



УДК 621.791.75.037

МЕТОДЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ И ПЕРЕНОСА КАПЕЛЬ ЭЛЕКТРОДНОГО МЕТАЛЛА ПРИ СВАРКЕ ПЛАВЯЩИМСЯ ЭЛЕКТРОДОМ (Обзор)

А. П. СЕМЕНОВ

ИЭС им. Е. О. Патона НАНУ. 03680, г. Киев-150, ул. Боженко, 11. E-mail: office@paton.kiev.ua

Процессы нагрева и плавления сварочной проволоки, формирования и переноса капель электродного металла при сварке плавящимся электродом во многом определяют производительность и качество сварки. В свою очередь характер плавления и переноса металла при данном способе сварки определяется большим количеством таких физических явлений, как например, тепло- и массоперенос, газо(гидро)динамика, электромагнитные процессы, протекающих в дуговой плазме, на поверхности и в объеме расплавленного металла электрода-капли. В настоящей работе проведен обзор существующих методов теоретического исследования и математического моделирования указанных процессов, позволяющих прогнозировать такие характеристики переноса электродного металла, как объем и форма капель, их тепловое и гидродинамическое состояние, частоту отрыва и др. Проанализированы преимущества и недостатки рассмотренных моделей, а также сформулированы основные направления их дальнейшего развития. Библиогр. 37, табл. 1, рис. 11.

Ключевые слова: сварка плавящимся электродом, математическое моделирование, формирование капли электродного металла

Интерес к проблеме переноса металла при сварке плавящимся электродом обусловлен рядом причин. Известно, что формирование капли электродного металла может сопровождаться перегревом капли, приводящим к значительным потерям легирующих элементов, которые содержатся в сварочной проволоке, объемным вскипанием и разбрызгиванием металла капли, замыканием дугового промежутка и др. Кроме того, характер переноса металла в значительной степени оказывает влияние на процессы, протекающие в сварочной ванне, что в свою очередь определяет формирование сварного шва. Обеспечение направленного переноса металла при сварке в различных пространственных положениях также имеет важное значение. Поэтому в настоящей работе изложены известные теоретические подходы и описаны существующие математические модели, позволяющие прогнозировать основные характеристики переноса металла при различных технологических параметрах процесса сварки плавящимся электродом.

Методы математического моделирования формирования капель и переноса электродного металла при сварке плавящимся электродом можно условно разделить на две основные группы (рис. 1). К первой относятся подходы,

которые дают возможность прогнозировать лишь отдельные характеристики процесса переноса металла такие, как размер и частота отрыва капель. Основной недостаток этих моделей заключается в том, что они не позволяют определять форму капли, а также описывать явления переноса заряда и энергии в расплавленном электродном металле, сопровождающие рассматриваемый технологический процесс. Первая группа включает методики Static Force Balance Theory (SFBT) [1–3], Pinch Instability Theory (PIT) [4–6], а также Dynamic Force Balance Theory (DFBT) [7, 8]. Ко второй группе относится модель формирования капли и



Рис. 1. Классификация методов теоретического исследования процессов формирования и переноса капель электродного металла



рамках гидростатического приближения [9–11], а также модели, в основе которых лежат уравнения движения вязкой несжимаемой жидкости. В свою очередь в подгруппе динамических моделей можно выделить приближение тонкой струи [12–14], а также модели, основанные на полной системе уравнений Навье–Стокса [15–20]. Рассмотрим наиболее распространенные из перечисленных выше методов.

SFBT. В основе этого метода лежит анализ величины равнодействующей всех сил, приложенных к капле расплавленного металла. Размеры капель и частота их обрыва вычисляются исходя из критерия обрыва. Предполагаем, что капля имеет осесимметричную форму и ее обрыв происходит в момент, когда сила, направленная на отрыв капли, сравнима по абсолютной величине со значением удерживающей силы. Формирование и отрыв капли определяется совместным действием сил поверхностного натяжения, тяжести, электромагнитной, а также аэродинамической силы, обусловленной механическим взаимодействием капли металла с потоком защитного газа. Сила поверхностного натяжения вычисляется с помощью формулы

$$F_s = 2\pi R_w \gamma, \quad (1)$$

где R_w — радиус электрода; γ — коэффициент поверхностного натяжения жидкого металла. Отметим, что в процессе роста капли аксиальная компонента удерживающей силы изменяется по значению и формула (1) определяет лишь ее максимально возможное значение (оценка сверху). Сила тяжести вычисляется из предположения, что капля имеет форму сферы радиусом R_d

$$F_g = \frac{4}{3}\pi R_d^3 \rho g, \quad (2)$$

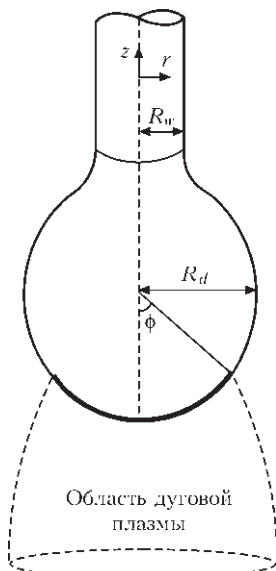


Рис. 2. Схема к анализу метода SFBT

где ρ — плотность металла капли; g — ускорение свободного падения. Для определения интегральной электромагнитной силы обычно используется подход, предложенный в работе [21]. Запишем окончательное выражение для вычисления силы Лоренца, действующей на каплю:

$$F_{em} = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi} \left(\frac{1}{4} + \frac{1}{1 - \cos \phi} - \frac{2}{(1 - \cos \phi)^2} \times \right. \\ \left. \times \ln \left(\frac{2}{1 + \cos \phi} \right) - \ln \left(\frac{R_d \sin \phi}{R_w} \right) \right), \quad (3)$$

где угол ϕ определяет токопроводящую область на поверхности капли (область анодной привязки дуги) (рис. 2).

Аэродинамическое сопротивление приближенно вычисляется как сила, действующая на сферу в потоке газа:

$$F_a = \pi R_d^2 C_D \frac{\rho_g v_g^2}{2}, \quad (4)$$

где C_D — коэффициент аэродинамического сопротивления; ρ_g , v_g — плотность и скорость потока защитного газа соответственно. Размеры оторвавшейся капли находятся путем решения нелинейного уравнения относительно неизвестной величины R_d

$$F_s = F_a(R_d) + F_{em}(R_d) + F_g(R_d). \quad (5)$$

Частота обрыва капель легко вычисляется при известных значениях скорости подачи проволоки и радиуса капли.

Как видно, анализ силовых факторов, оказывающих влияние на характеристики переноса металла, скорее носит оценочный характер, поскольку поверхность капли полагается сферической. Возможно, именно поэтому наилучшее соответствие между экспериментальными результатами и расчетными данными, полученными с помощью метода SFBT, наблюдается в случае крупнокапельного режима переноса металла (рис. 3). Кроме того,

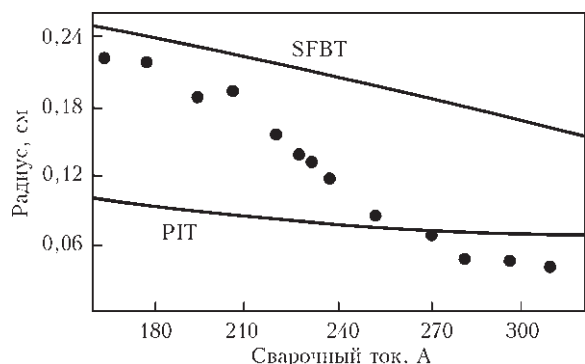


Рис. 3. Зависимость размеров оторвавшихся капель от величины силы тока при сварке стальной проволокой диаметром 1,2 мм в смеси Ag + 2 % O₂. Сравнение экспериментальных (точки) данных с расчетными (сплошные линии), полученными с помощью методов SFBT и PIT [22]



при выводе выражения (3) делалось допущение, что плотность тока имеет равномерное распределение в области анодной привязки дуги. Следует также отметить, что в рамках SFBT нельзя обосновать влияние различных видов защитного газа, а также длины вылета электрода на процесс формирования и отрыва капель.

DFBT. Эта модель во многом имеет сходство с моделью SFBT. В связи с этим в настоящей работе не уделяется внимание ее детальному описанию. Основное отличие модели DFBT от SFBT заключается в том, что в ней дополнительно учитываются инерционные силы.

ПТ. Формирование капель электродного металла в рамках модели ПТ рассматривается как распад цилиндрической струи жидкости. Эта модель представляет собой обобщение теории неустойчивости Рэлея–Плато на случай токнесущей струи. Следуя работам [4, 5] изложим основные положения данной модели. Рассмотрим бесконечно длинную струю жидкости радиусом R_0 , по которой протекает электрический ток I (рис. 4).

Полагаем, что поверхность жидкости претерпевает гармоническое возмущение малой амплитуды α

$$R_s = R_0 + \alpha e^{\omega t + ikz}, \quad \alpha \ll R_0, \quad (6)$$

где ω — параметр, характеризующий скорость нарастания возмущения; k — волновое число рассматриваемой моды. Путем решения линеаризованной задачи магнитной гидродинамики для струи жидкости выводится дисперсионное уравнение

$$\omega^2 = x(1-x^2) \frac{I_1(x)}{I_0(x)} \theta_\gamma + \left(1 + \frac{x}{2} \left(\frac{I_1(x)}{I_0(x)} - \frac{I_0(x)}{I_1(x)} \right) \right) \theta_J, \quad x = R_0 k, \quad (7)$$

где $\theta_\gamma = \gamma / \rho R_0^3$; $\theta_J = \mu_0 I^2 / \rho \pi^2 R_0^4$; $I_n(x)$, $n=0,1$ — модифицированная функция Бесселя. Из рис. 5 видно, что возмущения, длина волны которых

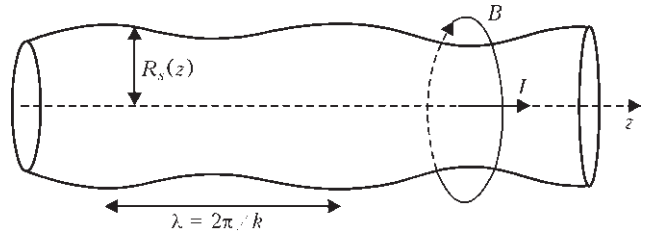


Рис. 4. Неустойчивость токнесущей струи жидкости

меньше $\lambda_c = x_c / 2\pi R_0$, являются затухающими. Поскольку зависимость $\omega^2(x)$ является немонотонной, существуют моды возмущений λ_m , которым соответствует максимальная скорость распространения (рис. 5).

Анализ уравнения (7) позволяет определить

$$\begin{cases} \lambda_c = \frac{2\pi R_0}{0,923 \cdot \theta^{0,274}}, \\ \lambda_m = \frac{2\pi R_0}{0,625 \cdot \theta^{0,278}}, \\ \omega_m^2 = 0,0616 \cdot \theta_\gamma \theta^{0,278}, \end{cases} \quad (8)$$

где $\theta = \mu_0 I^2 / \pi^2 \gamma R_0$. Дальнейшее построение модели ПТ основано на зависимостях (8). Полагаем, что длина участка струи, из которого в дальнейшем формируется капля, равна $3\lambda/4$ (рис. 6). При переходе от капельного режима переноса металла к струйному оплавленный конец электрода приобретает карандашеподобную форму (taper formation), вследствие этого радиус основания капли оказывается значительно меньше, чем радиус проволоки. В модели этот фактор учитывается через геометрический параметр δ , определяющий взаимосвязь $R_0 = \delta R_w$. Выбор величины δ зависит от рассматриваемого характера переноса. Для описания формирования больших капель используют значения $\delta > 1$, тогда как для струйного режима $\delta < 1$.

Запишем окончательно выражения, которые дает модель ПТ для объема капель V_d и частоты их обрыва f_d :

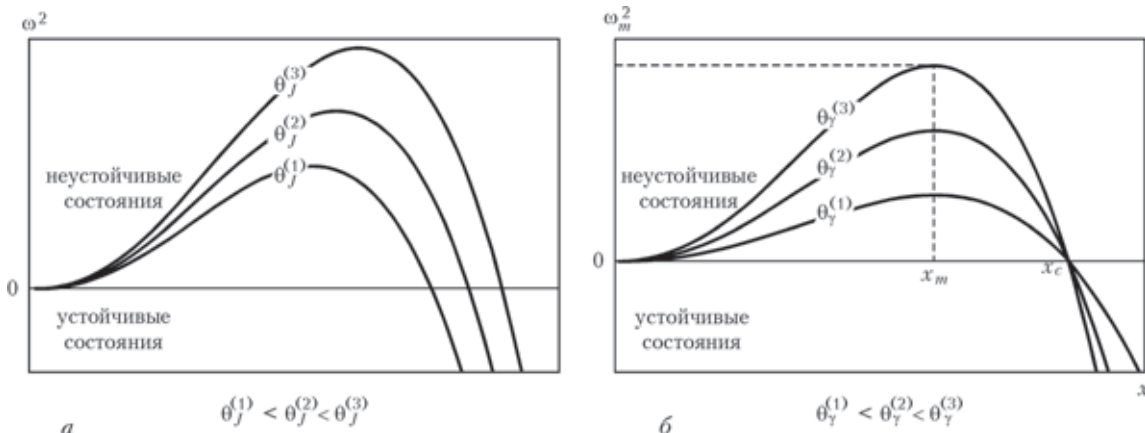


Рис. 5. Влияние силы тока (а) и поверхностного натяжения (б) на скорость распространения неустойчивости

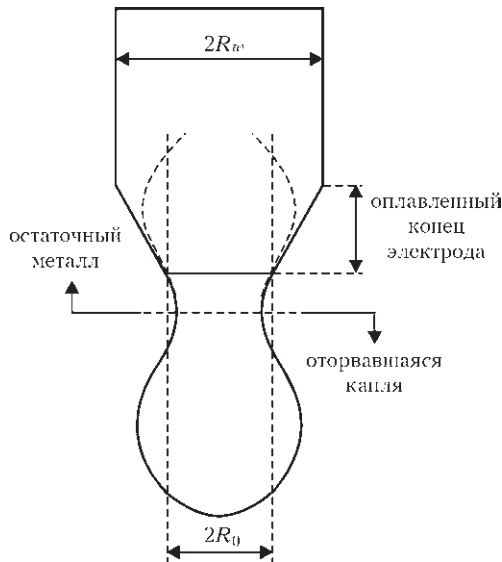


Рис. 6. Схема формирования капли в рамках модели PIT [5]

$$V_d = \frac{\pi R_w^2}{2} \delta^2 \lambda_m, \quad (9)$$

$$f_d = \frac{2V_w}{\delta^2 \lambda_m}, \quad (10)$$

где V_w — скорость подачи проволоки.

Наилучшее соответствие между экспериментальными данными и результатами, полученными с помощью метода PIT (см. рис. 3), наблюдается в случае больших значений сварочного тока ($I > 240$ А), для которых характерен струйный перенос металла. Модель PIT не требует значительных вычислительных затрат и специализированного программного обеспечения для определения основных характеристик переноса металла. Однако, как и предыдущая модель, PIT не может пояснить влияние вида защитного газа и размеров вылета электрода на процесс переноса металла. Кроме того, при разработке метода PIT в работах [4, 5] делалось серьезное допущение о том, что полный ток сосредоточен в объеме струи жидкости, что явно не согласуется с экспериментальными наблюдениями. За рамками модели остается также взаимосвязь величины δ с другими технологическими параметрами сварочного процесса. В работе [6] предпринята попытка исправить некоторые из указанных выше недостатков модели: учитывается протекание тока через поверхность струи; эффективный радиус струи R_0 определяется в зависимости от значения тока.

Модель формирования капли в рамках гидростатического приближения. Проблеме нахождения равновесной формы свободной поверхности жидкости в поле силы тяжести и анализу ее устойчивости посвящены многочисленные работы, результаты которых подробно изложены в монографиях [23, 24]. Лишь в редких случаях при

решении данного класса задач удается применить аналитические методы. Как правило, для этой цели (для нахождения решения) привлекается аппарат численных методов. Теорию капиллярных поверхностей легко обобщить на случай более сложных процессов, где присутствуют, а порой оказывают доминирующее влияние электромагнитные силы, а также силы, обусловленные давлением пара, который испаряется со свободной поверхности. Математическая модель формирования капли электродного металла, учитывающая влияние электромагнитных сил, впервые была предложена в работе [10]. Остановимся на основных положениях этой модели. Суть проблемы состоит в определении формы и объема предельно устойчивой капли, висящей на конце электрода с заданным радиусом. Полагаем, что форма капли обладает свойством осевой симметрии и может быть описана в цилиндрической системе координат как функция $R = R(z)$, $0 \leq z \leq L_d$, где L_d — высота капли. Рассматриваемая модель базируется на уравнениях гидростатики

$$\begin{cases} \frac{\partial P}{\partial r} + j_z B = 0, \\ -\frac{\partial P}{\partial z} + j_r B - \rho g = 0 \end{cases} \quad (11)$$

и законе Лапласа

$$\gamma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = P(R, z), \quad (12)$$

где P — давление в жидкости; R_1, R_2 — главные радиусы кривизны поверхности; j_r, j_z — компоненты вектора плотности тока; B — индукция магнитного поля. Основные уравнения модели имеют вид

$$\begin{cases} \frac{dP_0}{dz} = -\rho g + \frac{\mu_0 R^2}{16} \frac{d}{dz} \left(\frac{I^2}{\pi^2 R^4} \right), \\ P_0 = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi^2 R^2} + \gamma \left(-\frac{R''}{(1+R'^2)^{3/2}} + \frac{1}{R(1+R'^2)^{1/2}} \right), \end{cases} \quad (13)$$

$$0 \leq z \leq L_d,$$

где $P_0(z) = P_0(0, z)$ — давление на оси капли; μ_0 — магнитная постоянная; $I = I(z)$ — полный ток, протекающий в сечении капли $z = \text{const}$. Уравнения (13) дополняются граничными условиями

$$R|_{z=0} = 0, \quad R|_{z=L_d} = R_w, \quad (14)$$

а также интегральным условием

$$V_d = \pi \int_0^{L_d} R^2 dz. \quad (15)$$

При решении задачи также необходимо знать, как ток, протекающий через поперечное сечение капли, изменяется в зависимости от высоты. В работе [10]

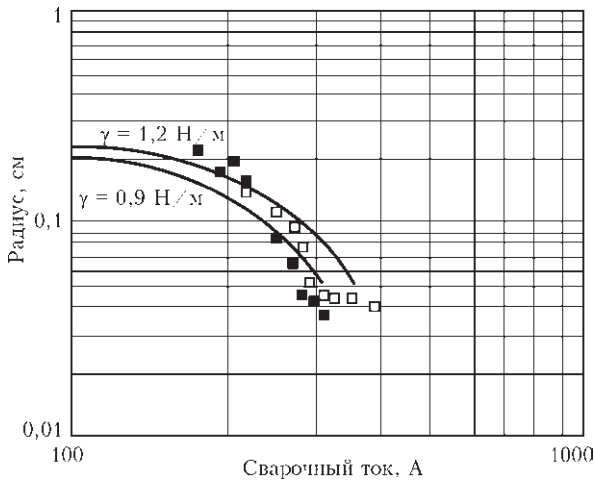


Рис. 7. Зависимость радиуса оторвавшейся капли от сварочного тока: ■, □ — экспериментальные данные соответственно работ [22, 25]; сплошные кривые — численное моделирование [10]

для этого используется линейная аппроксимация $I(z) = I_0 z / L_d$. Размер области интегрирования L_d является неизвестной величиной и подлежит определению. Для нахождения численного решения задачи (13)–(15) используется метод Рунге–Кутты. Важно также отметить, что для заданного радиуса проволоки и объема капли такое решение не единственно. Среди множества решений необходимо выбрать лишь то, которое удовлетворяет критерию устойчивости [23]. В работе [10] также проведено сравнение экспериментальных данных [22, 25] для радиуса оторвавшейся капли с расчетными значениями аналогичной величины, полученными с помощью рассматриваемой модели (рис. 7). Численные расчеты проведены для сварки малоуглеродистой стали при диаметре электрода 1,2 мм. Как показывают вычислительные эксперименты, для фиксированного радиуса электрода существует пороговое значение силы тока I_{th} , при котором задача (13)–(15) устойчивого решения не имеет. Как полагает автор [10], данное значение силы тока соответствует переходу от капельного режима переноса металла к струйному. Для вычисления этого параметра предлагается аппроксимационная зависимость

$$I_{th} = \sqrt{3,85 \cdot 4\pi^2 R_w \gamma / \mu_0}. \quad (16)$$

Важным преимуществом гидростатических моделей является их относительная простота. Проведение расчетов на базе этих моделей не требует значительных вычислительных ресурсов. Однако такой подход позволяет проследивать формирование капли лишь до наступления потери устойчивости. За рамками рассмотренной модели также остаются процессы переноса тепла в объеме металла. Таким образом, более полное описание процесса формирования капли на конце плавящегося электрода должно базироваться на

моделях, учитывающих гидродинамические процессы, которые протекают в капле.

Приближение тонкой струи. Модель, использующая для описания гидродинамических процессов в капле полную систему уравнений Навье–Стокса, требует при численной реализации значительных вычислительных ресурсов, что ограничивает ее применение при массовом численном эксперименте. В качестве альтернативы этой модели рассматривается приближение тонкой струи [26], адаптированное к условиям сварки плавящимся электродом [14]. При разработке модели использованы следующие гипотезы: 1) фронт плавления имеет плоскую форму, 2) скорость подачи проволоки соответствует скорости ее плавления, 3) отсутствует вихревое движение металла внутри капли, 4) форма столба дуги считается заданной. Модель базируется на следующей системе уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial V_0}{\partial t} + V \frac{\partial V_0}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_0}{\partial z} + \frac{3\nu}{h^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(h^2 \frac{\partial V_0}{\partial z} \right) + g, \\ \frac{\partial h^2}{\partial t} + \frac{\partial (V_0 h^2)}{\partial z} = 0, \\ p_0 = 2\gamma K + \int_0^\infty j_z B dr, \end{cases} \quad (17)$$

где $V_0 = V_0(z, t)$ — аксиальная компонента скорости на оси капли; $h = h(z, t)$ — функция, описывающая форму свободной поверхности; $p_0 = p_0(z, t)$ — давление на оси капли; K — средняя кривизна поверхности. Начальные и граничные условия для уравнений (17) имеют вид

$$h(z, 0) = h_0(z), V_0(z, 0) = 0, z \in (L_w, L_w + L_d^{(0)}), \quad (18)$$

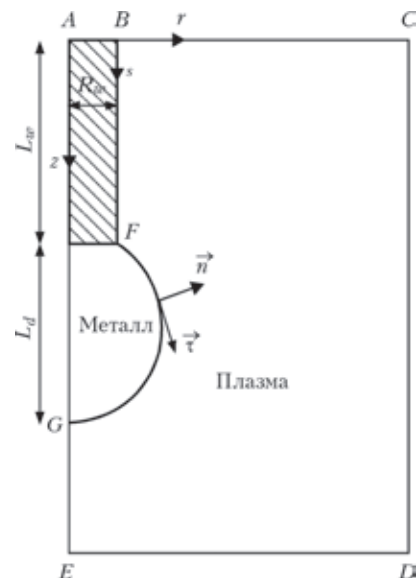


Рис. 8. Схема расчетной области

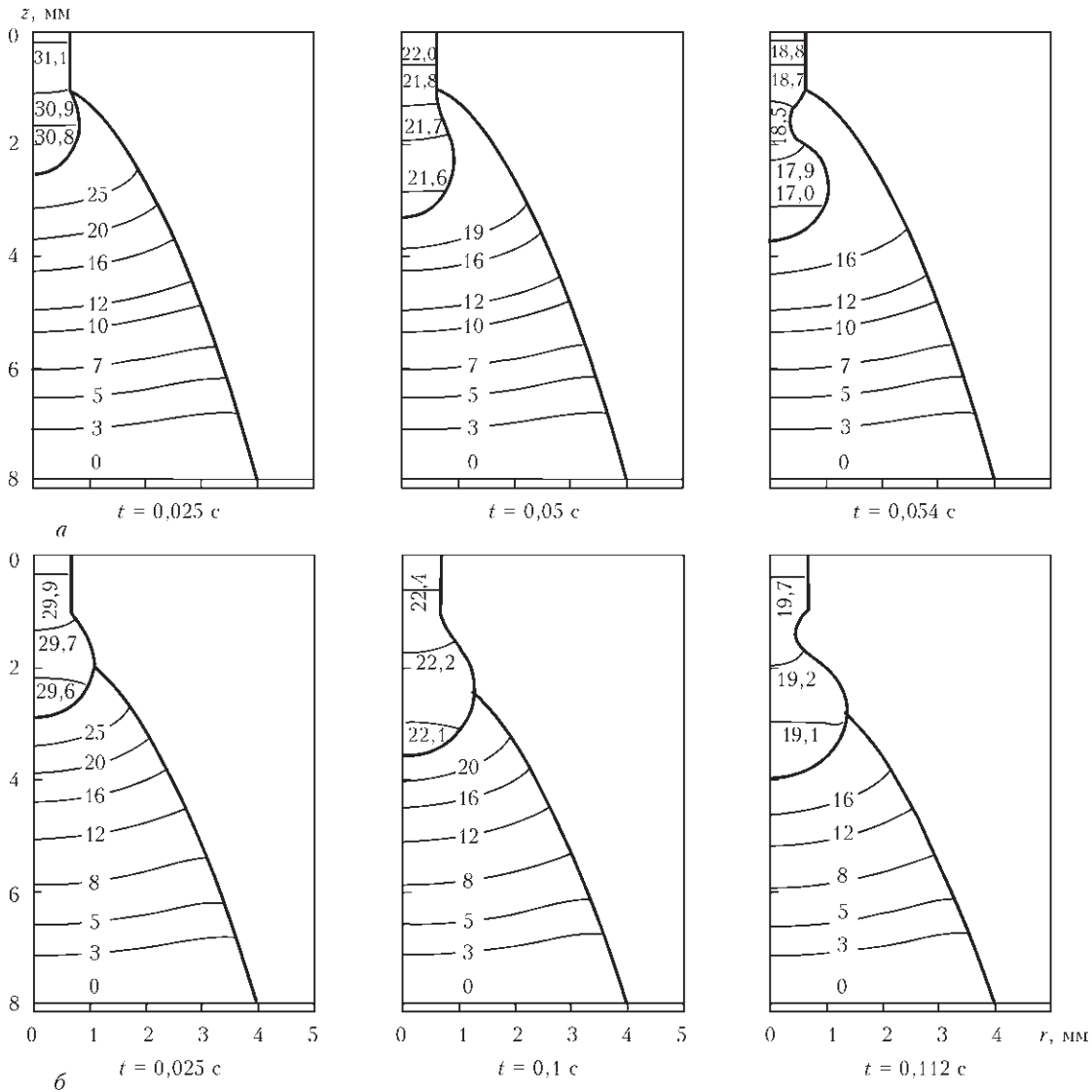


Рис. 9. Динамика формирования капли [14] (материал — малоуглеродистая сталь, защитный газ — Ar, $I = 200$ А, $R_w = 0,6$ мм, $V_w = 4$ м/мин): а — область привязки дуги, соответствующая границе плавления; б — область привязки дуги, соответствующая максимальному радиусу капли

$$\begin{aligned} V_0(L_w + L_d, t) &= \frac{dL_d}{dt}, \quad V_0(L_w, t) = V_w, \\ h(L_w + L_d, t) &= 0, \quad h(L_w, t) = R_w, \end{aligned} \quad (19)$$

где $L_d^{(0)}$, $h_0(z)$ — соответственно длина капли и форма ее поверхности в начальном состоянии. Решение задачи (17)–(19) находится в области $L_w + L_d \geq z \geq L_w$ (рис. 8).

Длина капли, как и в случае гидростатической модели, подлежит определению. Результаты расчета, полученные с помощью описанной модели для двух вариантов привязки дуги к поверхности капли, приведены на рис. 9.

Модель формирования капли, базирующаяся на уравнениях тонкой струи, является достаточно эффективным инструментом для получения информации о характеристиках переноса металла, однако все же она не позволяет описать ряд явлений, оказывающих доминирующее влияние на

процесс теплопереноса. Как показывают численные оценки [27], металл внутри капли вовлекается в вихревое движение, причиной этому служит эффект Марангони и влияние электромагнитных сил. Интенсивное перемешивание металла капли также подтверждается экспериментальными исследованиями [28]. Вследствие этого конвективный механизм переноса тепла в металле капли преобладает над процессом теплопроводности. Поскольку модель тонкой струи не позволяет описать эффекты, связанные с вихревым движением жидкого металла, построить на ее основе адекватную самосогласованную модель формирования капли не представляется возможным.

Модель формирования капли на базе полной системы уравнений Навье–Стокса. Среди множества моделей формирования капли данную модель по праву можно назвать самой сложной, поскольку она охватывает основные физические факторы, влияющие на протекание процесса. К



тому же разработка вычислительного алгоритма для решения соответствующих уравнений сопряжена со множеством трудностей. Запишем математическую формулировку проблемы в цилиндрической системе координат

$$\begin{cases} \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + v \frac{\partial u}{\partial z} \right) = -\frac{\partial P}{\partial r} + \mu \left(\Delta u - \frac{u}{r^2} \right) - j_z B, \\ \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{\partial v}{\partial z} \right) = -\frac{\partial P}{\partial z} + \mu \Delta v + g\rho + j_r B, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(ru) + \frac{\partial v}{\partial z} = 0. \end{cases} \quad (20)$$

Здесь u, v — радиальная и аксиальная компоненты вектора скорости \vec{V} соответственно; μ — динамическая вязкость металла капли. Область интегрирования $ABFG$ для уравнений (20) охватывает зону жидкого металла и твердую часть электрода (см. рис. 8). Полагаем, что в начальный момент времени $t = t_0$ движение металла отсутствует: $\vec{V}|_{t=t_0} = 0$. Граничные условия для уравнений (20) имеют вид

$$u|_{AG} = 0, \quad v|_{AB} = V_w, \quad (21)$$

$$\left(P - 2\mu \frac{\partial V_n}{\partial n} \right) \Big|_{BFG} = 2\sigma K + P_{ev}, \quad (22)$$

$$\mu \left(\frac{\partial V_n}{\partial s} + \frac{\partial V_\tau}{\partial n} \right) \Big|_{BFG} = \frac{\partial \gamma}{\partial s},$$

$$\left(\vec{V} \Big|_{BFG} - \vec{V}_s, \vec{n} \right) = 0, \quad (23)$$

где \vec{V}_s — скорость движения поверхности; V_n, V_τ — проекции вектора скорости на нормаль и касательную к поверхности соответственно; P_{ev} — реактивное давление паров металла при конвективном испарении. Следует отметить, что условия (22) выражают баланс нормальных и касательных напряжений на свободной поверхности металла капли. Кинематическое условие (23) непосредственно следует из баланса массы на поверхности. При численном решении задачи гидродинамики вязкость в твердой фазе задается достаточно большой (в 10^6 раз больше вязкости жидкого металла). Это позволяет подавить движение металла в твердой фазе, а также исключает необходимость адаптировать конечно-элементную сетку под форму фронта плавления и задавать дополнительные граничные условия на его поверхности. Такой подход впервые был предложен в работе [29] и встречается в литературе под названием «метод эффективной вязкости». Для решения задачи (20)–(23) важно знать характеристики электромагнитного поля j_r, j_z, B , для вычисления которых в свою очередь используется модель электромагнитных процессов:

$$(\nabla, \vec{j}) = 0, \quad (24)$$

$$\vec{j} = -\sigma \nabla \phi, \quad (25)$$

$$[\nabla, \vec{B}] = \mu_0 \vec{j}, \quad (26)$$

где ϕ — скалярный потенциал электрического поля; σ — электропроводность среды. Решение задачи электродинамики (24)–(26) находится в области $ACDE$ (см. рис. 8) при наложении граничных условий

$$j_z|_{AB} = I/\pi R_w^2, \quad j_z|_{BC} = j_r|_{CD} = 0, \quad \phi|_{ED} = 0. \quad (27)$$

Объем расплава, форма фронта плавления и тепловое состояние системы «капля жидкого металла–твердый участок проволоки» определяются из решения уравнения теплопереноса

$$\begin{aligned} \frac{\partial H}{\partial t} + u \frac{\partial H}{\partial r} + v \frac{\partial H}{\partial z} = \\ = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{j^2}{\sigma}, \end{aligned} \quad (28)$$

где H — удельная энтальпия; λ — коэффициент теплопроводности. Решение (28) находится в области $ABFG$ при следующих граничных и начальных условиях:

$$T|_{AB} = T_0, \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{BFG} = q_s - q_r - q_c - q_{ev}, \quad (29)$$

$$T|_{t=t_0} = T_0, \quad (30)$$

где T_0 — начальная температура проволоки; q_s — удельный тепловой поток, обусловленный тепловым воздействием дуги; q_r, q_{ev}, q_c — тепловые потери за счет излучения, испарения металла и конвективного теплообмена с защитным газом соответственно.

Наиболее распространенным подходом для решения задачи о формировании капли (20)–(23) является метод Volume of Fluid (VOF) [30]. В методе VOF свободная поверхность «размазывается» в объеме некоторого слоя, толщина которого соответствует нескольким длинам ячейки вычислительной сетки, а сила поверхностного натяжения рассматривается как объемная сила, действующая в пределах этого слоя [31]. Алгоритм VOF реализован в ряде пакетов прикладных программ для решения задач гидродинамики таких, как ANSYS CFX, Fluent, Open Foam и др. Кроме того, исходный программный код VOF [32] находится в свободном доступе, что позволяет исследователям адаптировать его для решения проблем, связанных с переносом металла при сварке. Существует также ряд других методов, в которых свободная поверхность рассматривается, как выделенная граница между двумя средами. Эти методы образуют группу, которая в литературе встречается под названием Front Traking Methods (FTM) [33, 34]. Методики с выделением границы позволяют более детально исследовать физические процессы,

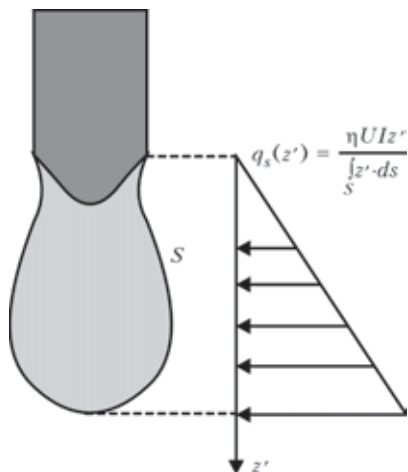


Рис. 10. Распределение теплового потока на поверхности капли

происходящие на свободной поверхности металла капли. В качестве примера продемонстрируем применение метода ФТМ для исследования формирования и отрыва капли при сварке малоуглеродистой стали в режиме постоянного тока. Используемые в расчетах физические свойства материала проволоки и технологические параметры приведены в таблице. При проведении численного эксперимента полагается, что тепловой поток q_s распределен по линейному закону (рис. 10). Расчетная форма капли, поле скоростей и форма фронта плавления представлены на рис. 11.

Физические свойства материала и технологические параметры

Величина	Обозначение и размерность	Значение
Плотность	ρ , кг·м ⁻³	7200
Вязкость	μ , Па·с	0,006
Температура плавления	T_m , К	1812
Коэффициент поверхностного натяжения	γ , Н·м ⁻¹	1,2
Электропроводность	σ , См·м ⁻¹	$8,54 \cdot 10^5$
Температура кипения	T_b , К	3133
Удельная теплота плавления	L , Дж·кг ⁻¹	$2,5 \cdot 10^5$
Удельная теплоемкость твердой фазы	c_s , Дж (кг·К) ⁻¹	700
Удельная теплоемкость жидкой фазы	c_l , Дж (кг·К) ⁻¹	780
Сила тока	I , А	350
Напряжение	U , В	30,5
Скорость подачи проволоки	V_w , м·мин ⁻¹	5,54
Диаметр проволоки	d_w , мм	1,6
КПД тепловложения	η	0,21

Как уже было отмечено, формирование капли электродного металла определяется взаимодействием целого ряда физических явлений, протекающих в электродном металле, включая каплю на его поверхности, а также в дуговой плазме. Методы математического моделирования дают возможность исследовать отдельно влияние каждого физического фактора на процессы формирования и отрыва капли. Рассмотренные в настоящей работе математические модели позволяют определять

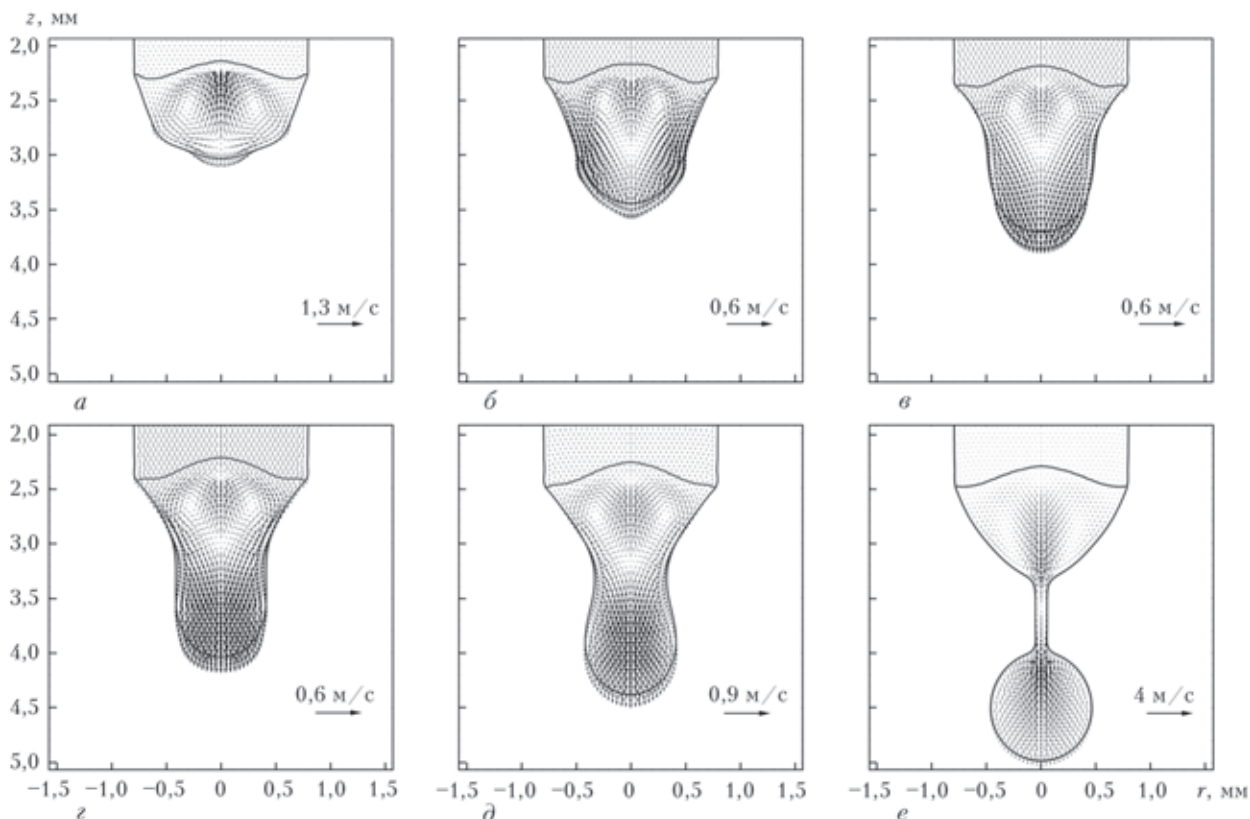


Рис. 11. Форма капли и поле скоростей в расплаве в различные моменты времени: а — $t = 20,5$; б — $21,88$; в — $22,2$; г — $23,1$; д — 24 ; е — $24,93$ мс



основные характеристики переноса электродного металла (объем капли, частоту отрыва), описывать динамику изменения формы капли, а также процессы тепло- и массопереноса в расплаве. Наиболее адекватное описание рассматриваемых процессов дает модель, основанная на полной системе уравнений Навье–Стокса. Как показывают вычислительные эксперименты, форма капли и ее размеры во многом определяются действием электромагнитной силы, значение которой в свою очередь зависит от картины протекания электрического тока в системе «капля электродного металла – столб дуги».

В заключение укажем основные направления развития моделей процессов переноса металла, а также отметим недостаточно изученные аспекты физических явлений, сопровождающих процесс сварки плавящимся электродом. Представляет значительный интерес исследовать динамику утонения и разрыва перешейка при отрыве капли, в том числе образование капель-сателлитов, а также физические процессы, протекающие в уже оторвавшейся капле [35]. Кроме того, гидродинамические процессы в металле капли приводят к возникновению конвективной диффузии легирующих элементов [28]. Транспорт легирующих элементов, обладающих низкой температурой кипения, от границы плавления к свободной поверхности капли увеличивает интенсивность их испарения. Этой проблеме уделено недостаточно внимания в литературе. Следует отметить, что испарение металла с поверхности капли может не только влиять на динамику ее свободной поверхности, но и оказывать значительное влияние на процессы, протекающие в дуговой плазме. Как показывают экспериментальные исследования [36], этот фактор является причиной образования локального минимума температуры плазмы в центральной части столба дуги. Указанный эффект подтверждается также теоретическими исследованиями [37]. Наконец, в большинстве работ, посвященных моделированию формирования капли электродного металла при сварке плавящимся электродом, используется постоянное значение коэффициента поверхностного натяжения, тогда как его значение сильно изменяется с температурой, а также зависит от химического состава материала и защитного газа. Современные методы исследования позволяют определять коэффициент поверхностного натяжения жидких металлов в широком интервале температур. При моделировании переноса металла это дает возможность исследовать влияние конвекции Марангони на процессы тепло-, массопереноса в капле.

1. *Amson J. C., Salter G. R.* An analysis of the gas-shielded consumable metal arc welding system // *Brit. Welding J.* – 1962. – **41**, № 4. – P. 232–249.
2. *Greene W. J.* An analysis of transfer in gas-shielded welding arcs. Pt 2 // *AIEE.* – 1960. – **79**, № 3. – P. 194–203.
3. *Waszink J. H., Graat L. H.* Experimental investigation of the forces acting on a drop of weld metal // *Welding J.* – 1983. – **62**, № 4. – P. 109–116.
4. *Allum C. J.* Metal transfer in arc welding as a varicose instability. I. Varicose instabilities in a current-carrying liquid cylinder with surface charge // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1985. – **18**, № 7. – P. 1431.
5. *Allum C. J.* Metal transfer in arc welding as a varicose instability. II. Development of model for arc welding // *Ibid.* – 1985. – **18**, № 7. – P. 1447.
6. *Park A. Y., Kim S. R., Hammad M. A.* Modification of pinch instability theory for analysis of spray mode in GMAW // *Ibid.* – 2009. – **42**, № 22. – C. 225503.
7. *Choi J. H., Lee J., Yoo C. D.* Dynamic force balance model for metal transfer analysis in arc welding // *Ibid.* – 2001. – **34**, № 17. – P. 2658–2664.
8. *Jones L. A., Eagar T. W., Lang J. H.* A dynamic model of drops detaching from a gas metal arc welding electrode // *Ibid.* – 1998. – **31**, № 1. – P. 107–123.
9. *Воронай Н. М., Колесниченко А. Ф.* Моделирование формы капель электродного металла при сварке в защитных газах // *Автомат. сварка.* – 1979. – № 9. – С. 27–32.
10. *Nemchinsky V. A.* Size and shape of the liquid droplet at the molten tip of an arc electrode // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1994. – **27**, № 7. – P. 1433–1442.
11. *Моделирование* процесса формирования капли электродного металла / А. Семенов, В. Демченко, И. Кривцун и др. // Сб. трудов V Междунар. конф. «Математическое моделирование и информационные технологии в сварке и родственных процессах», 25–28 мая 2010, Кацивели, Крым, Украина / Под ред. В. И. Махненко. – Киев: ИЭС им. Е. О. Патона НАН Украины, 2010. – С. 183–192.
12. *A dynamic model of droplet formation in GMA welding / O. Semenov, V. Demchenko, I. Krivtsun et al.* // *Modelling and simulation in materials science and engineering.* – 2012. – **20**, № 4. – P. 045003.
13. *Кривцун І. В., Семенов О. П., Демченко В. Ф.* До теорії формування крапель електродного металу при дуговому зварюванні плавким електродом // *Доп. НАНУ.* – 2011. – № 6. – С. 90–96.
14. *Modelling of the droplet formation process in GMA welding / O. Semenov, V. Demchenko, I. Krivtsun et al.* // *Proc. of the 10th Intern. seminar «Numerical analysis of weldability»*, Austria, Seggau, 2012. – P. 83–94.
15. *Haidar J., Lowke J. J.* Predictions of metal droplet formation in arc welding // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1996. – **29**, № 12. – P. 2951–2960.
16. *Choi S. K., Yoo C. D., Kim Y. S.* Dynamic simulation of metal transfer in GMAW. Pt 1: Globular and spray transfer modes // *Welding J.* – 1998. – **77**, № 1. – P. 38–44.
17. *Choi S. K., Yoo C. D., Kim Y. S.* Dynamic simulation of metal transfer in GMAW. Pt 2: Short-circuit transfer mode // *Ibid.* – 1998. – **77**, № 1. – P. 45–51.
18. *Fan H. G., Kovacevic R.* A unified model of transport phenomena in gas metal arc welding including electrode, arc plasma and molten pool // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2004. – **37**. – P. 2531–2544.
19. *Wang F., Hou W. K., Hu S. J.* Modelling and analysis of metal transfer in gas metal arc welding // *Ibid.* – 2003. – **36**. – P. 1143–1152.
20. *Hu J., Tsai H. L.* Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Pt 1: The metal // *Intern. J. Heat and Mass Transfer.* – 2007. – **50**. – P. 808–820.
21. *Amson J. C.* Lorentz force in the molten tip of an arc electrode // *Brit. J. Appl. Phys.* – 1965. – **16**, № 8. – P. 1169–1179.
22. *Kim Y. S., Eagar T. W.* Analysis of metal transfer in gas metal arc welding // *Welding J.* – 1993. – **72**. – P. 269–278.
23. *Финн П.* Равновесные капиллярные поверхности: математическая теория. – М.: Мир, 1989. – 310 с.



24. *Hartland S., Hartley R. W.* Axisymmetric fluid-liquid interfaces: tables giving the shape of sessile and pendant drops and external menisci, with examples of their use. – Elsevier Sci. publ. Co., 1976. – 782 p.
25. *Rhee S., Kannatey-Asibu E.* Observation of metal transfer during gas metal arc welding // *Welding J.* – 1992. – **71**. – P. 381–386.
26. *Eggers J., Dupont T. F.* Drop formation in a one-dimensional approximation of the Navier–Stokes equation // *J. Fluid Mech.* – 1994. – **262**. – P. 205–221.
27. *Nemchinsky V. A.* Heat transfer in a liquid droplet hanging at the tip of an electrode during arc welding // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1997. – **30**, № 7. – P. 1120–1124.
28. *Evaporation* phenomena of magnesium from droplet at welding wire tip in pulsed MIG arc welding of aluminium alloys / J. B. Wang, H. Nishimura, S. Katayama, M. Mizutani // *Sci. and Technol. of Welding and Joining.* – 2011. – **16**, № 5. – P. 418–425.
29. *Kou S., Sun D. K.* Fluid flow and weld penetration in stationary arc welds // *Metall. Trans A.* – 1985. – **16**. – P. 203–13.
30. *Hirt C. W., Nichols B. D.* Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries // *J. Comp. Phys.* – 1981. – **39**, № 1. – P. 201–225.
31. *Brackbill J. U., Kothe D. B., Zemach C.* A continuum method for modeling surface tension // *Ibid.* – 1992. – **100**, № 2. – P. 335–354.
32. *Nichols B. D., Hirt C. W., Hotchkiss R. S.* SOLA-VOF. A solution algorithm for transient fluid flow with multiple free boundaries // *NASA STI/Recon Technical Report.* – 1980. – N 81. – 14281.
33. *Wilkes E. D., Philips S. D., Basaran O. A.* Computational and experimental analysis of dynamics of drop formation // *Phys. of Fluids.* – 1999. – **11**, № 12. – P. 3577–3598.
34. *Degroote J., Bruggeman P., Vierendeels J.* A coupling algorithm for partitioned solvers applied to bubble and droplet dynamics // *Computers & Fluids.* – 2009. – **38**, № 3. – P. 613–624.
35. *Nemchinsky V. A.* A droplet in the inter-electrode gap during gas metal arc welding // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2011. – **44**, № 44. – P. 445203.
36. *Spatial* structure of the arc in a pulsed GMAW process / R. Kozakov, G. Gott, H. Schopp et al. // *Ibid.* – 2013. – **46**, № 22. – P. 224001.
37. *Energy* balance in MIG arcs / M. Schnick, M. Hertel, U. Fuessel, D. Uhrlandt // *Ibid.* – 2013. – **46**, № 22. – P. 224002.

Поступила в редакцию 04.06.2014

НОВАЯ КНИГА

Институт электросварки имени Е. О. Патона: 80 років / Ред. кол. Б. Є. Патон (голова) та ін. – К.: Академперіодика, 2014. – 400 с.

В сборнике представлены научно-информационные материалы, посвященные основным направлениям развития научно-технической и производственной деятельности Института электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины на протяжении 80 лет его существования. Освещены основные вехи создания, становления и развития института. Отображены научные достижения в области сварки и родственных технологий, сотрудничество с промышленными предприятиями, международная деятельность. Представлена современная структура института и основные направления исследований и их внедрение в производство.

Рассчитан на широкий круг ученых, преподавателей, аспирантов, студентов вузов, а также исследователей истории развития технических наук.

