

волна в критическом режиме, механизм «вспышки» проявляется в генерации пульсаций одномерного типа.

Проведены эксперименты, подтверждающие предсказанное поведение структуры детонационных волн. Выведены соотношения, связывающие характерные размеры и критическую энергию прямого инициирования газовой детонации с размером ячейки многофронтной структуры самоподдерживающейся волны.

Автор выражает благодарность А. А. Васильеву за содействие при проведении экспериментов и Ю. А. Николаеву за полезное обсуждение.

Поступила в редакцию
19 / V 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. E. A. Lundstrom, A. K. Oppenheim. Proc. Roy. Soc., 1960, A 310.
2. D. H. Edwards, G. Hooper et al. Astr. Acta, 1970, 15, 5—6.
3. В. А. Субботин. ФГВ, 1975, 11, 3.
4. A. A. Vasiliev, Yu. A. Nicolaev. Astr. Acta, 1978, 5.
5. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев. ФГВ, 1976, 12, 5.
6. Р. И. Солоухин. Ударные волны и детонация в газах. М., Физматгиз, 1963.
7. I. W. Meyer, A. K. Oppenheim. 14-th Symp. (Intern.) on Combustion, Pittsburg, 1972.
8. A. H. Manson et al. 9-th Symp. (Intern.) on Combustion. New-York, 1963.
9. А. Н. Дремлю и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., Наука, 1970.
10. В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1980, 16, 3.
11. Ю. А. Николаев. Канд. дис. ИГ СО АН СССР, Новосибирск, 1979.
12. R. A. Strehlow. Astr. Acta, 1970, 15, 5—6.
13. В. И. Манжалеи, В. А. Субботин. ФГВ, 1976, 12, 6.
14. V. F. Klimkin, R. I. Soloukhin, P. Wolansky. Comb. and Flame, 1973, 21, 1.
15. А. А. Васильев, В. В. Григорьев. ФГВ, 1980, 16, 5.
16. В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1980, 16, 4.
17. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев, В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1979, 15, 6.

О СКОРОСТИ ОСКОЛКОВ, ПРОНИКАЮЩИХ ЗА ЭКРАН ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ УДАРЕ

Л. А. Мержиевский
(Новосибирск)

При использовании тонкого экрана в качестве защиты от ударов высокоскоростных частиц, имитирующих метеориты, необходимо точное прогнозирование скорости осколков, проникающих за экран. В силу различий в условиях разрушения скорости отдельных осколков могут значительно отличаться [1], однако с инженерной точки зрения достаточно иметь оценку максимальной скорости их движения в направлении траектории ударающей частицы. Этот параметр наиболее прост в измерении при проведении экспериментальных исследований; его величину принято называть запреградной скоростью осколков [2].

Исследования показывают, что при относительно тонких (по сравнению с размером частицы) экранах запреградная скорость w может быть рассчитана из соотношения, полученного из закона сохранения импульса при неупругом соударении [2],

$$w/v_0 \simeq k(1 + \eta), \quad (1)$$

где v_0 — скорость ударающей частицы; $\eta = \delta\rho_1/h\rho_0$ в случае, когда уда-

ряющая частица имеет цилиндрическую форму, и $\eta = \delta \rho_1 / 0,875 d_0 \rho_0$, если экран пробивается шаром; δ , ρ_1 — толщина и плотность материала экрана; h — высота цилиндра; d_0 — диаметр шара; ρ_0 — плотность материала частицы; $k = 0,9$ — эмпирический коэффициент. При увеличении δ наблюдается заметное отклонение w от расчетных значений, вычисляемых по (1). Для построения соотношения, связывающего величину запреградной скорости с параметрами соударения в более широком диапазоне изменения относительных толщин экрана, воспользуемся энергетическим подходом, успешно применявшимся при расчете скоростного штампования отверстий в листовых заготовках [3].

В условиях высокоскоростного удара процесс соударения можно считать абсолютно упругим вследствие интенсивного пластического деформирования частицы и преграды. Кинетическая энергия ударяющего тела E будет расходоваться на пробивание, уменьшаясь при этом на некоторую величину E_1 , а ее остаток будет передан всей массе осколков, проникающих за преграду. Уравнение сохранения энергии имеет вид

$$E = E_1 + E_2, \quad (2)$$

где E_2 — суммарная кинетическая энергия потока осколков. Будем считать, что удар наносится цилиндром высотой h , близкой диаметру основания d , по нормали к поверхности экрана (пластины).

Пусть m — масса ударяющего цилиндра, M — масса вещества пластины, проникающая за экран, d_1 — диаметр цилиндра массой M и высотой δ . В рассматриваемом случае величину E_1 приближенно можно разложить на сумму энергии E_0 , затрачиваемой на деформацию и нагревание при свободном соударении цилиндров массой m и M , и работы A , совершаемой при пластическом расширении отверстия, растекании материала частицы по каверне и т. д. Более точно будем включать в A всю дополнительную по отношению к свободному соударению потерю энергии при пробивании пластины.

При неупругом соударении свободных цилиндров скорость после соударения v определяется законом сохранения импульса

$$v = mv_0 / (m + M). \quad (3)$$

Энергия E_0 равна разности кинетических энергий до и после соударения, т. е.

$$E_0 = \frac{M}{m + M} E = \frac{Mm}{m + M} \frac{v_0^2}{2}. \quad (4)$$

С учетом (4) соотношение (2) можно представить в виде

$$mv_0^2 = \frac{Mm}{m + M} v_1^2 + 2A + (m + M) w^2. \quad (5)$$

В случае, когда скорость удара v_0 такова, что происходит пробивание пластины на пределе (т. е. толщина преграды является предельной при данной скорости удара [4]), будем считать, что $w = 0$. В действительности это не всегда справедливо, так как в определенных условиях при предельном пробивании существенную роль играют откольные явления на тыльной стороне преграды. Скорость отколовшегося слоя будет отличной от нуля. Обозначив через v_1 минимальную скорость, необходимую для пробивания рассматриваемой преграды фиксированной частицей, получаем из (5)

$$A_1 = \frac{m}{m + M} \frac{mv_1^2}{2},$$

где A_1 — значение A при $v_0 = v_1$.

С ростом скорости удара величина A изменяется. Можно предположить, что это происходит пропорционально росту динамического предела текучести, от величины которого зависит сопротивление пластической деформации. Экспериментальные исследования показывают, что для большинства металлов изменение скорости деформации в пределах 1—2 порядков величины не влияет сильно на динамический предел текучести. Кроме того, усиление ударного разогрева материала с ростом скорости удара будет приводить к снижению эффекта возрастания динамического предела текучести. Учитывая все это, будем считать величину динамического предела текучести в условиях высокоскоростного соударения неизменной. Пренебрегая также изменениями A за счет различий в величине деформации и ряда других причин, приближенно можно считать $A = \text{const} = A_1$. Тогда уравнение (5) принимает вид

$$mv_0^2 = \frac{M}{m+M} mv_0^2 + \frac{m}{m+M} mv_1^2 + (m+M) w^2,$$

откуда

$$w = \frac{\sqrt{v_0^2 - v_1^2}}{1 + (M/m)}.$$

Результаты исследования зависимости диаметра отверстия, пробиваемого в пластине, от условий соударения [5] позволяют дополнительно предположить, что $d_1/d \simeq 1$, тогда получаем окончательное выражение для запреградной скорости осколков

$$w = \frac{\sqrt{v_0^2 - v_1^2}}{1 + \eta}. \quad (6)$$

При очень высоких скоростях удара ($v_0^2 \gg v_1^2$) или очень тонких преградах, когда $v_1 \rightarrow 0$, выражение (6) в точности переходит в соотношение, определяемое законом сохранения импульса. Основываясь на результатах исследования [2], нетрудно обобщить (6) и на случай, когда ударяющее тело — шар, сопоставляя удары шара и цилиндра одинаковой массы, т. е. полагая $\eta = \delta \rho_1 / 0,875 d_0 \rho_0$.

Для определения v_1 воспользуемся зависимостью для предельной толщины преграды δ_0 , полученной в [4] на основе обработки большого числа разнообразных экспериментальных данных

$$\frac{\delta_0}{d_0} \simeq 1,15 \left[\left(\frac{\rho_0 v_0^2}{\rho_1} \right)^{1/3} - 0,7 \right],$$

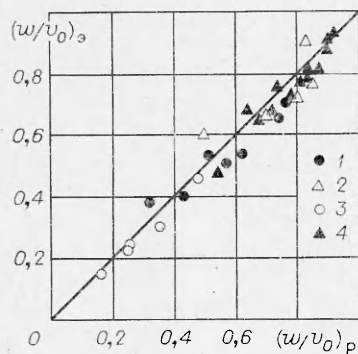
где v_0 берется в км/с, откуда

$$v_1^2 \simeq \frac{\rho_1}{\rho_0} \left[\frac{\delta}{1,15 d_0} + 0,7 \right]^3. \quad (7)$$

Соотношение (6) может быть использовано и в случае, когда траектория ударяющей частицы направлена под некоторым углом α от нормали к поверхности экрана. В этом случае необходимо принимать, что w равно максимальной скорости осколков частицы [6]. Допустив также, что падение скорости при пробивании под углом эквивалентно уменьшению скорости при соответствующем увеличении эффективной толщины пробиваемой преграды, получим

$$w = \frac{\sqrt{v_0^2 - v_1^2(\alpha)}}{1 + \eta_1}, \quad (8)$$

$$v_1^2(\alpha) = \frac{\rho_1}{\rho_0} \left[\frac{\delta}{1,15 d_0 \cos^{2/3} \alpha} + 0,7 \right]^3, \quad (9)$$



где $\eta_1 = \eta / \cos \alpha$, а (9) следует из формулы, описывающей предельное пробивание при ударе под углом [4]

$$\frac{\delta_0}{d_0} \simeq 1,15 \left[\left(\frac{\rho_0 v_0^2}{\rho_1} \right)^{1/3} - 0,7 \right] \cos^2 \alpha. \quad (10)$$

Соотношения (8) и (9) дают возможность рассчитать запреградную скорость при заданных параметрах соударения. Сравнение расчетных значений w с экспериментальными проводится на рисунке. Здесь точки 1, 2 — удар стальными цилиндрическими частицами по стальным и дюралюминиевым преградам соответственно; 3 — удар стально-

го шара по стальным преградам, все данные из [2] получены при $\alpha = 0$; 4 — удар стального шара по дюралюминиевым преградам при α , изменявшемся от 0 до 60° . Методика экспериментов и их результаты изложены в [6].

Как следует из рисунка, формулы (8) и (9), несмотря на ряд серьезных допущений, сделанных при их выводе, могут быть использованы для нахождения величины максимальной запреградной скорости осколков. При этом по сравнению с соотношением (1) существенно возрос диапазон относительных толщин преград, для которых возможна достаточно точная расчетная оценка w . Напомним, что по данным [2] для рассмотренных соударяющихся пар отклонение от (1) начинается уже при $w/v_0 \simeq 0,5 \div 0,4$.

Точки на рисунке несколько смещены вниз от корреляционной прямой. Это объясняется тем, что в действительности формула (9) дает несколько заниженное значение $v_1(\alpha)$, так как (10) описывает предельное пробивание преград при любых механизмах пробивания, в том числе и когда сквозное разрушение является результатом смыкания образующейся в веществе каверны с откольной полостью. По вкладываемому в нее физическому смыслу v_1 — предельная скорость пробивания в случае выхода каверны на тыльную поверхность преграды, поэтому в действительности ее величина несколько больше, чем вычисленная по (9).

Поступила в редакцию
10 / VI 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. H. F. Swift, D. D. Preonas et al. JSR, 1970, 7, 3.
2. Л. А. Мержиевский, В. М. Титов. ПМТФ, 1975, 5.
3. Р. Ф. Рехт, Т. В. Инсон. Тр. амер. об-ва инж.-мех. Прикладная механика, 1963, 30, 3.
4. В. М. Титов, Ю. И. Фадеевко. Космические исследования, 1972, 10, 4.
5. Л. А. Мержиевский, Ю. И. Фадеевко. Космические исследования, 1973, 11, 6.
6. Л. А. Мержиевский, В. П. Урушкин. ФГВ, 1980, 16, 5.