44.