

ния равнялось 8%, обычно же не превышало 1%). Это в свою очередь позволяет сделать вывод о слабом влиянии подмешиваемого газа (метана) на процесс массообмена.

Достаточно высокая повторяемость, хорошая монотонность кривой поглощения вместе с относительной простотой позволяет считать метод резонансного поглощения лазерного излучения метаном наилучшим для определения времени пребывания в холодных потоках (до 900 К).

Поступила в редакцию  
30/I 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. К. Баев, Г. В. Климчик и др. ФГВ. 1976, **12**, 3.
2. V. Zakka, R. Sinha, H. Medecki. AIAA Paper, 1970, N 70—111.
3. Р. Эмрих, Р. И. Солоухин. ФГВ, 1971, **7**, 1.
4. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.
5. Т. А. Бовина.—В сб.: Горение при пониженных давлениях и некоторые вопросы стабилизации пламени. М., Изд-во АН СССР, 1960.
6. В. А. Суюшев, Н. М. Алексеев, В. С. Бабкин. ФГВ, 1975, **11**, 4.

### О ТЫЛЬНОМ РАЗРУШЕНИИ ПЛАСТИН

*В. С. Никифоровский, Е. В. Тетенов, Н. А. Фрейшист*  
(Новосибирск)

Работы [1—5] с помещенной в них библиографией дают представление о тыльном отколе в пластинах при динамических воздействиях. С откольным явлением приходится встречаться достаточно часто в машиностроительной и горной практике, когда имеет место взаимодействие волн напряжений с границами раздела сред и границами конструкций, со свободными поверхностями в массиве: контурами выработок, бортами карьеров, целиками и т. п. Правильная оценка характера и величины напряженного состояния вблизи таких границ дает возможность сохранить границы конструкций, контуры выработок или точно описать возможные разрушения. Основные особенности этого явления чаще всего обсуждаются на простейших одномерной или двумерной (плоской, осесимметричной) задачах. Эти же модели применяются в качестве основных экспериментальных схем для изучения прочностных характеристик материалов [6—8]. Однако эти модели дают ограниченные сведения о прочностных характеристиках материалов в динамическом диапазоне.

Недостаток экспериментальных данных часто «доопределяется» на основании точного или приближенного решения соответствующих задач или с помощью разнообразных оценок, допущений и предположений. Разрушение среды в окрестности свободных поверхностей при выходе на них волн напряжений не всегда ограничивается откольным; имеют место случаи более сложного разрушения типа растрескивания, начинающегося со свободной поверхности, или комбинированного типа. Такое разнообразие картин разрушения можно наблюдать, в первую очередь, в материалах, обладающих сравнительно большой прочностью внутри по сравнению с поверхностной (стекло). В настоящей работе на примере расчета динамического осесимметричного поля напряжений в упругой толстой пластине обсуждаются некоторые вопросы разрушения и прочности материалов.

1. Для численного решения задачи уравнения динамической теории упругости удобно взять в виде нормальной гиперболической системы [9]

$$\begin{aligned} \rho \cdot \partial u / \partial t &= \partial \sigma_r / \partial r + (\sigma_r - \sigma_0) / r + \partial \tau_{rz} / \partial z, \\ \rho \cdot \partial w / \partial t &= \partial \tau_{rz} / \partial r + \tau_{rz} / r + \partial \sigma_z / \partial z, \end{aligned} \tag{1}$$

$$\begin{aligned}\partial \sigma_r / \partial t &= \lambda \partial \varepsilon / \partial t + 2\mu \cdot \partial u / \partial r, \quad \partial \varepsilon / \partial t = \partial u / \partial r + u/r + \partial w / \partial z, \\ \partial \sigma_\theta / \partial t &= \lambda \partial \varepsilon / \partial t + 2\mu \cdot u / r, \quad \partial \sigma_z / \partial t = \lambda \partial \varepsilon / \partial t + 2\mu \cdot \partial w / \partial z, \\ \partial \tau_{rz} / \partial t &= \mu \cdot (\partial w / \partial r + \partial u / \partial z).\end{aligned}$$

Здесь  $u$ ,  $w$  и  $\sigma_r$ ,  $\sigma_\theta$ ,  $\sigma_z$ ,  $\tau_{rz}$  — компоненты вектора скорости смещений и тензора напряжений;  $\rho$ ,  $\lambda$  и  $\mu$  — плотность и постоянные Ляме материала пластины;  $t$ ,  $r$  и  $z$  — время, радиальная и вертикальная координаты; рис. 1 дает полное представление о геометрической и физической постановке задачи.

При выборе метода решения прежде всего следует остановиться на вопросе целесообразности применения явных и неявных схем при решении нестационарных задач с точки зрения их точности и экономичности. Среди разностных схем одного и того же порядка аппроксимации наиболее предпочтительны (в смысле точности воспроизведения решения дифференциальных уравнений) те схемы, у которых области зависимости наименее близки к областям зависимости дифференциальных уравнений. Из этого соображения следует вывод о том, что при решении задач для систем гиперболических уравнений следует применять явные схемы. Неявные схемы, хотя и являются в большинстве своем абсолютно устойчивыми и позволяют вести интегрирование с большим шагом  $\tau$  по времени, чем явные, имеют, как правило, более низкий порядок аппроксимации и очень сильно расширяют область зависимости разностных уравнений, что приводит к сильному сглаживанию волновых профилей и к смазыванию всей картины движения. Кроме того, увеличение шага по времени по сравнению с допустимым из соображений устойчивости для явной схемы в волновых задачах недопустимо из соображений точности, поскольку при переходных процессах система за время  $\tau \sim h/v_p$  претерпевает существенные изменения, и увеличение шага может привести к потере точности ( $h$  — шаг по координате). Вести же расчет с тем же или меньшим шагом по неявным схемам менее экономично, поскольку алгоритмы для них сложнее. Поэтому неявные схемы целесообразно применять в задачах с гладкими решениями, где движение происходит достаточно медленно. Поскольку нас интересует класс неустановившихся движений, остановимся на явной схеме решения.

Одной из наиболее популярных схем такого рода является схема «крест» и ее обобщения на случай двух пространственных переменных. Впервые она предложена для одномерных уравнений акустики в [10] и впоследствии широко применялась при решении одномерных задач газовой динамики и различных моделей твердого тела. Эта схема имеет вполне очевидное физическое происхождение. Конечно-разностные уравнения для нее могут быть легко получены, если применять уравнения механики в виде законов сохранения непосредственно к выделенному

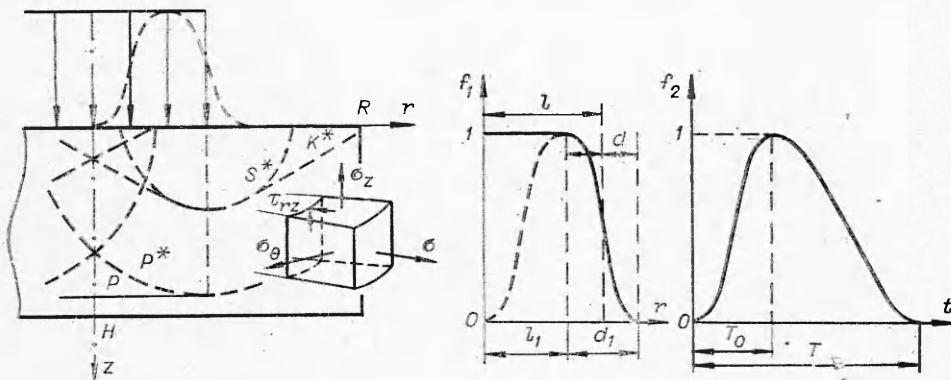


Рис. 1.

конечному элементу тела. При этом кинематические величины — скорости, перемещения — будут определяться в точках, соответствующих центру элемента, а напряжения и деформации — в точках, соответствующих границам этого элемента, и естественным образом сдвинуты на полшага  $\tau/2$  по времени относительно момента определения кинематических величин.

Эти же уравнения можно получить, если воспользоваться естественной аппроксимацией производных через линейные интегралы по границе элемента  $\Omega$ . Например, производная по  $x$  запишется в виде:

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{\int_{\Omega} f dy}{\int_{\Omega} x dy} \sim \frac{\sum_{\Omega} \tilde{f}_i (y_{k+1} - y_k)}{\sum_{\Omega} \frac{x_{k+1} + x_k}{2} (y_{k+1} - y_k)}. \quad (2)$$

Такой подход открывает простой путь к обобщению метода на двумерный случай, которое предложено впервые, по-видимому, Уилкинсоном [11] для решения задач динамики упруго-пластической среды. Для численного решения системы (1) в плоскости  $r, z$  введем две сетки с шагами  $h_1$  и  $h_2$  по координатам  $r$  и  $z$ : одну для напряжений, другую для скоростей. Кроме того, сдвинем их друг относительно друга по времени на  $\tau/2$ . Применение «естественной» аппроксимации производных (2) на этой сетке в предположении линейного изменения функции вдоль сторон ячеек между узлами приводит с следующим соотношением, например, для производной по  $r$  в точке с целым индексом

$$\frac{\partial f}{\partial r} \Big|_{i,j} \sim \frac{f_{i+1/2,j+1/2} + f_{i+1/2,j-1/2} - f_{i-1/2,j+1/2} - f_{i-1/2,j-1/2}}{2h_1}$$

и в точке с дробным индексом

$$\frac{\partial f}{\partial r} \Big|_{i+1/2,j+1/2} \sim \frac{f_{i+1,j+1} + f_{i+1,j} - f_{i,j+1} - f_{i,j}}{2h_1}.$$

Формулы для производной по  $z$  аналогичны;  $i, j$  — номера узлов сетки в направлении  $r$  и  $z$  соответственно.

Аппроксимация членов типа  $f/r$  осуществляется следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{f}{r} \Big|_{i,j} &\sim \frac{f_{i+1/2,j+1/2} + f_{i+1/2,j-1/2} + f_{i-1/2,j+1/2} + f_{i-1/2,j-1/2}}{4r_i}, \\ \frac{f}{r} \Big|_{i+1/2,j+1/2} &\sim \frac{f_{i+1,j+1} + f_{i+1,j} + f_{i,j+1} - f_{i,j}}{4r_{i+1/2}}, \end{aligned}$$

где  $r_i$  — значение радиальной координаты в соответствующей точке. Такая аппроксимация справедлива во всей области, кроме оси симметрии, где  $f$  и  $r$  обращаются в нуль. Возникающая неопределенность типа 0/0 раскрывается по правилу Лопитала  $\lim_{r \rightarrow 0} f/r = \partial f / \partial r$ , при этом учтем, что нормальные напряжения ( $\sigma_r, \sigma_\theta, \sigma_z$ ) симметричны относительно оси  $r$ , а касательное ( $\tau_{rz}$ ) — асимметрично. В результате получаем следующую разностную аппроксимацию:

$$\begin{aligned} \rho \frac{u_{i+1/2,j+1/2}^{n+1/2} - u_{i+1/2,j+1/2}^{n-1/2}}{\tau} &= \frac{1}{2h_1} (\sigma_{ri+1,j+1}^n + \sigma_{ri+1,j}^n - \sigma_{ri,j+1}^n - \\ &- \sigma_{ri,j}^n) + \frac{1}{4r_{i+1/2}} (\sigma_{ri+1,j+1}^n + \sigma_{ri+1,j}^n + \sigma_{ri,j+1}^n + \sigma_{ri,j}^n - \\ &- \sigma_{\theta i+1,j+1}^n - \sigma_{\theta i+1,j}^n - \sigma_{\theta i,j+1}^n - \sigma_{\theta i,j}^n) + \\ &+ \frac{1}{2h_2} (\tau_{rz i+1,j+1}^n + \tau_{rz i,j+1}^n - \tau_{rz i+1,j}^n - \tau_{rz i,j}^n); \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{\sigma_{ri,j}^{n+1} - \sigma_{ri,j}^n}{\tau} = \frac{\lambda + 2\mu}{2h_1} (u_{i+1/2,j+1/2}^{n+1/2} + u_{i+1/2,j-1/2}^{n+1/2} - u_{i-1/2,j+1/2}^{n+1/2} - \\ - u_{i-1/2,j-1/2}^{n+1/2}) + \frac{\lambda}{2h_2} (w_{i+1/2,j+1/2}^{n+1/2} + w_{i-1/2,j+1/2}^{n+1/2} - w_{i+1/2,j-1/2}^{n+1/2} - \\ - w_{i-1/2,j-1/2}^{n+1/2}) + \frac{\lambda}{4r_i} (u_{i+1/2,j+1/2}^{n+1/2} + u_{i+1/2,j-1/2}^{n+1/2} + u_{i-1/2,j+1/2}^{n+1/2} + u_{i-1/2,j-1/2}^{n+1/2}),$$

где  $n$  — номер временного слоя. Остальные уравнения аналогичны соотношениям (3). Решение осуществляется последовательными шагами по времени, начиная от исходного, с учетом соответствующих граничных условий. Условие устойчивости в этом случае требует, чтобы любой характеристический конус находился внутри разностной области зависимости, представляющей собой в пространстве  $r, z, t$  четырехгранную пирамиду. Так как система (1) имеет два характеристических конуса, которым соответствуют две скорости волн, скорость продольных  $v_p = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho}$  и поперечных волн:  $v_s = \sqrt{\mu/\rho}$ , то условие устойчивости принимает вид

$$v_p \tau / \min(h_1, h_2) \leq 1.$$

Если выбрать равномерную сетку по координатам  $h = h_1 = h_2$  и шаг по времени  $\tau = h \cdot v_p^{-1}$ , то принятая схема имеет второй порядок точности,  $O(\tau^2 + h^2)$ , а продольная волна проходит за один шаг по времени расстояние, равное шагу по координате.

2. Расчет выполнен для диска радиуса  $R$  и толщины  $H$  (см. рис. 1). Воздействие зададим в виде нормального напряжения, распределенного симметрично, поэтому расчет достаточно провести для одной половины. Остальные грани — боковая и нижняя — свободны от напряжений:

$$\begin{aligned} \sigma_z &= \sigma f_1(r) f_2(t), \quad \tau_{rz} = 0, \quad z = 0; \\ \sigma_r &= \tau_{rz} = 0, \quad z = H = L \cdot h_2; \\ \sigma_r &= \tau_{rz} = 0, \quad r = R = N \cdot h_1; \quad \tau_{rz} = u = 0, \quad r = 0. \end{aligned} \tag{4}$$

Последние из соотношений (4), отличные от остальных, являются условиями на оси симметрии. Функция  $f_1(r)$  описывает распределение приложенной нагрузки по координате, а  $f_2(t)$  — ее изменение во времени. Будем аппроксимировать их гладкими функциями типа  $f_i(\xi) = \frac{1}{2}(1 - \cos \pi \xi)$ :  $0 \leq \xi \leq 1$  (см. рис. 1)

На рис. 2 показаны изобары нормальных напряжений  $\sigma_z$ ,  $\sigma_r$  и  $\sigma_\theta$  (равномерная сетка  $N \times L = 50 \times 60$ ) в среде с отношением упругих постоянных  $\lambda = 2\mu$  (коэффициент Пуассона  $\nu = 1/3$ ) для воздействия, распределенного равномерно по круговой области радиуса  $l = 12h$  с плавным переходом к нулю в окрестности конца «штампа»,  $d = 6h$ . Длина волны нагружения выбрана равной толщине пластины  $\lambda_1 = 50h$  с отношением участка нарастания к полной длительности воздействия как  $T_0/T = 1/5$ . Выбраны моменты времени, характеризующие формирование первых отраженных волн от нижней (тыльной) поверхности; сплошными, штрихпунктирными и штриховыми линиями отмечены изобары сжимающих, нулевых и растягивающих напряжений. Цифры 0, 1, 2, 3 около линий соответствуют значениям изобар  $0, \pm 50, \pm 100, \pm 150$ , а около точек — величинам напряжений, если максимум в граничном воздействии принят за  $\sigma = -1000$ .

В начальные моменты времени, пока волна сжатия не дойдет до тыльной и боковой границ диска, поля напряжений в случае длительных участков нарастания повторяют результаты для полупространства — характер изменения компонент, порядок возникновения областей растягивающих напряжений, областей больших сжимающих напряжений и значительных градиентов тот же самый [4, 12].

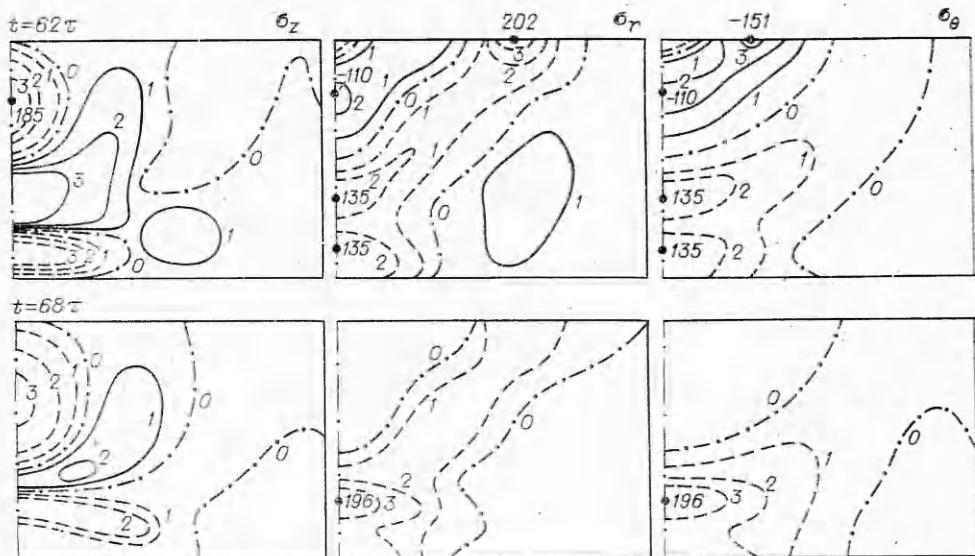


Рис. 2.

Определенное усложнение картины и дополнительные возможности с точки зрения разрушения полупространства появляются на участке спада сигнала по времени. Если при длительной увеличивающейся нагрузке компонента  $\sigma_z$  характеризовались все более возрастающим сжатием в окрестности оси симметрии и наличием области растяжения только в окрестности волн, то теперь на разгрузке первоначальное сжатие в окрестности оси симметрии сменяется его уменьшением, а затем и появлением здесь зоны растяжения. Область растяжения в поперечных волнах также изменяется.

Элементы среды, сжатые на участке нагружения в радиальном направлении (компоненте  $\sigma_r$ ) в обширной области, за исключением двух участков (в окрестности оси симметрии и лицевой поверхности), испытывают при разгрузке некоторое растяжение в зоне сразу за продольной волной. В окрестности точки приложения внешнего воздействия появляется зона растяжения, область сжатия по оси симметрии в приповерхностных слоях. Аналогичное усложнение деформирования точек среды появляется в азимутальном направлении — компонента  $\sigma_\theta$ . Здесь обширное растяжение сохраняется; зона сжатия, окаймляющая площадку воздействия, становится сначала более значительной, затем смещается в глубь среды, уступая место растяжению в непосредственной окрестности площадки контакта.

Изобары касательных напряжений  $\tau_{rz}$  имеют торообразную форму. Однако на участке разгрузки в сигнале количество областей разных знаков увеличивается, появляются новые зоны концентрации напряжений и больших градиентов. В более поздние моменты времени появляются отражения от тыльной стороны и от боковых граней. Здесь важно отметить уже полученный выше результат, показывающий возможность растягивающих напряжений и откольного разрушения вблизи тыльной поверхности только на фоне разгрузки в сигнале. Интересные возможности дают дифракционные зоны в окрестности боковых граней [12].

Важно отметить влияние некоторых характерных параметров (распределенность сигнала, отношение его длины к толщине пластины и т. п.) на поле напряжений. Так, в случае большей распределенности сигнала имеет место большая область однородности полей напряжений (одномерности картины вблизи оси симметрии). Влияние разгрузки с лицевой поверхности сказывается позже и слабее.

При уменьшении участка нарастания возрастают амплитуды в падающей и отраженной волнах, такое изменение участка спада приводит к уменьшению амплитуд в падающей волне, к более существенному влиянию дифракционных волн. Однако здесь следует иметь в виду возможное изменение суммарного импульса воздействия и влияние этого изменения на картины полей напряжений. Следует подчеркнуть большое сходство полей напряжений в случаях плоской деформации [4] и осевой симметрии (см. [12] и настоящее исследование).

Необходимо специально обратить внимание на появление растягивающих напряжений на тыльной стороне пластины на радиальной  $\sigma_r$  и азимутальной  $\sigma_\theta$  компонентах (причем область растяжения у последней обширнее) наряду с растягивающими значениями у вертикальной компоненты  $\sigma_z$  внутри среды в некоторой окрестности тыльной поверхности (при  $z = H$   $\sigma_z = 0$ ). В зависимости от формы воздействия время возникновения этих областей и относительные величины амплитуд различны. Эти факторы наряду с учетом характерных прочностных особенностей материалов могут иметь определяющее значение для построения механизма хрупкого тыльного разрушения пластин — разрушения окрестности свободной поверхности при выходе на них волн напряжений.

В материалах с большой прочностью внутри среды и малой на поверхности (например, стекло), а также в случае длинных квазистатических воздействий, когда откольные условия внутри среды значительно ослаблены, разрушение может идти не по откольному, а по другому механизму — растрескивание по площадкам, расходящимся веером от тыльной поверхности из «эпицентральной» зоны. Если одновременно с этим выполнены и откольные условия и прочность материала равномерна по объему, то возможно комбинированное разрушение типа растрескивания с откольным.

На рис. 3 показана схема эксперимента, а на рис. 4 — фотографии разрушения (а, б) стеклянной пластины ударом по торцевой грани, стрелками показано направление и место удара. В стекле так же, как и в других твердых средах, при резких коротких ударных или взрывных воздействиях имеют место откольные условия и они могут привести к образованию горизонтальных трещин, параллельных тыльной стороне. Почти одновременно с этим возникают условия разрушения по другому семейству площадок, веером расходящихся от «эпицентра» удара на тыльной стороне. На этих площадках компонента  $\sigma_r$  имеет положительные значения (растяжение); именно здесь происходит разрушение (см. рис. 4, 1), начинающееся в стекле на наиболее ослабленной в этом материале области — с тыльной поверхности. Появление такой сетки трещин, а следовательно, новых поверхностей внутри объема, с ослаблением прочностных свойств материала на них может привести при наличии откольных условий к образованию откольных трещин. Такая ситуация реализуется в эксперименте (см. рис. 4, 2). Трещины типа откольных могут быть в тонких стеклянных пластинках и сами по себе,

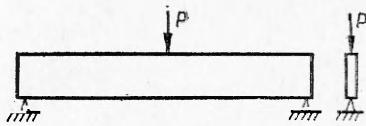


Рис. 3.

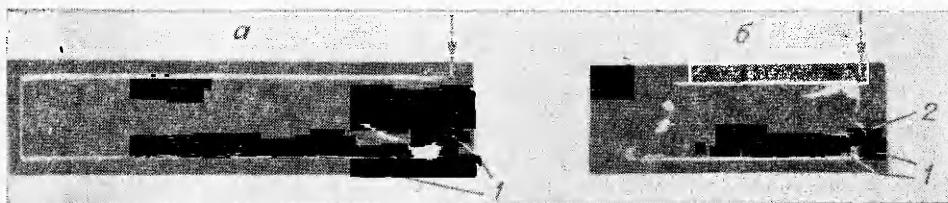


Рис. 4.

они не раз наблюдались экспериментально в разнообразных схемах. Однако здесь разрушение также возникает с поверхности боковых граней. Именно эти поверхности «приближают» стекло по прочностным свойствам к другим материалам; по этой же причине для исследования объемного разрушения самого стекла экспериментальные схемы с пластинками могут оказаться неверными.

3. Очень часто экспериментальные исследования на стержнях или пластинках проводятся с целью изучения динамических прочностных, в частности, кинетических свойств различных сред [3, 7, 8, 13, 14]. При этом необходимо измерить, например, напряжение (деформацию) разрушения  $\sigma_0$  ( $\epsilon_0$  и т. п.) — в случае обработки данных по одной из теорий прочности или эпюру напряжений  $\sigma(t)$  в точке разрушения с фиксацией самого момента разрушения — в случае обработки данных в кинетическом плане, что, к сожалению, сделать (в точке разрушения) достаточно сложно, если вообще возможно. Как правило, чаще всего исследователь определяет только скорость движения тыльной поверхности  $w_1$  на участке нарастания до максимальной величины (например, [3, 8]) или более полную эпюру с участком разгрузки  $w_1(t)$  (например, [13]). Далее от этих величин производят а) переход к напряжениям, б) экстраполяцию этих величин по прямой и отраженной волнам, в) учет дисперсии. Следует отметить, что несмотря на то, что величина откола сравнительно мала и изменяется от долей до нескольких миллиметров (лишь иногда — десятки миллиметров), и казалось бы на этих расстояниях перечисленные выше эффекты незначительны, тем не менее, это не совсем так.

Например, в условиях эксперимента [3] при подрыве заряда ТГ — 50/50 диаметром  $D = 30$  мм и высотой  $H_1 = 60$  мм с помощью детонатора на лицевой поверхности пластины из материала Ст. З принято, что в импульсе давления максимальная величина равна  $\sigma_* = 380$  кбар, длительность  $T = 6,79$  мкс. Если теперь принять, что до расстояний  $b \leq 0,8 \div 0,9 D$  волна распространяется как плоская с ударным фронтом и при толщине пластины  $b = 20$  мм произошел откол  $\delta = 3,4$  мм, то предел прочности материала по 1-й теории прочности равен  $\sigma_0 = 2\sigma_*\delta/(v_p T) = 76$  кбар,  $v_p = 5$  мм/мкс.

Здесь необходимо, однако, учесть, что заряд инициирован «в точке» детонатором, а не генератором плоских волн. Недонородность параметров вдоль фронта волны напряжений привела к появлению необычного для плоских волн закона затухания с расстоянием ( $\sigma_{\max} = A/b^{n_1}$ ) с коэффициентом  $n_1 = 0,43$ ; волна на том же расстоянии  $b = 20$  мм имеет поэтому максимальную величину напряжений  $\sigma = 107$  кбар. Если принять, что она неизменена в окрестности тыльной поверхности на глубину откольной пластины, то можно вычислить в качестве предела прочности величину

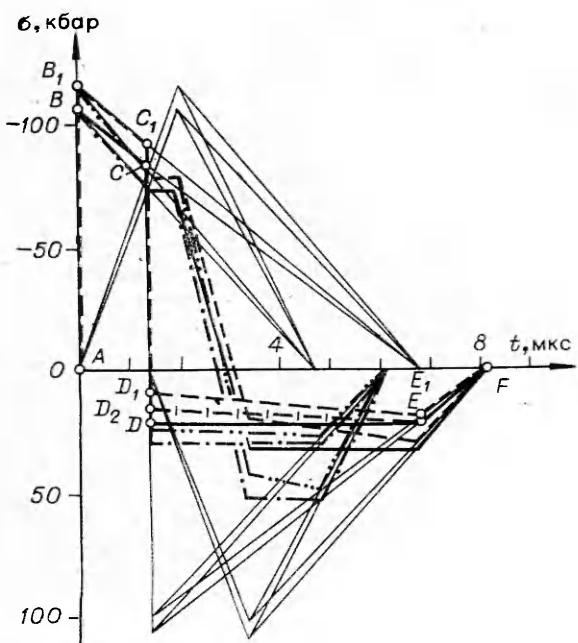


Рис. 5.

$\sigma_0 = 21,4$  кбар (рис. 5, сплошная линия  $ABCDEF$ , тонкими линиями показаны прямые и отраженные волны). В условиях одного и того же закона затухания ( $n_1 = 0,43$ ) для прямой и отраженной волн ( $\sigma_* = 116$  кбар,  $\sigma_*^{\text{отр}} = 101$  кбар) с сохранением ударного фронта и длительности волны предел прочности еще больше уменьшается ( $\sigma_0 = 9 \div 20$  кбар)— штриховая линия  $AB_1C_1D_1E_1$ . В случае упругого распространения отраженной волны штриховая линия несколько изменяется, вместо точек  $D_1, E_1$  она проходит по точкам  $D_2, E$  ( $\sigma_0 = 15 \div 21,4$  кбар). Учет участка нарастания  $T_0$  при той же длительности сигнала ( $T_0/T \sim 1/3$ ), а также уменьшение длительности фазы сжатия ( $T^* \sim 2/3 T$ ) в результате действия дифракционных волн с поверхности и вклада прямых поперечных волн [4, 12] приводит к более интенсивной разгрузке и, как следствие, к увеличению интенсивности растягивающих напряжений. Такое увеличение напряжений растяжения в некоторых случаях до 50 кбар и выше (см. рис. 5) в плоскости откола можно понимать как довольно существенную зависимость  $\sigma_0$  от принятых предположений.

Часто большую вариацию  $\sigma_0$  связывают с изменением условий эксперимента (скорости нарастания нагрузки и т. п.), что, по-видимому, также имеет место, и это принимают, как еще одно, косвенное, доказательство необходимости учета временных характеристик прочности. Подвергать сомнению существование «кинетического» в смысле изменчивости структуры под активной растягивающей нагрузкой поведения материала вряд ли приходится. В этом плане серия работ [13] весьма показательна. Однако и здесь оказалось невозможным отказаться от ряда предположений в обработке хорошо проведенного эксперимента. Это также не могло не повлиять на окончательный результат. Так, «акустическая» обработка (см. рис. 2 в [13]) могла привести, как схематично видно на примере рис. 5, к завышению  $\sigma_{\max}$ . Применение ударника в виде «стакана» на первый взгляд должно было бы исправить положение: увеличить расстояние, на котором волна сохраняет характеристики плоской волны. В связи с этим интересно проследить за изме-

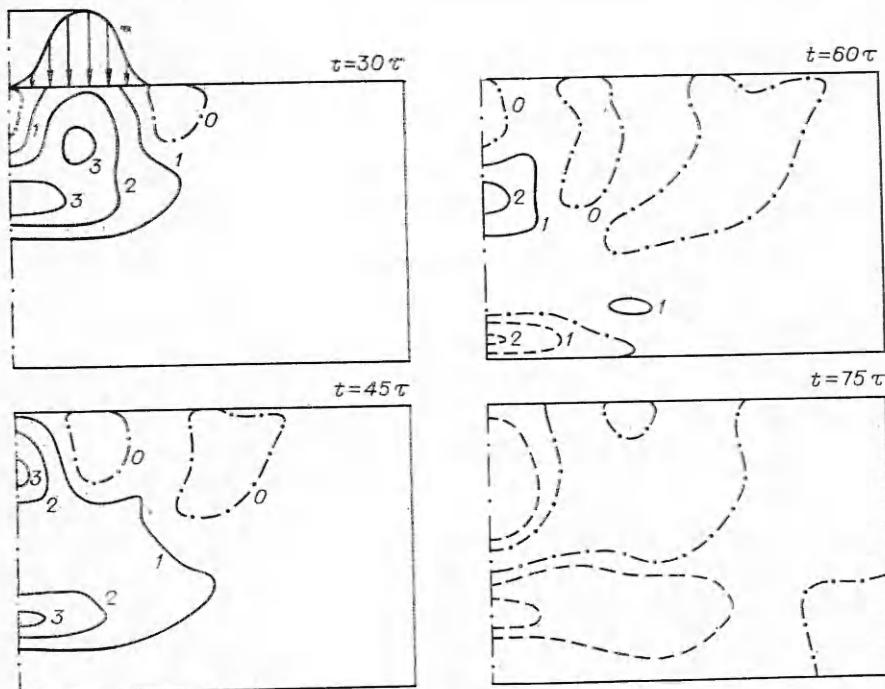


Рис. 6.

нением вертикальной компоненты  $\sigma_z$  в упругой пластине ( $\lambda = 2\mu$ ,  $N \times L = 50 \times 70$ ,  $\tau = v_p t h^{-1}$ ) со временем при действии на нее «стаканом», который моделировался кольцевой нагрузкой ( $l_1 = 14$ ,  $d_1 = 8$ ,  $T_0/T = 1/4$ ,  $\sigma = -10$ ) (рис. 6, линиям  $0 \div 3$  соответствуют  $\sigma_z = 0, \pm 1, \pm 3, \pm 5$ ).

Вдоль фронта напряжение достаточно однородно на большом расстоянии от лицевой поверхности. Это можно связать с экранирующим влиянием дополнительного вклада стенок «стакана» — экранируется дифракционная волна с лицевой поверхности. Однако большая неоднородность в граничном воздействии дает более интенсивный вклад на поперечных волнах и, кроме того, на расстояниях, больших диаметра воздействия, интенсивность напряжений при сохранении однородности параметров на фронте затухает как объемная волна с коэффициентом  $n_1 = 1$ . В физически нелинейном материале затухание еще сильнее. Все это показывает, что выбранная форма ударника также не вполне удовлетворительна.

Фаза растяжения в эксперименте существенно зависит от времени (см. рис. 2 [13]), поэтому в качестве прочностной характеристики лучше взять не  $\sigma_{max}$ , а некоторую меньшую осредненную величину. Возможно, что именно такое, в частности, завышение приводит наряду с акустической обработкой и приближенной оценкой временных интервалов к получению слабой зависимости долговечности от нагрузки.

Таким образом, в однослойной пластине, неоднократно используемой в качестве модели откольного явления, на основании расчетов предсказан механизм разрушения типа растрескивания и комбинированного с откольным; эти типы разрушения наблюдаются и в эксперименте. Вводить различные предположения при определении прочностных характеристик материалов необходимо с большой осторожностью.

Поступила в редакцию  
24.II 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Ленский. ПММ, 1956, 20, 4.
2. К. И. Огурцов. ПММ, 1960, 24, 3.
3. В. С. Никифоровский, С. И. Сабитова и др. ФТПРПИ, 1970, 5.
4. Е. В. Тetenov. ФТПРПИ, 1976, 6.
5. В. А. Гридинева, А. И. Корнеев, В. Г. Трушков. Инж. ж., МТТ. 1977, 1.
6. К. Броберг. Механика, 1956, 37, 3.
7. Л. В. Альтшуллер. УФН, 1965, 85, 2.
8. Н. А. Златин, Б. С. Иоффе. ЖТФ, 1972, 13, 8.
9. С. К. Годунов. Уравнения математической физики. М., «Наука», 1971.
10. Р. Курант, К. Фридрихс, Г. Леви. УМН, 1940, 8.
11. М. Л. Уилкинс.—В кн.: Вычислительные методы в гидродинамике. М., «Мир», 1967.
12. В. С. Никифоровский, Е. И. Шемякин. Динамическое разрушение твердых тел. Новосибирск, «Наука», 1979.
13. Н. А. Златин, Г. С. Пугачев и др. ФТТ, 1974, 16, 9; 1975, 17, 9.
14. О. А. Клещевников, В. И. Софонов и др. ЖТФ, 1977, 47, 8.

#### КРИТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ ИНИЦИРОВАНИЯ МНОГОФРОНТОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

A. A. Васильев, Ю. А. Николаев, В. Ю. Ульяницкий  
(Новосибирск)

Одной из важных проблем газовой детонации является ударное или «прямое» инициирование детонационной волны, когда последняя формируется сильной ударной волной, имеющей скорость порядка Чепмена — Жуге  $D_0$  и возникающей в результате локального выделения некоторой энергии за короткий промежуток времени. Исключительно важное с на-