

ЛИТЕРАТУРА

1. Дремин А. Н. Критический диаметр детонации жидких ВВ // Докл. АН СССР.— 1962.— 147, № 4.— С. 870.
2. Дремин А. Н., Трофимов В. С. Расчет критических диаметров детонации жидких ВВ // ПМТФ.— 1964.— № 1.— С. 126.
3. Дремин А. Н., Савров С. Д., Трофимов В. С. и др. Детонационные волны в конденсированных средах.— М.: Наука, 1970.— 162 с.
4. Enig J. W., Petrone F. J. The failure diameter theory of Dremmin // Proc. Fifth Symp. (Int.) on Detonation, ACR-184, Office of Nav. Res., Arlington, Va, 1970, 99.
5. Гамезо В. Н., Кондриков Б. Н. Расчет критических характеристик распада нитрометана и тротила по зависимости критического диаметра детонации от температуры: IV Всесоюз. совещ. по детонации, доклады, Телави, 1988.— Т. 1.— С. 111.
6. Гамезо В. Н., Козак Г. Д., Кондриков Б. Н. и др. Кинетика химических реакций при детонации солей нитрометана с серной кислотой // Химическая физика процессов горения и взрыва. Кинетика химических реакций: Материалы 9-го Всесоюз. симп. по горению и взрыву.— Черногоровка, 1989.— С. 110.
7. Козак Г. Д., Кондратьев В. В., Кондриков Б. Н. и др. Распространение детонации в тонком слое взрывоопасного вещества // Первый Всесоюз. симп. по макроскопической кинетике и химической газодинамике.— Черногоровка, 1984.— Т. 1. ч. 2.
8. Козак Г. Д., Кондриков Б. Н., Обломский В. Б. Спиновая детонация в твердых веществах // ФГВ.— 1989.— 25, № 4.— С. 86.
9. Campbell A. W., Holland T. E., Malin M. E. et al. Detonation phenomena in homogeneous explosives // Nature.— 1956.— 178.— N 4523.— P. 38.
10. Садовский М. А. Механическое действие воздушных ударных волн взрыва по данным экспериментальных исследований // Физика взрыва, № 1.— М.: Изд-во АН СССР, 1952.— 20 с.
11. Urtiew P. A., Kusubov A. S. Wall traces of detonation in nitromethane-acetone mixtures // Proc. Fifth Symp. (Int.) on Detonation, ACR-184, Office of Nav. Res., Arlington, Va, 1970, 105.
12. Андреев С. Г., Жученко В. С., Зюзин В. В. и др. Продольно-поперечная неустойчивость ускоряющихся иницирующих ударных волн // ФГВ.— 1991.— 27, № 1.— С. 139.
13. Persson P. A., Bjannholt G. A photographic technique for mapping failure waves and other instabilizing phenomena in liquid explosive detonation // Proc. Fifth Symp. (Int.) on Detonation, ACR-184, Office of Nav. Res., Arlington, Va, 1970, 115.
14. Кондриков Б. Н., Сумин А. Н. Уравнение состояния газов при высоком давлении // ФГВ.— 1987.— 23, № 1.— С. 114.

г. Москва

Поступила в редакцию 26/VII 1991

УДК 621.791

М. С. Качан, Е. П. Курочкина

ТЕПЛОВАЯ ДИНАМИКА СВАРНОГО ШВА ПРИ СОУДАРЕНИИ ПЛАСТИН ИЗ РАЗЛИЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Решена несимметричная многофронтная задача Стефана для случая соударения пластин из меди и стали. В отличие от симметричной задачи здесь отмечено появление приконтактных твердых зон в обеих пластинах. Расплав полностью затвердевает за 3 мкс, что соизмеримо с временем возможного прихода растягивающих напряжений.

Процесс образования оплавленной зоны в результате соударения пластин описан в работах [1, 2]. Тепловой режим сварного шва (особенно толщина оплавленной зоны и время затвердевания) имеет принципиальное значение для качества сварки. Приходящие в зону шва после периода высоких давлений волны разгрузки могут привести к возникновению растягивающих напряжений, препятствующих сварке. Необходимо, чтобы к моменту прихода волн разгрузки шов успел затвердеть и достаточно остыть. К настоящему времени уже выполнены экспериментальные [3, 4] и теоретические [4, 5] исследования температурного режима шва. Соответствующая задача Стефана для модели плоского соударения одинаковых пластин и динамика межфазной границы рассчитаны в [6]. Практически важное значение имеет исследование

тепловой динамики сварного шва, образованного при соударении пластин из различных материалов.

В данной работе решается несимметричная задача Стефана, связанная с локальным мгновенным выделением тепла в результате высокоскоростного соударения пластин.

Аналогично работе [6] считается, что в безграничной среде с равномерной начальной температурой T_0 в момент времени $t = 0$ на плоскости $x = 0$ происходит мгновенное выделение тепла с постоянной поверхностной плотностью Q . Математическая постановка задачи сводится к следующему виду:

$$\begin{aligned} \rho_i c_i(T) \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_i(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right), \\ i &= 1, -X_1 \leq x < 0; \quad i = 2, 0 < x \leq X_2, \\ \frac{\partial T}{\partial x} &= 0, \quad x = -x_1, x = x_2, \quad \left[\lambda_i(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right] = 0, \quad x = 0, \\ T(x, 0) &= T(x), \quad T(\xi_i, t) = T_{i*}, \\ \pm \left[\lambda_i(T_{i*}) \frac{\partial T}{\partial x} \right] &= \rho_i L_i(T_{i*}) \frac{d\xi_i}{dt}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь выражения в квадратных скобках означают разность значений указанной функции справа и слева от данной точки, причем знаки плюс и минус соответствуют случаям расположения жидкой фазы слева и справа от границы фазового перехода соответственно; c_i , λ_i , ρ_i , L_i — удельная теплоемкость, теплопроводность, плотность и теплота фазового перехода; $\xi_i(i)$ — положение движущейся границы раздела фаз; T_{i*} — температура плавления. В начальный момент времени при $-\xi_1(0) < x < \xi_2(0)$ среда находится в жидкой фазе, а при $|x| > \xi_i(0)$ — в твердой. В данной задаче нет симметрии относительно оси $x = 0$, считается, что $x < 0$ — область первого материала, $x > 0$ — второго, $x = 0$ — точка контакта материалов. Далее вводятся безразмерные параметры:

$$q_i = \frac{L_i}{L_i + c_{i,s}(T_{i*})(T_{i*} - T_0)}$$

отношение теплоты фазового перехода к удельной тепловой энергии, необходимой для прогрева вещества с T_0 до T_{i*} и последующего плавления;

$$\delta_i = \frac{Q^0 q_i}{L_i \rho_i}$$

пространственный масштаб — ширина расплавленной зоны каждого материала, когда тепло Q^0 (часть Q) было бы затрачено на прогрев пластины до критической температуры и оплавления, q_i в этом случае имеет физический смысл доли тепла, затраченной на фазовый переход; за характерный масштаб времени t_m принимается наименьшее из времен

$$t_i = \frac{\rho_i c_{i,s}(T_{i*}) \delta_i^2}{\lambda_{i,s}(T_{i*}) (1 - q_i)^2}$$

(параметры твердой фазы обозначены индексом s).

С помощью новых переменных

$$\begin{aligned} r &= x/\delta, \quad \zeta_i = \xi_i/\delta_i, \quad \tau = t/t_m, \\ c_i^0 &= c_i(T)/c_{i,s}(T_{i*}), \quad \lambda_i^0 = \lambda_i(T)/\lambda_{i,s}(T_{i*}), \\ \Theta &= (T - T_0)/(T_{m*} - T_0) \end{aligned}$$

систему (1) можно переписать в следующем виде:

$$\begin{aligned} B_i (1 - q_i)^2 c_i^0(\Theta) \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} &= \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_i^0(\Theta) \frac{\partial \Theta}{\partial r} \right), \\ i &= 1, \quad -X_1^0 \leq r < 0; \quad i = 2, \quad 0 < r \leq X_2^0, \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial r} = 0, \quad r = -X_1^0, \quad r = X_2^0, \quad (2)$$

$$D_1 \lambda_1^0(\Theta) \frac{\partial \Theta}{\partial r} = D_2 \lambda_2^0(\Theta) \frac{\partial \Theta}{\partial r}, \quad r = 0,$$

$$\Theta(\zeta_{i,l}, \tau) = \Theta_{i*}, \quad \Theta(r, 0) = \Theta(r),$$

$$\left[\frac{\partial \Theta}{\partial r} \right] = + A_i \frac{d\zeta_{i,l}}{d\tau}.$$

Здесь $B_i = t_i/t_m$; $\Theta_{i*} = (T_{i*} - T_0)/(T_{m*} - T_0)$;

$$D_i = \frac{\lambda_{i,s}(T_{i*}) \rho_i L_i q_m}{\lambda_{m,s}(T_{m*}) \rho_m L_m q_i};$$

$$A_i = \frac{(1 - q_i)^2 B_i T_{i*} L_i}{c_{i,s}(T_{i*}) (T_{i*} - T_0)};$$

l — номер фазового фронта в i -м материале; индекс m соответствует параметрам материала с наименьшим характерным масштабом времени.

Для симметричной задачи, когда материалы одинаковые, берем $B_i = D_i = \Theta_{i*} = 1$ и $A_1 = A_2$, $q_1 = q_2$.

Для нестационарной задачи теплопроводности с одной границей фазового перехода, к которой сводится симметричный случай высокоскоростного соударения одинаковых пластин, в [6] разработан и реализован численный метод, основанный на использовании дифференциальной прогонки [7]. При соударении пластин из различных материалов непосредственно применить метод, изложенный в [6], невозможно. Интегрирование необходимо проводить по всей области, учитывая движение фронтов фазового перехода, которых может быть больше двух. Это обусловлено тем, что внутри жидкой фазы возможно появление твердой, так как температуры плавления материалов различны. Трудность состоит еще в том, что для внутренних областей, ограниченных с обеих сторон фазовыми фронтами, не заданы граничные условия для прогоночных функций (применяется метод встречных прогонок из центра области к фронтам фазового перехода).

Для разрешения этой проблемы применяется метод шивки решений. Вся рассматриваемая область разбивается на $L + 1$ самостоятельных областей (L — количество фронтов фазового перехода). В центре каждой внутренней области выбирается точка шивки r_g , позволяющая разбить рассматриваемое пространство на подобласти, в каждой из которых находится по одной границе фазового перехода. К каждой из подобластей применяется метод, описанный в [6]. В точках разрыва ставятся граничные условия

$$G(r_{g,l}, \tau + h_\tau) = G_{g,l},$$

$$[\Theta(G_{g,l}, \tau + h_\tau)] = 0, \quad r = r_g, \quad l = 1, \dots, L - 1,$$

$$G(r, \tau + h_\tau) = \lambda^0 \frac{\partial}{\partial r} \Theta(r, \tau + h_\tau).$$

Система (2) аппроксимируется конечными разностями: по времени — неявная схема первого порядка и разностная схема первого порядка — по пространственной координате

$$B_i (1 - q_i)^2 c_i^0 (\Theta_{i,k}^{n+1} - \Theta_{i,k}^n) / h_\tau = (G_{i,k+1}^{n+1} - G_{i,k}^{n+1}) / h_{i,k},$$

$$G_{i,k+1}^{n+1} = \lambda_i^0 (G_{k+1}^{n+1}) (\Theta_{i,k+1}^{n+1} - \Theta_{i,k}^{n+1}) / h_{i,k},$$

$$G_{1,1}^{n+1} = 0, \quad G_{2,K}^{n+1} = 0, \quad D_1 G_{1,M}^{n+1} = D_2 G_{2,M}^{n+1},$$

$$A_i (\zeta_{i,l}^{n+1} - \zeta_{i,l}^n) / h_\tau = [G_i^{n+1}(\zeta_{i,l}^{n+1})],$$

$$\Theta_i^{n+1}(\zeta_{i,l}^{n+1}) = \Theta_{i*}.$$

Здесь n — номер временного слоя; $k = 1, \dots, K$ — номер узла простран-

ственной сетки; M — точка контакта материалов; h_τ — шаг по времени; $h_{i,k}$ — пространственный шаг. В уравнении движения фазового фронта (условие Стефана) сеточные функции $G_{i,k}$, $\Theta_{i,k}$ переводятся в непрерывные G_i , Θ_i . На новом временном слое строится прогоночное соотношение

$$G_k = Z_k \Theta_k + P_k G_{g,l} + S_k,$$

где l — индекс узла сшивки.

Для двух крайних областей $P_k = 0$. Рекуррентные формулы для прогоночных коэффициентов примут вид

$$\begin{aligned} Z_{k+1} &= (F_k + f_k Z_k) / U, \\ P_{k+1} &= f_k P_k / U, \\ S_{k+1} &= -(F_k \Theta_k^n - f_k S_k) / U, \\ U &= (F_k + f_k (Z_k + u_{k+1})) / u_{k+1}, \\ F_k &= \frac{B_i (1 - b_i)^2 c_i^0 (\Theta_k^{n+1})}{h_\tau}, \\ u_{k+1} &= \frac{\lambda_i^0 (\Theta_{k+1}^{n+1})}{h_{i,k}}, \\ f_k &= 1 / h_{i,k}. \end{aligned}$$

Начальные значения в узле сшивки:

$$Z_{k,l} = 0, P_{x,l} = 1, S_{k,l} = 0,$$

а величины $c_i^0 (\Theta_k^{n+1})$ и $\lambda_i^0 (\Theta_{k+1}^{n+1})$ экстраполированы с n -го временного слоя.

Положение фронта фазового перехода на новом временном слое находится из формулы

$$\xi_{i,k}^{n+1} = \frac{R \xi_{i,k}^n + (Z_0^+ - Z_0^-) \Theta_* + P_0^+ G_g^+ - P_0^- G_g^- + S_0^+ - S_0^-}{R - (Z_1^+ - Z_1^-) \Theta_* - P_1^+ G_g^+ + P_1^- G_g^- - S_1^+ + S_1^-},$$

где $R = \pm A_i / h_\tau$. Для коэффициентов линейной интерполяции справедливы соотношения

$$w_0 = 0,5 (w_{k+1} + w_k), w_1 = (w_{k+1} - w_k) / (r_{k+1} - r_k),$$

под w_0 подразумеваются соответственно Z_0 , P_0 , S_0 , а под w_1 — Z_1 , P_1 , S_1 ; $k+1$ и k — номера узлов сетки, где в интервале между ними располагается фронт фазового перехода, верхние индексы $+$ и $-$ используются для обозначения прогоночных коэффициентов во встречной прогонке.

Чтобы на каждом итерационном шаге не проводить обратную прогонку для G_g , устанавливается линейная связь между температурой в точке сшивки Θ_g и температурой на противоположном конце прогоночного интервала Θ_{i+1} , а также искомым значением G_g :

$$\Theta_g = W_1 \Theta_{i+1} + W_2 G_g + W_3.$$

Значения W_1 , W_2 , W_3 находятся из рекуррентных соотношений

$$\begin{aligned} W_1 &= \frac{W_1 (u_{k+1} - Z_{k+1})}{u_{k+1}}, \\ W_2 &= \frac{W_2 (u_{k+1} - Z_{k+1})}{u_{k+1}} - \frac{P_{k+1}}{u_{k+1}}, \\ W_3 &= \frac{W_3 (u_{k+1} - Z_{k+1})}{u_{k+1}} - \frac{S_{k+1}}{u_{k+1}}, \end{aligned}$$

полученных с помощью формулы обратной прогонки

$$\Theta_k = \frac{\Theta_{k+1} (u_{k+1} - Z_{k+1}) - G_g P_{k+1} - S_{k+1}}{u_{k+1}}.$$

Начальные значения для W_1, W_2, W_3 : $W_1 = 1, W_2 = W_3 = 0$. Температура во внешней точке определяется на каждом итерационном шаге после того, как для уточненных значений G_g найдена новая величина ξ из следующей системы уравнений:

$$\Theta_{k+1} = \Theta_* + 0,5 \left(\frac{G_{k+1}}{\lambda_{k+1}^0} + \frac{G_j}{\lambda_j^0} \right),$$

$$G_{k+1} = Z_{k+1}\Theta_{k+1} + P_{k+1}G_g + S_{k+1},$$

$$G_j = Z_j\Theta_* + P_jG_g + S_j,$$

где j — точка нового положения фронта фазового перехода, а $Z_j, P_j, S_j, \lambda_j^0$ — проинтерполированные значения сеточных функций в эту точку с помощью линейных формул.

В итерационной процедуре нахождения параметров сшивки использовался метод Ньютона для решения системы нелинейных уравнений [8], производные от функционалов по искомым величинам определялись разностным способом. Точка контакта материалов также была взята за точку сшивки, параметром сшивки здесь служило G в этой точке, взятое с левой стороны. Значение G справа находилось по G слева, исходя из граничного условия в точке контакта. Приведенный здесь алгоритм многофронтальной задачи Стефана реализован в программе на языке ПАСКАЛЬ (Турбо-Паскаль, версия 5.0).

Первая серия расчетов проведена для симметричного случая, когда соударяющиеся пластины одинаковы. Распределение температуры в начальный момент времени имеет ступенчатый вид:

$$\Theta_0(r) = \Theta_{\max} \text{ при } -\xi_0 < r < \xi_0,$$

$$\Theta_0(r) = 0 \text{ при } \xi_0 \leq |r| \leq X^0.$$

ξ_0 имеет физический смысл полуширины зоны начального тепловыделения. Теплофизические свойства материалов и другие физические величины взяты из [9, 10]. Согласно [4], $T_0 = 400^\circ\text{C}$, а энергия удара пластины $Q = 3 \text{ кал/см}^2$. В данной работе считалось, что ширина каждой пластины 5 мм, $Q^0 = 0,5 Q$ и $\Theta_{\max} = 4$. В случае симметричной задачи $B_i = D_i = \Theta_{i*} = 1$. Расчеты проводились для меди и для Ст. 25, для которых характерные масштабы приведены ниже:

	Длина, м	Время, с	q_i	A_i
Медь	$2,2 \cdot 10^{-5}$	$1,4 \cdot 10^{-5}$	0,32	0,22
Ст. 25	$1,33 \cdot 10^{-5}$	4,3	0,19	0,15

В результате анализа фазовых переходов в сварном шве получено:

	ξ_0 , мкм	ξ_{\max} , мкм	t_{\max} , мкс	t_z , мкс
Медь — медь	3,625	6,23	0,26	1,53
Ст. 25 — Ст. 25	1,94	3,87	1,34	6

Здесь ξ_0 и ξ_{\max} — начальная и максимальная полуширины расплавленной зоны; t_{\max} — время, при котором достигается ξ_{\max} ; t_z — время затвердевания расплава. Динамика фазовых переходов показана на рис. 1: кривая 4 для меди, 2 — для Ст. 25. На рис. 2 для меди (кривая 1) и Ст. 25 (кривая 2) показано изменение максимальной температуры со временем.

При соударении пластин из различных материалов уже нельзя выделить какой-то один независимый характерный параметр, как в [6]: q , определяются свойствами материалов, а B_i, D_i, A_i, Q_{i*} зависят еще от свойств соседней пластины.

В данной работе динамика фазовых переходов в сварном шве анализировалась на примере медь — Ст. 25. Теплофизические свойства материалов считались как постоянными, так и переменными (зависящими от температуры). При этом существенных различий в основных результатах не наблюдается. Результаты расчетов показали, что величины g :

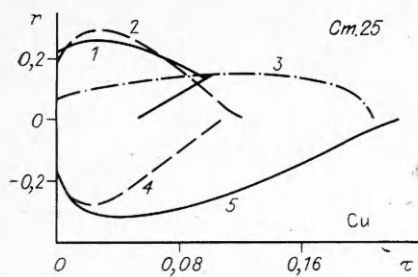


Рис. 1.

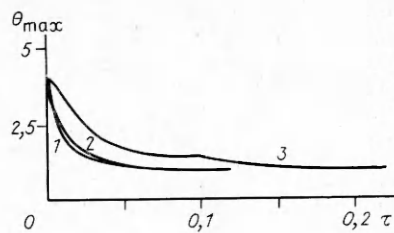


Рис. 2.

те же, что и в симметричном случае, а $B_1 = D_1 = 1$, $A_1 \approx 0,22$ для меди, $B_2 \approx 3,48$, $D_2 \approx 0,16$, $A_2 \approx 0,79$ для Ст. 25.

Анализ проводился с приведенными выше начальными значениями. Получено, что $\xi_{0,1} \approx 3,6$ мкм, $\xi_{0,2} \approx 2,78$ мкм, $\xi_{1,\max} = 7,14$ мкм при $t_{1,\max} = 0,6$ мкс и $\xi_{2,\max} \approx 3,4$ мкм при $t_{2,\max} = 0,4$ мкс, $t_{2,z} \approx 1,38$ мкс, $t_z \approx 3,17$ мкс. Сама динамика фазовых превращений в сварном шве показана на рис. 1 для случая с переменными теплофизическими свойствами. Кривые 5 и 1 разграничивают жидкую и твердую фазы. Видно, что сначала для стали при $\tau \approx 0,053$ наблюдается существование приконтактной твердой зоны, расплав начинает затвердевать изнутри от точки контакта материалов.

Таким образом, внутри жидкой фазы возникает твердый «островок». Далее сталь затвердевает с обеих сторон и максимум температуры находится в стали (см. рис. 1, 3). При $\tau \approx 0,2$ и медь затвердевает от точки контакта материалов. Положение максимума температуры перемещается в медь. На рис. 2, 3 показано изменение θ_{\max} со временем, наличие двух полочек связано с существованием приконтактных слоев и дальнейшим затвердеванием материалов.

В заключение можно отметить, что, поскольку при исследовании динамики фазовых превращений в сварном шве вводится ряд параметров, характерных для конкретной пары материалов, анализироваться должна именно данная пара. Для другой пары материалов будет иная динамика фазовых превращений. В данной работе разработан алгоритм решения несимметричной многофронтной задачи Стефана и проведен анализ тепловой динамики сварного шва при соударении пластин из меди и стали. В отличие от симметричной задачи здесь отмечено появление по ходу процесса приконтактных твердых зон в обеих пластинах. Полное затвердевание расплава осуществляется за время ~ 3 мкс, что соизмеримо с временем возможного прихода растягивающих напряжений.

Авторы благодарят В. Н. Штерна и М. В. Башкатова за оказанную помощь при постановке задачи и разработке алгоритма.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дерibas А. А. Физика упрочнения и сварки взрывом.— Новосибирск: Наука, 1980.
2. Кудинov В. М., Коротеев А. Я. Сварка взрывом в металлургии.— М.: Металлургия, 1978.
3. Ишуткин С. И., Кузьмин Г. Е., Пай В. В. К термопарным измерениям температуры при ударном сжатии металлов // ФГВ.— 1986.— 22, № 5.— С. 96.
4. Захаренко И. Д. Сварка металлов взрывом.— Минск: Наука и техника, 1990.
5. Гельман А. С. Численный метод решения задачи о стационарном горении при наличии двух зон горения // ФГВ.— 1974.— 10, № 6.— С. 898.
6. Качан М. С., Штерн В. Н. Сварка взрывом и задачи Стефана // Там же.— 1979.— 15, № 2.— С. 119.
7. Гольдштик М. А., Штерн В. Н. Гидродинамическая устойчивость и турбулентность.— Новосибирск: Наука, 1977.
8. Калиткин Н. Н. Численные методы.— М.: Наука, 1978.
9. Чиркин В. С. Теплофизические свойства материалов ядерной техники.— М.: Атомиздат, 1968.
10. Таблицы физических величин: Справочник/Под ред. И. К. Кикоина.— М.: Атомиздат, 1976.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 21/XII 1990