Авторы выражают благодарность А. Г. Мержанову, Е. А. Некрасову за обсуждение работы и Б. Ш. Браверману за помощь в проведении металлографических исследований.

Поступила в редакцию 15/XII 1982,
после доработки — 1/VII 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. **А. Г. Мержанов.** Вестн. АН СССР, 1979, 8.
2. **Ю. М. Максимов, А. Т. Пак и др.** ФГВ, 1979, 15, 3.
3. **Ю. М. Максимов, А. Г. Мержанов, А. Т. Пак и др.** ФГВ, 1981, 17, 4.
4. **К. И. Портной, М. Х. Левинская, В. М. Ромашов.** Порошковая металлургия, 1969, 8.
5. **Н. Н. Бахман. А. Ф. Беляев.** Горение гетерогенных конденсированных систем. М.: Наука, 1967.
6. **А. А. Зенин, А. Г. Мержанов, Г. А. Персисян.** Докл. АН СССР, 1980, 250, 4.
7. **В. И. Вершинников, А. К. Филоненко.** ФГВ, 1978, 14, 5.
8. **А. К. Филоненко. В. А. Бунин, В. И. Вершинников.** ЖФХ, 1982, 2.
9. **Ю. С. Найбороденко, Н. Г. Касацкий и др.** Матер. VI Всесоюз. симпозиума по горению и взрыву. Алма-Ата, 1980.
10. **А. К. Шурин, В. Е. Панарин.** Металлы, 1974, 5.
11. **Т. Ф. Федоров, Ю. Б. Кузьма.** Неорганические материалы, 1967, 3, 8.
12. **Г. В. Самсонов, И. М. Винницкий.** Тугоплавкие соединения. М.: Металлургия, 1976.
13. **А. Г. Мержанов.** Докл. АН СССР, 1977, **235**, 6.
14. **A. G. Merzhanov.** Comb. Flame, 1969, **13**, 2.
15. **Д. Д. Саратовкин, П. А. Савинцев.** Докл. АН СССР, 1951, **130**, 4.
16. **Л. К. Савицкая, П. А. Савинцев.** Изв. вузов. Физика, 1961, 6.
17. **И. И. Корнилов.** Титан. М.: Наука, 1975.
18. **Е. С. Кучеренко, И. В. Салли.**— В кн.: Структура фаз, фазовые превращения и диаграммы состояния металлических систем. М.: Наука, 1974.

РАССЕЯНИЕ МЕХАНИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ И КОЭФФИЦИЕНТ ЗАТУХАНИЯ В ОТКОЛЬНО-ПОВРЕЖДЕННОМ МАТЕРИАЛЕ

А. М. Молодец, А. Н. Дремин

(Черноголовка)

Известно [1—6], что отделившаяся в результате откола пластина испытывает затухающие продольные колебания (рис. 1). Экспериментальные графики затухающих колебаний скорости свободной поверхности пластины обычно демонстрируются как сопутствующая информация в опытах по определению откольной прочности. Однако это явление представляет интерес и само по себе [2, 3]. Действительно, рассеяние энергии в колеблющейся пластине не определяется непосредственно механическими свойствами поврежденного материала, которые необходимо знать при расчете развития откольного разрушения.

Цель данной работы — выбор реологической модели, которая отражала бы реакцию откольно-поврежденного материала на знакопеременные нагрузки.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Из экспериментальных графиков можно получить коэффициент затухания α, который определяем по огибающей затухающих колебаний (см. рис. 1, *а*, штрихпунктирная линия). Эта огибающая с хорошей точностью [2] описывается экспоненциальной зависимостью

$$u(t) = w - \overline{w} \simeq u_0 \exp(-\alpha t) \sin(\omega t), \qquad (1)$$

где w — текущее значение скорости свободной поверхности; $\overline{w}$ — постоянная скорость центра инерции летящей пластины; $\omega = 2\pi/T$ — круговая частота; T — период колебаний; t — время; $u_0 = \text{const}$. В (1) и в последу-

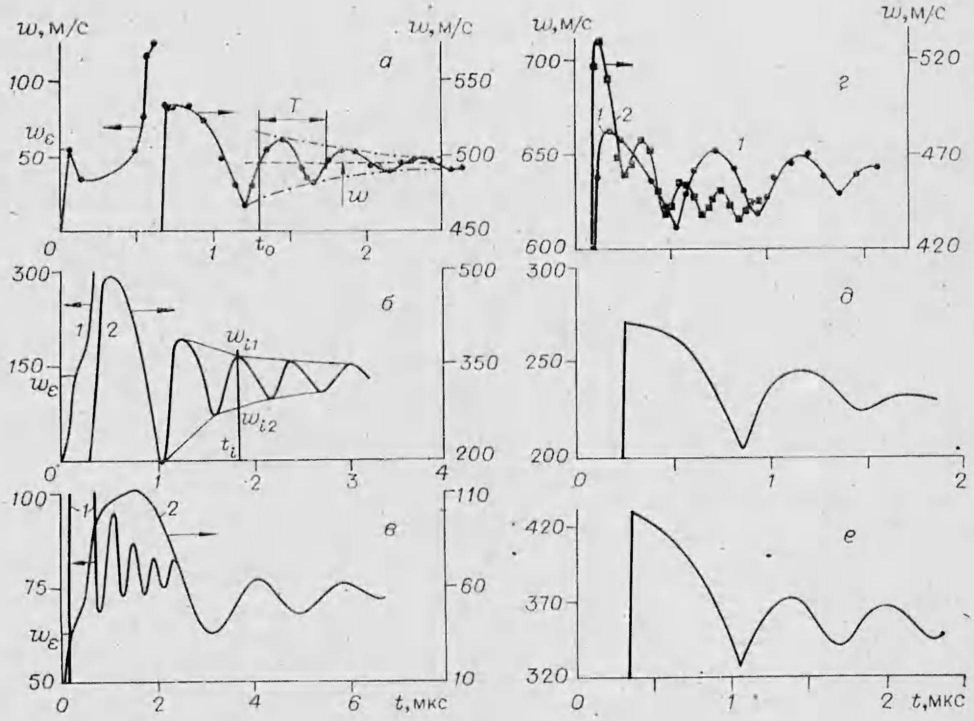

Рис. 1. Скорость свободной поверхности в зависимости от времени при отколе. Начало отсчета соответствует моменту выхода упругого предвестника на свободную поверхность.

а) железо «Армко», толщина образца $H=19{,}7$ мм, нагружение — удар алюминиевой пластиной толщиной $H_у=2$ мм со скоростью $v_0=1{,}31$ км/с; *б*) титан ВТ6 [4]; *в*) уран, *1*, *2* — [5] рис. 11, *в* и 10, *с* соответственно; *г*) никель НП2, *1* — удар алюминиевой пластиной, $H_у=2$ мм, $v_0=1{,}31$ км/с, $H=9{,}4$мм, *2* — $H_у=1$ мм, $v_0=1{,}31$ км/с, $H=9{,}5$ мм; *д*) медь М2 [6]; *е*) алюминий АД1 [6].

ющих формулах начало отсчета времени соответствует первому после выхода откольного импульса нулевому значению $w-\bar{w}$. На рис. 1, *а* этот момент обозначен t_0.

Процедура определения α описана в [2]. Однако в пределах погрешностей [2] коэффициент затухания можно определить и так, как поясняется на рис. 1, *б*. От момента первого минимума отсчитывается время T_n, соответствующее n $(n=2\div 5)$ полным колебаниям, и находится период $T=T_n/n$. Соединяя между собой соседние максимумы и соответственно минимумы $w(t)$ отрезками прямых, получаем интерполяцию огибающей затухающих колебаний в виде ломаных линий. Пользуясь этой интерполяцией, можно графически вычислить

$$\frac{1}{2}(w_{i1}-w_{i2})\simeq u(t_i)=u_0e^{-\alpha t_i}(-1)^i, \qquad (2)$$

где $t_i\simeq T/4\cdot(2i+1)$, $i=0,\ 1,\ 2\ldots$, а способ определения величины w_{i1},

Материал	$\alpha\pm10\%$, мкс$^{-1}$	ω, МГц	u_0, м/с	θ_M, мкс
Fe («Армко»)	1,56	14,0	25,8	0,32
Ti (ВТ6)	1,61	22,4	70,8	0,31
U	0,52	3,6	15,8	0,94
U	0,63	13,7	8,5	0,79
Ni(НП2)	0,96	15,0	21,5	0,52
Cu(M2)	2,55	10,5	23,3	0,185
Al(АД1)	0,68	10,1	22,2	0,73

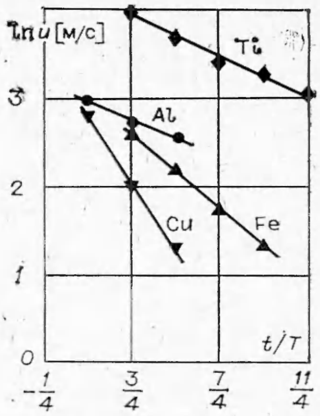

Рис. 2. Результаты обработки экспериментальных графиков рис. 1.

w_{i2} понятен из рис. 1, *б*. После логарифмирования (2) можно записать

$$\ln|1/2\cdot(w_{i1}-w_{i2})| \simeq -\alpha t_i + \ln u_0. \qquad (3)$$

Проводя в координатах $\ln|1/2\cdot(w_{i1}-w_{i2})|$, t_i прямую через точки $(\ln|1/2\cdot(w_{i1}-w_{i2})|,\ t_i)$, можно определить α и u_0. На основе экспериментальной информации рис. 1 на рис. 2 нанесены в соответствии с (3) данные для разных металлов. Линии на рис. 2 проведены методом наименьших квадратов, их наклоны в соответствии с (2), (3) равны коэффициентам затухания α, значения которых приведены в таблице. Здесь даны частота $\omega = 2\pi/T$ и значения u_0.

Отметим, что зависимость величин $(w_{i1}+w_{i2})/2$ от времени t_i дает представление о том, как изменяется средняя скорость свободной поверхности во времени. В частности, если к моменту t_i отделение пластины уже произошло, то $(w_{i1}+w_{i2})/2 \simeq \overline{w}$. Так, для линии *1* на рис. 1, *в* это происходит приблизительно в районе третьего минимума $w(t)$. До него полуразрушенный слой между откольной пластиной и остатком мишени еще обладает существенной прочностью, что приводит к дополнительному отбору энергии от импульса, циркулирующего в откольной пластине. Следовательно, в течение этого времени коэффициент затухания, определенный по (3), будет завышенным. Поэтому когда отделение откольной пластины не успевает произойти в течение полупериода, как это наблюдается для урана и никеля (см. линии *1* рис. 1, *в* и *г*), то для определения коэффициента затухания α необходимо использовать ту часть экспериментального графика, где $(w_{i1}+w_{i2})/2$ не изменяется с течением времени. В соответствии с этим замечанием определен коэффициент α для кривой *1* рис. 1, *в*. Это значение α соответствует частоте $\omega \simeq 13{,}7$ МГц и также приведено в таблице.

ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Сравнение коэффициентов затухания для различных металлов показывает, что эта величина меняется от материала к материалу. Так, при близких величинах u_0 и ω значение α для никеля в 1,5 раза меньше, чем у железа, и в 2,5 раза меньше, чем у меди.

Коэффициент затухания оказывается чувствительным и к изменению исходных свойств металла. Например, термическая обработка стали (закалка) приводит к уменьшению α [2]. Кроме этого, когда направление колебаний параллельно направлению механической прокатки, α оказывается меньшим, чем в случае, если эти направления перпендикулярны. Таким образом, величина α есть характеристика, отражающая начальные механические свойства металла.

Однако эта величина определяется не только теми свойствами материала, которые он имел до ударно-волнового нагружения, но и теми, которые он приобрел в результате нагружения. Действительно, рассеяние энергии имеет место и тогда, когда амплитуда колебаний меньше величины упругого предвестника w_e, как, например, для железа, титана, урана (см. рис. 1, *а*—*в*). Если бы свойства материала не изменялись, то колебания откольной пластины для этих металлов происходили бы в упругой области и затухание отсутствовало бы или было гораздо меньше наблюдаемого. Тот факт, что в эксперименте имеет место обратная ситуация, означает, что механические свойства материала в результате ударно-волнового нагружения изменяются существенно.

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Очевидно возможны различные причины диссипации энергии механических колебаний в металле (см., например, [7]). Однако известно [8], что отколовшаяся пластина содержит большое количество мелких пустот. Поэтому естественно предположить, что рассеяние механической энергии в откольной пластине в значительной мере обусловлено именно поврежденностью. Если это так, то главными являются следующие причины рассеяния механической энергии: зарождение новых пустот, рост имеющихся пустот и пластическая деформация в окрестностях пустот. По-видимому, в условиях экспериментов рис. 1 наибольший вклад вносит третий механизм, а двумя другими можно пренебречь. Поводом для такой идеализации могут служить эксперименты [3], а точнее сравнение опытов 2 и 10 этой работы.

В опыте 2 при первом действии импульса растяжения откол не реализовался и, следовательно, начальная поврежденность пластины отсутствовала или была незначительной. Затухание в этом случае составило $\alpha = 0{,}18$ мкс$^{-1}$. В опыте 10 имел место откол, поэтому откольная пластина с самого начала колебаний обладала поврежденностью. Несмотря на то, что амплитуды колебаний в этом опыте в 1,5 раза ниже, коэффициент затухания оказывается в 3 раза больше, чем в опыте 2. Итак, если поврежденность отсутствует, то затухание колебаний гораздо меньше, чем в том случае, когда колеблется поврежденная пластина. Следовательно, на образование и рост пустот тратится существенно меньше энергии, чем на пластическую деформацию около пустот.

Таким образом, ограничиваясь амплитудами колебаний, примерно равными упругим предвестникам, можно предложить следующий механизм поглощения энергии в колеблющейся откольной пластине. При нагружении металла с полостями последние «работают» как концентраторы напряжений и в окрестностях полостей возможно местное пластическое течение даже тогда, когда вдали от повреждений материал деформируется упруго. Поэтому уже при малых прикладываемых напряжениях макроскопические скорости деформации будут содержать наряду с упругими и вязкостные составляющие. Выразим это предположение в терминах вязкоупругой модели Максвелла.

Пусть в главных осях x, y, z упругая деформация, обозначаемая индексом e $\left(\varepsilon^e = \varepsilon_x^e + \varepsilon_y^e + \varepsilon_z^e\right)$, связана со средним напряжением $\sigma = 1/3 \cdot (\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)$ соотношением

$$\sigma = K_f \varepsilon^e, \tag{4}$$

где напряжение и деформации приняты положительными при растяжении; K_f — объемный модуль поврежденного материала. Для этой величины и используемого в дальнейшем модуля сдвига поврежденного материала G_f воспользуемся соотношениями из [9]

$$K_f = K\left[1 - \left(1 + \frac{3}{4}\frac{K}{G}\right)\xi\right],$$
$$G_f = G\left[1 - 15\left(\frac{3K + 6G}{27K + 38G}\right)\xi\right], \tag{5}$$

которые справедливы для материала со сферическими пустотами. Объемное содержание пустот ξ определяется как отношение объема полостей к общему объему ($\xi < 1$). В (5) K и G — соответственно объемный модуль и модуль сдвига неповрежденного материала. Поскольку появлением новых полостей пренебрегаем, то везде в дальнейшем ξ считаем заданной, не зависящей от времени величиной.

Соответствующее (4) уравнение для скорости упругой деформации имеет вид

$$\dot{\sigma} = K_f \dot{\varepsilon}^e. \tag{6}$$

Для вязкой деформации, обозначаемой индексом v, примем

$$\dot{\varepsilon}^v = \sigma/\eta_v, \tag{7}$$

где η_v — объемная вязкость поврежденного материала. Вводя обозначение для времени объемной релаксации $\theta_v = \eta_v/K$ и считая, что суммарная скорость объемной деформации определяется как

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}^e + \dot{\varepsilon}^v, \tag{8}$$

запишем с помощью (6)—(8)

$$\dot{\varepsilon} = \sigma/K_f\theta_v + \dot{\sigma}/K_f. \tag{9}$$

Подобно (4)—(9) запишем для скоростей деформации сдвига

$$\tau_1 = G_f\gamma_1^e,$$

$$\dot{\gamma}_1^v = \tau_1/\eta_s, \tag{10}$$

$$\theta_s = \eta_s/G_f,$$

$$\dot{\gamma}_1 = \dot{\gamma}_1^e + \dot{\gamma}_1^v,$$

$$\dot{\gamma}_1 = \tau_1/G_f\theta_s + \dot{\tau}_1/G_f. \tag{11}$$

В уравнениях (10), (11)

$$\tau_1 = (\sigma_x - \sigma_y)/2 \tag{12}$$

— наибольшее касательное напряжение;

$$\gamma_1 = \varepsilon_x - \varepsilon_y \tag{13}$$

— максимальная деформация сдвига; G_f — модуль сдвига поврежденного материала (5); η_s — сдвиговая вязкость поврежденного материала; θ_s — время сдвиговой релаксации. Соотношения, аналогичные (10)—(13), имеют место и для остальных двух значений сдвигового напряжения и сдвиговой деформации.

В случае одноосной деформации, когда $\varepsilon_x \neq 0$, $\varepsilon_y = \varepsilon_z = 0$, $\sigma_x \neq \sigma_y = \sigma_z$, уравнения (9) и (11) можно записать

$$\dot{\varepsilon}_x = \frac{\sigma_x + 2\sigma_y}{3K_f\theta_v} + \frac{\dot{\sigma}_x + 2\dot{\sigma}_y}{3K_f}, \tag{14}$$

$$\dot{\gamma}_1 = \dot{\varepsilon}_x = \frac{\sigma_x - \sigma_y}{2G_f\theta_s} + \frac{\dot{\sigma}_x - \dot{\sigma}_y}{2G_f}. \tag{15}$$

Комбинируя (14) и (15), получим

$$3K_f\theta_v\dot{\varepsilon}_x + 4G_f\theta_s\dot{\varepsilon}_x = 3\sigma_x + (\theta_v + 2\theta_s)\dot{\sigma}_x + \dot{\sigma}_y(2\theta_v - 2\theta_s). \tag{16}$$

Поскольку предполагается, что и сдвиговая, и объемная релаксации в данном случае обусловлены одним и тем же процессом — пластической деформацией около полостей, то естественно принять, что и характерные времена θ_s и θ_v имеют одно и то же значение θ_M. Приняв $\theta_s = \theta_v = \theta_M$, из (16) получим определяющее соотношение для одноосной деформации поврежденного материала

$$\sigma_x + \theta_M\dot{\sigma}_x = \theta_M\left(K_f + \frac{4}{3}G_f\right)\dot{\varepsilon}_x. \tag{17}$$

Модель (17), состоящая из пружины и демпфера, представлена на рис. 3.

Соотношение (17) позволяет экспериментально измеряемые величины — коэффициент затухания α и скорость звука C — в откольно-поврежденном материале связать с параметрами модели θ_M, K_f, G_f. Для этого рассмотрим на основе (17) затухание одномерных свободных колебаний

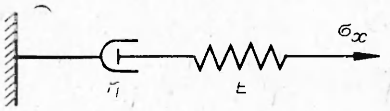

Рис. 3. Механическая модель определяющего соотношения (17); $E = K_f + 4/3 \cdot G_f$, $\eta = \theta_M K_f + \theta_M \cdot 4/3 \cdot G_f$.

в откольно-поврежденной пластине в системе координат, движущейся со скоростью центра инерции $\bar{w}$ свободно летящей пластины.

Обозначим лагранжеву координату в этой системе h, отсчитывая ее от тыльной поверхности откольной пластины. В качестве начала отсчета времени по-прежнему принимаем момент t_0 (см. рис. 1). Таким образом, нужно найти решение волнового уравнения

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_x}{\partial t^2} = \frac{1}{\rho_f} \frac{\partial^2 \sigma_x}{\partial h^2} \tag{18}$$

совместно с (17) при соответствующих начальных и граничных условиях. В (18) $\rho_f = \rho_0(1 - \xi)$ — начальная плотность материала; ρ_0 — плотность неповрежденного материала.

Обсудим начальные и граничные условия данной задачи. В момент $t = t_0$ откольная пластина сжата, а деформация $\varepsilon_x(h, t_0) = \varepsilon_x(h, 0)$ равна нулю на обеих поверхностях пластины и достигает эстремального значения внутри пластины. Поскольку дальнейшее поведение пластины удовлетворительно описывается синусоидальной функцией (1), то естественно принять, что при $0 \leqslant h \leqslant l$

$$\varepsilon_x(h, 0) = -\varepsilon_0 \sin \frac{\pi}{l} h, \tag{19}$$

где ε_0 — постоянная. С той же степенью точности положим, что скорость деформации в начальный момент времени равна нулю, т. е.

$$\dot{\varepsilon}_x(h, 0) = 0. \tag{20}$$

Так как поверхности пластины свободны, то при $t \geqslant 0$

$$\begin{aligned} \varepsilon_x(0, t) = 0, \\ \varepsilon_x(l, t) = 0. \end{aligned} \tag{21}$$

Согласно [8], распределение объемного содержания полостей $\xi(h)$ в начальный момент времени представляет собой убывающую функцию толщины откольной пластины. Так, для сохраненных медных образцов относительный объем пор изменяется примерно линейно от $\simeq 10^{-3}$ при $h = 0$ до $\simeq 10^{-4}$ при $h \simeq l$. В то же время концентрация пустот практически постоянна и составляет $\simeq 3 \cdot 10^6$ см$^{-3}$ по всей толщине пластины. Но поскольку в отношении рассеяния энергии важен не столько суммарный объем полостей, сколько их концентрация, то можно положить $\xi = \xi_0$ по всей толщине пластины, т. е.

$$\xi(h, 0) = \xi_0 = \text{const}. \tag{22}$$

Итак, следует решить задачу, определяемую уравнениями (17)—(22).

При изучении реакции материала на синусоидальные нагрузки удобно пользоваться комплексными величинами (см., например, [7]), обозначаемыми в дальнейшем звездочками

$$\sigma^* = E^* \varepsilon^*. \tag{23}$$

Здесь $\varepsilon^* = \varepsilon_0 e^{j\omega t}$ — комплексная деформация; $\sigma^* = \sigma_0 e^{j(\omega t + \delta)}$ — комплексное напряжение; $E^* = E_r + jE_i$ — комплексный модуль с действительной частью E_r и мнимой E_i, j — мнимая единица; ε_0, σ_0, δ — действительные величины. Физический смысл имеют действительные части ε^* и σ^*. Подставляя (23) в (17) и отделяя действительную часть от мнимой, находим

$$E_r = \frac{(\theta_M\omega)^2 (K_f + 4/3 \cdot G_f)}{1 + (\theta_M\omega)^2},$$
$$E_i = \frac{(\theta_M\omega)(K_f + 4/3 \cdot G_f)}{1 + (\theta_M\omega)^2}. \tag{24}$$

Будем искать решение (18) в виде

$$\varepsilon^* = \frac{A}{2j} e^{-\alpha t} e^{j(\omega t + \varphi)} \left(e^{jkh} - e^{ikh}\right). \tag{25}$$

Действительная часть (25) удовлетворяет начальным (19), (20), (22) и граничным (21) условиям, а связь между ε^* и σ^* задана (23), (24). В (25) ω, α, как и ранее,— круговая частота и коэффициент затухания; $k = \omega/C$ — волновое число; C — скорость звука; A, φ — константы. Начальные условия (19), (20) для действительной части (25) удовлетворяются при

$$A = -\varepsilon_0/\cos\varphi, \quad \operatorname{tg}\varphi = -\alpha/\omega. \tag{26}$$

Граничные условия (21) также удовлетворяются, так как при $h = 0$, $h = l$ разность экспонент в (25) равна нулю.

Подставляя (25) в волновое уравнение (18) и учитывая (23), получим после разделения действительных и мнимых частей уравнения, связывающие E_r, E_i с коэффициентом затухания α и волновым числом k,

$$\alpha^2 - \omega^2 = -E_r/\rho_f \cdot k^2,$$
$$2\alpha\omega = E_i/\rho_f \cdot k^2. \tag{27}$$

Решая систему (27) с учетом (24), получим

$$\theta_M = \frac{1}{2\alpha} - \frac{\alpha}{2\omega^2}, \tag{28}$$

$$\alpha = \omega^2\theta_M\left[-1 + \sqrt{1 + (\omega\theta_M)^{-2}}\right], \tag{29}$$

$$C^2 = \left(\frac{\omega}{k}\right)^2 = \frac{K_f + 4/3 \cdot G_f}{\rho_f 2\left[1 + (\omega\theta_M)^2\right]\left[-1 + \sqrt{1 + (\omega\theta_M)^{-2}}\right]}. \tag{30}$$

Найдем также выражение для скорости свободной поверхности $h = l = \text{const}$. Для этого проинтегрируем (25) по h при постоянном t, в результате чего получим комплексное смещение. Затем дифференцируя по времени при постоянной h результат интегрирования, получим комплексную массовую скорость частиц в зависимости от t и h. Взяв значение этой производной в точке $h = l$ с учетом (26), получим комплексную скорость свободной поверхности $u^*(l, t)$. Математические выкладки после выделения действительной части дают

$$u(l, t) = \varepsilon_0\left(\frac{\alpha^2 + \omega^2}{k\omega}\right) e^{-\alpha t} \sin\omega t, \tag{31}$$

что совпадает с (1), если положить

$$u_0 = \varepsilon_0(\alpha^2 + \omega^2)/k\omega = \varepsilon_0 C(1 + \alpha^2/\omega^2). \tag{32}$$

Итак, отождествляя (31) с (1), имеем соотношения (28)—(30), на основании которых можно сделать конкретные выводы, допускающие экспериментальную проверку.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В таблице представлены значения θ_M, вычисленные по формуле (28). Видно, что величина $(\theta_M\omega)^2 \gg 1$, что позволяет записать (29) и (30) в следующем виде:

$$\alpha \approx 1/2\theta_M, \tag{33}$$

$$C^2 \approx \frac{(K_f + 4/3 \cdot G_f)(\omega\theta_M)^2}{\rho_f\left[1 + (\omega\theta_M)^2\right]}. \tag{34}$$

Из (33) следует, что при $\omega \sim 1$ МГц коэффициент затухания практически не зависит от частоты. Этот вывод подтверждается данными для урана, у которого (см. таблицу) коэффициент затухания в пределах погрешностей остается одним и тем же при увеличении частоты почти в 4 раза. Из (34) видно, что скорость звука при $\xi \ll 1$ слабо зависит от объемного содержания полостей. Действительно, величины K_f, G_f, ρ_f содержат примерно одинаковый множитель $(1-m\xi)$, где для металлов, согласно (5), $m \approx 1 \div 3$. Поэтому при $\xi \sim 10^{-3}$ $(K+4/3 \cdot G)/\rho_0 \approx (K_f + 4/3 \cdot G_f)/\rho_f$ с точностью до $\sim 0{,}1\,\%$, что позволяет переписать (34) как

$$C^2 \approx \frac{K+4/3 \cdot G}{\rho_0} \frac{(\omega\theta_M)^2}{\left[1+(\omega\theta_M)^2\right]} \tag{35}$$

или

$$C \approx C_l \frac{\omega\theta_M}{\sqrt{1+(\omega\theta_M)^2}}, \tag{36}$$

где C_l — скорость продольных звуковых волн в неповрежденном материале.

Более существенна зависимость C от частоты. Определим величину этого эффекта, например, для железа. Для этого металла $C_l = 6{,}0$ км/с. Используя для железа значения θ_M и ω из таблицы, получим по формуле (36) $C = 5{,}85$ км/с, т. е. C отличается от C_l на $\approx 3\,\%$.

Воспользовавшись результатами опытов 5, 9, 10 работы [3], где исследовался откол в стали ЭИ 712, получим для этого металла в соответствии с (36) $C \approx 5{,}73$ км/с. Именно такая скорость распространения импульса напряжения в откольной пластине экспериментально наблюдалась в [3].

Таким образом, определяющее соотношение (17) качественно и количественно отражает важные черты поведения откольно-поврежденного материала при знакопеременных нагрузках.

В то же время очевидно, что результаты данной работы справедливы лишь в определенных рамках. Во-первых, необходимо, чтобы $\xi \ll 1$, в то же время концентрация дефектов должна быть велика. Во всяком случае удовлетворительные результаты получаются при $\xi \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$ и при концентрации полостей $\sim 10^6 - 10^7$ см^3. Во-вторых, при малых частотах модель заведомо несправедлива, так как приводит к нулевой скорости звука. По частотам область применимости составляет ~ 1—10 МГц. Наконец, в предыдущей части предполагалось, что амплитуда колебаний близка к величине упругого предвестника. При очень больших амплитудах следует учитывать изменение во времени объемного содержания пустот ξ.

В заключение отметим, что величина α (и, следовательно, θ_M) может помимо всего прочего зависеть от геометрической формы полостей. Действительно, пустоты могут иметь вид как округлых пор, так и клинообразных трещин [8]. В последнем случае следует ожидать бóльших концентраций напряжений около пустот. Если же по-прежнему отсутствует рост полостей, то большая концентрация напряжений приведет к более интенсивному рассеянию энергии.

Поступила в редакцию 11/V 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. **С. А. Новиков, И. И. Дивнов, А. Г. Иванов.** ФММ, 1966, 21, 4.
2. **А. М. Молодец.**— В кн.: Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черноголовка, 1978.
3. **А. Г. Иванов, О. А. Клещевников, В. И. Цыпкин и др.** ФГВ, 1981, 17, 6.
4. **Г. И. Канель, Э. Н. Петрова.**— В кн.: Детонация. Вып. II. Черноголовка, 1981.
5. **S. Cochran, D. Banner.** J. Appl. Phys., 1977, 48, 7.
6. **Г. И. Канель.** ФГВ, 1982, 18, 3.
7. **Физическая** акустика. Ред. У. Мэзон. Т. III, ч. А. М.: Мир, 1969.
8. **T. W. Barbee a. o.** J. Materials IMLSA, 1972, 7, 3.
9. **Р. Кристенсен.** Введение в механику композитов. М.: Мир, 1982.