

МОДЕЛЬ ВОЛНООБРАЗОВАНИЯ ПРИ СВАРКЕ ВЗРЫВОМ

В. М. Корнев, И. В. Яковлев
(Новосибирск)

В теоретических исследованиях процесса сварки взрывом [1, 2] особое место занимает проблема волнообразования на границе раздела соударяющихся поверхностей. К настоящему моменту известно около десяти моделей волнообразования, рассматриваемых в самых разных постановках. Каждая из них подкрепляется теми или иными экспериментами, но пока ни одна из этих моделей не может претендовать на роль общей теории, описывающей поведение контактной границы соударяющихся металлических поверхностей [3].

При соударении в покоящейся пластине возникают в зоне контакта и ее окрестности большие сжимающие напряжения, которые могут привести к образованию напряженного поверхностного слоя [4]. Предлагаемая работа является дальнейшим развитием схемы деформирования, описанной в [4]. Рассматривается классическая схема метания скользящей детонационной волной металлической пластины на неподвижную (рис. 1, а; D — скорость детонации взрывчатого вещества, v — скорость метаемой пластины, v_c — условная скорость точки контакта, $H+h$ — толщина покоящейся пластины).

На рис. 1, в приведена качественная картина [5, 6] изменения давления в неподвижной пластине вблизи поверхности контакта (система координат перемещается со скоростью v_c). Отметим, что максимальное давление в медной пластине, зафиксированное в экспериментах, находится в пределах 40—90 кбар (измерения проводились на расстоянии от 4 до 20 мм от поверхности соударения), что существенно превосходит динамический предел упругости испытанных материалов. Если скорость точки контакта меньше скорости распространения пластических волн, то зона сжимающих напряжений охватывает некоторую область впереди точки контакта. На рис. 1, а штриховкой показана область максимальных сжимающих напряжений длиной L и толщиной h .

Рассмотрим процесс динамического выпучивания на переменном интервале этого сжатого слоя, моделируемый динамическим выпучиванием при постоянном нагружении упругопластического слоя [7—10], покоящегося на упругом основании (см. рис. 1, б):

$$TIw_{xxxx} + kw + Nw_{xx} + \rho Fw_{tt} = f(x, t) - N(w_{0,xx} + w_{1,xx}). \quad (1)$$

Здесь w — нормальный прогиб слоя; x и t — продольная координата и время; T — приведенный модуль; w_0 и w_1 — начальные неправильности и смещение нейтральной плоскости линии сечений слоя; $F = Hb$ и $I = b/h^3[12(1-\nu^2)]^{-1}$ — площадь и момент инерции поперечного сечения;

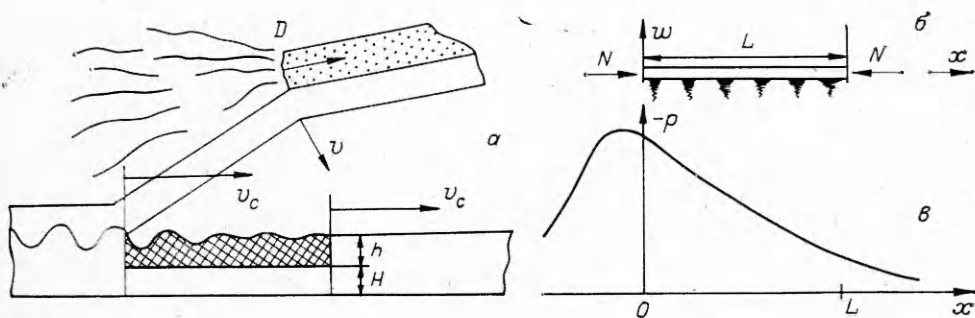


Рис. 1.

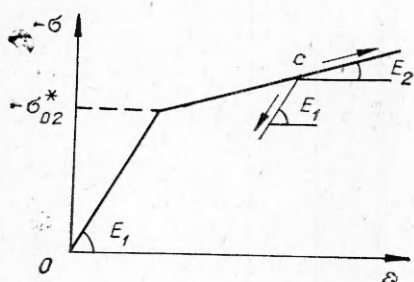


Рис. 2.

пластины. Примем, что для материала слоя в условиях плоской деформации имеет место упрощенная диаграмма $\sigma - \varepsilon$. На рис. 2 E_1 — модуль упругости, E_2 — касательный модуль, модуль разгрузки совпадает с E_1 , σ_{02}^* — динамический предел упругости материала при сжатии. Здесь $E_2 \ll E_1$, а процесс догрузки и разгрузки материала из точки c идет по разным путям.

Оценим порядки величин, входящих в (1) и (2). Начнем с упруго-пластических свойств материалов при интенсивном нагружении. Анализ имеющихся экспериментальных данных (см., например, [13, 14]) позволил составить табл. 1 для стальных, медных, алюминиевых и титановых сплавов. Видно, что $E_2/E_1 = 10^{-2} \ll 1$.

Оценим приведенный модуль T и максимальное смещение нейтральной плоскости $\max |w_1|$ (см. [15], с. 90, 91). Исходные формулы и упрощенные соотношения приведены в табл. 2 (в первой строке даны соотношения для двухслойного сечения, во второй — для прямоугольного).

При $E_2 \ll E_1$ имеем

$$T = 0(E_2), \max |w_1| = h/2. \quad (3)$$

Так как $|w_1| \ll h/2$, можно пренебречь в (1) членом $w_{0,xx}$, опустим и член $f(x, t)$, характеризующий неизвестную нормальную нагрузку. Приведенная плотность больше плотности материала неподвижной пластины [11], поскольку ρ учитывает присоединенную массу, однако $\rho = 0(\rho_0)$, где ρ_0 — плотность материала покоящейся пластины.

Итак, получены оценки всех величин, входящих в уравнение (1).

Следуя работе [7], найдем критическую нагрузку Эйлера для слоя при простейших краевых условиях

$$\begin{aligned} TIW_{xxxx} + kW + NW_{xx} &= 0, \\ W = W_{xx} &= 0 \text{ при } x = 0, L. \end{aligned} \quad (4)$$

Решение сформулированной задачи (4) очевидно:

$$W_m = A_m \sin \frac{m\pi x}{L}, \quad N_m = TI \left(\frac{m\pi}{L} \right)^2 + k \left(\frac{m\pi}{L} \right)^{-2}, \quad (5)$$

где A_m — произвольная амплитуда формы потерн устойчивости с номером

Таблица 1			Таблица 2			
Материал	E_1 , кг/см ²	E_2 , кг/см ²	T		$\max w_1 $	
			$E_2=0(E_1)$	$E_2 \ll E_1$	$E_2=0(E_1)$	$E_2 \ll E_1$
Сталь	$2,1 \cdot 10^6$	$1,0 \div 7,0 \cdot 10^4$				
Медь	$1,0 \cdot 10^6$	$0,8 \div 1,2 \cdot 10^4$	$\frac{2E_1 E_2}{E_1 + E_2}$	$2E_2$	$\frac{h}{2} \frac{E_1 - E_2}{E_1 + E_2}$	$\frac{h}{2}$
Алюминий	$7,0 \cdot 10^5$	$5,0 \div 8,0 \cdot 10^3$	$\frac{4E_1 E_2}{\sqrt{E_1} + \sqrt{E_2}}$	$4E_2$	$\frac{h}{2} \frac{\sqrt{E_1} - \sqrt{E_2}}{\sqrt{E_1} + \sqrt{E_2}}$	$\frac{h}{2}$
Титан	$1,0 \cdot 10^6$	$1,0 \div 1,5 \cdot 10^4$				

m ($m = 1, 2, \dots$). Номер m_e , соответствующий нагрузке Эйлера N_e , определяется из второго соотношения (5)

$$m_e^2 = \sqrt{\frac{k}{EI}} \left(\frac{L}{\pi} \right)^2, \quad N_e = 2 \sqrt{kEI}. \quad (6)$$

Пусть уругоэластический слой подвергается интенсивному нагружению на переменном интервале, т. е. действующая нагрузка N существенно превосходит нагрузку Эйлера

$$N_0 = \eta^2 N_e, \quad \eta^2 \gg 1, \quad (7)$$

причем

$$N = \begin{cases} N_0 & v_c t \leq x \leq L + v_c t, \\ 0 & x > L + v_c t. \end{cases}$$

Тогда уравнение (1) с учетом предлагаемых упрощений и переобозначений перепишется в виде

$$EI w_{xxxx} + kw + \eta^2 N_e w_{xx} + \rho F w_{tt} = -\eta^2 N_e w_{1,xx}, \quad (8)$$

$$v_c t \leq x \leq L + v_c t.$$

Рассмотрим процесс выпучивания слоя на постоянном интервале ($v_c = 0$). Некоторая высшая экспоненциально возрастающая форма потери устойчивости слоя [7] имеет наибольшую скорость роста, номер этой формы

$$m_* = \eta m_e, \quad l_* = L/m_*. \quad (9)$$

Переходим к анализу процесса выпучивания на переменном интервале $v_c t \leq x \leq L + v_c t$, что позволяет учесть влияние продольных колебаний на поперечные движения [8, 10, 16]. Введем в уравнение (8) преобразования координат [8, 10, 16]

$$x = x, \quad \tau = t \pm x/v_c,$$

где τ — истинное время действия сжимающей нагрузки. Устанавливаем, что наибольшей скоростью роста прогибов обладает форма потери устойчивости с длиной волны l_* , соответствующей соотношению (9). Ограничимся рассмотрением движения системы с «одной» степенью свободы, но на переменном интервале [8, 10, 16]. Получим следующее соотношение для распределения амплитуд форм потери устойчивости:

$$\frac{q_{m_*}}{h} = \frac{1}{\eta(\eta-1)} \left[\operatorname{ch} \eta^2 \sqrt{\frac{k}{\rho F}} \left(t - \frac{x}{v_c} \right) - 1 \right]. \quad (10)$$

В (10) амплитуда отнесена к толщине слоя, который теряет устойчивость. Напомним, что правая часть уравнения (8) при $E_1 \gg E_2$ пропорциональна $h/2$ (см. оценку (3) и работу [9]). Темп нарастания амплитуды прогибов определяется интенсивностью нагружения и упругоэластическими свойствами материала (см. соотношение (7), табл. 1 и оценки (3)).

Окончательно решение для нормального прогиба w поверхности неподвижной пластины имеет вид

$$w = \frac{h}{\eta(\eta-1)} \left[\operatorname{ch} \eta^2 \sqrt{\frac{k}{\rho F}} \left(t - \frac{x}{v_c} \right) - 1 \right] \sin \frac{\pi x}{l_*}. \quad (11)$$

Вид решения (11) приведен на рис. 3. Нули прогиба w регулярно чередуются, они не смещаются относительно неподвижной пластины, а амплитуда возрастает от точки, соответствующей фронту сжимающих напряжений, до точки контакта приблизительно по экспоненциальному закону. Таким образом, динамический процесс регулярного волнообразования происходит до точки контакта, а за ней эта картина «вмораживается» (здесь не изучается динамический процесс в точке контакта и за ней). По формулам (10) и (11) выполнены расчеты с использованием оценок коэффициентов уравнения (8), показавшие существование таких соотно-

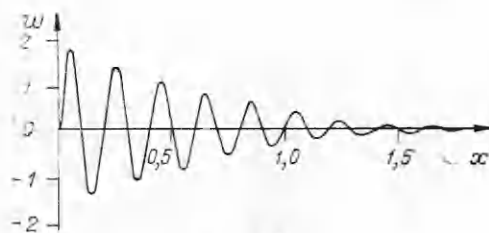


Рис. 3.



Рис. 4.

потерявшего устойчивость, верхняя пластина была предварительно снята. После соударения картина выпучивания тонкого слоя «вмораживается». Необходимо отметить, что картина регулярного чередования нулей нормального прогиба полностью отсутствует, когда точка контакта перемещается со сверхзвуковой скоростью.

*Поступила в редакцию 14/XII 1982,
после доработки — 8/II 1983*

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск: Наука, 1972.
2. В. М. Кудинев, А. Я. Коротеев. Сварка взрывом в металлургии. М.: Металлургия, 1978.
3. Сварка взрывом. Библиографический указатель отечественной и иностранной литературы за 1944—1978 гг. Новосибирск, 1980.
4. С. К. Годунов, Н. Н. Сергеев-Альбов. ПМТФ, 1977, 4.
5. В. В. Пай, В. А. Симонов, В. Л. Фрумин.— В кн.: Механика взрывных процессов. Динамика сплошной среды. Вып. 29. Новосибирск, 1977.
6. В. В. Пай, В. А. Симонов.— В кн.: Математические проблемы механики. Динамика сплошной среды. Вып. 43. Новосибирск, 1979.
7. М. А. Лаврентьев, А. Ю. Ишлинский. Докл. АН СССР, 1949, 64, 6.
8. В. М. Корнев. ПМТФ, 1968, 3.
9. В. М. Корнев, А. В. Маркин, И. В. Яковлев. ПМТФ, 1980, 3.
10. В. М. Корнев. ПМТФ, 1980, 5.
11. В. М. Корнев, М. В. Степаненко. Прикладная механика, 1981, 17, 5.
12. В. З. Власов, Н. Н. Леонтьев. Балки, плиты и оболочки на упругом основании. М.: Физматгиз, 1960.
13. U. S. Lindholm, L. M. Yeakly. Experimental Mechanics, 1968, 1.
14. А. П. Пай, С. А. Новиков, В. А. Синицын и др. Проблемы прочности, 1980, 11.
15. А. С. Вольмир. Устойчивость упругих систем. М.: Физматгиз, 1963.
16. V. M. Kornev, I. V. Yakovlev. Experimental Mechanics, 1981, 12.