

УДК 621.791.927.5:537.63

В. В. ДМИТРИК, д-р техн. наук

Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт»,
г. Харьков

А. С. МИРОНОВА, инж.

ОАО «Турбоатом», г. Харьков

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА В РАСПЛАВЛЕННОМ МЕТАЛЛЕ СВАРОЧНОЙ ВАННЫ

Предложено расчетное определение распределения электрического тока в расплавленном металле сварочной ванны, что является актуальным для моделирования сварочного нагрева изготавливаемых соединений. Оптимизация сварочного нагрева позволяет улучшить исходные качественные характеристики структуры сварных соединений, что целесообразно для увеличения их ресурса.

Наведено розрахункове визначення розподілення електричного струму в розплавленому металі зварювальної ванни, що є актуальним для моделювання зварювального нагрівання з'єднань, які виготовляються. Оптимізація зварювального нагрівання дозволяє покращити вихідні якісні характеристики структури зварних з'єднань, що доцільно для збільшення їх ресурсу.

Введение

Процессы, проходящие при электродуговой сварке в расплавленном металле ванны, представляют весьма сложный физический характер. Взаимодействуют между собой гидродинамические, температурные и электромагнитные поля, а также поля упругих напряжений, обусловленные силой гравитации. Моделирование таких процессов целесообразно для оптимизации параметров режима сварки и получения сварных соединений с улучшенными качественными характеристиками.

Основная часть

Для описания процессов, проходящих в расплавленном металле ванны, следует совместно решать нелинейную систему уравнений магнитной гидродинамики движения вязкой жидкости, систему уравнений Максвелла распределения векторов напряженностей электрической \vec{E} и магнитной \vec{B} составляющих электромагнитных полей [1–6].

При построении математической модели для удовлетворения физическим условиям температурного режима в расплавленном металле ванны, принимали следующие допущения:

- при расчетах процессов, проходящих в сварочной ванне, использовали цилиндрические координаты;
- фиксированную форму ванны задавали в виде геометрически однотипных фигур, например параболоидов вращения;
- распределение токов в расплавленном металле ванны задавали с помощью формул (безиндукционное приближение), как это сделано в работах [1, 2], либо исходили из данных экспериментов.

Допускали, что движение потоков жидкого металла в расплаве ванны, рис. 1, не оказывает влияния на распределение электрического тока и магнитного поля, т. е. не учитывали токи, индуцированные в результате движения потоков жидкого металла. Тогда уравнения электродинамики

$$\begin{cases} \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, & \nabla \cdot \vec{H} = 0 \\ \nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, & \nabla \cdot \vec{E} = \rho_e \end{cases} \quad (1)$$

в силу стационарности токов имеют вид

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \vec{E} = 0, & \operatorname{div} \vec{B} = 0 \\ \operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j}, & \operatorname{div} \vec{E} = 0. \end{cases} \quad (2)$$

где: \vec{E} и \vec{H} – напряженности электрического и магнитного полей;
 \vec{j} – плотность электрического тока, $\vec{j} = \sigma_e \vec{E}$, $\vec{B} = \mu_m \vec{H}$; σ_e – электрическая проводимость;
 μ_m – магнитная проницаемость;
 ρ_e – избыточный электрический заряд;
 t – время.

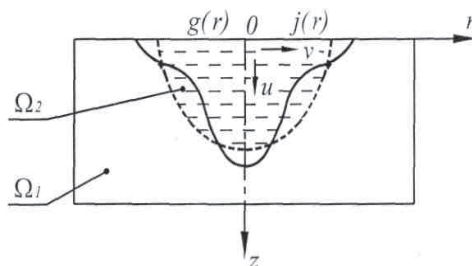


Рис. 1. Схема аппроксимации поперечного сечения сварочной ванны двухпараметрическим семейством параболоидов вращения:
 Ω_1 – область основного металла; Ω_2 – область расплавленного металла ванны

При этом имеет место закон Ома

$$\vec{j} = \sigma_e \vec{E}. \quad (3)$$

Поскольку $\operatorname{div} \vec{j} = 0$ (закон сохранения заряда), то для определения тока имеем уравнения и краевые условия

$$\begin{cases} \operatorname{div} \vec{j} = 0, \operatorname{rot} \vec{j} = 0, \\ j_z = \frac{3I}{\pi \sigma_j^2} \exp\left(-\frac{3r^2}{\sigma_j^2}\right), \text{ при } z = 0, \\ j_z = 0, \text{ при } z = L, \end{cases} \quad (4)$$

здесь: L – толщина пластины (последнее условие выражает электрическую изоляцию пластины);

σ_j – эффективный радиус распределения тока.

Поскольку при $z=0$

$$2\pi \int_0^\infty j_z r dr = \frac{6I}{\sigma_j^2} \int_0^\infty \exp\left(-\frac{3r^2}{\sigma_j^2}\right) r dr = I, \quad (5)$$

где I – полный ток, протекающий через свариваемую пластину.

Вводя потенциал φ электрического тока

$$\vec{j} = \nabla \varphi, \quad (6)$$

для определения φ решаем следующую задачу

$$\begin{cases} \nabla \varphi = 0 \\ \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{3I}{\pi \sigma_j^2} \exp\left(-\frac{3r^2}{\sigma_j^2}\right); \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{z=L} = 0, \end{cases} \quad (7)$$

Применив к уравнению и граничным условиям (7) интегральное преобразование Ханкеля нулевого порядка по r , для получения функции $\tilde{\Phi}$, запишем

$$\tilde{\Phi}(\lambda, z) = \int_0^\infty \varphi(r) r J_0(\lambda r) dr, \quad (8)$$

где $J_0(\lambda r)$ - функция Бесселя первого рода порядка 0. Переходим к следующей краевой задаче

$$\begin{cases} \tilde{\Phi}'' - \lambda^2 \tilde{\Phi} = 0 \\ \tilde{\Phi}|_{z=0} = \frac{i\lambda}{2\pi} \exp\left(-\frac{\lambda^2 \sigma_f^2}{12}\right); \tilde{\Phi}'|_{z=L} = 0 \end{cases} \quad (9)$$

Штрихом обозначена производная по оси z. Решением задачи (9) является нахождение функции $\tilde{\Phi}(\lambda, z)$

$$\tilde{\Phi}(\lambda, z) = -\frac{1}{2\pi} \exp\left(-\frac{\lambda^2 \sigma_f^2}{12}\right) \frac{\text{ch}\lambda(z-L)}{\text{sh}\lambda L} \quad (10)$$

Потенциал тока φ восстанавливается применением к $\tilde{\Phi}(\lambda, z)$ обратного преобразования Ханкеля по λ

$$\varphi(r, z) = -\frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \lambda J_0(\lambda r) \exp\left(-\frac{\lambda^2 \sigma_f^2}{12}\right) \frac{\text{ch}\lambda(z-L)}{\text{sh}\lambda L} \partial\lambda \quad (11)$$

Используя решение (11), получим выражение для компонент объемного тока

$$j_z = \frac{\partial\varphi}{\partial z} = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \lambda^2 J_0(\lambda r) \exp\left(-\frac{\lambda^2 \sigma_f^2}{12}\right) \frac{\text{ch}\lambda(L-z)}{\text{sh}\lambda L} \partial\lambda \quad (12)$$

$$j_r = \frac{\partial\varphi}{\partial r} = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \lambda^2 J_1(\lambda r) \exp\left(-\frac{\lambda^2 \sigma_f^2}{12}\right) \frac{\text{ch}\lambda(L-z)}{\text{sh}\lambda L} \partial\lambda$$

где $J_1(\lambda r)$ – функция Бесселя первого рода порядка 1.

Из-за наличия цилиндрической симметрии в распределении тока, магнитное поле имеет только составляющую H_φ

$$\vec{H} = H_\varphi \vec{e}_\varphi$$

Из уравнения $\text{rot } \vec{H} = \vec{j}$ получим

$$-\frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = j_r; \quad j_z = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\varphi) \quad (13)$$

Используя (12), для нахождения H_φ имеем

$$H_\varphi = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \lambda^2 j_1(\lambda r) \exp\left(-\frac{\lambda^2 \sigma_f^2}{12}\right) \frac{\text{ch}\lambda(L-z)}{\text{sh}\lambda L} \partial\lambda, \quad (14)$$

Формулы (12), (13) приведены также и в работах [2,3], но требуют внимательного к себе отношения, т.к. выражения для j_z, j_r и H_φ в них имеют неточности.

Учитывая тождество $J_1(z) = -J_0'(z)$ для электромагнитной силы имеем

$$\vec{F} = \vec{j} \times \vec{E} = B_\varphi j_r \vec{e}_z - B_\varphi j_z \vec{e}_r, \quad \text{тогда}$$

$$\nabla' \cdot (\vec{j} \times \vec{E}) = \frac{\partial}{\partial z} (B_\varphi j_r) - \frac{\partial}{\partial r} (B_\varphi j_z) \equiv \frac{\partial B_\varphi}{\partial z} j_r - \frac{\partial B_\varphi}{\partial r} j_z$$

Последнее равенство имеет место в силу условия $\text{rot } \vec{j} = 0$.

Учитывая (13), окончательно получаем

$$\nabla' \cdot (\vec{j} \times \vec{E}) = -\mu_m (j_r^2 + j_z^2) + \frac{E_\theta}{r} j_z, \quad (15)$$

Чтобы избежать численного преобразования Ханкеля (11), (12), (14) на наш взгляд предпочтительней пользоваться приближенным выражением, например, как в [2].

$$\nabla' \cdot (\vec{j} \times \vec{E}) = \frac{\mu_m I^2}{2\pi^2 L_r^3} \left[1 - \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_j^2}\right) \right]^2 \left(1 - \frac{z}{L_z}\right), \quad (16)$$

где σ_j – эффективный радиус распределения тока в плоскости $z=0$;

L_r – ширина ванны; L_z – глубина ванны.

Расчетное значение электромагнитных сил подтвержденное экспериментально позволило установить, что такие силы являются главными при формировании конвективных потоков в расплавленном металле ванны. Установили, что конвективные потоки переносят из головной части ванны в хвостовую до 10 % тепла дуги, введенного в основной металл.

Именно такие потоки обеспечивают формирование удлиненных зерен α – фазы (рис. 2 а), в наплавленном металле. j_z , j_r и \vec{E} , форму и скорость потоков целесообразно оптимизировать (рис. 3), что обеспечит формирование однородной мелкозернистой структуры металла шва (рис. 2 б).

На основе данных, характеризующих поля температур расплавленного металла ванны на стадии ее охлаждения, представляется возможным определять границу раздела между жидкой и твердой фазами, а также температурный режим процесса кристаллизации, что позволяет оптимизировать условия формирования структуры металла шва и участков зоны термического влияния.

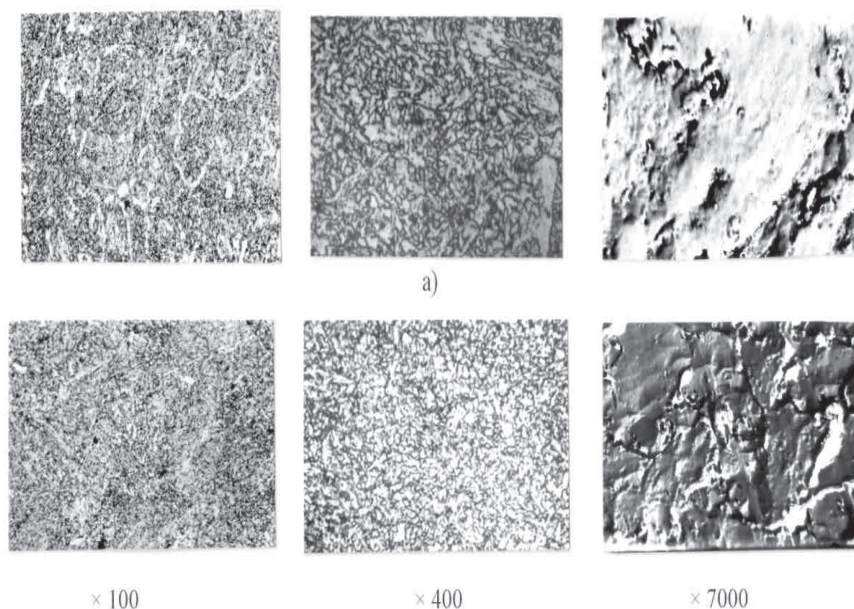


Рис. 2. Структура металла шва. Сплав 09ХМФА. Отпуск при 730°C, 3ч:
а) автоматическая сварка на штатных режимах; б) автоматическая сварка на оптимизированных режимах

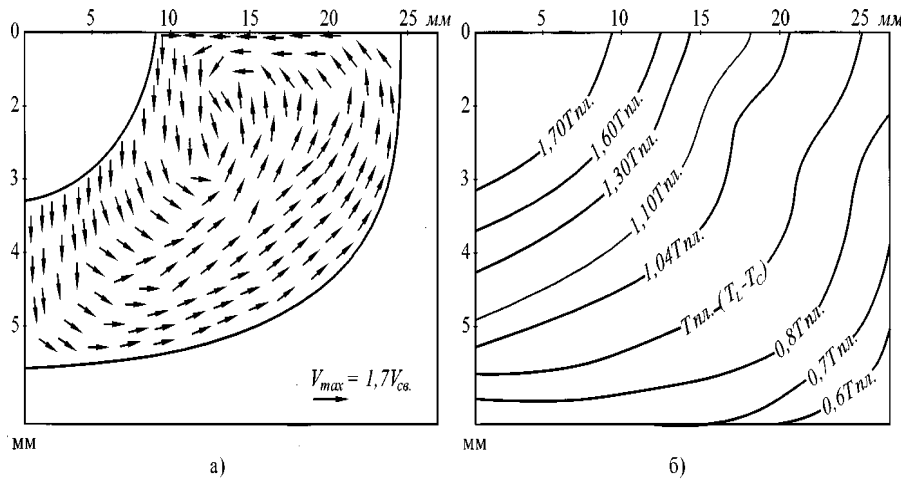


Рис. 3. Фрагмент расчетных значений полей потоков жидкого металла в расплавленном металле ванны а), а также температур в расплавленном металле ванны и в зоне термического влияния б)

Количественный анализ конвективных потоков в расплаве ванны представляет значительный практический интерес, так как, в частности, теплота, переносимая потоками, обеспечивает дополнительное проплавление кромок основного металла, расходуется на перегрев расплава ванны и ЗТВ, соответственно оказывает воздействие на формирование структуры сварных соединений.

Можно показать, что учет, при решении данной тепловой задачи суммарного воздействия на расплав ванны электромагнитных сил, сил поверхностного натяжения и выталкивающих сил обеспечивает формирование движения потоков жидкого металла из головной части ванны в хвостовую с одновременным закручиванием их против часовой стрелки, что согласуется с работой [2]. В отличие от данных работ [2-3] максимальная скорость металла имеет место у основания вертикального (струйного) потока (см. 3а), где наибольшее воздействие на расплав оказывают электромагнитные силы и силы тяжести. Выявили, что скорость потоков жидкого металла в расплаве ванны зависит от параметров режима сварки (в том числе основных $I_{св}$ и $V_{св}$).

Выводы

1. Моделирование физических процессов, протекающих в расплавленном металле сварочной ванны, позволило уточнить температурный режим для получения сварных соединений с улучшенными качественными характеристиками их структуры.
2. Установили, что электронные силы являются главными при формировании конвективных потоков в расплавленном металле сварочной ванны и обеспечивают формирование в расплавленном металле удлиненных зерен α - фазы.

Список литературы

1. Дмитрик В. В., Калиниченко В. И. Моделирование процесса электродуговой сварки // Известия вузов. Машиностроение. Москва. – 2003. – № 4. – С. 59–64.
2. Tsai N. S., Eagar N.W. Distribution of the heat and current fluxes in gas tungsten arcs// Metallurgical Transaction. – 1985. – № 12. – P. 841–846.
3. Bu K. C. Tsao and Wu C. S. Fluid Flow and Heat Transfer in GMA Weld Pools// Welding Research Supplement. – 1988. Vol. 67. – № 3. – P. 70–75.
4. Dmitrik V. V. A method of determining the temperature condition in the molten pool// Welding International. – 1999. – Vol. 13. – № 2. – P. 159–161.
5. Дмитрик В. В. Разработка аппроксимаций решений сопряженных тепловых задач

дуговой сварки с точным удовлетворением всем граничным условиям. // Новые решения в современных технологиях. Вестник Харьковского национального политехнического университета. Выпуск № 47. – Харьков. – 1999. – С. 60–63.

6. Дмитрик В. В. Разработка метода определения температурного режима расплава ванны // Известия высших учебных заведений. Машиностроение. Москва. – 1999. – № 1. – С. 76–80.

7. Акулов А. И., Дмитрик В. В., Бабушкина В. А. Способ определения направления движения потока жидкого металла из головной части в хвостовую часть сварочной ванны: А.с. 1776524 СССР, МКИ В23К 31/12 .– № 4826879; Заявлено 05.03.90; Опубл. 23.11.92; Бюл. № 43. – 5 с.

DISTRIBUTING OF ELECTRIC CURRENT IS IN MOLTEN METAL OF WELDING BATH

V. V. DMITRIK, D-r Scie. Tech.

A. S. MIRONOVA, engineer

Proposed design definition the distribution of electricity in the molten metal weld pool that is relevant for simulation of welding heat produced compounds. Optimization of the welding heat input can improve the qualitative characteristics of the structure of welded joints; it is expedient to increase their share.

Поступила в редакцию 24.06.2011