

ем задачи здесь достигается без учета наличия воздуха в зазоре. Таким образом, проведенное сопоставление не дает пока оснований полагать, что решения модельных задач 6 и 7 в качественном отношении сильно противоречат известным экспериментальным результатам.

Автор признателен Ю. А. Тришину за внимание к работе и полезные обсуждения.

Поступила 4 XI 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Гостехиздат, 1955.
2. Aziz A., Hurwitz P., Sternberg H. Energy transfer to a rigid piston under detonation loading.— Phys. Fluids, 1961, vol. 4, N 3.
3. Abarbanel S., Zwas G. The motion of shock waves and products of detonation confined between a wall and a rigid piston.— J. Mathemat. Anal. Applicat., 1969, vol. 28, N 3.
4. Ляхов Г. М. Направленное метание тел продуктами взрыва.— ПМТФ, 1962, № 3.
5. Иванов А. Г., Карпенко Г. Я. О разгоне тонких пластин продуктами взрыва при различных способах инициирования ВВ.— ФГВ, 1980, т. 16, № 2.
6. Дерibas А. А. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск: Наука, 1980.
7. Кузьмин Г. Е. Применение численных методов в задачах прессования и сварки взрывом. Дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. Новосибирск, ИГ СО АН СССР, 1978.
8. Исправление к статье А. Г. Иванова, Г. Я. Карпенко.— ФГВ, 1981, т. 17, № 1.
9. Пыпкин В. И., Минеев В. Н. и др. Исследование процесса разгона медных пластин продуктами взрыва через зазор.— ЖТФ, 1975, т. 45, № 3.
10. Огородников В. А., Пинчук С. Ю. и др. Экспериментально-расчетное исследование разгона пластин продуктами взрыва через зазор.— ФГВ, 1981, т. 17, № 1.

УДК 539.412 : 539.42

### ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ВЕЛИЧИНЫ ОТКОЛЬНОЙ ПРОЧНОСТИ ПО ИЗМЕРЕННЫМ ЗНАЧЕНИЯМ СКОРОСТИ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ОБРАЗЦА

С. А. Новиков, А. В. Чернов

(Москва)

Измерения скорости движения свободной поверхности образца при отражении от нее нестационарной ударной волны позволяют получить необходимые данные для определения величины откольной прочности материала  $\sigma_0$ , которая вычисляется по формулам [1]

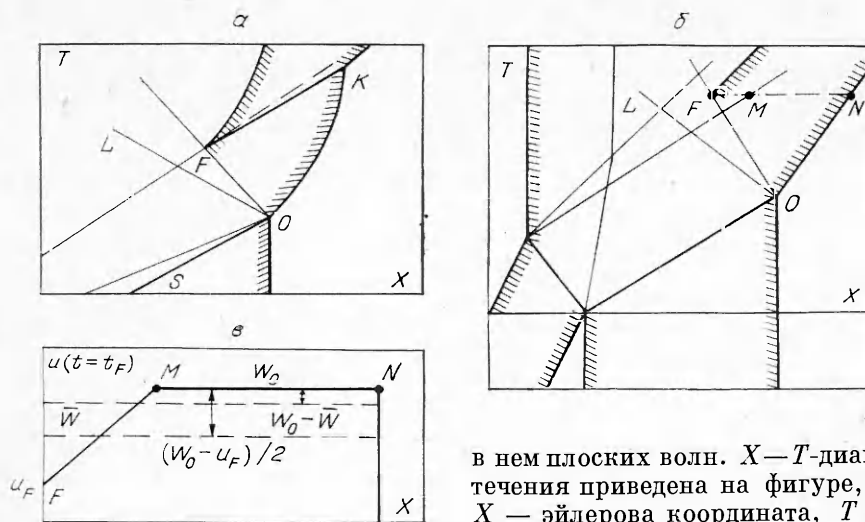
$$(1) \quad \sigma_0 = \rho_0 C_0 (W_0 - W_k) / 2;$$

$$(2) \quad \sigma_0 = \rho_0 C_0 (W_0 - \bar{W}),$$

где  $\rho_0$ — начальная плотность материала;  $C_0$ — скорость пластических волн в нем;  $W_0$ — максимальное значение скорости свободной поверхности образца, реализующееся при выходе ударной волны на эту поверхность;  $W_k$ — значение в первом минимуме зависимости скорости свободной поверхности от времени;  $\bar{W}$ — средняя скорость движения отколовшейся части образца. Значения  $W_0$  и  $W_k$  определяются по непрерывной записи измерения скорости свободной поверхности методом емкостного датчика [2];  $W_0$  также можно определить как скорость тонкого искусственного откола (готового откола), т. е. тонкой фольги из того же материала, плотно притертой к образцу;  $\bar{W}$ — средняя скорость обычного откола.

В литературе не приводится анализ границ применимости этих формул и предположений, принимаемых при их выводе. Поэтому целью данной работы является выяснение предположений, необходимых для вывода формулы и границ ее применимости.

Рассмотрим с помощью метода характеристик [3] течение в образце, претерпевающем откольное разрушение, для случая распространения



в нем плоских волн.  $X-T$ -диаграмма течения приведена на фигуре,  $a$ , где  $X$  — эйлерова координата,  $T$  — время. Предположим, что разрушение

материала в некоторой плоскости (помечена на  $X-T$ -диаграмме точкой  $F$ ) происходит мгновенно, как только растягивающее напряжение в этой плоскости достигнет величины  $\sigma_0$ . Известно, что раньше всего это условие осуществляется на последней  $C^-$ -характеристике  $OF$  централизованной волны разрежения  $LOF$ , образующейся при выходе на свободную поверхность материала ударной волны  $SO$ . Из точки разрушения  $F$  внутрь откольной пластины (вправо) распространяется ударная волна раскрытия откола. Предполагается, что траектория этой ударной волны практически совпадает с  $C^+$ -характеристикой  $FK$ , проходящей через точку разрушения; такое предположение правомерно, если амплитуда этой ударной волны не слишком велика и, следовательно, невелика откольная прочность  $\sigma_0$ .

Далее считается, что соотношение, определяющее поведение материала, имеет форму обычного уравнения состояния  $P = f(\rho, S)$ , где  $\rho$  — плотность;  $S$  — энтропия. Следовательно, пренебрегается сдвиговой прочностью материала. Тогда уравнения движения в характеристическом виде можно записать следующим образом:

$$(3) \quad dX/dT = u + C, \quad dP + \rho C du = 0;$$

$$(4) \quad dX/dT = u - C, \quad dP - \rho C du = 0;$$

$$(5) \quad dX/dT = u, \quad dS = 0,$$

где  $u$  — массовая скорость;  $C^2 = (\partial P / \partial \rho)_S$  — квадрат скорости звука.

И, наконец, последнее предположение: акустический импеданс  $\rho C$  вдоль отрезков характеристик  $OF$  и  $FK$  меняется весьма незначительно и приблизительно равен  $\rho_0 C_0$ , где  $\rho_0$  — начальная плотность материала;  $C_0$  — скорость звука при  $P = 0$ .

Заменяя  $\rho C$  на  $\rho_0 C_0$  в соотношениях (3), (4), получаем их интегралы вдоль отрезков характеристик  $OF$  и  $FK$ :

$$(6) \quad P_F - P_0 - \rho_0 C_0 (u_F - u_0) = 0;$$

$$(7) \quad P_k - P_F + \rho_0 C_0 (u_k - u_F) = 0.$$

Граничные условия имеют вид  $P_F = -\sigma_0$ ,  $P_0 = P_k = 0$ ,  $u_0 = W_0$ ,  $u_k = W_k$ . Из соотношений (6), (7) с учетом граничных условий следует формула (1).

Вышеперечисленные условия выполняются не для любых материалов. Например, в случае материала с резко выраженным упругопластическим поведением, обладающим конечной прочностью на сдвиг, акустический импеданс нельзя считать постоянным, поскольку значения упругой и пластической скоростей звука сильно отличаются друг от друга. Картина те-

чения в плоскости  $X - T$  может иметь довольно сложную структуру. Плоскость  $X - T$  разбивается характеристиками на целый ряд упругих и пластических областей. Если отсутствует информация о величине сдвиговой прочности материала, то нельзя провести детальные расчеты, а можно лишь утверждать, что величина откольной прочности находится в интервале между двумя значениями, получаемыми по формуле (1), где в качестве  $C_0$  используются  $C_{II}$  (пластическая скорость звука) и  $C_Y$  (скорость продольных упругих волн в неограниченной среде). Разница в величине  $\sigma_0$ , вычисляемой для этих двух случаев, определяется коэффициентом Пуассона  $\nu$  (при  $\nu = 0,3$  она составляет примерно 30%,  $C_Y/C_{II} \approx 1,27$ ).

Для материалов, в которых заметную роль играют релаксационные процессы, определяющее соотношение нельзя представить в виде  $P = f(\rho, S)$  и характеристические соотношения отличаются от (3)–(5), что можно показать на простом примере. В работе [4] рассматривается распространение плоских волн в тонких стержнях из упругопластического релаксирующего материала. Предполагается, что между скоростью пластических деформаций  $\dot{\epsilon}_p$ , напряжением  $\sigma$  и полной деформацией  $\epsilon$  имеется связь  $E_0 \dot{\epsilon}_p = g(\sigma, \epsilon)$ , где  $E_0$  — модуль Юнга. Показано, что характеристические уравнения для распространения плоских волн имеют вид

$$d\sigma - \rho_0 C_0 du = -g(\sigma, \epsilon) dT,$$

$$d\sigma + \rho_0 C_0 du = -g(\sigma, \epsilon) dT, \quad d\sigma - E_0 d\epsilon = -g(\sigma, \epsilon) dT.$$

Большая роль релаксационных процессов выражается в том, что правые части последних соотношений будут вносить свои вклады в интегралы вдоль отрезков характеристик  $OF$  и  $FK$  (фигура, *a*), сравнимые по величине с вкладами от левых частей. Эти члены будут давать поправки к (1), зависящие, вообще говоря, от граничных условий. Следовательно, нельзя получить единую формулу, пригодную для любых течений.

Остановимся на вопросе о применимости формулы (2) для расчета откольной прочности. Перепишем соотношение (7) с учетом граничных условий в виде  $\sigma_0 = \rho_0 C_0 (W_k - u_F)$ . Последняя формула совпадает с формулой (2), если отождествить среднюю скорость откола  $\bar{W}$  с массовой скоростью  $u_F$  в плоскости откола непосредственно перед разрушением. Очевидно, что соотношение  $\bar{W} = u_F$  может выполняться только при специальных условиях нагружения. При произвольном нагружении должны наблюдаться более или менее заметные отклонения от этого равенства, и поэтому формула (2) может давать неверный результат. Для иллюстрации этого факта рассмотрим течение, осуществляющееся при столкновении пластин, для случая, когда волна разрежения еще не догоняет ударный фронт в момент его выхода на свободную поверхность мишени.  $X - T$ -диаграмма этого течения приведена на фигуре, *b*. На фигуре, *b* приведено распределение массовых скоростей по координате откола, откуда следует, что средняя скорость откола может значительно превышать величину  $u_F$ .

Кроме всего прочего, при использовании формулы (2) может сыграть свою роль еще один источник погрешностей, связанный с условиями проведения эксперимента. Дело в том, что для измерения средней скорости движения откола необходима большая база полета откола и, следовательно, большое время его движения, в течение которого может сказаться возмущающее влияние краев мишени, находящихся в области разгрузки. Этот фактор может привести к меньшему значению реальной скорости откола по сравнению со скоростью в идеальных условиях эксперимента. Поскольку такие краевые эффекты, как правило, в экспериментах не контролируются, то это может привести и к неконтролируемым ошибкам при расчете откольной прочности по формуле (2).

Таким образом, применение формулы (1) в тех случаях, когда нельзя пренебрегать сдвиговой прочностью или релаксационными процессами, может привести к заметным ошибкам в определении величины откольной

прочности этих материалов. Использование формулы (2) справедливо лишь в специальных случаях нагружения, различных для каждого конкретного вида уравнения состояния.

Поступила 23 VI 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Новиков С. А., Дивнов И. И., Иванов А. Г. Исследование разрушения стали, алюминия и меди при взрывном нагружении.— ФММ, 1966, т. 21, вып. 4.
2. Иванов А. Г., Новиков С. А. Метод емкостного датчика для регистрации мгновенной скорости движущейся поверхности.— ПТЭ, 1963, № 1.
3. Курант Р., Фридрихс Ч. Сверхзвуковое течение и ударные волны. М.: ИЛ, 1950.
4. Malvern L. E. The propagation of longitudinal waves of plastic deformation in a bar exhibiting a strain rate effect.— Quarterly of Appl. Mathem., 1951, vol. 8, p. 405.

УДК 539.374

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОТСКОКА КОРОТКИХ СТЕРЖНЕЙ ОТ ТВЕРДОЙ ПРЕГРАДЫ

В. М. Бойко, А. И. Гулидов, А. Н. Папырин,  
В. М. Фомин, Ю. А. Шитов

(Новосибирск)

Численное моделирование явления отскока коротких однородных цилиндрических и конических стержней в двумерной постановке дано в работах [1, 2]. Данная работа является естественным их продолжением. Введенный интегральный критерий по определению момента отскока применяется не только для однородных, но и для стержней, состоящих из разнородных материалов. Результаты численного моделирования сопоставляются с данными экспериментов.

1. Физико-математическая постановка задач об ударе, определение отскока, граничные и начальные условия даны в работах [1, 2] для однородных стержней. Рассмотрим случай удара цилиндрического стержня, состоящего из разных материалов, по твердой преграде.

*Задача 1.* Цилиндрический стержень длины  $L_0$  и радиуса  $R_0$  состоит из двух материалов. Слои материалов расположены параллельно оси симметрии. Внутренний цилиндр имеет радиус  $R_0/2$ . Толщина внешней оболочки также  $R_0/2$ . Скорость удара  $v_0 = 50$  м/с. На границе между слоями материалов выполняется условие идеального механического контакта. Математически это условие сводится к равенству смещений и напряжений на этой границе.

Решение задачи находим модифицированным методом Уилкинса [2, 3]. При численном решении задачи счет идет без явного выделения границы контакта между материалами. Расчеты проводились для слоев, состоящих из стали и меди, со значениями констант:  $\rho_0 = 7,85$  г/см<sup>3</sup>,  $k = 170$  ГПа,  $\mu = 80$  ГПа,  $y_0 = 1,2$  ГПа — сталь;  $\rho_0 = 8,9$  г/см<sup>3</sup>,  $k = 139$  ГПа,  $\mu = 46$  ГПа,  $y_0 = 0,3$  ГПа — медь, где  $\rho_0$  — плотность материала,  $k$  — коэффициент объемного сжатия,  $\mu$  — модуль сдвига,  $y_0$  — предел текучести.

На фиг. 1 показано изменение силы  $F$ , действующей на границе стержня с преградой в зависимости от времени  $t$  для четырех случаев сочетания материалов (1, 4 — стержень сплошной соответственно из стали и из меди, 2 — внутренний цилиндр из меди, а оболочка из стали, 3 — внутренний цилиндр из стали, а внешняя оболочка из меди). Заметим, что при одной и той же начальной скорости удара и одинаковой геометрии масса стержней будет разной, а значит, различна и начальная кинетическая энергия стержней. Однако существенное значение на время контакта стержня с преградой  $t_k$  имеет лишь предел текучести материалов. Чем меньше предел текучести, тем больше время контакта стержня с преградой (случаи 1, 4). Природа этого явления состоит в том, что при ударе стержня с преградой от контактной границы распространяется волна сжатия двух-