

Изложенное выше позволяет сделать следующее заключение:

1. Поле напряжений вблизи трещины, растущей с большой скоростью, существенно отличается от поля вблизи статической трещины. Впереди быстрой трещины возникает узкая зона повышенных касательных напряжений — «нож».

2. При дальнейшем увеличении скорости развития разрушения перед трещиной возникает зона кольцевых изохром, в которой распределение касательных напряжений одинаково в разных направлениях от конца трещин. По мере удаления от конца напряжение в этой зоне линейно убывает.

3. В момент формирования зоны равных напряжений начинается ветвление. Причина ветвления кроется в самом характере роста трещины, в преобразовании поля напряжений при большой скорости.

Авторы благодарят Г. И. Баренблатта за предложенную тему.

Поступила 2 VIII 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Inglis G. E. Stresses in a plate due to the presence of cracks and sharp corners. Trans. Inst. Naval Archit., 1913, vol. 55, p. 219.
2. Andrews E. H. Stress at a crack in an elastomer. Proc. Phys. Soc., 1961, vol. 77, p. 483.
3. Fessler H., Mansell D. O. Photoelastic study of stresses near crack in thick plates. J. Mech. Engng. Sci., 1962, vol. 4, No. 3, p. 213.
4. Wells A. A., Post D. The dynamic stress distribution surrounding a running crack a photoelastic analysis. Exp. Stress. Analysis. Proc., 1958, vol. 16, No. 1, p. 69.
5. Yoffe E. The moving Griffith crack. Philos. Mag., 1951, vol. 42, No. 330, p. 739.
6. Griggs J. W. On the propagation of a crack in an elastic — brittle material. J. Mech. Phys. Soc., 1960, vol. 8, No. 1, p. 66.
7. Broberg K. B. The propagation of a brittle crack. Arkiv fys., 1960, vol. 18, p. 159.
8. Akita Y., Ikeda K. Theoretical research on the propagation of brittle fracture. Rep. Trans. Techn. Inst., 1958, vol. 32, p. 33.
9. Karlsson J. Experimental studies of brittle fracture propagation. Kgl. Tekn. högskol. handl., 1962, No. 189, p. 56.
10. Шардин Г. Исследование скорости разрушения. В кн.: Атомный механизм разрушения. М., Metallurgizdat, 1963.
11. Финкель В. М., Куткин И. А., Белоруков В. Ф. Ветвление трещин в стали. Физ. металлов и металловедение, 1963, т. 15, вып. 5, стр. 754; Некоторые особенности ветвления трещин в стали. Изв. высш. учебн. завед., Черная металлургия, 1965, т. 2, стр. 106.
12. Фрохт М. Фотоупругость. т. I, М.—Л., Гостехиздат, 1948.
13. Баренблатт Г. И., Салганик Р. Л., Черепанов Г. П. О неустановившемся движении трещин. ПММ, 1962, т. 26, в. 2, стр. 328.
14. Бессонов М. И. Механическое разрушение твердых полимеров. Успехи физ. наук, 1964, т. 83, стр. 107.
15. Van Elst H. C. The intermittent propagation of brittle fracture. Trans. Met. Soc. AJME, 1964, vol. 230, p. 460.
16. Бэкер Б. Р. Динамические напряжения, вызываемые распространением трещины. Прикладная механика (переводы). 1962, т. 29, № 3, стр. 3—12.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИ ПРОБИВАНИИ ОДИНОЧНОЙ ПРЕГРАДЫ

Ю. С. Степанов (Москва)

Излагаются результаты экспериментальных работ по определению некоторых параметров, характеризующих сквозное пробивание преград из ряда исследуемых материалов. К ним относятся импульс, приобретаемый преградой при ее пробивании, диаметры сквозных отверстий, углы тыльного и лицевого разлета и ряд других.

1. Рассмотрим случай заведомого пробивания частицей преграды толщиной l . Введем некоторые коэффициенты

$$k = \frac{m_2}{m_0 + \Delta P}, \quad \beta = \frac{J_1}{J_0}, \quad v = \frac{\varepsilon_1}{E_0} \quad (1.1)$$

Здесь m_2 — масса, пролетевшая за преграду со скоростью v_2 , m_0 — масса частицы, ΔP — потеря массы преградой при сквозном пробивании, J_1 — импульс, полученный преградой при пробивании, J_0 , E_0 — первоначальные импульс и энергия частицы, ε_1 — часть энергии, пошедшая на нагрев и необратимые объемные деформации за пластической волной. Таким образом, коэффициент k определяет часть массы, имеющую запреградную скорость v_2 , коэффициент β — часть импульса, воспринимае-

мого преградой. Уравнения импульса и массы запишутся в виде

$$J_0(1 - \beta) = m_2 v_2 - m_3 v_3, \quad J_0 = m_0 v_0, \quad m_0 + \Delta P = m_2 + m_3 \quad (1.2)$$

Здесь v_0 — скорость частицы, m_3 — масса, отлетевшая в сторону, противоположную направлению удара, со скоростью v_3 . Если процесс пробивания определяется механизмом, изложенным ранее в [1,2], то уравнения сохранения до начала выпрессывания «пробки» [1] запишутся в виде

$$m_0 v_0^2 = (m_1 + m_0) v_1^2 + 2\varepsilon_1, \quad m_0 v_0 = (m_1 + m_0) v_1 \quad (1.3)$$

Здесь m_1 — масса преграды, участвующая в неупругом ударе ($m_1 > \Delta P$) и движущаяся со скоростью v_1 за пластической волной в преграде вплоть до ее выхода на тыльную поверхность преграды. Отсюда

$$v = 1 - \frac{m_0}{m_0 + m_1} \quad (1.4)$$

2. Для разгона компактных сферических частиц применялись ствольная пороховая система и легкогазовая баллистическая установка, использованные в работе [3]. Скорость соударения не превышала 3.5 км/сек. Преграды изготовлялись из дюралюминия марки Д-16Т, стали марки СТ-3, латуни, кадмия, олова, цинка, свинца, полиэтилена марки П-500, поролон, губчатой резины, резины РК-9, полиэтилентерефталата (ПЭТФ), стеклотекстолита марки СТ, каучуков — полиизобутилена, бутилкаучука, синтетического каучука марки СКБ. Разгоняемые частицы изготовлялись из тех же металлов. При ударе по преградам из полимерных материалов применялись стальные частицы. Диаметр шариков d_0 во всех случаях равнялся 10 мм.

Для замера скоростей v_0 и v_2 применялись электронные хронометры типа «Нептун»; они получали электрические сигналы от проволочных датчиков, причем скорости определялись на двух базах измерения [3]. Зависимости ΔP при $v_0 = \text{const}$, $\rho_1 = \text{const}$ (ρ_1 — плотность преграды) возрастали с ростом l , а при $v_0 = \text{const}$, $l = \text{const}$ — с ростом ρ_1 . Коэффициенты линейной зависимости $v_2 = a(v_0 - b)$ сведены в таблицу. Видно, что с ростом l и ρ_1 скорость v_2 падает для данной v_0 .

Как следует из таблицы, в ряде случаев $d_0 \approx l$, поэтому можно с достаточной точностью считать, что масса m_2 летит распределенной по расстоянию, но со скоростью v_2 , близкой к постоянной. Это также подтверждается экспериментами работы [2]. В опытах замечено, что в центре находится «пробка» [1] с шаровой частицей, а вторичные осколки выбитой части преграды распределены в конусе тыльного разлета.

Для определения коэффициента k из (1.1) проводились опыты в следующей постановке: за тонкой преградой из исследуемого материала устанавливалась полубесконечная преграда из материала с известной зависимостью коэффициента реактивного импульса $\xi(v_0)$ [3]. Промежуточное расстояние подбиралось так, чтобы вся масса m_2 улавливалась полубесконечной преградой, установленной на баллистический маятник. Тогда m_2 определялась из равенства

$$\xi(v_2) = J_R [(m_1' + m_2)(m_2 v_2^2 - 2Q)]^{-1/2}, \quad J_R = J_n - m_2 v_2 \quad (2.1)$$

Здесь J_R — реактивный импульс, m_1' — масса, выброшенная из кратера в полубесконечной преграде, J_n — экспериментально измеряемый полный импульс, переданный в преграду, Q — потери энергии на скрытые теплоты фазовых превращений [1,3]. В контрольных замерах m_2 определялась взвешиванием листов резины (ловушки), помещаемых после исследуемой преграды. Из расчетов k по экспериментально полученной массе m_2 следует, что при сквозном пробивании разлета назад нет до $v_0 \sim 1$ км/сек ($k = 1$). В дальнейшем k убывает и для скоростей $v_0 \sim 3-4$ км/сек стремится к 0.5 ($m_3 \approx m_2$). Следует заметить, что у полиэтилена, поролон, каучуков, резины РК-9 разлета назад обнаружить не удалось.

При сквозном пробивании часть импульса частицы J_1 воспринимается оставшейся преградой. Для определения J_1 она закреплялась на баллистическом маятнике таким образом, чтобы частица, пробив ее, беспрепятственно пролетала вперед, а маятник

	l , см	a	b , км/сек		l , см	a	b , км/сек
Fe → Д16Т	0.5	1	0.14	Fe → полиэтилен	0.1	1	0.03
Fe → Д16Т	1.0	0.89	0.18	Fe → поролон	3.85	1	0.03
Fe → Fe	0.5	0.666	0.18	Fe → губч. резина	4.5	1	0.15
Fe → латунь	0.2	0.9	0.14	Fe → резина РК-9	2.03	0.82	0.05
Cd → Cd	1.15	0.652	0.67	Fe → ПЭТФ	0.2	1	0.03
Sn → Sn	2.0	0.267	0.3	Fe → ПЭТФ	12.10 ⁻⁴	1	0.03
Zn → Zn	1.49	0.555	0.85	Fe → стеклотекстолит	0.5	0.9	0.05
Fe (Pb) → Pb	0.97	0.55	0.2	Fe → полиизобутилен	3.6	1	0.2
Fe → полиэтилен	0.99	1	0.05	Fe → бутилкаучук	4.42	0.785	0

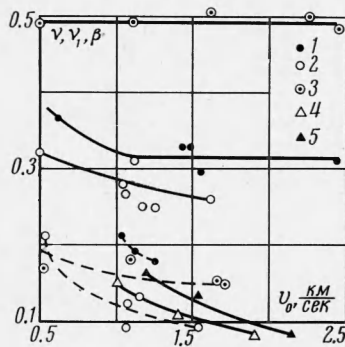
фиксирует импульс J_1 . Если нет разлета назад, то, согласно (1.2),

$$J_0 = m_2 v_2 + J_1 \quad (2.2)$$

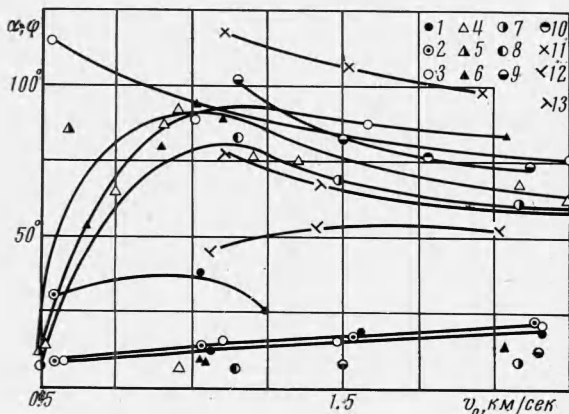
Экспериментальные $v_3 \sim 0.05 v_0$ [4], что оправдывает (2.2). Тогда из этих опытов можно определить β и m_2 . Значения k , полученные таким образом, удовлетворительно совпадали с ранее определенными. Зависимость $\beta(v_0)$, убывающая и с ростом v_0 стремится к величинам, много меньшим единицы. Поэтому в дальнейшем для высоких скоростей v_0 можно пренебрегать значением β .

Для определения коэффициента ν по (1.4) делались разрезы сквозных отверстий в преградах, и взвешиванием находилась масса, охваченная необратимыми деформациями. Сумма этой массы и ΔP давала значение m_1 . Представляет интерес вычислить коэффициент ν_1 , определяющий долю энергии E_0 , диссипированную в тепло на фронте ударной волны. Расчет ν_1 производился по известному уравнению состояния материалов частицы и преграды с учетом кубического затухания давления на фронте ударной волны [1]. Для графического построения спада давления на фронте ударной волны в частице и преграде для проведенных опытов в большом масштабе строились разрезы отверстий и кратеров. Спады $T(x)$ (T — температура на фронте ударной волны), соответствующие спаду давления на фронте $p(x)$ (x — координата), давали возможность вычислить доли тепловой компоненты внутренней энергии и, следовательно, ν_1 .

Данные по ν , ν_1 , β для Fe и Д16Т нанесены графически на фиг. 1. Там приняты следующие обозначения — $\nu(v_0)$: 1 — Fe $\rightarrow$ Д16Т, $l = 1.0$ см; 2 — Fe $\rightarrow$ Д16Т, $l = 0.5$ см; 3 — Fe $\rightarrow$ Fe, $l = 0.5$ см; $\beta(v_0)$: 4 — Fe $\rightarrow$ Д16Т, $l = 1.0$ см; 5 — Fe $\rightarrow$ Д16Т, $l = 1.0$ см. При этом пунктиром обозначены зависимости $\nu_1(v_0)$. Видно, что ν_1 увеличивается с ростом плотности и толщины преграды, β — с ростом толщины преграды при $v_0 = \text{const}$. Качественно рост ν и ν_1 с толщиной преграды можно объяснить большей величиной нагретой массы. Усреднение значений ν вследствие разброса в данных объясняется неточностями в экспериментальном определении m_1 .



Фиг. 1

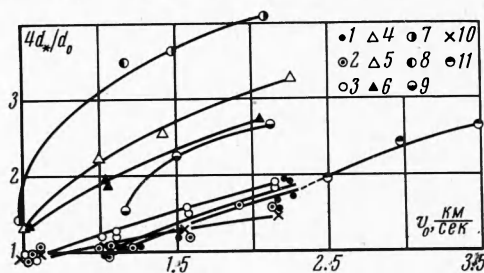


Фиг. 2

выброшенной из кратера массой m_3 . Важным является вопрос о диаметре выбитой части преграды («пробки»). Эксперименты по сквозному пробиванию показывают, что отверстие в преграде чаще всего имеет форму однополостного гиперболоида вращения, причем часть материала иногда унесена тыльным и лицевым отколами. Можно предположить, что «пробка» имеет цилиндрическую форму и выбивается раньше, чем образуется полное отверстие. Форма отверстия (гиперболоид вращения), вероятно, образуется от взаимодействия уже отраженного от тыльной поверхности и еще приходящего участка фронта полусферической ударной волны. Поэтому в расчетах следует брать минимальный диаметр отверстия d_* как диаметр «пробки».

3. Представляет интерес определить зависимость углов тыльного (φ) и лицевого (α) разлетов при пробивании от различных факторов. С этой целью перед и после мишени устанавливались листы ватмана для фиксации поля разлета мелких осколков. Результаты представлены на фиг. 2. На ней приняты следующие обозначения: 1 — Fe $\rightarrow$ Д16Т, $l = 1.0$ см; 2 — Fe $\rightarrow$ Д16Т, $l = 0.5$ см; 3 — Fe $\rightarrow$ Fe, $l = 0.5$ см; 4 — Cd $\rightarrow$ Cd; 5 — Fe $\rightarrow$ Cd; 6 — Sn $\rightarrow$ Sn; 7 — Fe $\rightarrow$ Pb; 8 — Pb $\rightarrow$ Pb; 9 — Zn $\rightarrow$ Zn; 10 — Fe $\rightarrow$ Zn; 11 — Fe $\rightarrow$ губчатая резина; 12 — Fe $\rightarrow$ ПЭТФ; 13 — Fe $\rightarrow$ СТ.

В итоге проделанных экспериментов для углов φ и α можно сделать следующие выводы: 1) обнаружить зависимость углов φ и α от l не удалось, поскольку данные для



Фиг. 3

что лицевые осколки (угол α) распределяются в узкой зоне у боковой поверхности кругового конуса разлета, тыльные осколки примерно равномерно покрывают поле разлета. Можно предположить, что кольцевой разлет лицевых осколков происходит из-за внедряющейся частицы и спад зависимости $\alpha(v_0)$ после максимума начинается после дробления частицы.

На фиг. 3 дана зависимость $d_*(v_0)/d_0$ для металлов. На ней приняты обозначения, соответствующие обозначениям фиг. 2, за исключением: 10 — Fe → латунь, $l = 0.2$ см; 11 — Fe → 6061-T6, $l = 0.475$ см. Зависимость 11 взята из работы [5]

для стального шарика $d_0 = 0.63$ см и дюралюминия марки 6061-T6. Видно, что полученная в работе зависимость 2 удовлетворительно сопрягается с зависимостью 11 на более высоких скоростях соударения v_0 . На фиг. 4 показаны экспериментальные данные $d_*(v_0)/d_0$ для полимерных материалов. На ней приняты следующие обозначения: 1 — Fe → полиэтилен, $l = 1.0$ см; 2 — Fe → ПЭТФ, $l = 0.5$ см; 3 — Fe → полиэтилен, $l = 0.1$ см; 4 — Fe → ПЭТФ, $l = 0.2$ см; 5 — Fe → ПЭТФ, $l = 12 \cdot 10^{-4}$ см; 6 — Fe → губчатая резина, $l = 5.0$ см; 7 — Fe → резина РК-9, $l = 2.5$ см. В некоторых случаях (например, для бутылкаучука и полиизобутилена) наблюдалось полное запыление отверстия [3]. Исходя из зависимостей фиг. 3 и 4, можно сделать заключение, что отношение d_*/d_0 при $v_0 = \text{const}$ для металлов увеличивается с ростом плотности преграды ρ_1 , толщины преграды l и плотности частицы ρ_0 (для данного диапазона скоростей). В то же время для полимеров наблюдается обратная закономерность — d_* уменьшается с ростом l , хотя диаметр пробоя на уровне исходной и тыльной поверхностей преград увеличивается. Можно предположить, что с ростом l увеличивается время образования отверстия и, следовательно, также время поддержания некоторой температуры локального разогрева в кольцевой зоне около отверстия, необходимой для протекания процесса запыления отверстия в полимерах. Вследствие этого, хотя наружный диаметр пробоя с ростом l растет, внутренний диаметр d_* падает. Заметим также, что при $l = \text{const}$ с ростом d_0 отношение d_*/d_0 должно уменьшаться, так как для некоторого d_0 это $l = l_1$ (для принятой v_0) и $d_* = \max d_*$ (l_1 — максимальная глубина пробивания). Для большей v_0 при этом же $d_0 = \text{const}$ это $l < l_1$ и $d_* < \max d_*$. Поэтому зависимость $d_*(v_0)/d_0$ может иметь выпуклость, обращенную вверх, что подтверждается экспериментальными данными (фиг. 3).

Автор благодарит В. П. Потребу за помощь в эксперименте и Э. И. Андрианкина — за обсуждение работы.

Поступила 17 VI 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Андрианкин Э. И., Степанов Ю. С. О глубине пробивания при ударе метеорных частиц. Сб. «Искусственные спутники Земли», 1963, вып. 15, стр. 44, Изд-во АН СССР.
2. Recht R. F., Ipson T. W. Ballistic Perforation Dynamics, J. Appl. Mech., 1963, vol. 30, No. 3, p. 384.
3. Архипов Б. А., Степанов Ю. С. О реактивном импульсе при кратерообразовании и моделировании процессов соударения. ПМТФ, 1965, № 3, стр. 120.
4. Беляков Л. В., Валицкий В. П., Златин Н. А. О роли тепловых явлений при соударении металлических тел. Докл. АН СССР, 1965, т. 160, № 2.
5. Rolsten R. F., Wellnitz J. N., Hunt H. H. An Example of Hole Diameter in Thin Plates due to Hypervelocity Impact, J. Appl. Phys., 1964, vol. 35.