УДК 55.20.15

НОВЫЕ РАСЧЕТНЫЕ МОДЕЛИ ТЕПЛОВОГО ИСТОЧНИКА ПРИ СВАРКЕ НЕПОДВИЖНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ЛУЧОМ

И. В. Зуев, Р. В. Родякина, Г. М. Пиголкин
Московский энергический институт (Технический университет), Москва, Россия

Предложены новые методики расчетного определения термического КПД при проплавлении металлов неподвижным электронным лучом. Рассмотрены различные схемы источников тепла (мгновенный точечный, непрерывнодействующий точечный, неподвижный равномерно распределенный круговой источник на поверхности полубесконечного тела, быстроуглубляющийся в материал плоский источник для случая глубокого проплавления металлов неподвижным электронным лучом), с помощью которых можно представить реальный источник, действующий в процессе проплавления материала.

Эффективность процесса проплавления металла при сварке характеризуется термическим КПД ($\eta_т$), величину которого следует учитывать при определении требуемых параметров режима для конкретных условий осуществления процесса сварки.

Разработанные академиком Н. Н. Рыкалиным [1, 2] теоретические модели для оценки распространения тепла при сварке плавлением с использованием традиционного источника (сварочной электрической дуги) находят широкое практическое применение и в настоящее время (схема точечного быстродвижущегося источника на поверхности полубесконечного тела и схема линейного источника в пластине). Примерно 50 лет назад, когда были разработаны данные модели, они удовлетворительно описывали происходящие при сварке процессы, и потребности в создании каких-либо новых моделей не возникало. Однако в последние десятилетия появились новые источники тепла (электронный луч, луч лазера), для которых разработанные ранее модели не отражают ряда физических аспектов взаимодействия этих источников со свариваемым материалом. В конечном итоге это не всегда позволяет адекватно определить требуемые параметры режима процесса электронно-лучевой сварки для обеспечения необходимого качества материала в зоне сварки.

Создание новых моделей, а следовательно, и новых подходов к определению $\eta_т$, учитывающих специфику физической стороны процесса взаимодействия луча с обрабатываемым материалом, является важной прикладной задачей современ-

ной сварочной технологии. Кроме того, в современном производстве очень часто возникают ситуации, когда сварку деталей необходимо проводить в условиях строго дозированного ввода энергии при требуемой величине глубины проплавления или объема расплавленной зоны, например, при сварке легкоплавких, химически активных, тугоплавких и композиционных материалов. В этом случае требуется проводить сварку в узких рамках выбранных параметров режима с сохранением их высокой точности в течение всего процесса.

К расчету термического КПД при анализе тепловой эффективности процесса сварки обращались многие авторы [3—5]. Однако при этом в основном рассматривался движущийся тепловой источник. Для расширения имеющейся теоретической базы определения термического КПД были разработаны методики расчетного определения этого КПД при проплавлении металлов неподвижным электронным лучом. Рассмотрены новые схемы источников тепла, с помощью которых можно представить реальный источник, действующий в процессе проплавления материала неподвижным электронным лучом. Этому и посвящена настоящая работа.

В простейшем случае действия мгновенного точечного источника на поверхности полубесконечного тела с граничными условиями: $\partial T/\partial z = 0$ при $z = 0$ (граница тела XOY не пропускает тепла) и $T_0 = 0$ (в начальный момент времени температура постоянна по всему объему тела и равна нулю), решение уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = Q\nabla^2 T \qquad (1)$$

выглядит следующим образом [1]:

$$T(R,\ t) = \frac{2Q}{c\rho(4\pi at)^{3/2}} e^{-R^2/(4at)},$$

где T — температура исследуемой точки А тела;

t — время от момента внесения тепла;

$Q = \frac{\lambda}{c\rho}$; a — температуропроводность материала;

c — объемная теплоемкость материала;

R — расстояние исследуемой точки А тела от точки 0 внесения тепла.

Выражение (2) — частное решение дифференциального уравнения теплопроводности (1), где первый сомножитель выражает температуру в точке внесения тепла в различные моменты времени, а второй характеризует изменение температуры для различных точек тела в зависимости от R и t.

Из выражения (2) находим время t_{max}, которому соответствует достижение максимальной температуры T_{max}:

$$t_{max} = \frac{R^2}{6a}; \qquad (3)$$

$$T_{max}(R) = \frac{Q}{c\rho R^3}\ \frac{6}{2\pi}\sqrt{\frac{3}{2\pi}}\ \exp\left(-\frac{3}{2}\right). \qquad (4)$$

Принимая $T_{max} = T_{пл}$, равенство (4) может быть записано в виде

$$\frac{T_{пл}\, c\rho \cdot 2\pi R^3}{3} = 2Q\sqrt{\frac{3}{2\pi}}\exp\left(-\frac{3}{2}\right). \qquad (5)$$

Тогда термический КПД, представляющий собой отношение тепла, необходимого для расплавления некоторого объема металла, к общему введенному в материал теплу, может быть записан в виде

$$\eta_т = \frac{0{,}308Q}{2Q} = 0{,}154. \qquad (6)$$

Таким образом, при выборе схемы мгновенного точечного источника на поверхности полубесконечного тела теоретически затрачивается лишь 0,154 от эффективной тепловой мощности Q, вводимой в изделие. Остальная часть мощности представляет с точки зрения процесса проплавления потери на перегрев металла в зоне проплавления и на подогрев металла вне этой зоны вследствие процесса теплопроводности.

В случае непрерывнодействующего неподвижного точечного источника на поверхности полубесконечного тела процесс нагрева тела можно представить как серию действующих друг за другом мгновенных источников теплоты. Используя принцип наложения, можно найти распределение температур путем интегрирования температурных полей от отдельных источников. После ряда преобразований приращение температуры точек тела может быть получено в виде:

$$\Delta T = \int_0^t \frac{2q\,d\tilde{t}}{c\rho(4\pi a t)^{3/2}} \cdot e^{-R^2/(4at)}. \qquad (7)$$

Из формулы (7), положив $T = T_{пл}$, можно найти $R_{пл}$. Тогда термический КПД будет выражаться соотношением

$$\eta_т = \frac{0{,}5V_{шара}\, c\rho T_{пл}}{qt} = \frac{2\pi R^3_{пл}(t)\, c\rho T_{пл}}{3qt}. \qquad (8)$$

При расчете по формуле (8) для стали 09Г2С при $q = 1$ кВт и $t = 3$с имеем $\eta_{т.расч} = 0{,}156$, а $\eta_{т.эксп} = 0{,}13$.

На основании сравнения полученных расчетных значений термического КПД с имеющимися экспериментальными значениями, погрешность определения термического КПД этим методом при использовании данного вида источника составляет 20 %. Это объясняется тем, что в реальных процессах источник всегда имеет некоторый конечный размер (диаметр). Поэтому далее рассмотрен неподвижный равномерно распределенный круговой источник на поверхности полубесконечного тела, т. е. источник, имеющий некоторый конечный размер.

Пренебрегая теплоотдачей в атмосферу и нелинейными эффектами, задачу решали как простейшую линейную задачу теплопроводности в неограниченной однородной среде с тепловыделением заданной мощности Q, Вт, распределенным по плоскому пятну (кругу).

В этом случае уравнение теплопроводности можно записать в виде:

$$c\rho\frac{\partial T}{\partial t} - \lambda\Delta T = \frac{2Q}{\pi\varepsilon^2}\left[\theta(t_n) - \theta(t_n - t_0)\right]\delta\left(\left\{x^2 + y^2 < \varepsilon^2\right\}\right)\delta(z),$$

$$t > 0,\ T = 0 \ \text{ при } t = 0, \qquad (9)$$

где t_0 — длительность действия источника;

ε — радиус распределенности мощности по плоскому пятну (кругу);

t_n — рассматриваемый момент времени.

Решая это уравнение, можно найти r и z и вычислить объем зоны расплава $V_{\text{распл}}$:

$$V_{\text{распл}}(t) = \frac{\pi}{2}\int_{z_1}^{z_2} r_n^2(z)\,dz. \qquad (10)$$

Тогда термический КПД выражается соотношением

$$\eta_{\text{т}} = \frac{\rho c T_{\text{пл}} V_{\text{распл}}(t)}{qt}. \qquad (11)$$

Ввиду сложности полученных выражений настоящая задача может быть решена только численным образом. Для этого разработана специальная программа, позволяющая производить вычисление термического КПД по данной методике.

Как показывают проведенные вычисления и их сравнение с полученными экспериментальными значениями термического КПД, погрешность определения термического КПД этим методом при использовании данного вида источника составляет в среднем 10 %. Например, для стали 09Г2С при мощности неподвижного луча 1 кВт и времени воздействия 3 с $\eta_{\text{т.эксп}} = 0{,}13$, а $\eta_{\text{т.расч}} = 0{,}145$. Настоящая методика может успешно применяться, если удельная мощность источника q^2 при осуществлении проплавления меньше критической удельной мощности q_2^* начала проникновения источника вглубь материала, т. е. когда еще не происходит проникновения источника вглубь материала вследствие интенсивного испарения.

В случае глубокого проплавления металлов неподвижным электронным лучом необходимо пользоваться разработанной авторами моделью быстроуглубляющегося в материал плоского источника. В этом случае (пренебрегая теплоотдачей в атмосферу и нелинейными эффектами) задача рассматривается как простейшая линейная задача теплопроводности в неограниченной однородной среде с тепловыделением заданной мощности Q, распределенным по плоскому пятну (кругу), который движется внутрь металла в направлении действия электронного луча (рисунок).

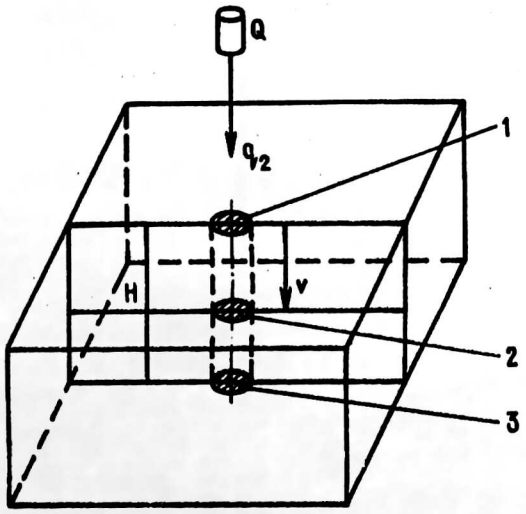


Схема быстроуглубляющегося в материал плоского источника для случая глубокого проплавления металлов неподвижным электронным лучом:
1 — начальное положение источника ($t = 0$);
2 — положение источника к моменту времени t';
3 — конечное положение источника к моменту времени t ($H = Vt$)

Влияние испарения, интенсивного перемешивания и перемещения металла с передней стенки на заднюю при движении источника и снизу вверх при неподвижном источнике не учитывалось. Тем не менее, сравнение расчетов с экспериментом показывает, что в рассматриваемом диапазоне мощностей и используемых материалов принятая модель удовлетворительно описывает протекающие процессы. Эффекты испарения, интенсивного перемешивания и другие хорошо аппроксимируются в этом диапазоне вариацией параметров модели ρ, c, λ, ε, q, $q_{эф}$. Уравнение теплопроводности в данном случае записывается в виде

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t_п} - \lambda \Delta T = \frac{Q}{\pi \varepsilon^2} \left[\theta(t_п) - \theta(t_п - t_0)\right] \delta\left(\left\{x^2 + y^2 < \varepsilon^2\right\}\right) \delta\,(z - Vt_п). \qquad (12)$$

Аналогично предыдущему случаю численным образом отсюда может быть найден объем расплава $V_{распл}$, с помощью которого рассчитан термический КПД для момента времени t. Расчетные формулы для определения объема расплава и термического КПД полностью совпадают с формулами (10), (11). Погрешность расчета термического КПД данным методом в среднем составляет также 10 %, как и для случая неподвижного равномерно распределенного кругового источника. Например, при мощности луча 3 кВт и времени его воздействия 2 с значения термического КПД соответственно равны $\eta_{т.эксп} = 0{,}31$, а $\eta_{т.расч} = 0{,}346$.

Настоящая методика может применяться, если удельная мощность источника q^2 при осуществлении проплавления неподвижным электронным лучом $q^2 > q_2^*$, т. е. когда луч имеет возможность углубиться внутрь материала.

Таким образом, установлено, что использование предложенных расчетных моделей позволяет определить величину $\eta_т$ при электронно-лучевой сварке в широком диапазоне изменения плотности мощности источника.

При небольших значениях плотности мощности, когда распространение тепла в свариваемом материале контролируется режимом теплопроводности, необходимо пользоваться моделью неподвижного равномерно распределенного кругового источника.

Если значения плотности мощности велики и взаимодействие источника с материалом сопровождается формированием глубокого канала проплавления, испарением и выбросом части металла из зоны расплава, для определения $\eta_т$ следует использовать модель быстроуглубляющегося в полубесконечное тело плоского источника.

В настоящей работе представлены новые решения для схемы неподвижного равномерно распределенного кругового источника на поверхности полубесконечного тела и схемы быстроуглубляющегося в материал плоского источника, имеющие прикладное значение.

Литература

1. Рыкалин Н. Н. Тепловые основы сварки. В 2 ч. — М.—Л.: Академия наук СССР, 1947. Ч. 1. — 272 с.

2. Рыкалин Н. Н. Производительность и эффективность процесса проплавления металла сварочной дугой// Процессы плавления основного металла при сварке. — М.: АН СССР, 1960. С. 5—70.

3. Арутюнян Р. В., Баранов В. Ю., Большов Л. А. и др. Воздействие лазерного излучения на материалы. — М.: Наука, 1989. — 367 с.

4. Березовский Б. М. Термический КПД процесса проплавления металла поверхностной сварочной дугой// Автоматическая сварка, 1979. № 10. С. 18—21.

5. Swift-Hook D. T., Gick A. E. F. Penetration welding with laser// Marchwood Engineering Laboratories. — June, 1972. R/M/N 637. P. 56—67.

NEW THEORETICAL MODELS OF ENERGY'S SOURCE DURING THE PROCESS OF WELDING BY MEANS OF STATIONARY ELECTRON BEAM

I. V. Zuev, R. V. Rodyakina, G. M. Pigolkin
Moscow Rower Engineering Institute (Technical University), Moscow, Russia

In the present work the new methods of theoretical definition of thermal efficiency during the process of metals melting by means of a stationary electron beam are presented. The various models, of sources are considered (momentary dotting, continuously acting dotting, stationary, distributed in regular intervals circular source on the surface of a half-infinite body, quickly moving inside the material flat source during the process of deep metal's melting by means of stationary electron beam). With the help of these sources it is possible to present a real source, acting during the process of material's melting.