

оно имеет вид кривой с двумя максимумами и провалом (см. рис. 6). Такая конфигурация образуется только при достаточно больших скоростях удара: для неотожженных образцов приблизительно при $W_0 \geq 296$ м/с, для отожженных — при $W_0 > 254$ м/с. Во всех случаях величина поврежденности превышает 40 % и процесс разрушения, по-видимому, переходит в заключительную стадию.

В целом же можно отметить, что все вышеописанные особенности отвечают, очевидно, различным стадиям откольного разрушения, а соответствующие значения скоростей удара, напряжений и поврежденности разграничивают одну стадию от другой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Новиков С. А. Прочность при квазистатическом и ударно-волновом нагружении // ФГВ.— 1985.— № 6.
2. Голубев В. К., Новиков С. А., Соболев Ю. С. и др. О характере откольного разрушения алюминия и его сплавов Д16 и АМг6 в температурном диапазоне —196 ... 600 °С // Пробл. прочности.— 1983.— № 2.
3. Голубев В. К., Коршунов А. И., Новиков С. А. и др. Прочность и разрушение алюминиевого сплава АМг6 при ударно-волновом нагружении // ПМТФ.— 1988.— № 2.
4. Рузанов А. И. Численное исследование откольной прочности с учетом микроповреждений // Изв. АН СССР. МТТ.— 1984.— № 5.
5. Рузанов А. И. Исследование динамического откольного разрушения в волнах разгрузки // Пробл. прочности.— 1985.— № 2.
6. Романченко В. И. Разрушение алюминиевого сплава на стадии предоткола // Пробл. прочности.— 1983.— № 6.
7. Романченко В. И., Марусий О. И., Крамаренко И. В. Микроструктура алюминиевого сплава на ранних стадиях откола // Пробл. прочности.— 1983.— № 9.

г. Москва

Поступила 7/III 1989 г.,
в окончательном варианте — 10/X 1989 г.

УДК 534.222.2

А. Н. Борисов, С. М. Васильев, В. И. Курко, И. Н. Курко

ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ПОЛЕТА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИН, МЕТАЕМЫХ СКОЛЬЗЯЩЕЙ ДЕТОНАЦИЕЙ ПЛОСКОГО ЗАРЯДА

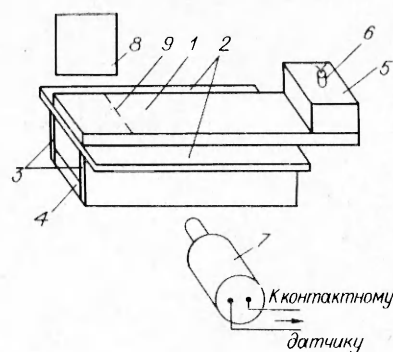
Динамика метания пластин при скользящей детонации слоя взрывчатого вещества (ВВ) изучалась в [1—3]. Возникновение неустойчивости при полете пластин может оказывать влияние на эффективность работы плоского взрывомагнитного генератора [4], на характер процесса накопления сгустка ударно-сжатого газа в условиях остроугольной геометрии сталкивающихся пластин [5].

В настоящей работе методом импульсной рентгеновской фотографии и с помощью фурье-анализа рентгеновских снимков исследовалось движение пластины за фронтом детонации, распространяющимся вдоль накладного плоского заряда ВВ со скоростью детонации, превышающей скорость звука в материале пластины.

Эксперименты проводились по схеме, изображенной на рис. 1. Плоский заряд пластического ВВ 1 накладывался на метаемую пластину 2, которая крепилась «с зависанием» на стенках 3 составной кюветы с подложкой 4. В начале заряда располагались генератор плоской детонационной волны 5 и электродетонатор 6. Регистрация осуществлялась с помощью импульсной рентгеновской установки ПИР-600 7, расположенной таким образом, чтобы направление излучения было параллельно плоскости метаемой пластины, перпендикулярно направлению распространения детонации и плоскости герметичной кассеты с фотоленкой 8. Для синхронизации времени инициирования импульса рентгеновского излучения с моментом прохождения фронта детонации в определенном месте заряда устанавливался контактный датчик 9, с помощью которого запускалась рентгеновская установка.

Стенки канала изготавливались из винилпласта толщиной 1 мм, подложка и метаемая пластина — из алюминия. Толщина последней $d =$

$= 0,2; 1; 1,5; 2$ мм. Внутренняя ширина канала 40 мм, зазор h между метаемой пластиной и подложкой варьировался от 4 до 40 мм. Скорость детонации ВВ $7,3 \pm 0,1$ км/с, толщина заряда 4,5 мм. Как следует из [5], при устойчивом накоплении ударно-сжатого газа перед линией контакта метаемой пластины и подложки заполнение газом всего сечения канала происходит за $3 \div 5$ мкс от начала процесса. Поэтому для предотвращения влияния нестационарной ударно-волновой конфигурации перед линией контакта на динамику полета пластины контактный датчик устанавливался на расстоянии 100 мм от начала канала.



Р и с. 1

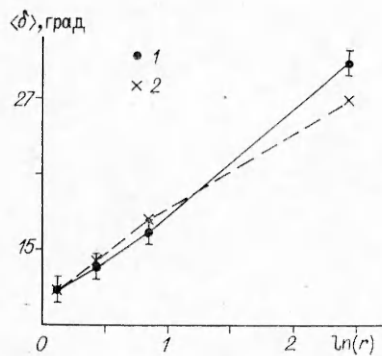
При детонации заряда пластина металась на подложку. По достижении детонационным фронтом места расположения контактного датчика происходило замыкание последнего и инициирование рентгеновского импульса. В результате на фотопленке в кассете фиксировался профиль метаемой пластины.

На рис. 2 приведены типичные фотографии экспериментов с метанием пластин толщиной 1 мм на подложку толщиной 2 мм при величине зазора $h = 4,5$ и 16 мм (a и b соответственно): 1 — слой непродетонировавшего ВВ, 2 — метаемая внутрь канала пластина, 3 — подложка, 4 — «края» метаемой пластины, выступавшие за боковые стенки и оставшиеся неподвижными после прохождения детонации. Точкой A обозначено положение детонационного фронта и точки поворота пластины, O — точки (линии) контакта. Положение точки A определялось в месте начала смещения пластины относительно горизонтали. По результатам измерений (при зазорах $h \geq 11d$) рассчитывались средние арифметические значения угла полета $\langle \delta \rangle$. Зависимость $\langle \delta \rangle$ от натурального логарифма отношения массы ВВ к массе метаемой пластины ($r = (\rho_{ВВ} d_{ВВ}) / (\rho d)$, где $\rho_{ВВ}$, $d_{ВВ}$ — плотность и толщина слоя ВВ, а ρ — плотность пластины) приведена на рис. 3 (точки 1 и сплошная линия). Здесь же даны значения угла полета, оцененные по полуэмпирическим формулам метания пластины из [1] (точки 2 и штриховая линия). Расхождения между экспериментальными и расчетными значениями угла не превышают 10 %.

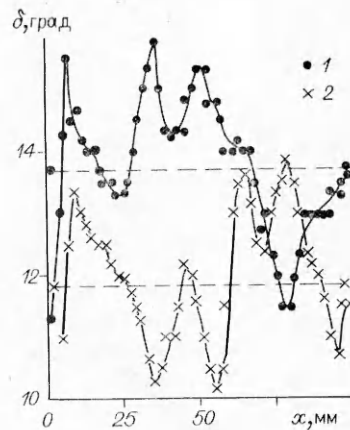
Зависимости текущих величин угла δ от координаты x (x — удаление от точки поворота A вдоль поверхности пластины) представлены на рис. 4 (точки 1 для $r = 1,56$; 2 для $r = 1,13$). Среднеквадратичная ошибка при определении текущих значений $\delta(x)$ не более $0,6^\circ$. Штриховыми линиями показаны среднеарифметические значения $\langle \delta \rangle$ для обоих случаев. В окрестности точки A происходит резкое увеличение угла полета, соответствующее стадии разгона пластины, на которой она разворачивается на максимальный угол. (Как показано в [3], разгон пластин осуществляется на расстояниях $5 \div 10$ толщин от точки поворота.) В дальнейшем с ростом x изменение $\delta(x)$ происходит в виде стохастических колебаний. Характер колебаний зависит от величины r . В табл. 1 указаны средние арифметические значения абсолютного отклонения $\langle |\Delta\delta| \rangle$ ($\Delta\delta(x) = \delta(x) - \langle \delta \rangle$) и дисперсии $\eta = \langle |\Delta\delta|^2 \rangle / \langle \delta \rangle^2$ для различных r . В расчетах не учитывались малые значения $\delta(x)$ на стадии разгона пластины. Как следует из приведенных данных, неустойчивость полета метаемых пластин снижается с



Р и с. 2



Р и с. 3



Р и с. 4

уменьшением r (увеличением d). Характер движения метаемой пластины и подложки за линией контакта O (см. рис. 2) зависит от величины зазора h . При h , достаточной лишь для поворота пластины на максимальный угол на стадии разгона ($h \leq 5$ мм) (т. е. когда полный цикл колебаний при полете пластины до линии контакта не успевает развиться), граница раздела подложки и метаемой пластины имеет непрерывный устойчивый вид (см. рис. 2, а). При $h \geq 15$ мм устойчивость границы раздела нарушается, на ней возникают полости и «карманы» [4] (см. рис. 2, б). Таким образом, по-видимому, неустойчивый характер течения на границе раздела за линией контакта — следствие развития неустойчивости при полете метаемой пластины.

Возникновение неустойчивости контактной границы обуславливает смену режимов газодинамического течения в зазоре перед линией контакта. Как показано в [5], при увеличении зазора h до критического значения $h_{кр}$, составляющего для случая алюминиевой подложки и $r = 2,33$ $h \approx 15 \div 18$ мм, прекращается устойчивое накопление сгустка ударно-сжатого газа, течение носит срывной пульсирующий характер. При дальнейшем увеличении h накопление полностью отсутствует. Из приведенных выше результатов видно, что смена режима устойчивого накопления сгустка ударно-сжатого газа с ростом h обусловлена развитием колебаний при полете пластины в зазоре и, следовательно, потерей устойчивости границей раздела соударяющихся пластин. При этом ударно-сжатый газ «захлопывается» в полостях за линией контакта.

По экспериментальным данным (см. рис. 4) для различных r с помощью метода быстрого преобразования Фурье получены спектры колебаний δ относительно $\langle \delta \rangle$ (без учета малых δ на стадии разгона). Последние имеют многомодовую структуру с выделением трех характерных частот. Спектры для случаев $r = 1,56$ (точки 1 и сплошные линии) и $r = 1,13$ (точки 2 и штриховые линии) приведены на рис. 5, где a_n и b_n — коэффициенты разложения в ряд Фурье вида

$$\delta(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos \omega_n t + b_n \sin \omega_n t) \text{ при } \omega_n = \bar{\pi} n / l$$

Т а б л и ц а 1

r	$(\Delta\delta)$, град	η
2,33	1,17	0,065
1,56	1,07	0,072
1,13	0,96	0,079

Т а б л и ц а 2

r	ω^1 , мм ⁻¹	ω^2 , мм ⁻¹	ω^3 , мм ⁻¹
2,33	0,12	0,30	0,53
1,56	0,03	0,19	0,29
1,13	0,06	0,13	0,22

(l — база, на которой произведены измерения текущей величины $\delta(x)$, x изменяется от нуля до l). На спектрах видны по три характерные гармоники ω^1 , ω^2 , ω^3 . Заметим, что ошибка определения $\langle \delta \rangle$ не сказывается на виде спектра Фурье, так как приводит только к изменению постоянной составляющей, т. е. влияет лишь на амплитуду нулевой гармоники. Статистический анализ, проведенный в соответствии с методикой [6], показал значимость всех трех пиков на 95 %-м уровне достоверности. Это свидетельствует о том, что все три моды реально существуют, а не обусловлены случайными ошибками измерений. Последнее следует из физических соображений. Поскольку пики на рис. 4 достаточно острые, ошибка определения $\delta(x)$ может привести к их смещению по горизонтали на $\Delta x \approx 2 \div 4$ мм. Период соответствующей гармоники с максимальной частотой около 12 мм. В силу малой вероятности согласования друг с другом ошибок определения $\delta(x)$ невозможно их существенное влияние на моду ω^3 . Еще менее вероятно такое влияние на моды ω^2 и ω^1 . Величины характерных частот для различных r приведены в табл. 2. Для всех r $\omega^3/\omega^2 \approx 1,5 \div 1,8$. Видно общее понижение характерных частот с уменьшением r (с увеличением толщины метаемой пластины ее движение приобретает более устойчивый характер).

Таким образом, при исследовании динамики полета металлических пластин может быть эффективно использован метод быстрого преобразования Фурье. При метании пластины скользящей детонационной волной на спектре колебаний величины угла полета обнаружены три характерные частоты, значения которых определяются параметрами метания. Колебание метаемой пластины приводит к потере устойчивости границы раздела за линией контакта с подложкой. С ростом отношения массы ВВ к массе метаемой пластины происходит увеличение частоты и амплитуды колебаний угла полета.

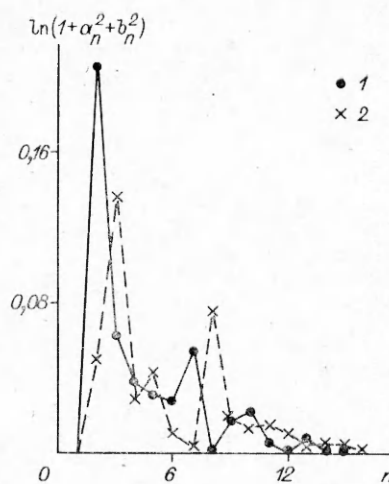
Авторы выражают благодарность А. Ю. Бабушкину, А. Г. Белошапко, С. Г. Попову, Ю. Д. Шипкину за помощь при проведении рентгеновских экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дерibas А. А. Физика упрочнения и сварки взрывом.— Новосибирск: Наука, 1980.
2. Кузьмин Г. Е., Мали В. П., Най В. В. О метании плоских пластин слоями конденсированных ВВ // ФГВ.— 1973.— № 4.
3. Дерibas А. А., Кузьмин Г. Е. Двумерная задача о метании пластины скользящей детонационной волной // ПМТФ.— 1970.— № 1.
4. Knoepfel H., Kroegler H., Luppi R. and van Montfort J. Generation and switching of magnetic energies in the megajoule range by explosive systems // Rev. Scient. Instrum.— 1969.— V. 40, N 1.
5. Васильев С. М., Кирко В. П. Исследование процесса формирования газодинамического течения в условиях остроугольной геометрии сталкивающихся пластин // ФГВ.— 1985.— № 1.
6. Мале Ж. Методы и техника обработки сигналов при физических измерениях.— М.: Мир, 1983.

г. Красноярск

Поступила 13/II 1989 г.,
в окончательном варианте — 23/IV 1989 г.



Р и с. 5