



МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ И КРИСТАЛЛИЗАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ СВАРКЕ АЛЮМИНИЕВЫХ ПЛАСТИН

В. А. КАРХИН, д-р техн. наук (С.-Петербург. гос. техн. ун-т, РФ),
В. В. ПЛОШИХИН, д-р-инж. (Байройт ГмбХ, Германия),
Х. В. БЕРГМАН, д-р-инж. (Байройтский ун-т, Германия)

Изложен метод решения обратной квазистационарной задачи теплопроводности для определения параметров режима лазерной сварки по измеренным (заданным) характеристикам сварного шва. За целевую функцию взята сумма взвешенных квадратов разностей рассчитанных и заданных характеристик сварного шва и значений искомых параметров, а также членов регуляризации. Определена эффективная (вводимая) энергия по измеренной ширине шва и углу кристаллографической ориентации зерен металла шва при лазерной сварке алюминиевого сплава. Показано влияние режима сварки на форму сварочной ванны и микроструктуру металла шва.

Ключевые слова: моделирование, обратная задача теплопроводности, тепловые процессы, кристаллизация, лазерная сварка, алюминиевый сплав

В сварочной практике часто возникают задачи, связанные с нахождением таких параметров режима сварки, которые приводят к получению желаемых результатов (необходимым параметрам шва, требуемым свойствам металла шва и ЗТВ и др.), либо обратные задачи, когда по имеющимся экспериментальным данным (параметрам формы шва, виду микроструктуры металла шва и ЗТВ) необходимо воссоздать параметры режима, в частности, определить мощность теплового источника. Последнее относится к классу обратных задач, т. е. нахождению по следственным результатам причин их достижения [1–3].

Получить решение обратной задачи теплопроводности (ОЗТ) гораздо сложнее, чем решение прямой задачи, так как первое крайне чувствительно к погрешностям измерений. Снижение чувствительности возможно за счет использования регуляризации [1, 2]. Методы, основанные на решении ОЗТ, широко используются при исследовании и отработке тепловых режимов различных объектов авиационной, ракетно-космической техники, энергетике. В последние годы разрабатываются методы решения ОЗТ применительно к сварочным процессам [4–7].

Цель настоящего исследования — разработка метода решения обратной квазистационарной задачи теплопроводности на примере стыковой лазерной сварки пластин (рис. 1, б). Этот пример

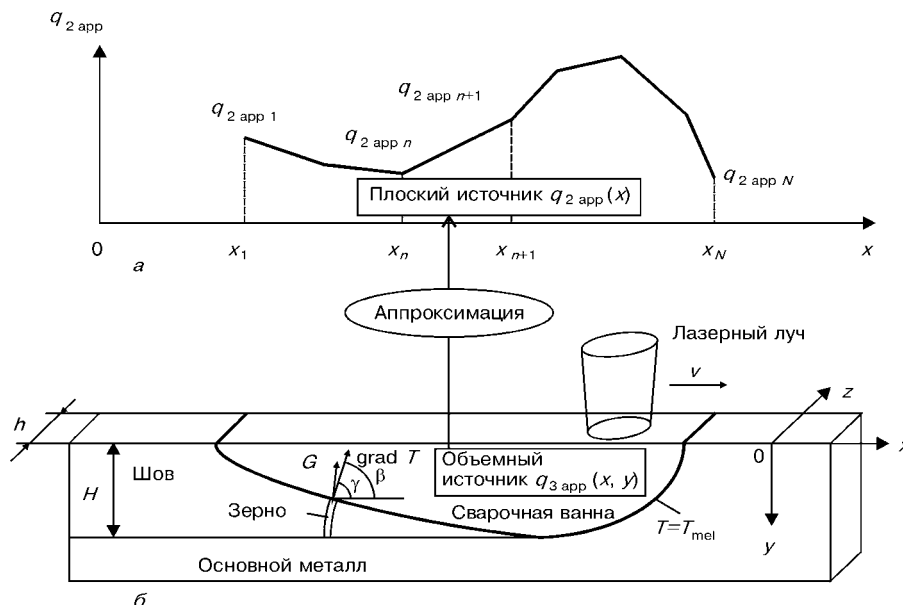


Рис. 1. Представление эквивалентного объемного источника в сварочной ванне в виде эквивалентного плоского источника на кромке пластины: a — кусочно-линейное распределение плотности эквивалентного плоского источника на кромке пластины; b — схема лазерной сварки

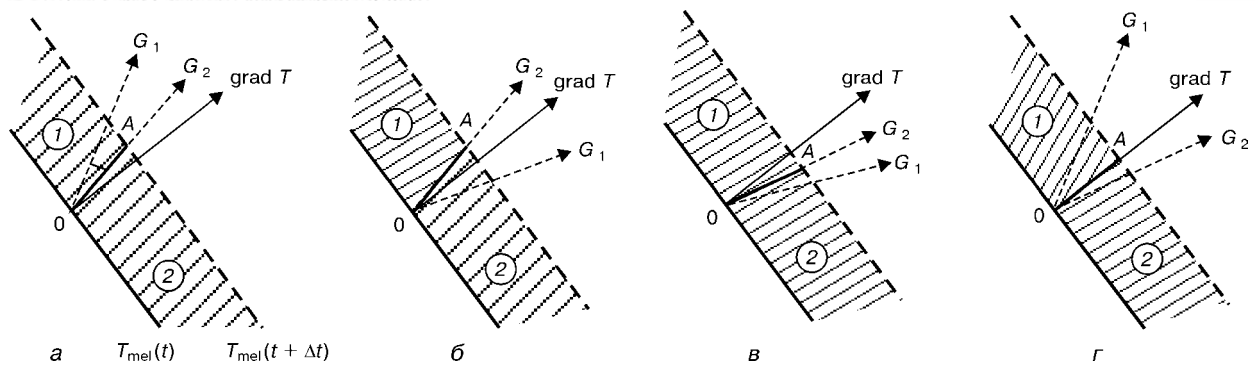


Рис. 2. Схема образования границы OA между растущими соседними зёрнами 1 и 2 на фронте кристаллизации за короткий промежуток времени Δt (G_1 и G_2 — направления кристаллографической ориентации зёрен 1 и 2)

соответствует стыковой сварке с отбортовкой кромок, наплавке кромок и т. п.

Решение прямой задачи теплопроводности.

Алгоритм решения ОЗТ основывается на решении соответствующей прямой задачи. Пусть тепловой источник (лазерный луч) движется прямолинейно вдоль оси x с постоянной скоростью v (см. рис. 1, б). Тогда квазистационарное линейное уравнение теплопроводности в подвижной системе координат x, y, z имеет вид

$$\lambda \nabla^2 T + crv \frac{\partial T}{\partial x} + q_{3 \text{ app}} = 0, \quad (1)$$

где

$$q_{3 \text{ app}} = q_{3 \text{ net}} - cr \left(w_x \frac{\partial T}{\partial x} + w_y \frac{\partial T}{\partial y} + w_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) + q_{3L}.$$

Здесь λ — теплопроводность; cr — объемная теплоемкость; $q_{3 \text{ app}}$ — плотность мощности эквивалентного объемного источника; w_x, w_y и w_z — компоненты конвективной скорости жидкости. Эквивалентный источник учитывает реальный источник, т. е. лазерный луч $q_{3 \text{ net}}$, конвекцию жидкости в сварочной ванне (слагаемое в скобках), теплоту плавления и затвердевания q_{3L} .

Допустим, что пластина относительно тонкая (нет перепада температуры по толщине, $dT/dz = 0$). Если сварочная ванна относительно длинная (имеет вытянутую форму), то объемный источник можно аппроксимировать плоским, действующим на кромке пластины (см. рис. 1). Распределение плотности мощности эквивалентного плоского источника $q_{2 \text{ app}}(x)$ представлено с достаточной точностью в виде кусочно-линейной функции (см. рис. 1, а). Тогда решение уравнения (1) для однородной пластины описывается выражением

$$T(x, y) = \frac{1}{\pi \lambda} \sum_{n=1}^{N-1} \int_{x_n}^{x_{n+1}} [q_{2 \text{ app } n} + \frac{q_{2 \text{ app } n+1} - q_{2 \text{ app } n}}{x_{n+1} - x_n} (\xi - x_n)] \exp \left[-\frac{v(x - \xi)}{2a} \right] \times (2) \\ \times K_0 \left(\frac{vr}{2a} \sqrt{1 + \frac{4ab}{v^2}} \right) d\xi + T_0; \\ r = \sqrt{(x - \xi)^2 + y^2}; \quad b = 2\alpha / (cph),$$

где a — температуропроводность; K_0 — модифицированная функция Бесселя второго рода нулевого порядка; α — коэффициент поверхностной теплоотдачи; T_0 — начальная температура; h — толщина пластины; N — количество точек задания кривой $q_{2 \text{ app}}(x)$ (см. рис. 1, а). В действительности значения плотности мощности $q_{2 \text{ app } n}$ в отдельных точках x_n ($n = 1, \dots, N$) неизвестны, они являются решением обратной задачи.

Уравнение (2) позволяет вычислять все характеристики температурного поля (максимальную температуру, температурный градиент и его направление и т. п.).

Решение прямой задачи кристаллизации.

Если при решении ОЗТ за экспериментальные данные принимаются углы кристаллографической ориентации зёрен металла шва, то необходимо решать кристаллизационную задачу, связывающую эти углы с температурным полем. Эту задачу решали методом расчета эволюции границ зёрен, основанным на следующих физических допущениях [8]:

- фронт кристаллизации задается изотермой плавления T_{mel} ;
- распределения размера и кристаллографической ориентации отдельных зёрен в основном металле известны;
- кристаллографические оси [100] и [010] всех зёрен лежат в плоскости пластины, причем за [100] принималась ось, которая отклоняется от оси y менее чем на 45° . Ось [001] перпендикулярна плоскости пластины. Таким образом, кристаллизационная задача является двухмерной, что справедливо для случая сварки тонких пластин;

— при кристаллизации новая граница OA между соседними зёрнами 1 и 2 формируется в зависимости от кристаллографических ориентаций зёрен G_1 и G_2 и направления локального температурного градиента $\text{grad } T$ на фронте кристаллизации $T = T_{\text{mel}}$ (рис. 2).

Пусть в текущий момент t граница между зёрнами на фронте кристаллизации находится в точке 0. Тогда рост границы за короткий промежуток времени Δt (точку A на фронте кристаллизации в момент $t + \Delta t$) можно определить исходя из следующего критерия селекции зёрен: то зерно, кристаллографическое направление которого ближе к направлению температурного градиента, имеет преимущество в росте перед соседним зерном (рис. 2, а-в). Если направления роста зёрен рас-

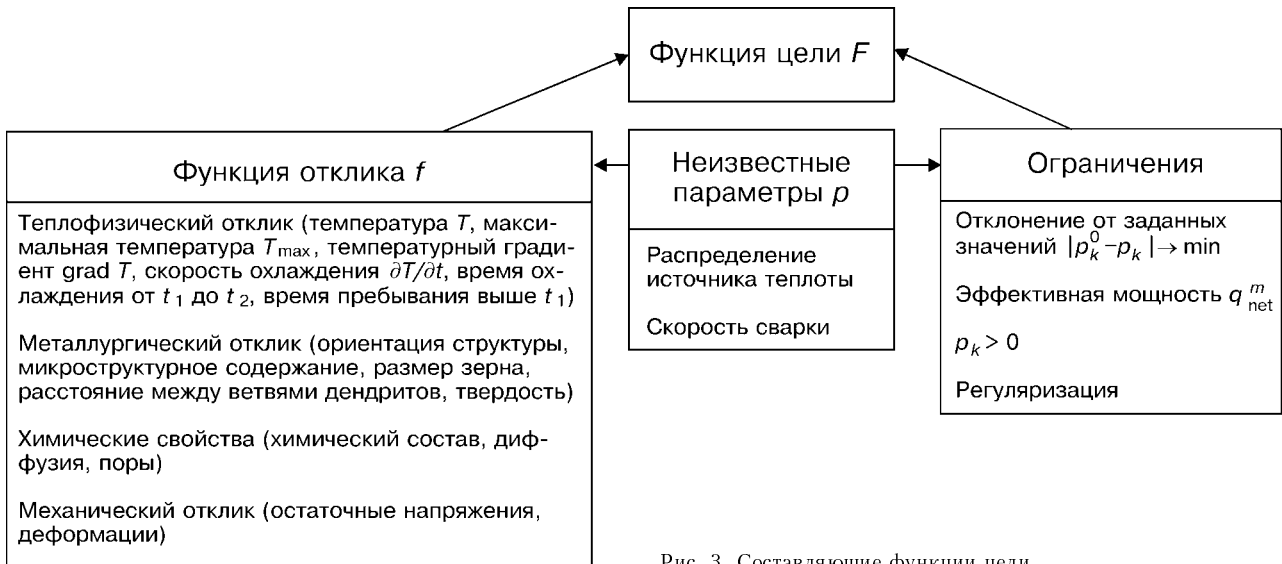


Рис. 3. Составляющие функции цели

ходятся, то новая граница совпадает с локальным температурным градиентом (см. рис. 2, з). Последнее допущение основано на экспериментальных наблюдениях, свидетельствующих о том, что в зерне 1, в котором отклонение направления роста первичных ветвей G_1 от направления температурного градиента $\text{grad } T$ больше, чем у соседнего зерна 2, вторичные ветви развиваются интенсивнее по сравнению со вторичными ветвями соседнего зерна [8].

Решением кристаллографической задачи является набор границ между всеми зернами, т. е. расчетный макрошлиф сварного шва в плоскости пластины, статистическая обработка которого дает распределения размера зерен и угла [100] направлений кристаллографической ориентации зерен γ (математическое ожидание, дисперсию и т. п.) на любом удалении от границы шва.

Принятая модель экспериментально подтверждена для случая лазерной сварки, когда за счет высоких температурных градиентов и высоких скоростей кристаллизации микроструктура сварного шва имеет ячеисто-дендритную морфологию, т. е. преимущественно состоит из первичных и третичных ветвей дендритов с ярко выраженной направленностью, соответствующей кристаллографической ориентации [8].

Решение обратной задачи. Критерием точности решения обратной задачи является следующая функция цели:

$$\begin{aligned}
 F(\mathbf{p}) = & \sum_{j=1}^J w_j^f [f_j^m - f_j(\mathbf{p})]^2 + \sum_{k=1}^K w_k^p [p_k^0 - p_k]^2 + \\
 & + w^q [q_{\text{net}}^m - q_{\text{net}}(\mathbf{p})]^2 + w_0 \sum_{n=1}^N [p_n]^2 + \\
 & + w_1 \sum_{n=1}^{N-1} [p_{n+1} - p_n]^2 + w_2 \sum_{n=1}^{N-2} [p_{n+2} - 2p_{n+1} + p_n]^2,
 \end{aligned}$$

где J — количество измерений; K — количество искомым параметров ($K \geq N$); $q_{\text{net}}^m, q_{\text{net}}$ — заданное

и расчетное значения эффективной мощности лазерного луча:

$$q_{\text{net}} = q_{\text{app}} = \frac{1}{2} h \sum_{n=1}^N p_n (x_{n+1} - x_{n-1}), \quad (3)$$

где q_{app} — мощность эквивалентного источника; $p_n = q_{2 \text{ app}}(x_n)$; $x_0 = x_1$ и $x_{N+1} = x_N$. Равенство $q_{\text{net}} = q_{\text{app}}$ в уравнении (3) следует из условия теплового баланса.

Поясним физический смысл приведенной функции F вектора искомым параметров $\mathbf{p}, \mathbf{p} = \{p_1, p_2, \dots, p_k\}$. В общем случае искомый параметр p_k может быть плотностью мощности в заданной точке, скоростью сварки и т. д. Функция отклика f (экспериментальное и расчетное значения в j -й точке, f_j^m и f_j) является теплофизической, металлургической, химической или механической характеристикой (рис. 3). Ограничения могут содержать заданное априори значение k -го параметра p_k^0 , ограничения по его знаку и величине, по эффективной мощности q_{net} и т. д. (рис. 3). Весовые коэффициенты w_j^f и w^q зависят от ошибки измерения f_j^m и q_{net}^m , а весовой коэффициент w_k^p — от допустимого изменения параметра p_k относительно заданного значения p_k^0 . Если неизвестна эффективная (вводимая) мощность q_{net}^m , то принимается $w^q = 0$. Регуляризация нулевого, первого и второго порядка (коэффициенты w_0, w_1 и w_2) позволяет сглаживать функцию распределения мощности и предписывать ее вид. Таким образом, функция цели F позволяет гибко учитывать предварительное знание физического объекта.

Решением обратной задачи по определению является глобальный минимум функции цели F . Функцию F минимизировали с помощью итерационного метода Гаусса–Ньютона [7]. При этом на каждой итерации последовательно решали прямые задачи теплопроводности и кристаллизации. Отметим, что без регуляризации решение обратной задачи может быть неустойчивым.

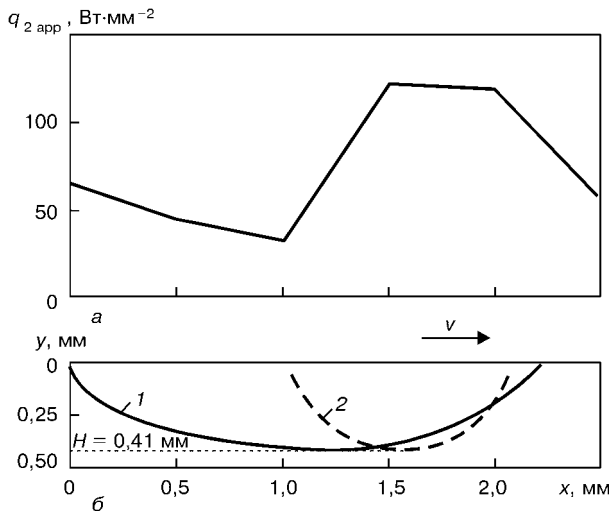


Рис. 4. Распределение плотности мощности эквивалентного плоского источника на кромке пластины (а) и форма сварочной ванны (б) при мощности лазерного луча 1700 Вт и скорости сварки 50 мм·с⁻¹: 1 — плоский источник, уравнение (2); 2 — линейный источник, уравнение (4)

Эксперимент. Кромки пластины толщиной 1,15 мм переплавляли лазерным лучом диаметром 0,6 мм. Материал — алюминиевый сплав АС 120 (1,05... 1,20 % Si и 0,36... 0,44 % Mg). Замеряли ширину шва (глубину проплавления) H на поперечных макрошлифах и угол [100] направлений кристаллографической ориентации зерен металла шва методом рентгеновской дифрактометрии [9].

Таким образом, в качестве экспериментальных значений функции отклика f^m принимались максимальная температура T_{max} , равная температуре плавления T_{mel} , при $y = H$ и средние значения угла ориентации зерен γ при заданных координатах y . За расчетные значения функции отклика f принимались максимальная температура T_{max} при $y = H$ и значения наиболее вероятного угла γ .

Анализ результатов. Задачи решали при следующих исходных данных: мощность лазерного луча $q_{\text{gross}} = 1700 \text{ Вт}$; $a = 76,30 \text{ мм}^2\cdot\text{с}^{-1}$; $\lambda = 0,175 \text{ Вт}\cdot\text{мм}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$; $T_{\text{mel}} = 890,5 \text{ К}$; $T_0 = 293 \text{ К}$; $\alpha = 0,00005 \text{ Вт}\cdot\text{мм}^{-2}\cdot\text{К}^{-1}$; $\omega_j^f = 10 \text{ К}^{-2}$, если $f_j = T_{\text{max}}$; $\omega_j^f = 1 \text{ К}^{-2}$, если $f_j = \gamma_j$; $\omega_k^p = 0$; $\omega^q = 0$; $\omega_0 = 0,0001... 0,1$; $\omega_1 = 0... 0,01$; $\omega_2 = 0... 0,01 \text{ Вт}^{-2}\cdot\text{мм}^4$. Скорость сварки изменялась в диапазоне 16,7... 50 мм·с⁻¹. При моделировании кристаллизации принимали, что распределения размера и кристаллографической ориентации зерен основного металла случайны и равномерны, начальный диаметр зерна лежит в диапазоне 20... 30 мкм. Решением обратной задачи являются значения плотности мощности $q_{2\text{ app } n}$ в фиксированных точках x_n ($n = 1, \dots, N, N = K$).

На рис. 4, а показано распределение мощности $q_{2\text{ app}}$ при скорости сварки $v = 50 \text{ мм}\cdot\text{с}^{-1}$. Максимум в передней части сварочной ванны соответствует положению лазерного луча, а некоторый подъем в хвостовой части — эффекту теплоты затвердевания. Эффективный КПД нагрева пластины лазерным лучом составляет 12,8 %, что близко к величине ($\eta = 12,0 \%$), замеренной при неподвижном луче длиной волны 1,06 мкм [10]. Передняя

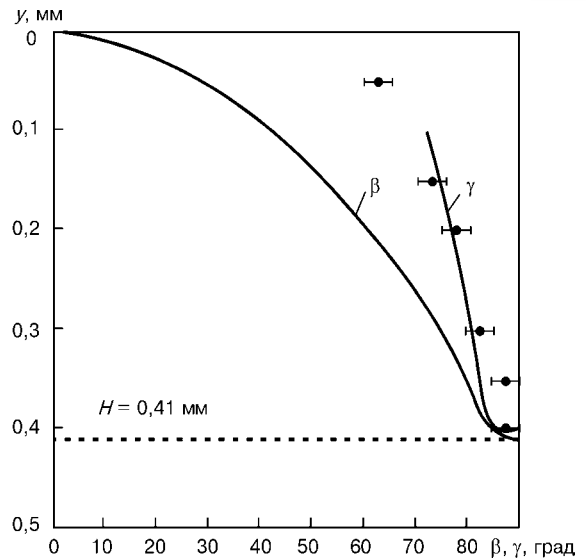


Рис. 5. Распределение углов температурного градиента β и наиболее вероятного [100] направления кристаллографической ориентации зерен γ по ширине сварного шва: сплошная кривая — расчет; точки — эксперимент

часть ванны определена приближенно, так как на ее форму и размеры не накладывалось никаких ограничений (рис. 4, б).

В сварочной практике популярны расчетные схемы простых идеализированных источников теплоты. Если далее эквивалентный источник упростить и принять сосредоточенным на линии $x = x_0$, то получается известная схема линейного источника на кромке пластины [11]:

$$T(x, y) = \frac{q_{\text{app}}/h}{\pi\lambda} \exp\left[-\frac{v(x-x_0)}{2a}\right] K_0\left(\frac{vr}{2a}\sqrt{1+\frac{4ab}{v^2}}\right) + T_0. \quad (4)$$

Отметим, что использование схемы линейного источника приводит к расчетной форме шва, близкой к полуокружности (рис. 4, б). В этом случае единственной неизвестной является величина мощности q_{app} и поэтому принципиально нельзя одновременно удовлетворить экспериментальные условия как по глубине проплавления, так и по углу ориентации зерен.

Рассчитывали наиболее вероятное значение угла γ кристаллографической ориентации зерен [100] в зависимости от координаты y (рис. 5). Видно, что угол γ относительно близок к углу температурного градиента β по всей глубине шва, за исключением небольшой зоны вблизи кромки пластины. Последнее объясняется тем, что из-за изменения направления температурного градиента селекция зерен главным образом происходит между [010] направлениями, а не между [100] направлениями кристаллографической ориентации. Иными словами, если при «вертикальном» положении температурного градиента в нижней части сварочной ванны ($\beta \approx 90^\circ$) рост зерна происходит за счет первичных дендритов [100] ориентации, то в верхней части сварочной ванны при горизонтальном положении температурного градиента ($\beta \approx 0^\circ$) рост этого же зерна реализуется за счет вторичных дендритных ветвей, имеющих соответственно [010] ориентацию.

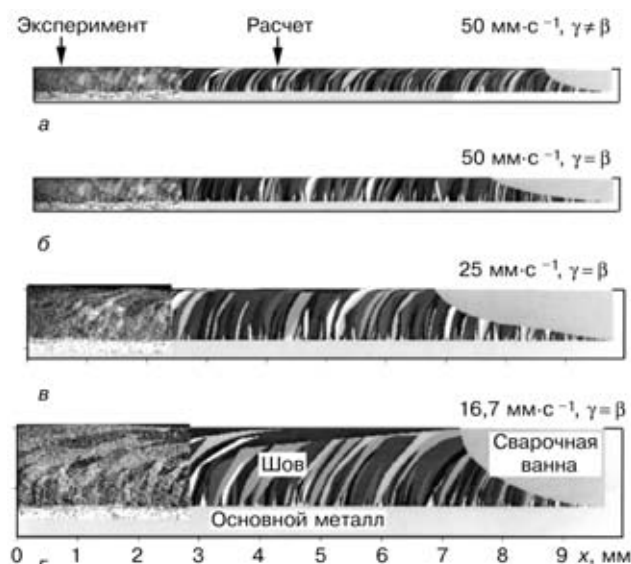


Рис. 6. Экспериментальные и расчетные продольные макрошлифы при различной скорости сварки (показана только хвостовая часть сварочной ванны)

При скорости сварки $v = 50 \text{ мм·с}^{-1}$ накладывались импульсы частотой 50 Гц, что привело к видимым полосам неоднородности на продольных макрошлифах (рис. 6, а). Видно, что расчетная граница хвостовой части сварочной ванны близка по форме темным полосам макрошлифа. Если не учитывается влияние конвекции жидкого металла сварочной ванны и тепла плавления и затвердевания (схема линейного источника на рис. 4, б), то расчетная форма шва значительно отличается от экспериментальной.

Если принять направление температурного градиента $\text{grad } T$ на фронте кристаллизации за ориентацию зерен G ($\beta = \gamma$, рис. 1), то решение обратной задачи упрощается (не надо решать кристаллизационную задачу). Однако в этом случае получается завышенная длина сварочной ванны (рис. 6, а, б).

Режим сварки оказывает существенное влияние на форму сварочной ванны и текстуру металла шва (рис. 6, б–г). Форма сварочной ванны определяет преимущественную кристаллографическую ориентацию зерен (наиболее вероятное значение угла γ). Чем вытянутее форма, тем больше угол γ . Чем шире сварочная ванна относительно размера зерен основного металла, тем интенсивнее происходит селекция зерен, что приводит к различию в текстуре и, следовательно, в свойствах между металлом шва и основным металлом. Раз-

личие увеличивается по мере удаления от границы шва.

В целом расчетная микроструктура металла шва удовлетворительно соответствует экспериментальной (рис. 6).

Отметим, что изложенная методика может быть использована и при других методах сварки плавлением.

Выводы

1. Разработанный метод решения обратной задачи теплопроводности позволяет определять режим лазерной сварки по измеренным характеристикам сварного шва.

2. Предложенная функция цели дает возможность учитывать предварительные знания о сварочном процессе.

3. Режим лазерной сварки оказывает сильное влияние на расчетную текстуру металла шва, которая зависит от формы сварочной ванны и отношения размера зерна основного металла и ширины шва.

1. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. — М.: Наука, 1979. — 288 с.
2. Бек Дж., Блакуэлл Б., Сент-Клер Ч. Некорректные обратные задачи теплопроводности. — М.: Мир, 1989. — 310 с.
3. Kurpisz K., Nowak A. J. Inverse thermal problems. — Southampton, Boston: Comput. Mech. Publ., 1995. — 258 p.
4. Beck J. V. Inverse problems in heat transfer with application to solidification and welding // Modeling of casting, welding and advanced solidification processes / Eds. M. Rappaz, M. R. Ozgu, K. W. Mahin. — 1991. — P. 503–514.
5. Zabaras N. Inverse modeling of solidification and welding processes // Ibid. — 1991. — P. 523–530.
6. Al-Khalidy N. Two-dimensional inverse phase change problem // Advanced computational methods in heat transfer / Eds L. C. Wrobel, G. Comini, C. A. Brebbia, A. J. Nowak. — Southampton, Boston: Comput. Mech. publ. — 1996. — Vol. 4. — P. 427–437.
7. Inverse modelling of the heat input distribution during deep penetration laser and electron beam welding / V. A. Karkhin, A. S. Ilyin, V. V. Plochikhine, H. W. Bergmann // 8th conf. on laser mater. processing in the nordic countries / Eds F. O. Olsen, J. K. Kristensen. — Copenhagen, 13–15 Aug., 2001. — P. 289–300.
8. Ploshikhin V. V., Bergmann H. W. Simulation of grain structures in laser beam welds undergoing the planar solidification mode // Mathematical modelling of weld phenomena / Ed. H. Cerjak. — London: The Inst. of Mater. — 1998. — Vol 4. — P. 150–165.
9. Bergmann H. W., Mayer S., Mueller K., Ploshikhin V. V. Texture evolution in laser beam welds undergoing the planar solidification mode // Ibid. — P. 166–183.
10. Dausinger F. Strahlwerkzeug Laser: Energieeinkopplung und prozesseffektivitaet. — Stuttgart: Teubner Verlag, 1995.
11. Boulton N. S., Lance Martin H. E. Residual stresses in arc-welded plates // Proc. Inst. Mech. Eng. — London, 1936. — Vol. 133. — P. 295–348.

Described is the method for solving the inverse quasi-stationary problem of thermal conductivity to determine parameters of laser welding by measured (assigned) characteristics of the weld. The sum of weighted squares of differences between the calculated and assigned characteristics of the weld and values of the parameters to be determined, as well as the regularisation terms, was used as the criterion function. The effective energy input was determined from the measured weld width and angle of crystallographic orientation of grains of the weld metal in laser welding of aluminium alloy. The effect of welding conditions on the shape of the weld pool and microstructure of the weld metal is shown.

Поступила в редакцию 12.01.2002