

30. Kida S., Murakami Y. Kolmogorov similarity in freely decaying turbulence // Phys. Fluids.— 1987.— V. 30, N 7.
31. Lesieur M., Schertzer D. Amortissement autosimilaire d'une turbulence a grand nombre de Reynolds // J. de Mech.— 1978.— V. 17, N 4.
32. Lin A., Wolfshtein M. Tensorial volume of turbulence // Phys. Fluids.— 1980.— V. 23, N 3.
33. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика.— М.: Наука, 1967.— Т. 2.
34. Hanjalic K., Launder B. E. A Reynolds stress model of turbulence and its applications to thin shear flows // J. Fluid Mech.— 1972.— V. 52, pt 4.
35. Comte-Bellot G., Corrsin S. The use of a contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence // J. Fluid Mech.— 1966.— V. 25, pt 4.
36. Uberoi M. S. Effects of wind — tunnel contraction on freestream turbulence // J. Aero. Science.— 1965.— V. 23, pt 3.
37. Klein A., Ramjee V. Effects of contraction geometry on nonisotropic free-stream turbulence // Aero. Quart.— 1973.— V. 24, pt 1.
38. Дербунович Г. И., Земская А. С., Ренник Е. У., Соседко Ю. П. Влияние конфузурности течения на уровень турбулентности потока // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1987.— № 2.
39. Tsuge S. Effects of flow contraction on evolution of turbulence // Phys. Fluids.— 1984.— V. 27, N 8.

г. Петрозаводск

*Поступила 6/VI 1989 г.,
в окончательном варианте — 10/VII 1990 г.*

УДК 539.3

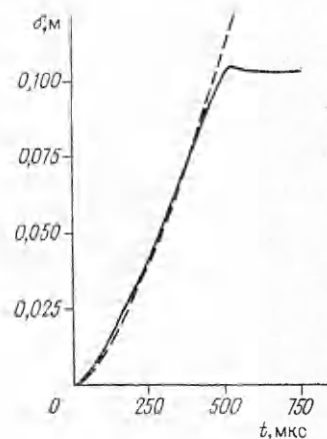
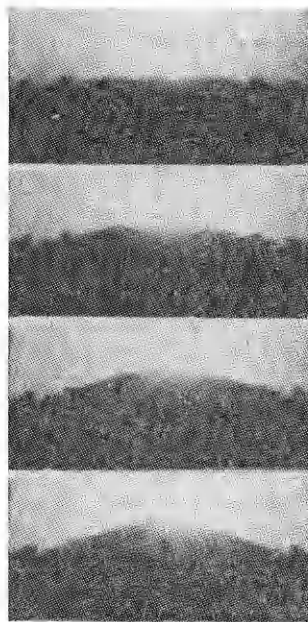
Л. Е. Колегов, Э. Э. Лин, В. Т. Рязанов, А. И. Фунтиков

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ДЕФОРМИРОВАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ КРУГЛЫХ АЛЮМИНИЕВЫХ ПЛАСТИН ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА НИХ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Поведение пластин при достаточно интенсивных воздействиях на них ударных волн представляет интерес для изучения больших пластических деформаций и разрушений. В большинстве имеющихся работ, обзор которых представлен в [1—4], как правило, большие пластические деформации пластин и их разрушение рассматриваются раздельно. В настоящей работе экспериментально изучены зависимости остаточных прогибов алюминиевых пластин различных диаметров и толщин от импульсной нагрузки, создаваемой при взрыве плоского заряда ВВ в ударной трубе, и установлены критические значения остаточных прогибов, отвечающие их разрушению. Полученные результаты представлены в обобщенном виде.

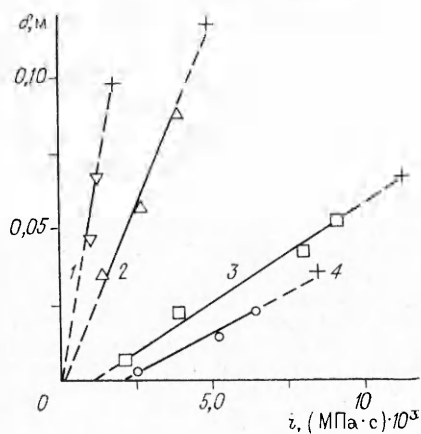
Применение пластин в качестве диафрагм ударных труб предполагает их закрепление по периметру, например, сжатием пластины между двумя фланцами с помощью болтового соединения. В случае, когда диаметры камер высокого и низкого давления отличаются, закрепление пластины осуществляется по большому диаметру, т. е. имеет место импульсное нагружение пластины по части ее поверхности. Принималось, что нагружение пластин в том и в другом случае производится осесимметрично и равномерно.

Эксперименты проведены на ударных трубах с плоской ударной волной, создаваемой при взрыве плоского листового заряда ВВ в условиях нормальной атмосферы [5]. Ударная труба выполнялась в виде стального цилиндра с внутренним диаметром $d = 0,09; 0,19$ и $0,40$ м, длиной $L = 0,5$ и 2 м. Заряд ВВ размещался в сечении, расположенном на равном расстоянии от торцов трубы. Один из торцов трубы оставался открытым. Иницирование заряда производилось в нескольких точках, равномерно расположенных на поверхности заряда. Изменение импульсной нагрузки на пластине осуществлялось изменением толщины заряда. Импульсная нагрузка определялась баллистическим методом по метанию достаточно массивной недеформируемой мишени, установленной на место изучаемой пластины, а форма отраженной от недеформируемой жесткой стенки ударной волны — пьезоэлектрическим датчиком [5]. Длительность импульса зависела от расстояния x от заряда до нагружаемого объекта и

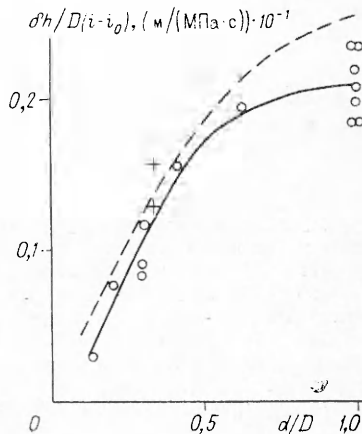


Р и с. 2

Р и с. 1



Р и с. 3



Р и с. 4

для выбранных расстояний 0,25 и 1 м составила на уровне 0,1 от амплитудного значения давления соответственно 10^{-4} и $5 \cdot 10^{-4}$ с.

Экспериментально найдены зависимости остаточного прогиба δ в центре пластины от удельного импульса i для алюминиевых пластин из сплава Д-16Т. Толщина пластин $h = (1 \dots 4) \cdot 10^{-3}$ м, диаметр фланцевого закрепления D изменялся от 0,09 до 0,63 м. На рис. 1 представлены фотоснимки процесса деформирования пластины диаметром 0,19 м, снятые с помощью скоростной кинокамеры СФР, из которых видно движение пластического шарнира от границы закрепления пластины к ее центру. Время между соседними кадрами $66 \cdot 10^{-6}$ с, скорость движения пластического шарнира ~ 400 м/с. Диаграмма движения полюсной точки для пластины с $d = D = 0,4$ м, $h = 4 \cdot 10^{-3}$ м в условиях нагружения зарядом ВВ $\Delta = 5 \cdot 10^{-3}$ м на расстоянии $x = 0,25$ м показана на рис. 2. Образование купола, отвечающего остаточной деформации пластины, происходит непосредственно перед остановкой полюсной точки, причем максимальный прогиб в центре незначительно превышает остаточный. Максимальная скорость движения полюсной точки для представленного на рис. 2 эксперимента 260 м/с, штриховая кривая — оценка движения свободной пластины без учета влияния закрепления под действием импульса давления, отвечающего отраженной ударной волне.

Зависимости остаточных прогибов от импульсной нагрузки для некоторых исследованных пластин даны на рис. 3, где кривая 1 отвечает условиям $d = D = 0,40$ м, $h = 1,5 \cdot 10^{-3}$ м, 2 — $d = D = 0,40$ м, $h = 4 \cdot 10^{-3}$ м, 3 — $d = 0,09$ м, $D = 0,30$ м, $h = 4 \cdot 10^{-3}$ м, 4 — $d = D = 0,09$ м, $h = 4 \cdot 10^{-3}$ м. Все полученные зависимости $\delta(i)$ линейны вплоть до разрушения пластины, обозначенного крестиком. Начальные значения удельного импульса i_0 , приводящие к появлению остаточных прогибов и найденные экстраполяцией линейной зависимости $\delta(i)$, лежат в диапазоне значений i_0 от 0 до 0,002 МПа · с и отвечают эмпирической зависимости $i_0 = K_0 \frac{h}{d^2} \tau \sqrt{\frac{a}{D}}$ ($K_0 = 40$ МПа · м; $h, d, 10^{-2}$ м; τ, c). Для пластин, нагруженных по всей поверхности ($d = D$), величина интегрального импульса, приводящего к пластической деформации пластины, зависит только от ее толщины и длительности.

Большинство данных по деформированию и разрушению пластин получено для импульсных нагрузок длительностью 10^{-4} с. Из сопоставления экспериментальных результатов установлено, что остаточные прогибы пластин, кроме линейной зависимости от импульса, пропорциональны параметрам D и $1/h$. Поэтому полученные результаты могут быть представлены эмпирической зависимостью $\delta h/D (i - i_0) = f(d/D)$, приведенной на рис. 4, где крестиками показаны данные [6], отвечающие импульсному нагружению пластин из алюминиевого сплава при взрыве листового заряда через слой полиэтиленового демпфера.

Сравним полученные данные с расчетными значениями остаточных прогибов. В области $\delta \gg h$ диссипация энергии в материале пластины происходит только за счет действия мембранных сил [4]. Примем материал жесткопластическим и рассмотрим задачу о нагружении свободно опертой пластины импульсом давления прямоугольной формы $i = p_0 \tau$ (p_0 — давление, τ — длительность). В этом случае работа сил давления расходуется на кинетическую энергию и на необратимое растяжение срединной поверхности пластины:

$$\int_0^{d/2} p_0 w(r, t) 2\pi r dr = \rho h \int_0^{D/2} \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^2 \pi 2 dr + \sigma_0 h \int_0^{D/2} \left(\frac{\partial w}{\partial r} \right)^2 \pi r dr.$$

Здесь r — текущий радиус; t — время; $w(r, t)$ — величина прогиба срединной поверхности; ρ, σ_0 — плотность и предел текучести материала. Кинетической энергией поперечного движения в этих условиях можно

пренебречь [1]. Значение w ищем в виде [4] $w(r, t) = \sum_1^{\infty} \delta_n(t) \times$

$\times J_0\left(\alpha_n \frac{2r}{D}\right) \left(\sum_{n=1}^{\infty} \delta_n(t) \right)$ — величина прогиба в центре пластины, $J_0\left(\alpha_n \frac{2r}{D}\right)$ — функция Бесселя первого рода нулевого порядка, α_n — корни уравнения $J_0(\alpha_n) = 0$, получаемого из граничного условия для свободно опертой пластины ($w(D/2, t) = 0$). С учетом указанных условий имеем уравнение движения

$$\dot{\delta}_n^2 = \frac{4p_0 d}{\rho h D} \frac{J_1\left(\alpha_n \frac{d}{D}\right)}{\alpha_n J_1^2(\alpha_n)} \delta_n - \frac{4\sigma_0 \alpha_n^2}{\rho D^3} \delta_n^2, \quad 0 \leq t \leq \tau, \quad \delta_n(t=0) = 0,$$

откуда следует

$$(1) \quad w(r, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n}{\omega_n^2} (1 - \cos \omega_n t) J_0\left(\alpha_n \frac{2r}{D}\right),$$

где $B_n = \frac{2p_0 d}{\rho h D} \frac{J_1(\alpha_n d/D)}{\alpha_n J_1^2(\alpha_n)}$; $\omega_n = \sqrt{\frac{\sigma_0}{\rho}} \frac{2\alpha_n}{D}$; $J_1(\)$ — функция Бесселя первого рода первого порядка.

При $t > \tau$, т. е. в отсутствие внешних сил полная энергия пластины является интегралом движения. Отсюда получается уравнение свободных колебаний в пластической области $\ddot{\delta}_n + \omega_n^2 \delta_n = 0$, решая которое с начальными условиями, найденными из (1), при $t = \tau$ имеем

$$w(r, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n}{\omega_n^2} [(1 - \cos \omega_n \tau) \cos \omega_n (t - \tau) + \sin \omega_n \tau \cdot \sin \omega_n (t - \tau)] J_0 \left(\alpha_n \frac{2r}{D} \right).$$

Время остановки пластины определяется из условия $\partial w / \partial t = 0$ и равно максимальному из времен t_n , являющихся корнями уравнения $\operatorname{tg} \omega_n (t_n - \tau) = \sin \omega_n \tau / (1 - \cos \omega_n \tau)$. В случае, когда длительность импульса много меньше периода собственных колебаний пластины в пластической области $\tau \ll 2\pi / \omega_1 = T_1$, время остановки равно $t_1 = T_1 / 4$, а остаточный прогиб в центре

$$(2) \quad \delta = \frac{id}{h \sqrt{\rho \sigma_0}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_1(\alpha_n d/D)}{\alpha_n^2 J_1^2(\alpha_n)}.$$

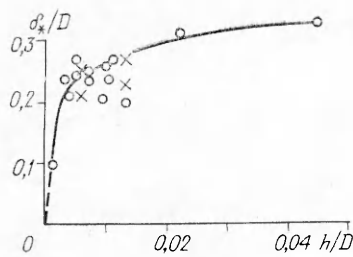
При увеличении длительности импульса от $\tau = 0$ до $\tau = T_n / 2$ прогиб соответствующей гармоники уменьшается примерно на 40 %, а время остановки линейно возрастает от $T_1 / 4$ до $T_1 / 2$. Наиболее эффективен режим нагружения, когда длительность $\tau < T_1 / 4$. Расчетная зависимость (2) параметра $\delta h / iD$, полученная при $\sigma_0 = 3,7 \cdot 10^2$ МПа [3] и нанесенная на рис. 4 штриховой линией, показывает некоторое завышение над экспериментальными данными, но не более чем на 20 %. Несмотря на некоторую неопределенность в граничных условиях в эксперименте, такое совпадение можно считать удовлетворительным. Особенно точным оно оказалось для пластин большого диаметра ($D = 0,4$ м). По-видимому, это обусловлено тем, что, согласно [3], для тонких пластин большого диаметра условия закрепления не играют существенной роли.

Увеличение длительности импульса от 10^{-4} до $5 \cdot 10^{-4}$ с в проведенных экспериментах, по крайней мере, для пластин большого диаметра приводит к некоторому уменьшению остаточных прогибов. Уменьшение параметра $\delta h / (i - i_0)$ для пластин диаметром 0,4 м по данным эксперимента оказалось равным 18 %. Это связано с тем, что период первой пластической гармоники пластины, составляющий $T_1 \sim 10^{-3}$ с, превышает указанный диапазон длительностей.

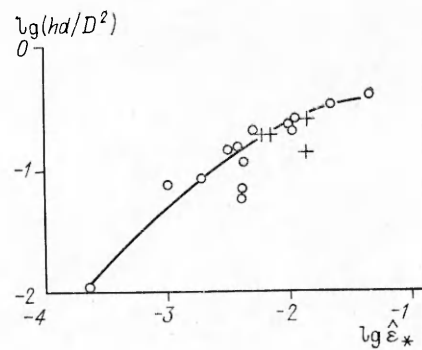
Интересно отметить, что входящая в выражение для частоты ω_n пластических гармоник величина с размерностью скорости $\sqrt{\sigma_0 / \rho}$ составляет при приведенном выше σ_0 примерно 370 м/с, что хорошо согласуется с измеренной скоростью пластического шарнира $v \sim 400$ м/с.

Разрушение пластин в результате воздействия ударной волны в описанных экспериментах наблюдалось двух видов: при полном нагружении пластины ($d/D = 1$) разрыв материала происходил по границе закрепления пластины, при $d/D < 1$ появлялись радиальные трещины в центре.

Анализ полученных данных показал, что критические значения остаточных прогибов δ_* , отвечающие разрушению пластин, можно представить в виде обобщенной зависимости $\frac{\delta_*}{D} = \varphi \left(\frac{h}{D} \right)$ (рис. 5), справедливой при всех значениях d/D , т. е. при любом характере разрушения. Величина δ_* бралась как среднее значение максимального остаточного прогиба, при котором разрушение еще не наступало, и минимального, при котором происходит разрушение пластины. Крестиками на рис. 5 обозначены экспериментальные результаты [1] для нагружения алюминиевых пластин с помощью подводного взрыва. Представленная зависимость свидетельствует, что для толстых пластин ($h/D > 0,02$) δ_* практически не зависит от h . Отметим, что наблюдаемый характер разрушения качественно согласуется с предсказанным в [3].



Р и с. 5



Р и с. 6

Оценим средние значения деформаций $\widehat{\varepsilon}$, полагая, что они отвечают целиком растяжению пластины [7]:

$$\widehat{\varepsilon} = \ln \sqrt{\frac{S}{S_0}} \approx 2 \int_0^{D/2} \left(\frac{\partial w}{\partial r} \right)^2 \pi r dr / \pi D^2$$

(S_0 , S — начальная и текущая площади срединной поверхности пластины). Используя (2), находим

$$(3) \quad \widehat{\varepsilon} = \left(\frac{\delta}{D} \right)^2 \frac{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_1^2(\alpha_n d/D)}{\alpha_n^2 J_1^2(\alpha_n)}}{\left[\sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_1(\alpha_n d/D)}{\alpha_n^2 J_1^2(\alpha_n)} \right]^2}$$

Оценка по этой формуле показала, что, например, для пластины диаметром $d = D = 0,19$ м, толщиной $h = 2 \cdot 10^{-3}$ м при $\delta = 0,03$ м $\widehat{\varepsilon} \approx 0,085$. Измерения в одном из опытов методом рисок показали, что максимальная радиальная деформация достигается в центре и составляет $\sim 0,1$, среднее значение деформации можно принять равным 0,06. Таким образом, формула (3) дает удовлетворительные оценки и может быть использована для нахождения среднего значения разрушающих деформаций $\widehat{\varepsilon}_*$, если использовать экспериментальные значения δ_* . Такая зависимость $\widehat{\varepsilon}_* = F(hd/D^2)$ приведена на рис. 6 (крестики — экспериментальные значения радиальных разрушающих деформаций в центре алюминиевых пластин, найденные при подводном взрыве [1]). Наименьшее среднее значение критической деформации растяжения пластины, приводящее к ее разрыву, имело место при $d = 0,09$ м, $D = 0,63$ м, $h = 1 \cdot 10^{-3}$ м и составляло $\widehat{\varepsilon}_* \approx 0,01$. Наибольшее значение $\widehat{\varepsilon}_* = 0,38$ отвечало нагружению пластины $d = D = 0,09$ м, $h = 4 \cdot 10^{-3}$ м.

Полученные в данной работе результаты могут быть использованы при подборе диафрагм ударных труб.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баум Ф. А., Орленко Л. П. и др. Физика взрыва. — М.: Наука, 1975.
2. Вольмир А. С. Нелинейная динамика пластинок и оболочек. — М.: Наука, 1972.
3. Баженов В. Г., Батанин М. А. Исследование упругопластических процессов деформации круглых пластин при импульсном нагружении с учетом больших прогибов // ПМ. — 1978. — Т. 14, № 3.
4. Джонс. Импульсное нагружение свободно опертой круговой жесткопластической пластины // Прикл. механика/Сб. пер. Сер. Е. — 1968. — Т. 35, № 1.
5. Лин Э. Э., Спренко А. В., Фунтиков А. И. Об изменении давления со временем в отраженной ударной волне при взрыве листового заряда ВВ // ФГВ. — 1979. — № 2.
6. Duffey T. A., Key S. W. Experimental-theoretical correlations of impulsively loaded clamped circular plates // Experimental Mech. — 1969. — V. 9, N 6.
7. Надаи А. Пластичность и разрушение твердых тел. — М.: Мир, 1959. — Т. 2.

г. Арзамас

Поступила 31/VIII 1990 г.