

p , ГПа	v , км/с	σ	t_1 , мкс	P_0 , 10^{-4} КД/м ²	κ	τ , мкс
1,8	2,97	1,17	0,70	0,002	0,95	1,3
2,7	3,29	1,22	0,59	0,09	2,0	0,3
3,4	3,43	1,26	0,59	0,3	2,0	0,5
3,4*	3,42	1,26	0,61	—	—	—
3,4	3,36	1,27	0,61	0,3	2,1	0,4
4,3	3,70	1,29	0,53	0,7	2,0	0,7
5,2	3,92	1,31	0,53	1,1	2,0	0,9
8,1	4,46	1,41	0,45	2,0	2,3	0,7
8,1	4,48	1,41	0,46	2,0	2,3	0,7
8,6	4,45	1,45	0,46	2,0	2,4	0,8
10,3	4,52	1,57	0,43	2,3	2,6	0,6
10,6	4,67	1,53	0,44	2,3	2,4	0,6
12,5	5,08	1,53	0,39	2,3	2,6	0,6
12,5	5,08	1,53	0,41	2,7	2,6	0,5
12,6	4,86	1,62	0,42	2,3	2,5	0,6
12,8	4,97	1,59	0,42	2,1	2,5	0,6
14,9	5,32	1,61	0,37	2,6	3,0	0,4
15,2	5,44	1,58	0,37	3,9	3,3	0,2
15,3	5,54	1,56	0,37	2,6	3,1	0,3
18,3*	5,72	1,66	0,34	—	—	—
18,4	5,83	1,63	0,34	2,1	3,5	0,2
18,4	5,78	1,65	0,36	2,4	3,2	0,2
28,0*	6,9	1,72	0,33	—	—	—
29*	7,25	1,65	0,33	—	—	—

* — Специальные опыты для измерения ударной адиабаты.

более чем в полтора раза) ниже, чем в полисульфоне, где эффект максимален среди исследованных полимеров [6].

Исходя из вышеизложенного можно заключить, что пока нет оснований отказываться от ориентационной модели ударной поляризации в полимерах.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. J. Eichelberger, G. E. Hauver. Les ondes de détonation. Paris, 1962.
2. G. E. Hauver. J. Appl. Phys., 1965, 36, 7, 2113.
3. M. de Icaza-Herrera, A. Migault, J. Jacquesson. C. R. Acad. Sci., Paris, 1977, 284B, 503.
4. M. de Icaza-Herrera. Thèse de 3^e Cycle, l'Université de Poitiers. 1976.
5. R. A. Graham. J. Phys. Chem., 1979, 83, 23, 3048.
6. R. A. Graham. Shock Waves in Condensed Matter, 1981 (Menlo Park). American Institute of Physics, N. Y., 1982.
7. Е. З. Новицкий, А. Г. Иванов, П. Р. Хохлов.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1971. 579.
8. F. E. Allison. J. Appl. Phys., 1965, 36, 7, 2111.
9. О. Б. Якушева, В. В. Якушев, А. Н. Дремни. ЖФХ, 1977, 60, 7, 1656.
10. В. В. Якушев, С. С. Набатов, О. Б. Якушева. ФГВ, 1974, 10, 4, 583.

УДК 539.374

ПЛОСКОЕ СОУДАРЕНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИН РАВНОЙ ТОЛЩИНЫ

А. А. Дерibas, И. Д. Захаренко, В. М. Фомин, Э. М. Хакимов
(Новосибирск)

Постановка задачи. Рассмотрим задачу о соударении двух металлических пластин одинаковой толщины l со скоростью u_0 в вакууме и с наличием воздушной прослойки толщиной l_0 . Считаем, что длина пластин много больше их толщины, потому будем изучать процесс взаимодействия волн в одномерном приближении. Одномерное движение среды для

одноосного деформированного состояния в лагранжевой системе координат (h, t) описывается системой уравнений

$$\rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial h}, \quad \rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial \sigma}{\partial h}, \quad \frac{\partial e}{\partial t} = \sigma \frac{\partial v}{\partial t}, \quad (1)$$

где ρ — плотность среды; ρ_0 — начальное значение плотности; $v = 1/\rho$ — удельный объем; u — скорость; σ — напряжение; e — внутренняя энергия.

Используя принцип аддитивности, напряжение и внутреннюю энергию представим в виде суммы

$$\sigma = \sigma_c + \sigma_\tau + \sigma_\tau, \quad e = e_c + e_\tau + e_\tau. \quad (2)$$

Здесь $\sigma_c = -p_c(v, \omega)$, где p_c — холодная составляющая давления, связанная с объемным сжатием и степенью разрыхления среды ω

$$dp_c = -k \left[\frac{dv}{v} - \frac{d\omega}{1-\omega} \right], \quad (3)$$

где $k = k_0 + k_1 p_c$ — модуль объемного сжатия среды; k_0, k_1 — постоянные. Формула (3) имеет место, если уравнение состояния принять в виде $dp_c = -k dv'/v'$, где $v' = v(1-\omega)$.

Тепловая составляющая напряжения $\sigma_\tau = -p_\tau(v, \omega, e_\tau)$ определяется уравнением Грюнайзена

$$dp_\tau = \Gamma \cdot de_\tau/v, \quad (4)$$

где $\Gamma = \Gamma_0 + \Gamma_1(v/v_0 - 1)$ — коэффициент Грюнайзена.

Девiatorная часть напряжения в одноосном деформированном состоянии определяется по формуле

$$d\sigma_\tau = \frac{4}{3} G (dv/v - 2d\varepsilon^p), \quad (5)$$

где G — модуль сдвига, а $d\varepsilon^p$ — главное значение приращения пластических деформаций. Энергию холодного сжатия e_c и энергию формоизменения e_τ представим в виде

$$de_c = \sigma_c dv, \quad de_\tau = \sigma_\tau (dv - 2vd\varepsilon^p),$$

что позволяет тепловую составляющую энергии выразить соотношением

$$de_\tau = \sigma_\tau dv + 2\sigma_\tau d\varepsilon^p. \quad (6)$$

Математическую модель среды замыкает уравнение пластического течения

$$d\varepsilon^p = \begin{cases} 0, & \sigma_\tau < 4/3 \cdot Y \text{ или } \sigma_\tau dv \leq 0, \\ dv/v - dY/G, & \sigma_\tau = 4/3 \cdot Y \text{ и } \sigma_\tau dv > 0. \end{cases} \quad (7)$$

где $Y = Y_0 + Y_p p_c$, Y_0, Y_p — постоянные. Разрушение среды будем описывать теорией накопления повреждения, определяемой уравнением Тулера — Бучера [1]

$$\frac{d\omega}{dt} = \begin{cases} A (\sigma'/\sigma_* - 1)^n, & \sigma' > \sigma_* \\ 0, & \sigma' \leq \sigma_*, \end{cases} \quad (8)$$

где $\sigma' = \sigma/(1-\omega)$. Разрушение среды происходит при выполнении неравенства

$$\sigma' \geq \Sigma_*. \quad (9)$$

Здесь A, σ_*, Σ_* — постоянные параметры среды. Таким образом, поставленную физическую задачу математически можно сформулировать следующим образом.

Задача 1. Найти функции v, u, σ, e, ω , удовлетворяющие в области $D_z = \{-l \leq h \leq l; 0 \leq t < \infty\}$ системе уравнений (1)–(8) с начальными условиями при $t = 0$

$$\omega = \omega_0, \quad v = v_0, \quad \sigma = \sigma_0, \quad e = e_0, \quad u = \begin{cases} u_0 > 0, & -l \leq h \leq 0, \\ 0, & 0 < h \leq l, \end{cases}$$

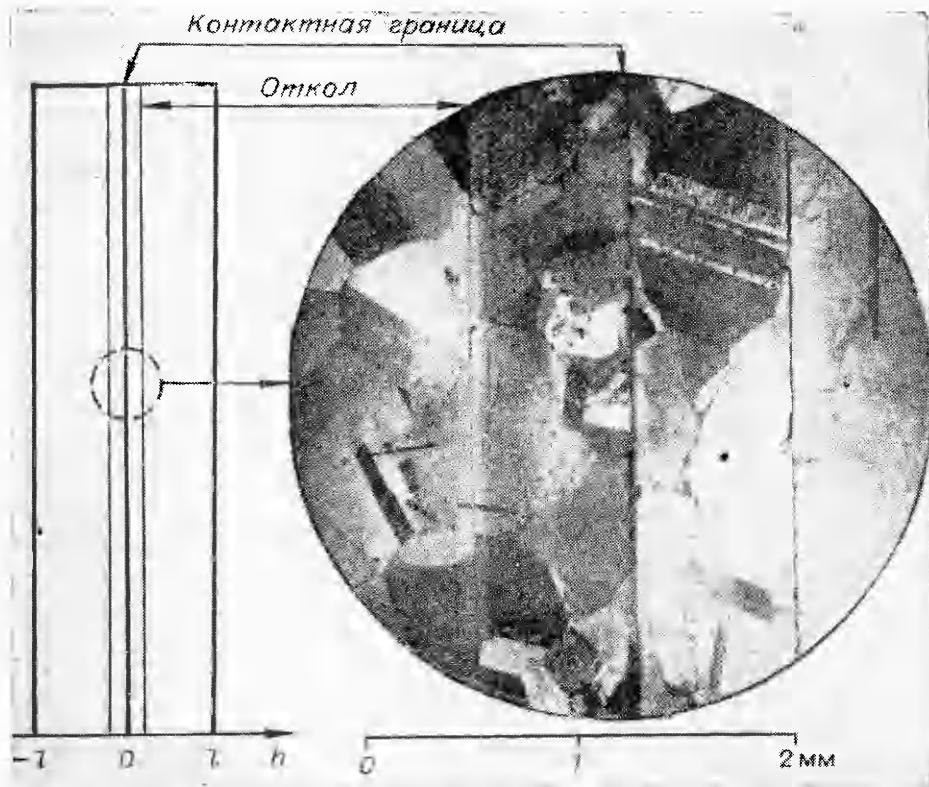


Рис. 1.

и граничными условиями

$$\sigma(-l, t) = 0, \quad \sigma(l, t) = 0, \quad \sigma|_{h=+0} = \sigma|_{h=-0}, \quad t > 0.$$

При выполнении соотношения (9) в точках $h = l_i^*$ в моменты времени $t \geq t_i^*$ имеем $\sigma(l_i^*, t) \leq 0$ ($i = 1, 2, 3, \dots$).

Задача 2. Найти функции v, u, σ, e, ω , удовлетворяющие в области $D_z^1 = \{-l \leq h \leq -l_0$ и $l_0 \leq h \leq l; 0 \leq t < \infty\}$ системе (1)–(8), а в области $D_z^2 = \{-l_0 \leq h \leq l_0; 0 \leq t < \infty\}$ системе (1), замкнутой уравнением состояния идеального газа при начальных

$$\omega = \omega_0, \quad v = v_0, \quad \sigma = \sigma_0, \quad e = e_0, \quad u = \begin{cases} u_0 > 0, & -l \leq h \leq l_0, \\ 0, & l_0 \leq h \leq l, \end{cases}$$

$$v = v_1, \quad p = p_1, \quad e = e_1, \quad u = 0 \quad \text{при} \quad -l_0 \leq h \leq l_0; \quad t = 0,$$

и граничных условиях

$$\sigma(-l, t) = 0, \quad \sigma(l, t) = 0, \quad \sigma|_{h=-l_0^-} = p|_{h=-l_0^+},$$

$$\sigma|_{h=l_0^+} = p|_{h=l_0^-}.$$

При выполнении соотношения (9) в точках $h = l_i^*$ в моменты времени $t \geq t_i^*$ имеем $\sigma(l_i^*, t) \leq 0$ ($i = 1, 2, 3, \dots$), $t > 0$.

Экспериментальные результаты. В опытах использовались круглые полированные пластины из меди и стали. Из них составлялся контейнер, который помещался в вакуумную печь и нагревался до температуры 1000°C с вакуумированием до давления 10^{-5} мм рт. ст. Затем образцы охлаждались до комнатной температуры.

Зарядом ВВ на контейнер металась пластина-ударник толщиной 3,9 мм, которая разогнала одну из пластин контейнера. После соударения

контейнер разрезался перпендикулярно поверхности соударения и из пластин изготавливались микрошлифы. На рис. 1 приведен микрошлиф медных пластин толщиной 3,9 мм при относительной скорости соударения $u_0 = 700$ м/с. Замечено, что на расстоянии 0,6 мм от плоскости соударения имеет место откол. Экспериментальная зависимость толщины откольной пластины от скорости соударения приведена на рис. 2 точками. Если контейнер разгерметизирован, т. е. между соударяющимися пластинами имел место воздушный зазор, то откола не наблюдалось.

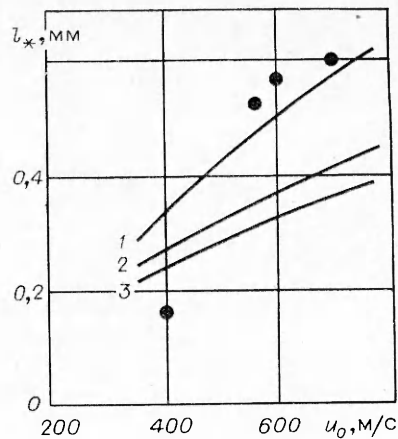


Рис. 2.

Анализ результатов. Поставленные задачи 1 и 2 решались численно методом Уилкинса [2] с искусственной вязкостью, выбор которой приведен в [3]. Разностная сетка имела двоянные расчетные узлы для моделирования образования свободных поверхностей в процессе счета. Численные значения параметров для медных пластин следующие: $\rho_0 = 8,93$ г/см³, $k_0 = 136,9$ ГПа, $k_1 = 5,74$, $G_0 = 45,6$ ГПа, $\Gamma_0 = 1,98$, $\Gamma_1 = 0,64$, $Y_0 = 0,3$ ГПа, $Y_p = 0,07$, $\sigma_* = 1,3$ ГПа, $n = 2,0$, $A = 6,0$ мкс⁻¹, $\Sigma_* = 2,5$ ГПа.

Результаты расчетов задачи 1 подтвердили образование откольного разрушения вблизи поверхности соударения и приведены на рис. 2: кривая 3 соответствует результатам расчетов по гидродинамической модели ($Y = 0$). Расчет по модели идеальной пластичности ($Y = Y_0$) дает большую толщину откольной пластины (см. рис. 2, 2). Это связано с влиянием упругого предвестника, который приводит к ослаблению волны разрежения по величине амплитуды упругого предвестника. Кривая 1 на рис. 2 получена при расчете по модели, когда $Y = Y(p)$, которая дает удовлетворительное совпадение с результатами экспериментов.

Наличие откольного разрушения при соударении пластин равной толщины объясняется образованием зоны растягивающих напряжений вблизи поверхности удара. Это в первую очередь связано с нелинейностью упругих свойств среды и наличием тепловой составляющей давления. Заметим, что присутствие упругого предвестника также приводит к образованию зоны растягивающих напряжений вблизи плоскости удара [4], однако амплитуда их бывает недостаточной для откольного разрушения пластин.

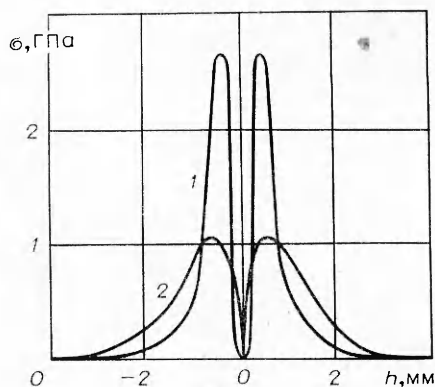
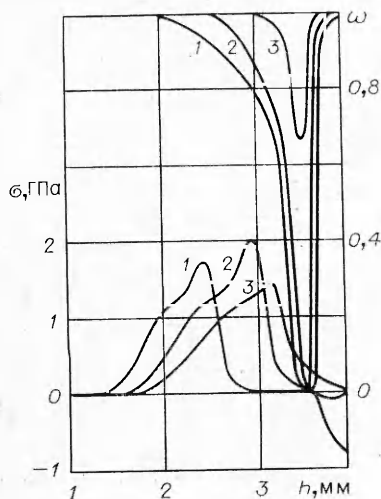


Рис. 4.

Рис. 3.

На рис. 3 приведены эпюры напряжения (нижние кривые) и уровни повреждения (верхние кривые) соответственно через 2,0 мкс после начала соударения пластин с $u_0 = 0,8$ км/с (кривые 1), 0,6 (2) и 0,4 км/с (3). К этим моментам времени в пластине образуются растягивающие напряжения ($\delta > 0$) и происходит накопление повреждений ($\omega < 1$), которые в первых двух случаях приводят к откольному разрушению.

Численное решение задачи 2 показало, что наличие воздушного промежутка существенно изменяет волновую картину и откол образуется у одной из свободных поверхностей пластин. Это связано с тем, что сжатие и расширение воздушного промежутка происходит за время многократного пробега волны по пластинам. В результате величина возникающих растягивающих напряжений вблизи плоскостей удара оказывается недостаточной для откольного разрушения пластин в этой области. Результаты сравнения эпюр напряжений в точке соударения на моменты времени достижения максимальных растягивающих напряжений при соударении с $u_0 = 0,7$ км/с в вакууме (кривая 1) и при наличии воздушного промежутка шириной $l_0 = 6,0$ мм (кривая 2), представлены на рис. 4 ($t_1 = 2$ мкс, $t_2 = 12$ мкс).

ЛИТЕРАТУРА

1. F. R. Tuler, V. M. Butcher. Int. J. of Fracture Mech., 1968, 4, 4, 431.
2. М. Уилкинс.— В кн.: Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967.
3. В. М. Фомин, Э. М. Хакимов. ПМТФ, 1979, 5, 114.
4. С. А. Новиков, А. В. Чернов. ПМТФ, 1977, 2, 143.

УДК 621.7.044

ВЛИЯНИЕ ТВЕРДОСТИ СВАРИВАЕМЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ПОЛОЖЕНИЕ НИЖНЕЙ ГРАНИЦЫ СВАРКИ ВЗРЫВОМ

И. Д. Захаренко, Б. С. Злобин

(Новосибирск)

Соударение плоских металлических пластин при сварке взрывом можно характеризовать двумя параметрами: углом соударения γ и скоростью точки контакта v_k . Если в координатах $\gamma - v_k$ экспериментально определить область сварки какой-либо пары материалов, то окажется, что она ограничена несколькими кривыми. Наибольшее значение с практической точки зрения имеет нижняя граница области сварки взрывом, так как для режимов сварки вблизи нижней границы характерны малые скорости соударения. Сварка в режимах с минимальными скоростями соударения позволяет применять минимальные заряды ВВ. Уменьшение скорости соударения приводит к уменьшению общих пластических деформаций свариваемых образцов и уменьшению количества тепла, выделяющегося в сварном шве.

Исследование процессов, происходящих вблизи нижней границы области сварки, важно также для понимания механизма образования сварного соединения [1, 2].

В работах [3, 4] делается предположение, что при сварке взрывом в точке контакта образуется поток материала, вследствие движения которого происходит самоочищение материалов. Исходя из этих предложений, в работе [1] предложена расчетная формула для определения положения нижней границы в следующем виде:

$$\gamma^* = k \sqrt{\frac{H_V}{\rho v_k^2}}, \quad (1)$$

где γ^* — угол соударения свариваемых пластин; v_k — скорость точки контакта; H_V — твердость материала по Виккерсу; ρ — плотность; k —