

ли, что с ростом скорости соударения откольное разрушение впервые возникает в сечении B при $u_B \leq u \leq u_{AB}$, при $u \geq u_{AB}$ реализуются два откола в сечениях A и B , причем в последнем случае откол в A наступает в более ранний момент времени, чем в B . Эта особенность находит качественное подтверждение при рассмотрении процесса соударения в $\sigma - u$ -диаграмме. Следует отметить, что скорость соударения u_B хорошо совпадает с критической скоростью для однослойной мишени, в которой откол возникает в сечении A . Сравнение результатов табл. 3 показывает достаточно хорошее согласие эксперимента и расчета.

Таким образом, результаты, полученные с помощью предложенного выше метода расчета динамических кривых растяжения материалов и проверенные специально проведенными экспериментами, могут быть использованы в качестве характеристик при решении задач с наличием откольных разрушений.

Поступила 23 VI 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Златин Н. А., Поффе Б. С. О временной зависимости сопротивления отрыву при отколе.— ЖТФ, 1972, вып. 8.
2. Тарасов Б. А. О количественном описании откольных повреждений.— ПМТФ, 1973, № 6.
3. Ментешев Е. В., Ратников В. П., Рыбаков А. П., Ткаченко А. И., Шавков В. П. Действие взрыва листового заряда ВВ на алюминиевую пластину.— ФГВ, 1967, № 2.
4. Златин Н. А., Мочалов С. М., Пугачев Г. С., Брагов А. М. Временные закономерности процесса разрушения металлов при интенсивных нагрузках.— ФТТ, 1974, вып. 6.
5. Никифоровский В. С., Сабитова С. И., Стреляев А. Е. К вопросу о разрушении твердых тел при динамическом нагружении.— ФТПРПИ, 1970, № 5.
6. Иванов А. Г. Откол в акустическом приближении.— ФГВ, 1975, № 3.
7. Альтшулер Л. В. Применение ударных волн в физике высоких давлений.— «Усп. физ. наук», 1965, т. 85, вып. 2.
8. Steverding B., Werkheiser A. «J. Mech. Engng Sci.», 1971, vol. 13, N 3.
9. Лобанов В. С. Движение некоторых сплошных сред при взрыве. Дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. МФТИ, 1972.
10. Wilkins M. L. In: Fundamental Methods in Hydrodynamics. Vol. 3. N. Y.— L., Acad. Press, 1964. Рус. пер. Расчет упругоэластических течений.— В кн.: Вычислительные методы в гидродинамике. М., «Мир», 1967.
11. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.

УДК 534.211

РАСТЯГИВАЮЩИЕ НАПРЯЖЕНИЯ В МИШЕНИ ПРИ СОУДАРЕНИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

М. С. Качан, Ю. А. Тришин

(Новосибирск)

Введение. При взрыве в твердом теле в ударную волну переходит почти половина энергии взрывчатых веществ [1], поэтому ударно-волновые процессы играют большую роль при разрушении горных пород и ме-

таллов под действием взрывных нагрузок. С физической точки зрения процесс хрупкого разрушения характеризуется отрывом материала на свободной поверхности под действием возникающих при интерференции волн в горном массиве или металлической пластине растягивающих напряжений [2, 3].

Изучение откола слоя материала производится с целью выяснения его механизма и закономерностей процесса разрушения материала при интенсивных нагрузках ([4—15] и др.) и для использования в практических задачах, например, при разрушении горных пород [11, 16—18] или защите при высокоскоростном соударении твердых тел [19].

В ранних исследованиях по аналогии со статическим нагружением прочность при интенсивных нагрузках характеризовали величиной критических разрушающих нормальных напряжений σ_* , характерных для данного материала при заданных условиях нагружения [4, 20], критерий разрушения принимался в виде

$$(0.1) \quad \sigma = \sigma_*.$$

Достижение нормальным растягивающим напряжением в какой-либо точке тела величины σ_* рассматривалось как условие, приводящее к разрушению материала. Этот критерий не потерял своего значения и сейчас [3, 5, 11, 21], так как он является необходимым условием разрушения, хотя и недостаточным. Уже в [20] отмечалось, что на откол влияет также форма волны напряжений, а величина σ_* предполагалась зависящей от условий нагружения и от распределения напряжений в теле. Экспериментальные измерения значений сопротивления отрыву при отколе, приведенные для одних и тех же материалов, по данным различных работ существенно отличаются друг от друга [10, 12, 22]: на порядок в работах [5] и [23]. [24] и [11], для алюминия получены значения от 9,6 до 58 [25—27], для меди — от 69 до 128 [5] и для мягкой стали — от 70 до 105 кбар [24]. Эти различия становятся понятными [10, 28], если принять кинетическую концепцию прочности твердых тел [29, 30], в соответствии с которой прочность не является предельной величиной, носящей характер некоей константы, и откольное разрушение тела зависит не только от амплитуды растягивающих напряжений, но и от временных факторов. Процесс разрушения характеризуется в основном долговечностью образца, т. е. временем τ от момента приложения нагрузки до разрыва при постоянных напряжении σ и температуре T :

$$(0.2) \quad \tau = \tau_0 \exp \left(\frac{U_0 - \gamma \sigma}{kT} \right),$$

где k — постоянная Больцмана; τ_0 — период собственных тепловых колебаний атомов в теле, имеющий порядок 10^{-13} с; U_0 — величина начального энергетического барьера, хорошо совпадающая со значением теплоты сублимации тела; γ — структурно-чувствительная величина, зависящая от состояния тела. В [6] приводятся и иные эмпирические временные критерии [31—34], использованные для описания пластиков и стекол. В ряде работ [9, 24, 34, 35] экспериментально определяется зависимость прочности от скорости деформирования, градиента давления или скорости изменения давления в волне сжатия, что также однозначно связано с временем действия растягивающих напряжений, а в [5] экспериментально получен временной критерий для металлов при сжатии пластины треугольным импульсом, который, как показано в [12], приводится к критерию (0.2).

Однако уравнение Журкова для долговечности в рассматриваемом интервале воздействия нагрузок 10^{-7} — 10^6 с не подтверждается экспериментом [8, 9, 13, 15, 22, 28, 36]. И хотя в [15] удалось для алюминиевого сплава В95 экспериментально получить единую монотонную кривую для временной зависимости прочности в диапазоне изменения долговечности от 10^{-7} до 10^6 с, очевидно, что природа временной закономерности разрушения при интенсивном нагружении существенно отлична [37].

Иные временные критерии предложены в работах [11, 14, 38]. Критерий

$$\int_0^{\tau} \sigma(t) dt = J_*,$$

введенный в [11], означает, что разрушение может произойти в момент времени τ , когда импульс растягивающих напряжений в сечении пластины достигнет некоторой критической величины J_* , определяемой экспериментально. Энергетический смысл имеет временной критерий [14]

$$(0.3) \quad \frac{1}{AE} \int_0^{l_0} \sigma^2 dx = \varepsilon_*,$$

где $A = 2(1 - \mu)/(1 + \mu)(1 - 2\mu)$, μ — коэффициент Пуассона; E — модуль Юнга; ε_* — удельная на единицу поверхности работа отрыва материала; l_0 — длина волны растяжения, который означает, что разрушение произойдет, если удельная упругая энергия, содержащаяся в волне растяжения, достигнет ε_* . В случае неизменной во времени формы волны растяжения (0.3) совпадает с критерием разрушения, полученным в [38]:

$$\frac{c}{AE} \int_0^{t_0} \sigma^2 dt = \varepsilon_*,$$

где $t_0 = l_0/c$, c — скорость звука в материале.

Поскольку для выявления количественных критериев откола необходимо знание амплитуды и времени действия растягивающих напряжений, а в подавляющем большинстве работ используются методы, связанные с измерением скорости движения свободной поверхности тела [10, 15, 39, 40], и искомые величины вычисляются по экспериментально определяемым, установление зависимости амплитуды напряжения от скорости свободной поверхности (или скорости удара) представляет собой важную задачу.

Для расчета растягивающих напряжений в волне растяжения в большинстве работ, когда волна растяжения имеет Π -образную форму, используется акустическое приближение

$$(0.4) \quad \sigma = (1/2)\rho u_* c,$$

где ρ — плотность материала пластины; u_* — пороговая скорость соударения, при достижении которой происходит откол [4, 13, 14, 19, 28]. Однако (0.4) справедливо лишь в случае, когда происходит соударение двух пластин из одинакового материала, так как в случае разных пластин импульс сжатия имеет ступенчатую форму [41].

Использование акустического приближения для ударных волн в твердом теле с амплитудой давления от десятков до сотен килобар достаточно правомерно [42]. Такие ударные волны являются «слабыми», они мало отличаются от акустических и распространяются со скоростью, близкой

к скорости звука. В то же время их нельзя считать и слишком слабыми, поэтому эффектами, связанными с прочностью твердых тел, можно пренебречь. Тензор напряжений в телах, сжатых ударной волной, предполагается шаровым, как в идеальном газе или жидкости, поскольку по сравнению с пределом прочности или критическим напряжением сдвига давление на фронте ударной волны велико. Скорость звука при этом определяется сжимаемостью вещества, как в газе или жидкости.

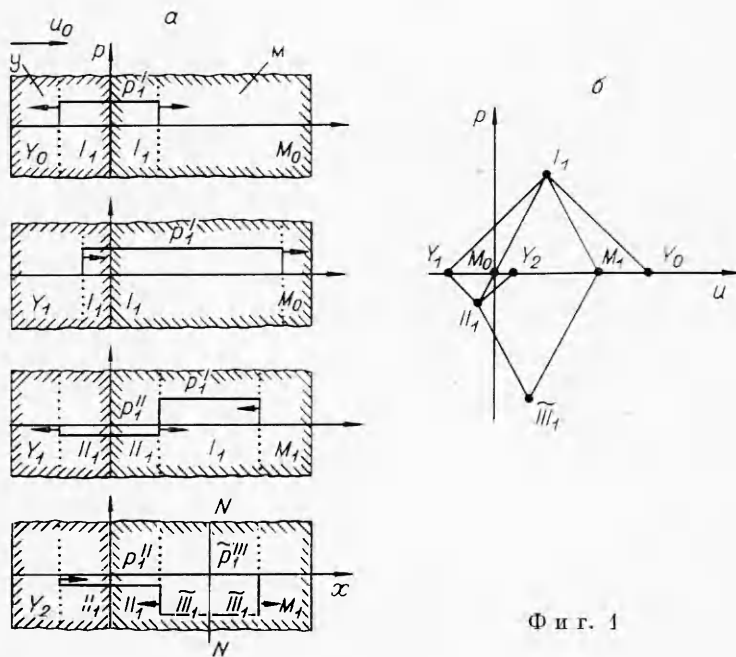
Как показано в работе [41], для слабых ударных волн уравнения, определяющие ударные адиабаты веществ на p, u -диаграмме, линейные, что позволяет определять параметры ударных волн наиболее простым и экономичным способом [43].

В данной работе предложен метод расчета растягивающих напряжений при соударении пластины с двухслойной пластиной и способы регулирования амплитуды напряжений в двухслойной пластине. Для простоты анализа предполагается, что разрушение происходит при выполнении критерия прочности (0.4).

1. Рассмотрим случай соударения двух пластин из разных материалов. Максимальные растягивающие напряжения, возникающие в сечении N мишени, имеют вид [43]

$$(1.1) \quad \sigma = \tilde{p}_1^{\text{III}} = -\frac{2R_y R_m^2}{(R_y + R_m)^2} u_0,$$

где $R_i = \rho_i c_i$ ($i = y, m$), R_i — акустическая жесткость материала; индекс y относится к ударнику, движущемуся со скоростью u_0 ; индекс m — к мишени. На фиг. 1, a изображена последовательная картина распространения ударных волн в ударнике y и мишени m . Состояния в пластинах обозначены: Y_0 для ударника и M_0 для мишени до соударения; I после соударения; Y_1 и M_1 после отражения волн от свободных поверхностей ударника и мишени; II_1 после взаимодействия волны с контактной границей пластин; $\tilde{III}_1$ после взаимодействия волн в сечении N мишени.



Ф и г. 1

Здесь же приведены профили давлений для случая $R_y < R_m$. Процесс соударения считается одномерным, а картина распространения ударных волн акустической [43]. Предполагается также, что $t_y < t_m$, где $t_i = l_i/c_i$ ($i = y, m$), t_i — время распространения ударной волны в пластине между двумя ее границами; l_i — толщина пластины. Значение амплитуды растягивающих напряжений σ (1.1) найдено методом p, u -диаграмм. Состояние в мишени, возникшее в результате взаимодействия двух волн (волны, отраженной от свободной поверхности мишени, и волны, отраженной от свободной поверхности ударника и прошедшей через контактную границу ударника с мишенью), характеризуется на p, u -диаграмме (фиг. 1, б) точкой $\tilde{p}_{11}$, координаты которой $\tilde{u}_1^{III}$ и $\tilde{p}_1^{III}$ дают значения массовой скорости и давления в волне растяжения. Остальные обозначения, приведенные на p, u -диаграмме, пояснены выше.

Функция $\tilde{p}_1^{III}(R_y, R_m)$ (1.1) определена при $R_y > 0, R_m > 0$. В этой области существования аргументов она непрерывна и может принимать только значения $\tilde{p}_1^{III} < 0$. Минимум этой функции при фиксированном значении акустической жесткости мишени $R_m = \text{const}$ достигается при $R_y = R_m$ и равен

$$(1.2) \quad \tilde{p}_1^{III}(R_y)_{R_y=R_m} = -\frac{R_m}{2} u_0.$$

Если же зафиксировать R_y , то функция $\tilde{p}_1^{III}(R_m)$ с увеличением R_m от нуля до бесконечности убывает от нуля и асимптотически приближается к величине $-2R_y u_0$.

Рассмотрим две задачи: а) путем подбора материала ударника обеспечить откольное разрушение мишени; б) путем подбора материала мишени обеспечить ее целостность.

Поскольку достижение амплитуды растягивающих напряжений в материале величины нормальных критических разрушающих напряжений (при заданных условиях нагружения) является необходимым условием динамического разрушения материала, при решении первой задачи должно быть выполнено соотношение

$$|\tilde{p}_1^{III}| = \frac{2R_y R_m^2}{(R_y + R_m)^2} u_0 \geq |(\sigma_m)_*|.$$

С учетом (1.2) максимальное значение $|\tilde{p}_1^{III}|$ можно получить при $R_y = R_m$. Поэтому желательно для разрушения мишени в сечении N ударник изготавливать из того же материала, что и мишень.

С учетом этого условие динамического разрушения материала мишени примет вид

$$(R_y/2)u_0 \geq |(\sigma_m)_*|.$$

В таблице приведены некоторые расчетные значения величины $\tilde{p}_1^{III}$ (кбар) в сечении N для различных материалов ударника и мишени при $u_0 = 500$ м/с. Величины ρ и c для материалов пластин взяты из [44].

Поскольку время действия в сечении максимальных по амплитуде растягивающих напряжений определяется толщиной l_y ударника

$$t = 2l_y/c_y,$$

целесообразно, насколько это возможно из конструктивных соображений и с учетом затухания амплитуды, увеличить толщину ударника при сохранении его остальных параметров.

Материал ударника \ Материал прокладки	Вольфрам	Медь	Дюралю- миний	Полиэти- лен
<i>Материал мишени — вольфрам</i>				
Вольфрам	-261	-132	-39	-0,8
Медь	-219	-157	-63	-1,7
Дюралюминий	-131	-128	-77	-3,8
Полиэтилен	-20	-27	-29	-10,2
<i>Материал мишени — медь</i>				
Вольфрам	-157	-94	-32	-0,8
Медь	-132	-112	-53	-1,7
Дюралюминий	-79	-92	-64	-3,7
Полиэтилен	-12	-19	-24	-10,0
<i>Материал мишени — дюралюминий</i>				
Вольфрам	-77	-54	-23	-0,7
Медь	-65	-64	-37	-1,6
Дюралюминий	-39	-53	-45	-3,5
Полиэтилен	-6	-11	-17	-9,4

Примечание. Совпадение материала прокладки и мишени идентично случаю отсутствия прокладки.

При решении второй задачи необходимо выполнить условие

$$(1.3) \quad |\tilde{p}_1^{III}| = \frac{2R_y R_m^2}{(R_y + R_m)^2} u_0 < |(\sigma_m)_*|.$$

Для этого следует уменьшать величину R_m . Однако, поскольку всегда можно выбрать $R_y = R_m$, надо подобрать материал мишени так, чтобы одновременно выполнялись соотношения (1.2), (1.3); получаем

$$(R_m/2)u_0 < |(\sigma_m)_*|.$$

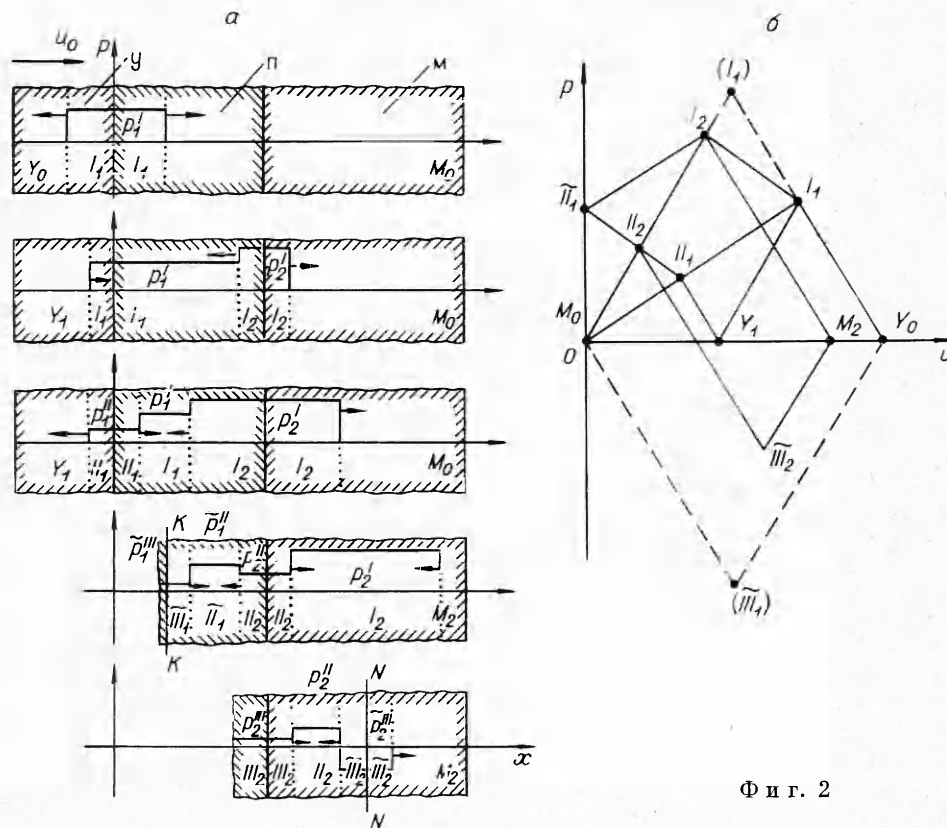
2. Новые возможности для целесообразного управления величиной растягивающих напряжений в мишени открывает введение пластины между мишенью и ударником, т. е. покрытие мишени прокладкой (фиг. 2, а).

Ударные волны, образовавшиеся при соударении ударника с прокладкой и имеющие параметры [43]

$$(2.1) \quad p_1^I = \frac{R_y R_{\Pi}}{R_y + R_{\Pi}} u_0, \quad u_1^I = \frac{R_y}{R_y + R_{\Pi}} u_0,$$

достигнут противоположных границ соударяющихся пластин ($R_{\Pi} = \rho_{\Pi} c_{\Pi}$ — акустическая жесткость материала прокладки). Одна из них, распространяющаяся по прокладке вправо, достигнет контактной границы с мишенью и в результате распада разрыва вызовет в этих пластинах новое состояние (точка I_2 на p, u -диаграмме, изображенной на фиг. 2, б, где построение выполнено для случая $R_y = R_m > R_{\Pi}$). Оно определится из системы уравнений

$$p_2^I = R_m u_2^I, \quad p_2^I = -R_{\Pi} (u_2^I - u_1^I).$$



Фиг. 2

Решая ее, получаем

$$(2.2) \quad p_2^I = \frac{2R_y R_{\Pi} R_M}{(R_y + R_{\Pi})(R_{\Pi} + R_M)} u_0,$$

$$u_2^I = \frac{2R_y R_{\Pi}}{(R_y + R_{\Pi})(R_{\Pi} + R_M)} u_0.$$

Волна (2.2) затем достигнет свободной поверхности мишени, после чего влево по мишени начнет распространяться волна разгрузки (точка M_2 на p, u -диаграмме)

$$(2.3) \quad p_2^M = 0, \quad u_2^M = \frac{4R_y R_M}{(R_y + R_{\Pi})(R_{\Pi} + R_M)} u_0.$$

Ударная волна (2.1), распространяющаяся по ударнику влево, достигнет его свободной поверхности и вызовет образование волны разгрузки, которая, достигнув контактной границы ударника с прокладкой, вызовет в результате нового распада разрыва образование волн с параметрами [43] (точка II_1 на p, u -диаграмме)

$$(2.4) \quad p_1^{II} = \frac{R_y R_{\Pi} (R_y - R_{\Pi})}{(R_y + R_{\Pi})^2} u_0,$$

$$u_1^{II} = \frac{R_y (R_y - R_{\Pi})}{(R_y + R_{\Pi})^2} u_0.$$

Если принять, что $t_y < t_n < t_m$ (где $t_n = l_n/c_n$ — время распространения фронта волны в прокладке между границами пластины, l_n — толщина прокладки), то волна (2.4) в каком-то сечении K прокладки встретится с волной (2.2), вызвав состояние, характеризуемое координатами точки $\tilde{II}_1$ на p, u -диаграмме. Оно определится из системы уравнений

$$\tilde{p}_1^{II} - p_2^I = R_n(\tilde{u}_1^{II} - u_2^I), \quad \tilde{p}_1^{II} - p_1^{II} = -R_n(\tilde{u}_1^{II} - u_1^{II}),$$

решив которую, получим

$$(2.5) \quad \begin{aligned} \tilde{p}_1^{II} &= \frac{2R_y R_n (R_y R_m - R_n^2)}{(R_y + R_n)^2 (R_n + R_m)} u_0, \\ \tilde{u}_1^{II} &= \frac{2R_y R_n (R_y - R_m)}{(R_y + R_n)^2 (R_n + R_m)} u_0. \end{aligned}$$

Затем волна (2.5), распространяющаяся по прокладке вправо, достигнет контактной границы с мишенью, и в обеих пластинах возникнет состояние, характеризуемое точкой II_2 на p, u -диаграмме. Из системы уравнений

$$p_2^{II} = R_m u_2^{II}, \quad p_2^{II} - p_1^{II} = -R_n(u_2^{II} - u_1^{II})$$

получаем параметры этого состояния

$$(2.6) \quad \begin{aligned} p_2^{II} &= \frac{2R_y R_n R_m (R_y - R_n)}{(R_y + R_n)^2 (R_n + R_m)} u_0, \\ u_2^{II} &= \frac{2R_y R_n (R_y - R_n)}{(R_y + R_n)^2 (R_n + R_m)} u_0. \end{aligned}$$

Встреча волны (2.6) с волной разгрузки (2.3) и их взаимодействие приведет к образованию в каком-то сечении N мишени состояния, характеризуемого на p, u -диаграмме координатами точки $\tilde{III}_2$ (см. фиг. 2, б). Это состояние определится из системы уравнений

$$\tilde{p}_2^{III} = R_m(\tilde{u}_2^{III} - u_2^M), \quad \tilde{p}_2^{III} - p_2^{II} = -R_m(\tilde{u}_2^{III} - u_2^{II}).$$

Решив систему, найдем

$$(2.7) \quad \begin{aligned} \tilde{p}_2^{III} &= -\frac{4R_y R_n^2 R_m}{(R_y + R_n)^2 (R_n + R_m)} u_0, \\ \tilde{u}_2^{III} &= -\frac{4R_y^2 R_n}{(R_y + R_n)^2 (R_n + R_m)} u_0. \end{aligned}$$

Функция $\tilde{p}_2^{III}(R_y, R_n, R_m)$ (2.7) определена в области $R_y > 0$, $R_m > 0$, $R_n > 0$. При этом она непрерывна и может быть только отрицательной. Рассмотрим изменение функции $\tilde{p}_2^{III}(R_n)$ при $R_y = \text{const}$ и $R_m = \text{const}$. Очевидно, что поскольку при $R_n = 0$ и $R_n \rightarrow \infty$ $\tilde{p}_2^{III}(R_n) = 0$, имеется экстремум этой функции в области определения при

$$(2.8) \quad R_n = \frac{R_y}{2} + \sqrt{\frac{R_y^2}{4} + 2R_y R_m}.$$

Из (2.8) следует, что $R_n > R_y$.

Если зафиксировать R_m и R_n и рассмотреть изменение функции $\tilde{p}_2^{III}(R_y)$, то окажется, что она также стремится к нулю при $R_y = 0$ и

$R_y \rightarrow \infty$ и, следовательно, имеет в заданной области определения минимум. Он достигается при $R_y = R_{\Pi}$ и равен

$$(2.9) \quad \tilde{p}_2^{III}(R_y)_{R_y=R_{\Pi}} = -\frac{R_{\Pi}R_M}{R_{\Pi}+R_M} u_0.$$

Далее, положив $R_y = \text{const}$ и $R_{\Pi} = \text{const}$, рассмотрим изменение функции $\tilde{p}_2^{III}(R_M)$. Ее значения в области определения аргумента уменьшаются от нуля при $R_M = 0$ до

$$\tilde{p}_2^{III} = -\frac{4R_y R_{\Pi}^2}{(R_y + R_{\Pi})^2} u_0$$

при $R_M \rightarrow \infty$.

Таким образом, это условие имеет вид

$$0 \geq \tilde{p}_2^{III}(R_M) \geq -\frac{4R_y R_{\Pi}^2}{(R_y + R_{\Pi})^2} u_0.$$

Если требуется разрушить мишень и имеется возможность подбора материала ударника, то максимальные по амплитуде растягивающие напряжения, равные значению $\tilde{p}_2^{III}$ из (2.9), можно получить при $R_y = R_{\Pi}$. Заметим, что если еще и $R_M = R_{\Pi}$, то (2.9) приводится к (1.2). Этот случай показан на фиг. 2, 6 штриховыми линиями. Значения напряжений в сечении N для различных прокладок приведены в таблице.

Для обеспечения прочности мишени путем подбора материала мишени и материала прокладки надо стремиться к тому, чтобы R_{Π} значительно отличалось от своего значения из (2.8). Поскольку в (2.8) $R_{\Pi} > R_y$, целесообразнее выбирать значения $R_{\Pi} < R_y$. Например, при медном ударнике и медной мишени прокладка из дюралюминия снижает растягивающие напряжения до — 53 кбар, в то время как при отсутствии прокладки они бы составляли — 112 кбар. Соударение вольфрамового ударника с медной мишенью вызывает в мишени растягивающие напряжения — 94 кбар, введение дюралюминиевой прокладки вызывает растягивающие напряжения — 32 кбар. В любом случае R_{Π} и R_M следует выбирать такими, чтобы выполнялось соотношение

$$|\tilde{p}_2^{III}| = \frac{4R_y R_{\Pi}^2 R_M}{(R_y + R_{\Pi})^2 (R_{\Pi} + R_M)} u_0 < |(\sigma_M)_*|.$$

Если считать, что всегда будет выбрано $R_y = R_{\Pi}$, то следует подобрать R_{Π} и R_M так, чтобы

$$\frac{R_{\Pi} R_M}{R_{\Pi} + R_M} u_0 < |(\sigma_M)_*|.$$

Пусть мишень облицована с тыльной стороны пластиной с акустической жесткостью $R_o = \rho_o c_o$. Как следует из (2.5), возникающие в этом случае в мишени напряжения имеют вид (в (2.5) вместо R_{Π} следует взять R_M , а вместо R_M — акустическую жесткость R_o)

$$(2.10) \quad \tilde{p}_1^{II} = \frac{2R_y R_M (R_y R_o - R_M^2)}{(R_y + R_M)^2 (R_M + R_o)} u_0.$$

Очевидно, растягивающие напряжения возникают, когда выражение, стоящее в скобках числителя в (2.10), отрицательно, т. е. выполняется неравенство

$$R_y/R_m < R_m/R_o.$$

Следовательно, путем уменьшения акустической жесткости мишени или увеличения акустической жесткости облицовки можно ликвидировать растягивающие напряжения в мишени. Однако сама облицовка будет подвержена воздействию растягивающих напряжений (2.7) (в (2.7) R_{II} и R_m заменены на R_m и R_o соответственно):

$$\tilde{p}_2^{III} = - \frac{4R_y R_m^2 R_o}{(R_y + R_m)^2 (R_m + R_o)} u_0,$$

которые могут привести к ее разрушению.

Поступила 16 VII 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Баум Ф. А., Бержец М. А. Определение начальных параметров ударных волн в горных породах в условиях контактного взрыва и закона сжимаемости пород при высоких давлениях.— В кн.: Взрывное дело. М., Госгортехиздат, 1962, № 49/6.
2. Мосинев В. Н. Деформация горных пород взрывом. Фрунзе, «Илим», 1971.
3. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П., Чельшев В. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва. М., «Наука», 1975.
4. Райхарт Дж. С., Пирсон Дж. Поведение металлов при импульсивных нагрузках. М., ИЛ, 1958.
5. McQueen R. G., Marsh S. P. Ultimate yield strength of copper.— «J. Appl. Phys.», 1962, vol. 33, N 1.
6. Butcher V. M., Barker L. M., Munson D. E., Lundergan C. D. Influence of stress history on time-dependent spall in metals.— «AIAA J.», 1964, vol. 2, N 6. Рус. пер.— «Ракетн. техн. и космонавтика», 1964, № 6.
7. Витман Ф. Ф., Иванов М. И., Иоффе Б. С. Сопротивление разрушению пластических металлов при импульсивном нагружении.— ФММ, 1964, т. 18, вып. 5.
8. Тарасов Ю. И. Исследование зависимости времени разрушения от растягивающей нагрузки для стали и меди.— «Докл. АН СССР», 1965, т. 165, № 2.
9. Альтшулер Л. В., Новиков С. А., Дивнов И. И. Связь критических разрушающих напряжений со временем разрушения при взрывном нагружении металлов.— «Докл. АН СССР», 1966, т. 166, № 1.
10. Новиков С. А., Дивнов И. И., Иванов А. Г. Исследование разрушения сталей, алюминия и меди при взрывном нагружении.— ФММ, 1966, т. 21, вып. 4.
11. Никифоровский В. С., Сабитова С. И., Стреляев А. Е. К вопросу о разрушении твердых тел при динамическом нагружении.— ФТПРПИ, 1970, № 5.
12. Шалль Р. Физика детонации.— В кн.: Физика быстропотекающих процессов. Т. 2. М., «Мир», 1971.
13. Тарасов Б. А. Сопротивление разрушению пластин при ударном нагружении.— «Проблемы прочности», 1974, № 4.
14. Иванов А. Г. Откол в квазиакустическом приближении.— ФГВ, 1975, т. 11, № 3.
15. Златин Н. А., Пугачев Г. С., Мочалов С. М., Брагов А. М. Временная зависимость прочности металлов при долговечностях микросекундного диапазона.— ФТИ, 1975, т. 17, № 9.
16. Покровский Г. И. Предпосылки теории дробления породы взрывом.— В кн.: Вопросы теории разрушения горных пород действием взрыва. М., Изд-во АН СССР, 1958.
17. Райхарт Дж. С. Действие волн напряжений в горных породах.— В кн.: Разрушение и механика горных пород. М., Госгортехиздат, 1962.
18. Силли В. С. Результаты измерения массовых скоростей методом искусственного откола при моделировании действия взрыва.— В кн.: Взрывное дело. М., «Недра», 1974, № 73/30.
19. Геринг Дж. Высокоскоростной удар с инженерной точки зрения.— В кн.: Высокоскоростные ударные явления. М., «Мир», 1973.

20. Райнхарт Дж. С. Некоторые количественные данные об отколе металла, подвергнутого взрывному разрушению.— Сб. пер. Механика, 1953, № 3.
21. Райнхарт Дж. С., Пирсон Дж. Взрывная обработка металлов. М., «Мир», 1966.
22. Златин Н. А., Иоффе Б. С. О временной зависимости сопротивления отрыву при отколе.— ЖТФ, 1972, т. 42, вып. 8.
23. Smith J. H. Three low-pressure spall thresholds in copper.—In: Dynamic behavior of materials. Philadelphia, Pa., ASTM, 1963.
24. Nahmani G. Les ondes de detonation.— CNRS, 1962, N 109.
25. Curran D. R. Nonhydrodynamic attenuation of shock waves in aluminum.—«J. Appl. Phys.», 1963, vol. 34, N 9.
26. O'Brien J. L., Davis B. S. On the fracture of solids under impulsive loading conditions.—In: Response of metals to high velocity deformation. N.—Y., Interscience, 1961.
27. Béatrix Ph. Expériences d'écaillage dans l'aluminium et interprétation des résultats.— «Ann. Phys.», 1963, vol. 8, N 5—6.
28. Златин Н. А., Мочалов С. М., Пугачев Г. С., Брагов А. М. Временные закономерности процесса разрушения металлов при интенсивных нагрузках.— ФТТ, 1974, т. 16, вып. 6.
29. Журков С. Н., Санфиорова Т. П. Температурно-временная зависимость прочности чистых металлов.— «Докл. АН СССР», 1955, т. 101, № 2.
30. Регель В. Р., Слуцкер А. И., Томашевский Э. Е. Кинетическая природа прочности твердых тел.— «Усп. физ. наук», 1972, т. 106, № 2.
31. Holland A. J., Turner W. E. S. Effect of sustained loading on breaking strength of sheet glass.— «J. Soc. Glass Technol.», 1940, N 24.
32. Taylor N. W. Mechanism of fracture of glass and similar brittle solids.— «J. Appl. Phys.», 1947, N 18.
33. Clathart J. L., Preston F. W. The fatigue modulus of glass.— «J. Appl. Phys.», 1946, N 17.
34. Новиков С. А., Синицына Л. М. О влиянии скорости деформирования при отколе на величину разрушающих напряжений.— ФММ, 1969, т. 28, вып. 6.
35. Breed B. R., Mader C. L., Venable D. Technique for the determination of dynamic-tensile-strength characteristics.— «J. Appl. Phys.», 1967, vol. 38, N 8.
36. Тарасов Б. А. О временной зависимости прочности оргстекла при ударной нагрузке.— «Проблемы прочности», 1972, № 12.
37. Бетехтин В. И., Журков С. Н. Временная и температурная зависимость прочности твердых тел.— «Проблемы прочности», 1971, № 2.
38. Steverding B., Lehnigk S. H. Response of cracks to impact.— «J. Appl. Phys.», 1970, vol. 41, N 5.
39. Иванов А. Г., Новиков С. А. Метод емкостного датчика для регистрации мгновенной скорости движущейся поверхности.— ПТЭ, 1963, № 1 (7).
40. Златин Н. А., Мочалов С. М., Пугачев Г. С., Брагов А. М. Лазерный дифференциальный интерферометр (теория прибора и пример использования).— ЖТФ, 1973, т. 49, № 9.
41. Качан М. С., Киселев Ю. В., Тришин Ю. А. Взаимодействие ударных волн с контактной границей соударяющихся тел.— ФГВ, 1975, т. 11, № 5.
42. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
43. Качан М. С., Тришин Ю. А. Волны сжатия и растяжения при соударении твердых тел.— ФГВ, 1975, т. 11, № 6.
44. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику. М., «Наука», 1966.

УДК 534.222.2

УДАРНЫЕ АДИАБАТЫ И ПРОФИЛИ СЛАБЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В МЕТАЛЛАХ

Н. С. Козин, Н. К. Кузьмина

(Новосибирск)

1. Описание параметров среды. Математическая модель изотропной среды, предложенная в [1—3], предполагает, что вещество характеризуется внутренней энергией E на единицу массы вещества и характерным