

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Д. Захаренко. Канд. дис., ИГД СО АН СССР, 1973.
2. В. С. Илюхин, В. Н. Кологривов. ПМТФ, 1962, 5, 175.
3. E. P. Palmer, G. H. Turner. J. Appl. Phys., 1962, 35, 3055.
4. J. Crosner, J. Jacquesson. 4-th Symp. on Detonation. Proc. US. Gout Print. Off., 1965, p. 627.
5. О. И. Бужинский, С. В. Самылов. ФТТ, 1969, 11, 10, 2881.
6. С. А. Бордзиловский, С. М. Караханов, В. П. Полюдов. ФГВ, 1972, 8, 4, 585.
7. В. Н. Минеев, А. Г. Иванов и др. ЖЭТФ, 1971, 61, 1, 254.
8. В. Н. Минеев, А. Г. Иванов, Ю. Н. Тюняев.— В сб.: Матер. III Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. Л., 1972.
9. В. Ф. Нестеренко. Канд. дис., ИГД СО АН СССР, 1974.
10. F. P. Bundy. Progr. Very High Pressur Res. New York — London, 1961, p. 256—265, 1961.
11. Н. С. Акулов, А. А. Лухвич. Докл. АН БССР, 1966, X, 9, 632—635.
12. А. А. Адаменко, И. Я. Дехтяр. Укр. физ. журнал, 1968, 13, 2, 225.
13. М. А. Могилевский. ФГВ, 1970, 6, 2.
14. В. Ф. Немченко, С. Н. Львов и др. ФММ, 1970, 30, 5, 1088.
15. В. А. Евсеев и др. Завод. лаб., 1969, 1, 42.
16. T. Ricker, G. Schaumann. Phys. Kondens. mater, 1966, 5, 31.
17. N. Cusak, P. Kendall. Proc. Phys. Soc., 1958, 72, 5, 898.
18. А. А. Рудницкий. Термоэлектрические свойства благородных металлов. М., 1956.
19. A. S. Marwaha. Advances in Physics, 1967, 16, 64, 617.
20. N. Cusak. Rep. Progr. Phys., 1963, XXVI, 361.
21. P. A. Urtiew, R. Grover. J. Appl. Phys., 1974, 45, 1, 141.
22. Б. А. Юдаев. Теплопередача. М., «Высшая школа», 1973.
23. А. Н. Михайлов, А. Н. Дремин. ФГВ, 1974, 10, 6, 277.
24. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, «Наука», 1972.
25. М. Райс, Р. Мак-Куин, Д. Уолш.— В сб.: Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях. М., «Мир», 1965.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ОТ УГЛА СОУДАРЕНИЯ В ПРОЦЕССЕ СВАРКИ МЕТАЛЛОВ ВЗРЫВОМ

Ю. А. Гордополов, А. Н. Дремин, А. Н. Михайлов

1. Важную роль при сварке металлов взрывом может играть пластическая деформация на поверхности соударения, принимающая в процессе сварки вид регулярных волн [1]. В настоящее время построить количественную теорию волнообразования, способную объяснить все известные экспериментальные факты, пока не удалось, несмотря на попытки ряда авторов [2—6]. Решению этой проблемы может способствовать получение надежных экспериментальных данных о зависимости размеров волн от параметров соударения.

В работе [7] в качестве параметра, характеризующего размеры волн, выбрана длина волны λ . Пользуясь методами теории размерностей, авторы предложили считать отношение длины волны к толщине метаемой пластины функцией шести независимых безразмерных комбинаций:

$$\frac{\lambda}{\delta_1} = \Phi \left(\frac{v_0}{v_k}, \gamma, \frac{\delta_2}{\delta_1}, \frac{\rho_1}{\rho_2}, \frac{\sigma_1}{\sigma_2}, \frac{\sigma_1}{\rho_1 v_k^2} \right). \quad (1)$$

Здесь v_0 — скорость пластин, v_k — скорость точки контакта, γ — угол соударения, δ_1 и δ_2 — толщина пластин, ρ_1 и ρ_2 — их плотность, σ_1 и σ_2 — параметры, характеризующие прочностные свойства металлов, имеющие размерность давления.

При соударении пластин из одного металла $\rho_1/\rho_2=1$, $\sigma_1/\sigma_2=1$ и количество аргументов функции Φ уменьшается на два. Поскольку $v_0/v_k \approx \sin \gamma$, а комбинация $\sigma_1/\rho_1 v_k^2$ в условиях высокоскоростного удара (когда давления в металле существенно превышают динамические пределы прочности) оказывает слабое влияние на размеры волн, то выражение (1) может быть переписано в виде

$$\lambda/\delta_1 = \Phi(\gamma, \delta_2/\delta_1). \quad (2)$$

Заслуживают внимания два предельных случая, когда функция Φ не зависит от δ_2/δ_1 . Первый из них соответствует соударению пластин, равной толщины $\delta_2/\delta_1=1$. Во втором случае $\delta_2/\delta_1 \gg 1$, т. е. толщина неподвижной пластины значительно превышает толщину метаемой, и комбинация δ_2/δ_1 при изменении толщины δ_1 практически остается постоянной. В обоих случаях отношение λ/δ_1 оказывается функцией одного лишь угла

$$\lambda/\delta_1 = \Phi(\gamma). \quad (3)$$

Вид функции $\Phi(\gamma)$ установлен в работе [7] экспериментально. В случае несимметричных соударений, т. е. когда нижняя пластина покоится, а верхняя разгоняется продуктами взрыва и $\delta_2/\delta_1 \gg 1$ эмпирическая зависимость в [7] имеет вид

$$\lambda/\delta_1 = 26 \sin^2(\gamma/2). \quad (4)$$

В этой же работе установлено выражение для λ в случае произвольных δ_1 и δ_2

$$\lambda = 32 \{ \delta_1 \sin^2[(\gamma - \beta)/2] + \delta_2 \sin^2(\beta/2) \}, \quad (5)$$

где β — угол, на который поворачивается при ударе нижняя пластина. Нетрудно убедиться, что при соударении пластин одинаковой толщины, в диапазоне углов, представляющих интерес для сварки взрывом ($\gamma \leq 30^\circ$) $\beta \approx \gamma/2$, и соотношение (5) можно привести к виду

$$\lambda/\delta_1 = 16 \sin^2(\gamma/2). \quad (6)$$

Эту формулу можно считать справедливой и для случая симметричных соударений (когда одинаковые пластины матаются навстречу друг другу одинаковыми зарядами ВВ), поскольку с динамической точки зрения условия на поверхности соударения определяются относительной скоростью пластин.

Согласно экспериментальным данным работы [6], в которой изучалось волнообразование при взрывном сваривании пластин по симметричной схеме, в отличие от [7] отношение λ/δ_1 изменяется с изменением γ по линейному закону

$$\lambda/\delta_1 = 2,3\gamma, \quad (7)$$

где угол γ указан в радианах. Авторы работы [6] приводят эти результаты в подтверждение своей теории волнообразования, построенной по аналогии с явлением возникновения вихревых дорожек Кармана при обтекании цилиндра потоком жидкости. Поскольку основным выводом такой теории является линейная зависимость λ/δ_1 от γ с коэффициентом пропорциональности, близким к 2,3, то противоречие эмпирических формул (6) и (7) имеет принципиальное значение в решении вопроса о справедливости предложенной концепции.

Причиной расхождения экспериментальных результатов [6] и [7] может быть различие методик или точности экспериментов. Если в работе [6] основной параметр соударения (угол γ) определялся в отдельной серии экспериментов, то в работе [7] он рассчитывался по соответствующим формулам из данных о взрывчатом веществе. Естественно предположить, что в обоих случаях могло наблюдаться расхождение истинных параметров соударения пластин, на которых проводились ис-

следования шва, с рассчитанными или определенными в другой серии опытов из-за неучитываемых факторов, таких как, например, разная партия ВВ и т. д.

Более предпочтительным представляется метод, когда характеристики шва изучаются в тех же образцах, для которых определяются (непосредственно на изучаемом участке) параметры удара. Результаты подобных экспериментов приводятся в настоящей работе.

2. В работе изучалось соударение пластин равной толщины по симметричной и несимметричной схеме метания. Использовались алюминиевые и медные пластины толщиной 2 и 4 мм, длиной 250 мм. Ширина пластин выбиралась в соответствии с толщиной слоя ВВ таким образом, чтобы избежать влияния боковых граней заряда на центральную часть поверхности. В качестве взрывчатого вещества использовался аммонит 6ЖВ насыпной плотностью $\rho_0 = 1 \text{ г/см}^3$. Процесс соударения регистрировался методом импульсного рентгенографирования.

Датчиком запуска рентгено-импульсной установки (РИУ) служили сами пластины, замыкавшие контакты в точке O (рис. 1), причем рентгенографирование проводилось с некоторой задержкой во времени τ , длительность которой устанавливалась с помощью специального синхронизирующего устройства РИУ.

Начальный угол между пластинами α , время задержки τ и расстояние L от точек O до репера выставлялись заранее. Из рентгенограмм определялись угол соударения γ и расстояние l от точки контакта до репера. Типичная рентгенограмма экспериментов дана на рис. 2. При определении l учитывался коэффициент увеличения системы из-за непараллельности пучка рентгеновских лучей. Скорость точки контакта определялась выражением

$$v_k = (L - l) / \tau. \quad (8)$$

Сохраненные сварные образцы разрезались вдоль направления движения точки контакта. На отрезке шлифа заданной длины ($\sim 70 \text{ мм}$) подсчитывалось число волн и вычислялось среднее значение λ . Рассматриваемый отрезок выбирался таким образом, чтобы положение точки контакта на рентгенограмме соответствовало его центру. Большое число волн на отрезке обеспечивало необходимую точность в определении длины волн. Погрешность в определении скорости точки контакта из соотношения (8) не превышала 2—3%. Абсолютная ошибка при измерении угла соударения γ составляла $\pm 1^\circ$, следовательно, в диапазоне углов от 10° до 30° относительная ошибка измерения γ лежит в пределах 3—10%.

3. Результаты экспериментов представлены в виде точек плоскости с координатами λ/δ_1 , γ (рис. 3). Видно, что экспериментальные резуль-

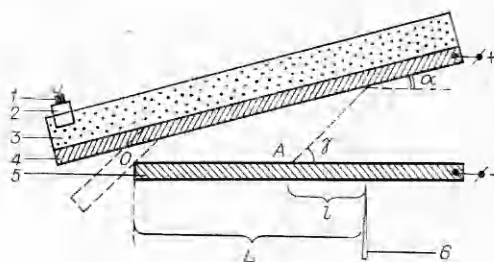


Рис. 1. Схема экспериментов.

1 — детонатор; 2 — усиливающий заряд; 3 — основной заряд ВВ; 4 — метаемая пластина; 5 — неподвижная пластина; б — стальная игла (репер).

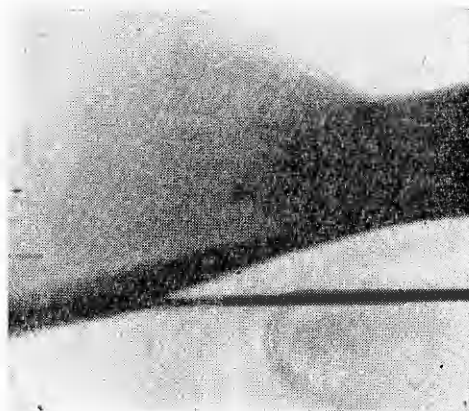


Рис. 2. Рентгенограмма процесса соударения пластин.

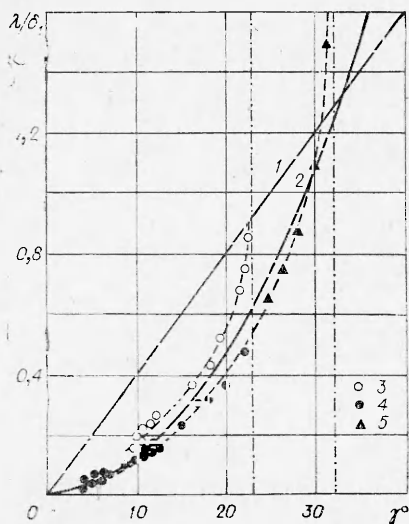


Рис. 3. Зависимость длины волны от угла соударения.

1 — эмпирическая зависимость, построенная по формуле (7); 2 — эмпирическая кривая, рассчитанная по соотношению (6); 3 — экспериментальные точки Al+Al (несимметричная схема); 4 — Cu+Cu (несимметричная схема); 5 — Cu+Cu (симметричная схема).

Кривой 2 является ход экспериментальной зависимости вблизи некоторых критических углов (для алюминия $\gamma_{кр} \approx 23^\circ$, для меди $\gamma_{кр} \approx 32^\circ$). Здесь имеет место резкое возрастание λ с ростом γ . Авторы работы [7] не отмечают этого момента, по-видимому, по той причине, что их экспериментальные результаты, по которым строилась экстраполяция, лежат в диапазоне углов $\gamma \leq 22^\circ$ для меди и $\gamma \leq 19^\circ$ для дюралюминия. Для уточнения хода экспериментальной кривой вблизи критических углов были поставлены дополнительные эксперименты, в которых верхняя пластина металась на неподвижный образец, имеющий в сечении форму полукруга. Угол соударения при этом непрерывно изменялся, достигая значения $\gamma = \gamma_{кр}$. Изучение шлифов показало, что при $\gamma \rightarrow \gamma_{кр}$ $\lambda \rightarrow \infty$. При этом происходит уменьшение амплитуды и переход к безволновому шву. Подобное явление отмечалось ранее в работе [3]. Факт существования асимптот $\gamma = \gamma_{кр}$, обозначенных на графике штрихпунктирными линиями, требует своего объяснения при построении теории волнообразования.

Процесс исчезновения волн при больших углах иногда объясняют переходом к режиму, в котором наблюдается устойчивая кумулятивная струя из точки соударения [8]. В работе [9] отмечается, что при $\gamma < 30^\circ$ для Al и $\gamma < 36^\circ$ для Cu наблюдаются не струйные режимы, а волнообразование на границе с появлением облака частиц впереди точки контакта. В работе [10] угол 20° также указан как критический угол струеобразования для Al. Величина углов $\gamma_{кр}$ на рис. 3 близка к этим результатам. Однако в настоящих экспериментах при рассмотрении рентгенограмм соударения в диапазоне скоростей от 0,6 до 3 км/с и углов γ до 40° как при симметричном, так и несимметричном ударе устойчивого струеобразования не наблюдалось, хотя условия эксперимента практически не отличаются от условий работы [8]. В некоторых опытах хорошо видно лишь облако отдельных мелких частиц впереди точки контакта. Этот момент требует дальнейшего исследования.

Отделение института химической физики
АН СССР, Черноголовка

Поступила в редакцию
9/IV 1975

таты, полученные при симметричном и несимметричном соударении медных пластин, достаточно хорошо описываются единой кривой (штриховая линия). Зависимость $\lambda/\delta_1 = \lambda/\delta_1(\gamma)$ для пары металлов Al+Al лежит несколько выше, чем для пары Cu+Cu, что связано, по-видимому, с различием в прочностных свойствах алюминия и меди. Заметим, что в работе [7], где вместо алюминия использовался дюраль, влияние прочностных сил на волнообразование не отмечалось, и для пар металлов Д16+Д16, Cu+Cu и Ст. 3+Ст. 3 экспериментальные точки ложились на одну кривую. Из графика видно, что экспериментальные зависимости λ/δ_1 от γ имеют существенно нелинейный вид и заметно отличаются от результатов, полученных в [6].

Кривая 2, построенная по данным работы [7] и описываемая уравнением (6) в пределах точности, указанной авторами, совпадает с результатами настоящей работы в диапазоне углов для алюминия $\gamma \leq 20^\circ$, для меди $\gamma \leq 30^\circ$. Качественно отличным от кривой 2 является ход экспериментальной зависимости вблизи некоторых критических углов (для алюминия $\gamma_{кр} \approx 23^\circ$, для меди $\gamma_{кр} \approx 32^\circ$). Здесь имеет место резкое возрастание λ с ростом γ . Авторы работы [7] не отмечают этого момента, по-видимому, по той причине, что их экспериментальные результаты, по которым строилась экстраполяция, лежат в диапазоне углов $\gamma \leq 22^\circ$ для меди и $\gamma \leq 19^\circ$ для дюралюминия. Для уточнения хода экспериментальной кривой вблизи критических углов были поставлены дополнительные эксперименты, в которых верхняя пластина металась на неподвижный образец, имеющий в сечении форму полукруга. Угол соударения при этом непрерывно изменялся, достигая значения $\gamma = \gamma_{кр}$. Изучение шлифов показало, что при $\gamma \rightarrow \gamma_{кр}$ $\lambda \rightarrow \infty$. При этом происходит уменьшение амплитуды и переход к безволновому шву. Подобное явление отмечалось ранее в работе [3]. Факт существования асимптот $\gamma = \gamma_{кр}$, обозначенных на графике штрихпунктирными линиями, требует своего объяснения при построении теории волнообразования.

Процесс исчезновения волн при больших углах иногда объясняют переходом к режиму, в котором наблюдается устойчивая кумулятивная струя из точки соударения [8]. В работе [9] отмечается, что при $\gamma < 30^\circ$ для Al и $\gamma < 36^\circ$ для Cu наблюдаются не струйные режимы, а волнообразование на границе с появлением облака частиц впереди точки контакта. В работе [10] угол 20° также указан как критический угол струеобразования для Al. Величина углов $\gamma_{кр}$ на рис. 3 близка к этим результатам. Однако в настоящих экспериментах при рассмотрении рентгенограмм соударения в диапазоне скоростей от 0,6 до 3 км/с и углов γ до 40° как при симметричном, так и несимметричном ударе устойчивого струеобразования не наблюдалось, хотя условия эксперимента практически не отличаются от условий работы [8]. В некоторых опытах хорошо видно лишь облако отдельных мелких частиц впереди точки контакта. Этот момент требует дальнейшего исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, «Наука», 1972.
2. Г. Абрахамсон. Тр. мер. об-ва инж.-мех. Сер. Е. Прикладная механика, т. 28, № 4, 1961.
3. A. Bahrani, T. Black, B. Crossland. Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1967, 296, 1445.
4. J. H. Hunt. Phil. Mag., 1968, 17, 148.
5. S. K. Godunov, A. A. Deribas a.o. J. Comp. Phys., 1970, 5, 3.
6. S. R. Reid, N. H. S. Sherif. Prediction of the wavelength of interface waves in symmetric explosive welding. High-Energy Rate Metalworking by Using of Explosive Materials. Conference, Warsaw, 1975.
7. А. А. Дерибас, В. М. Кудинов и др. ФГВ, 1968, 4, 1.
8. А. А. Дерибас, И. Д. Захаренко. ФГВ, 1974, 10, 3.
9. С. К. Годунов, А. А. Дерибас, В. И. Мали. ФГВ, 1975, 11, 1.
10. J. Walsh, R. Shreffler, F. Willing. J. Appl. Phys., 1953, 24, 3.

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ СТенок ВЗРЫВНЫХ КАМЕР ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИМПУЛЬСНОЙ НАГРУЗКИ

А. А. Бузуков

В настоящее время большое внимание уделяется разработке и совершенствованию конструкций взрывных камер как одного из видов научного и производственного оборудования [1—4]. Взрывные камеры незаменимы при проведении мелкомасштабных взрывных работ в лабораторных условиях и применяются на промышленных предприятиях, где в технологических операциях используется энергия взрыва.

Широкое практическое использование взрывных камер сопряжено с решением проблемы прочности корпуса. Свойства материала стенок камер и особенности их конструктивного выполнения ограничивают вес заряда ВВ, который допустимо взрывать. Поэтому разработке методик расчета корпусов взрывных камер на прочность уделяется значительное внимание [1, 3, 5].

В настоящей работе приводятся данные экспериментального изучения деформаций стенок цилиндрической, наполненной воздухом, взрывной камеры и проводится сравнение их с расчетными. Приводятся также результаты измерения деформаций «раскачки», которая до настоящего времени не учитывалась при расчетах корпусов камер.

Экспериментальный стенд. Боковые стенки замкнутой емкости цилиндрической формы представляют собой отрезок стальной трубы диаметром 810, длиной 2500 мм и толщиной 10 мм. Торцевые верхняя (съёмная) и нижняя крышки камеры изготовлены из стальной плиты толщиной 40 мм и с помощью болтов крепятся к фланцам, приваренным к корпусу и подкрепленным косынками.

Во всех опытах в качестве заряда ВВ использовались нити промышленного детонирующего шнура ДШ-В, имеющего паспортный вес тэна 12 г/м [6]. Несколько отрезков ДШ-В длиной 2 м соединялись в связку и подвешивались на кронштейнах внутри камеры так, чтобы связка располагалась по ее оси. Один конец связки вводился в толсто-стенную капсулу, где к заряду подсоединялся электродетонатор. Капсула предохраняла стенки камеры от поражения осколками корпуса капсула-детонатора.

Измерение деформаций стенок взрывной камеры проводилось с помощью тензометрического комплекса. Тензодатчики проволочного типа наклеивались в шести точках цилиндрической части корпуса камеры