

Полученное решение дает возможность определить параметры предела текучести среды по значениям количества тепла, отводимого в единицу времени, и приложенного момента. Отмечая значение $Q = Q_*$, при котором на стержне впервые появляется жесткий слой, получаем параметр

$$\kappa_0 = 1/Q_*$$

Затем, измеряя в условиях $1 + \kappa_0 Q < 0$ минимальный момент M_{\min} , способный вызвать течение, находим

$$B = \frac{M_{\min}}{\Gamma \pi (-\kappa_0 Q)} \exp [-\kappa_0 Q \operatorname{Ei}(-\ln(-\kappa_0 Q)) + \kappa_0]$$

Поступила 17 IX 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Гурбанов С. Г., Мирзаджанзаде А. Х. Об одном автомодельном решении задачи о вращении круглого цилиндра в вязко-пластичной жидкости. Изв. АН СССР, ОТН, 1957, № 11.
2. Finzi. Atti Accad. Naz. Lincei, 1936, vol. 23, No. 10.

О ЗАТУХАНИИ В АЛЮМИНИИ ПЛОСКИХ УДАРНЫХ ВОЛН, ВЫЗВАННЫХ УДАРОМ

И. В. Белинский, Б. Д. Христофоров
(Москва)

Ниже приведены экспериментальные данные о затухании в алюминии плоской ударной волны, вызванной ударом (разогнанной продуктами взрыва до скорости 5.9 км/сек) тонкой алюминиевой пластины, и расчет этой задачи в квазиакустическом приближении. Измерения проводились в диапазоне относительных расстояний от границы соударения $6 \leq X/\Delta \leq 190$, где X — расстояние, пройденное ударной волной, Δ — толщина ударника.

1. В опытах использовались образцы из алюминия АД-1 диаметром 70 мм и толщиной от 3 до 15 мм и ударники из алюминиевой фольги диаметром 60 мм и толщиной 0.08, 0.13, 0.6 мм. Ударники толщиной 0.6 мм, запрессованные в латунные кольца той же толщины, разгонялись зарядом из сплава тротила с гексогеном (ТГ-50/50), толщиной 25 мм и диаметром 60 мм. В качестве генераторов плоской ударной волны применялись взрывные линзы из ТГ 50/50 с наполнителем из баритола. При разгоне пластинок толщиной 0.08 и 0.13 мм взрывная линза и основной заряд из литого ТГ 50/50 толщиной 12.5 мм отделялись от разгонявшего пластину заряда из прессованного ТГ 50/50 толщиной 3 мм латунным экраном толщиной 3 мм. Введение экрана позволило отсеять продукты взрыва основного заряда и линзы и уменьшить давление продуктов взрыва за ударником в момент соударения до 60 кбар. Ударная волна, проходящая через экран, имела достаточную интенсивность для возбуждения детонации в 3-мм заряде за время $\sim 10^{-7}$ сек. Экран ударял по образцу через 7.5 мксек после ударника и поэтому не искажал результатов измерений.

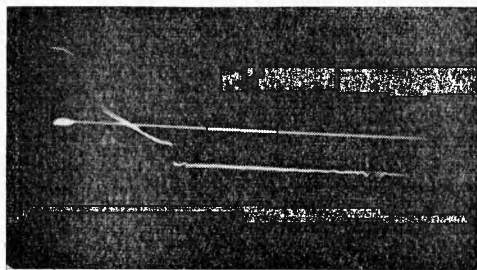
Искривление и перекося ударника при соударении с образцом не превышали 0.6 мм на диаметре 50 мм, а его скорость равнялась 5.9 ± 0.2 км/сек.

В опытах непосредственно измерялась скорость w свободной поверхности образцов электроконтактным и емкостным методами [1,2]. При определении параметров фронта ударной волны по результатам измерений предполагалось, что скорость свободной поверхности равна удвоенной массовой скорости вещества на фронте.

Сигнал от емкостного датчика подавался на осциллограф ОК-17М, входное сопротивление R которого равнялось волновому сопротивлению кабеля.

Проведенный анализ работы емкостного датчика показал, что в этом случае скорость свободной поверхности определяется формулой

$$w = \frac{V(t)h}{ERC} \left(1 - \int_0^t \frac{w dt}{h} \right)^2 \quad (1.1)$$



Фиг. 1

Здесь $V(t)$ — выходное напряжение датчика, E — э. д. с. источника питания, h и C — зазор и емкость измерительного конденсатора соответственно.

Типичная осциллограмма выходного напряжения емкостного датчика приведена на фиг. 1, где $X/\Delta = 187$.

Регистрация сигналов от электроконтактных датчиков проводилась на двух осциллографах ИВ-30М с точностью отсчета временных интервалов $\pm 5 \cdot 10^{-9}$ сек.

Как емкостной, так и электроконтактный методы позволили производить измерения с ошибкой, не превышающей $\pm 5\%$ в каждом опыте.

Результаты измерений приведены в таблице.

2. При решении задачи о затухании плоской ударной волны в квазиакустическом приближении были сделаны следующие предположения.

Поведение вещества за ударным фронтом такое, как и в идеальной жидкости, в которой жесткостью, вязкостью и теплопроводностью можно пренебречь. Такое предположение обычно хорошо выполняется при давлениях на ударном фронте, значительно превосходящих динамический предел текучести материала.

Энтропия вещества везде постоянна, включая и ударный переход. Справедливость этого предположения для небольших сжатий показана в работе [3]. В качестве изэнтропического уравнения состояния будем использовать ударную адиабату вещества в виде линейной зависимости между волновой N и массовой u скоростями

$$N = \alpha + \beta u \quad (2.1)$$

В алюминии в диапазоне до 1000 кбар [4-6]

$$N = 5.35 + 1.35 u \quad (2.2)$$

Кроме того, будем использовать фронтовые соотношения для связи параметров вещества за фронтом.

3. Пусть ударник толщиной Δ с начальной скоростью w_0 ударяет по мишени из того же материала в момент $t = 0$ в точке $x = 0$ (фиг. 2). Возникающие при этом ударные волны двигаются в обе стороны от границы столкновения с одинаковыми скоростями N_1 относительно вещества перед фронтом. Ударная волна в ударнике, достигнув его свободной поверхности в точке (x_1, t_1) , отражается в виде центрированной простой волны разрежения с прямыми C_+ -характеристиками. Волна разрежения догоняет ударный фронт в мишени, что приводит к его затуханию.

Параметры вещества в области течения, ограниченной фронтом волны разрежения и ударным фронтом, будем отмечать индексом 1. В силу симметрии задачи, начальная скорость вещества на границе мишень — ударник $u_1 = 1/2 w_0$. Остальные параметры вещества за фронтом определяются формулами

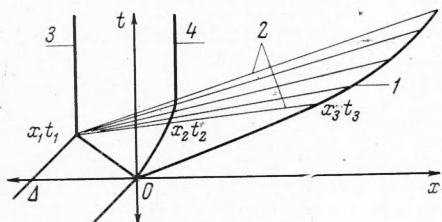
$$N_1 = \alpha + \beta u_1, \quad p_1 = \rho_0 N_1 u_1$$

$$c_1 = [\alpha + (\beta - 1)u_1] (1 + 2\beta u_1/\alpha)^{1/2}, \quad \rho_1/\rho_0 = N_1/(N_1 - u_1) \quad (3.1)$$

Здесь c — скорость звука. Координаты точки (x_1, t_1) определяются выражениями

$$t_1 = \frac{\Delta - w_0 t_1}{N_1 - w_0}, \quad \text{или} \quad t_1 = \frac{\Delta}{N_1}, \quad x_1 = -\Delta + w_0 t_1 = -\frac{\Delta(N_1 - w_0)}{N_1} \quad (3.2)$$

X/Δ	Δ , мм	w , км/сек	u , км/сек	p , кбар
Электроконтактный метод				
6	0.6	5.56	2.78	685
6	0.6	5.53	2.76	680
6	0.6	5.20	2.60	625
17.8	0.6	2.48	1.24	235
17.8	0.6	2.52	1.26	240
27.9	0.6	1.98	0.99	179
27.9	0.6	2.04	1.02	186
24.2	0.13	2.36	1.18	222
24.9	0.13	2.12	1.02	195
24.9	0.13	2.02	1.01	183
39.8	0.13	1.74	0.87	154
39.8	0.13	1.58	0.79	138
78	0.13	1.16	0.58	96.2
116	0.13	0.85	0.43	69
116	0.13	0.85	0.43	69
116	0.13	0.81	0.41	65.5
62.2	0.08	1.07	0.535	88
125	0.08	0.664	0.332	52
125	0.08	0.74	0.37	58.5
Емкостной метод				
38.5	0.13	1.53	0.765	132
78	0.13	1.02	0.51	83.2
115	0.13	0.75	0.385	61
125	0.08	0.785	0.392	62.2
125	0.08	0.73	0.365	57.6
187	0.08	0.635	0.318	50
187	0.08	0.63	0.315	49.5



Фиг. 2

Фронт волны разрежения распространяется со скоростью $u_1 + c_1$ и достигает границы мишень — ударник в точке (x_2, t_2)

$$t_2 = t_1 + \frac{\Delta \rho_0}{\rho_1 c_1} = \frac{\Delta (c_1 + N_1 - u_1)}{c_1 N_1}, \quad x_2 = u_1 t_2 = \frac{\Delta u_1}{c_1 N_1} (c_1 + N_1 - u_1) \quad (3.3)$$

Координаты точки (x_3, t_3) догона фронта ударной волны в мишени первой C_+ -характеристикой

$$t_3 = t_2 + \frac{x_3 - x_2}{u_1 + c_1} = \frac{\Delta (c_1 + N_1 - u_1)}{N_1 (u_1 + c_1 - N_1)}, \quad x_3 = N_1 t_3 = \frac{\Delta (c_1 + N_1 - u_1)}{u_1 + c_1 - N_1} \quad (3.4)$$

При построении решения в области, где C_+ -характеристики догоняют ударный фронт, используем метод, изложенный в работе [3].

По определению

$$dX/dt = N(t) \quad (3.5)$$

Уравнение C_+ -характеристик

$$x - x_1 = (u + c) (t - t_1) \quad (3.6)$$

Продифференцируем это выражение по u вдоль траектории фронта $X(t)$

$$\frac{d(X - x_1)}{du} = \frac{d(u + c)}{du} (t - t_1) + (c + u) \frac{dt}{dX} \frac{dX}{du} \quad (3.7)$$

Подставив (3.5) и (3.6) в (3.7), получим

$$\frac{d(X - x_1)}{X - x_1} = N \frac{d(c + u)}{(N - c - u)(u + c)} = \frac{d(c + u)}{c + u} + \frac{dN}{N - c - u}$$

Интегрирование дает

$$\ln kX = \ln \frac{u + c}{u + c - N} - \int \frac{dN}{u + c - N} \quad (3.8)$$

Здесь k — постоянная интегрирования.

Для определения интеграла в правой части (3.8) выразим u и c через N при помощи соотношений (3.1). После этого получаем

$$k(X - x_1) = \frac{(u + c)c}{(u + c - N)^2} \left(\frac{2\beta}{\beta - 1} \frac{N - u}{\alpha} \right)^{1/2} \exp \left\{ - \left(\frac{\beta + 1}{\beta - 1} \right)^{1/2} \arctg \left[\frac{\beta - 1}{\beta + 1} \left(\frac{c}{N - u} \right) \right]^{1/2} \right\} = f \left(\frac{u}{\alpha} \right) \quad (3.9)$$

Воспользовавшись для определения k из (3.9) условием в точке догона (x_3, t_3) ,

где $u = u_1$, получим

$$\frac{X - x_1}{\Delta} = \frac{x_3 - x_1}{\Delta} \frac{f(u/\alpha)}{f(u_1/\alpha)} = mf(u/\alpha) \quad (3.10)$$

На фиг. 3 представлены графики зависимости функций x_1/Δ , x_3/Δ , m , $f(u/\alpha)$ от u/α для алюминия (кривые 1—4 соответственно).

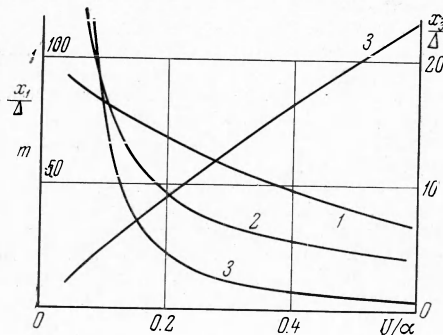
Длина λ ударной волны равна расстоянию в фиксированный момент времени между фронтом и последней C_+ -характеристикой течения, уравнение которой

$$x - x_1 = \alpha (t - t_1)$$

При $X > x_3$

$$\lambda = \Delta mf \left(\frac{u}{\alpha} \right) \left(1 - \frac{\alpha}{u_* + c_*} \right) \quad (3.11)$$

где $u_* + c_*$ определяется на фронте при помощи выражений (3.2) и (2.1).
Время действия ударной волны $\tau_+ = \lambda/\alpha$.



Фиг. 3

В заданный момент времени параметры вещества за фронтом определяются выражением

$$u + c = (u_* + c_*) \left[1 - \frac{\xi}{\Delta m f(u_*/\alpha)} \right], \quad \xi = X - x, \quad 0 \leq \xi \leq \lambda \quad (3.12)$$

В данной точке $x = X$ зависимость параметров течения от времени τ , которое отсчитывается от момента прихода фронта в эту точку, определяется формулой

$$u + c = (u_* + c_*) \left[1 + \frac{\tau (u_* + c_*)}{\Delta m f(u_*/\alpha)} \right]^{-1} \quad (3.13)$$

Формулы (3.12), (3.13) позволяют рассчитать все параметры вещества за ударным фронтом, если выразить их при помощи уравнения состояния (2.4) через параметр $u + c$.

4. При ударе пластины, разогнанной продуктами взрыва до скорости 5.9 км/сек, начальные параметры ударной волны в алюминиевой мишени $u_1 = 2.95$ км/сек, $N_1 = 9.333$ км/сек, $c_1 = 10.07$ км/сек.

В этом случае

$$X/\Delta = 1.076 f(u/\alpha) - 0.3676 \quad (4.1)$$

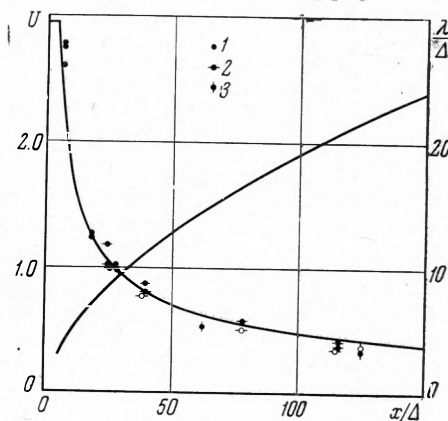
На фиг. 4 приведены графики зависимости u и λ/Δ от X/Δ . Там же приведены экспериментальные данные, определенные электроконтактным и емкостным методами — темные и светлые кружки соответственно. Цифрами 1, 2, 3 отмечены данные, полученные соответственно с ударниками толщиной 0.6, 0.13, 0.08 мм. С точностью до ошибки эксперимента, опытные данные согласуются с результатами расчета. Поэтому можно сделать вывод о справедливости принятых в расчете предположений о жидком поведении вещества и постоянстве энтропии в исследованном диапазоне относительных интенсивностей ударной волны. $0.065 \leq p/\rho_0 \alpha^2 \leq 1$, $p/\sigma > 10$, где σ — динамический предел текучести материала. Это позволяет надеяться на возможность использования квазиакустического расчета параметров фронта ударных волн в других твердых телах, не использованных в работе, с достаточной для практических приближений точностью.

Авторы благодарят И. В. Немчинова за ценные советы и обсуждение результатов, А. А. Игнатова и Э. А. Широкову за помощь в работе.

Поступила 7 IV 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Альтшулер Л. В. Применение ударных волн в физике высоких давлений. Успехи физ. наук, 1965, т. 85, № 2.
2. Иванов А. Г., Новиков С. А., Синицин В. А. Исследование упруго-пластических волн в железе и стали при взрывном нагружении. Физика твердого тела, 1963, т. 5, № 1.
3. Курант Р., Фридрихс К. Сверхзвуковое течение и ударные волны. Изд. иностр. лит., 1952.
4. Katz S., Dogan D., Curran D., Equation of State From Oblique Shock Studies. J. Appl. Phys., 1959, vol. 30, No. 4.
5. Уолш Д., Кристиан Р. Уравнение состояния металлов по измерениям ударной волны. Механика. Сб. перев. и обз. ин. период. лит., 1956, № 2.
6. Альтшулер Л. В., Кормер С. Б., Баканова А. А., Трунин Р. Ф. Уравнения состояния алюминия, меди и свинца для области высоких давлений. Ж. эксперим. и теор. физ., 1960, т. 38, № 3.



Фиг. 4