

УДК 539.374

О СОУДАРЕНИИ ДЕФОРМИРУЕМОГО ШТАМПА С МНОГОСЛОЙНОЙ ВЯЗКОУПРУГОЙ ПЛИТОЙ

РИМСКИЙ В. К., САБОДАШ П. Ф.

В связи с решением проблемы расчета на динамическую прочность элементов несущих конструкций в [1–3] численно исследовались нестационарные процессы распространения упругих волн в однородных и многослойных плитах при поперечном ударе жесткого тупого штампа (клина, конуса). В результате анализа числовой информации установлен ряд закономерностей и особенностей эволюции волновых полей в слоистых континуумах при различных режимах ударного нагружения.

Основные математические аспекты развитой в [1–3] сеточно-характеристической схемы изложены в [4], а ее дальнейшее обобщение применительно к решению смешанных задач для усложненных моделей слоисто-неоднородных сред – в [5].

В [6] рассматривалась плоская двумерная задача линейной теории упругости, моделирующая нормальное соударение с малой постоянной скоростью двух однородных полубесконечных пластин с одинаковыми физико-механическими свойствами. С помощью синус- и косинус-преобразований Фурье получено точное представление решения в виде тригонометрических рядов. Анализ динамического распределения напряжений и массовых скоростей по пространственным координатам позволил авторам идентифицировать различные типы волн на начальном этапе контактного взаимодействия.

Соударение однородных пластин с учетом нелинейных вязкоупругих эффектов рассмотрено в [7], а механико-математическая модель нормального удара торцом упругодеформируемого цилиндра бесконечной длины по поверхности упругого полупространства разработана в [8].

В публикуемой работе в рамках двухпараметрической вязкоупругой модели [9] численно решена осесимметричная смешанная задача о нормальном контактном взаимодействии упругого штампа в форме сплошного цилиндра конечной длины с плоской поверхностью пакета произвольного числа упругих и вязкоупругих слоев. Результаты расчетов позволили исследовать распределение динамического напряжения в круговой области контакта и изменение во времени контактного сопротивления плиты при ударном воздействии деформируемого цилиндра, а также выявить зоны концентрации интенсивности касательных напряжений, предшествующие переходу материала в пластическое состояние или откольное разрушение. Для различных сочетаний пары ударник – плита приводятся численные значения коэффициента передачи энергии от ударяемого тела к преграде.

1. Постановка задачи. Пусть невесомый сплошной цилиндр, имеющий радиус R и высоту h_0 при $t < 0$ перемещается поступательно вдоль своей оси с постоянной скоростью v_0 , а в момент времени $t = 0$ плоским основанием сталкивается с поверхностью пакета плоскопараллельных изотропных слоев. Физико-механические свойства бойка и каждого из слоев характеризуются плотностью материала ρ_k , скоростями продольной и поперечной упругих волн a_k, b_k ; вязкость материалов учитывается коэффициентами η_k и β_k ($k = 0, 1, \dots, M$).

На фиг. 1 в плоскости rz схематично показаны геометрия задачи и кинематическая картина расположения волновых фронтов в упругодеформируемой механической системе на начальном этапе соударения (область одномерного волнового движения заштрихована). При этом предполагается, что ударник и верхний слой плиты (мишени) выполнены из одинакового материала.

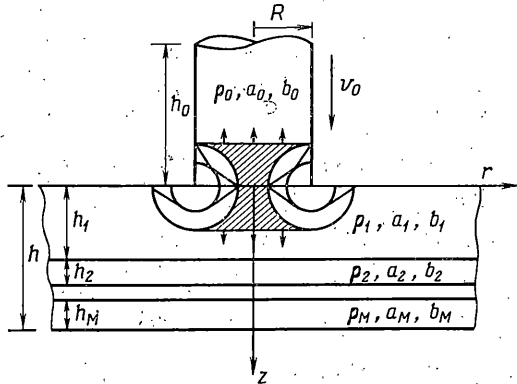
Известно, что процесс удара сопровождается переходом части запасенной штампом кинетической энергии при его поступательном движении

в потенциальную энергию деформаций взаимодействующих тел. Мгновенное торможение торца цилиндра инициирует совокупность волн, которые при распространении и многократном отражении от наружных и внутренних границ приводят к деформации как ударника, так и мишени. Предполагается, что развивающиеся в контактной зоне напряжения не превосходят предела пропорциональности — отсутствует учет пластического течения. Это накладывает ограничение на абсолютную величину скорости удара v_0 , которая для металлов имеет порядок 10–20 м/с.

Определяющие соотношения линейной теории вязкоупругости для изотропной среды запишем в виде [9]:

$$\left(\frac{1}{\theta_1} + \frac{\partial}{\partial t}\right)\sigma = (3\lambda + 2\mu) \frac{\partial \varepsilon}{\partial t},$$

$$\left(\frac{1}{\theta_2} + \frac{\partial}{\partial t}\right)s_{ij} = 2\mu \frac{\partial e_{ij}}{\partial t} \quad (1.1)$$



Фиг. 1

где σ — сумма нормальных напряжений, ε — объемная деформация, s_{ij} , e_{ij} — компоненты девиаторов симметричных тензоров напряжений и деформаций, θ_1 , θ_2 — времена релаксации соответственно для шаровых и девиаторных частей, λ , μ — постоянные Ламе.

Рассмотрим соотношения (1.1) вместе с уравнениями движения в форме Коши, выбрав в качестве неизвестных напряжения и скорости смещений. Тогда математической моделью процесса будет динамическая система дифференциальных уравнений осесимметрической задачи теории вязкоупругости, записанная в безразмерной форме

$$\rho_h \frac{\partial u^{(k)}}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_r^{(k)}}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{rz}^{(k)}}{\partial z} + \frac{\sigma_r^{(k)} - \sigma_\varphi^{(k)}}{r} \quad (1.2)$$

$$\rho_h \frac{\partial v^{(k)}}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{rz}^{(k)}}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_z^{(k)}}{\partial z} + \frac{\sigma_{rz}^{(k)}}{r}$$

$$\partial \sigma_r^{(k)} / \partial t + \eta_h \sigma_r^{(k)} - \beta_h \sigma^{(k)} = \lambda_h \varepsilon^{(k)} + 2\mu_h \partial u^{(k)} / \partial r$$

$$\partial \sigma_z^{(k)} / \partial t + \eta_h \sigma_z^{(k)} - \beta_h \sigma^{(k)} = \lambda_h \varepsilon^{(k)} + 2\mu_h \partial v^{(k)} / \partial z$$

$$\partial \sigma_\varphi^{(k)} / \partial t + \eta_h \sigma_\varphi^{(k)} - \beta_h \sigma^{(k)} = \lambda_h \varepsilon^{(k)} + 2\mu_h u^{(k)} / r$$

$$\partial \sigma_{rz}^{(k)} / \partial t + \eta_h \sigma_{rz}^{(k)} = \mu_h (\partial v^{(k)} / \partial r + \partial u^{(k)} / \partial z)$$

$$\varepsilon^{(k)} = \partial u^{(k)} / \partial r + \partial v^{(k)} / \partial z + u^{(k)} / r, \quad \sigma^{(k)} = \sigma_r^{(k)} + \sigma_z^{(k)} + \sigma_\varphi^{(k)}$$

$$\lambda_h = \rho_h (a_h^2 - 2b_h^2), \quad \mu_h = \rho_h b_h^2, \quad \rho_h = \rho_h^\circ / \rho_m^\circ, \quad a_h = a_h^\circ / a_m^\circ$$

$$b_h = b_h^\circ / a_m^\circ, \quad \eta_h = h^\circ / (a_m^\circ \theta_{2h}^\circ), \quad \beta_h = h^\circ (1/\theta_{1h}^\circ - 1/\theta_{1r}^\circ) / (3a_m^\circ)$$

Здесь градус присутствует у размерных величин; индекс k соответствует ударнику или порядковому номеру слоя; индекс m соответствует материалу, в котором скорость распространения продольных упругих волн максимальная; переменные r и z отнесены к толщине полосы h° ; время t нормируется относительно множителя h° / a_m° ; составляющие напряжений σ_{ij} отнесены к постоянной величине $\rho_m^\circ a_m^{\circ 2}$; компоненты вектора скорости u и v разделены на скорость a_m° .

Заметим, что при $\eta_k = \beta_k = 0$ система (1.2) моделирует только упругие свойства среды. Если объемные напряжения и деформации связаны упруго (объем не релаксирует — $\theta_{1k} = \infty$), то получаем вязкоупругую модель Максвелла.

Сформулируем краевые условия задачи. Внешние границы деформируемой системы принимаются свободными от напряжений

$$\begin{aligned} \sigma_z^{(0)} = \sigma_{rz}^{(0)} = 0 \quad \text{при } z = -h_0, \quad 0 \leq r < R \\ \sigma_r^{(0)} = \sigma_{rz}^{(0)} = 0 \quad \text{при } -h_0 < z < 0, \quad r = R \\ \sigma_z^{(1)} = \sigma_{rz}^{(1)} = 0 \quad \text{при } z = 0, \quad R < r < \infty \\ \sigma_z^{(M)} = \sigma_{rz}^{(M)} = 0 \quad \text{при } z = 1, \quad 0 \leq r < \infty \end{aligned} \quad (1.3)$$

На круговой площадке контакта ($z=0, 0 \leq r < R$) могут выполняться условия «полного прилипания», когда нижнее основание ударника и прилегающие к нему частицы верхнего слоя плиты совершают совместное движение. В этом случае имеет место непрерывность вектора скорости смещений, нормального и касательного напряжений при $t > 0$:

$$\sigma_z^{(0)} = \sigma_z^{(1)}, \quad \sigma_{rz}^{(0)} = \sigma_{rz}^{(1)}, \quad u^{(0)} = u^{(1)}, \quad v^{(0)} = v^{(1)} \quad (1.4)$$

Можно рассматривать идеально гладкий удар, что соответствует условиям, имитирующим отсутствие трения между соприкасающимися поверхностями соударяемых тел

$$\sigma_z^{(0)} = \sigma_z^{(1)}, \quad \sigma_{rz}^{(0)} = \sigma_{rz}^{(1)} = 0, \quad v^{(0)} = v^{(1)} \quad (1.5)$$

На поверхностях соединения разнородных материалов, входящих в состав неоднородной плиты, выполняются условия жесткого контакта смежных слоев или их относительного проскальзывания

$$\sigma_z^{(k)} = \sigma_z^{(k+1)}, \quad \sigma_{rz}^{(k)} = \sigma_{rz}^{(k+1)}, \quad u^{(k)} = u^{(k+1)}, \quad v^{(k)} = v^{(k+1)} \quad (1.6)$$

$$\sigma_z^{(k)} = \sigma_z^{(k+1)}, \quad \sigma_{rz}^{(k)} = f_k^- \sigma_z^{(k)}, \quad \sigma_{rz}^{(k+1)} = f_{k+1}^+ \sigma_z^{(k+1)}, \quad v^{(k)} = v^{(k+1)} \quad (1.7)$$

(в дальнейшем индекс k и нулик у размерных величин опускается).

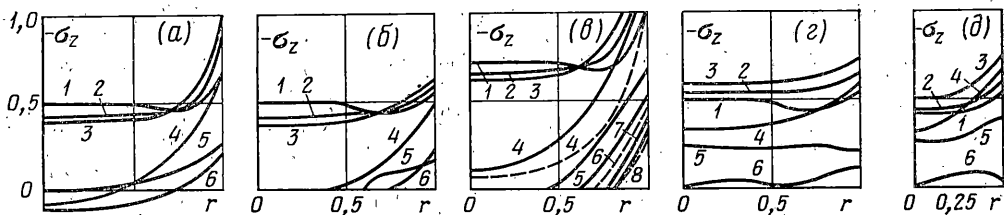
В момент времени $t=0$ фиксируется нулевое начальное состояние в плите, а в области, занимаемой ударником ($h_0 \leq z \leq 0, 0 \leq r \leq R$), задается осевая компонента вектора скорости $v^{(0)} = v_0$ и нулевые значения для напряжений $\sigma_{ij}^{(0)}$ и горизонтальной скорости $u^{(0)}$.

2. Анализ динамического поведения механической системы ударник — плита. Численное интегрирование смешанной контактной задачи (1.2) — (1.7) осуществляется при помощи метода, основанного на аппроксимации гиперболической системы определяющих уравнений конечными разностями с учетом соотношений вдоль характеристических направлений [3]. Этот подход является дальнейшим развитием метода Годунова [10], широко используемого при решении задач газовой динамики.

Построенная разностная схема сквозного счета обладает свойством однородности, так как в ней автоматически выделяются поверхности раздела сред и вид разностных соотношений не зависит от координат. Методом априорных оценок (энергетических неравенств) доказано достаточное условие ее устойчивости: $\tau(1/h_r + 1/h_z + \eta^*/2) \leq 1$ (h_r, h_z и τ — шаги пространственно-временной сетки; $\eta^* = \max \eta_k$).

Численный алгоритм реализован на квадратной сетке, включающей 100 узлов по каждой пространственной координате ($h_r = h_z = 2\tau = 0,02$). При построении дискретного решения используется симметрия задачи относительно оси $r=0$, в точках которой $u = \sigma_{rz} = 0$. В горизонтальном направлении плита ограничивается фиктивным контуром $r=2$, на котором ставились условия моделирования процесса прохождения волны [2]. Физико-механические свойства алюминия (Al), железа (Fe), свинца (Pb) и абобтекстолита (ПСТВ), для которых проводились расчеты, указаны ниже

(ρ кг/м ³)	2700	7850	11840	1450
(a м/с)	6320	5624	1960	2470
v (м/с)	3100	3248	700	1507



Фиг. 2

Скорость удара v_0 в безразмерных единицах принималась равной 10^{-3} , что соответствует 6,23 м/с в реальном масштабе. В силу линейности задачи ее решение пропорционально скорости v_0 , поэтому значения представленных ниже функций нормируются относительно множителя 10^{-3} .

Во всех случаях, где это не оговорено особо, предполагается упругое взаимодействие ударника единичной длины ($h_0=1$) с плитой единичной толщины ($h=1$) при отсутствии трения на площадке контакта (условия (1.5)).

На фиг. 2, а-д показаны профили по r нормального напряжения σ_z в сечении $z=0$ для последовательных дискретных моментов времени с шагом $\Delta t=0,5$ (кривые 1 соответствуют $t=0,5$, 2 - $t=1,0$ и т. д.). Пространственные профили на фиг. 2, а сформированы в ходе упругого соударения алюминиевого цилиндра радиуса $R=1$ с однородной алюминиевой плитой единичной толщины при условии жесткого сцепления контактирующих тел.

На момент времени $t=0,5$ в центральной части ударника процесс, обусловленный прямыми волнами сжатия, является одномерным. Вследствие возникновения дифракционных фронтов, распространяющихся от боковой поверхности цилиндра $r=R$, амплитуда напряжений σ_z при $t=1,0$ и $t=1,5$ несколько уменьшается в области, примыкающей к оси симметрии, в то время как в зоне, локализованной вблизи свободной границы, наблюдается значительная концентрация сжимающих напряжений (кривые 2, 3).

Одновременный приход на контактную поверхность $z=0$ волн разгрузки от противоположного торца цилиндра $z=-1$ и тыльной поверхности преграды $z=1$ значительно понижает уровень сжимающих напряжений и их концентрацию в угловой точке ($z=0, r=1$) (кривые 4-6). Напряжение σ_z монотонно убывает по амплитуде на всем отрезке $0 \leq r \leq 1$ вплоть до возникновения зоны, где эти напряжения становятся растягивающими.

Одним из важных вопросов контактного взаимодействия является определение продолжительности удара соударяемых тел. Очевидно, что при условии жесткого сцепления отщипания бойка от преграды не произойдет. Для исследования процесса нарушения механического контакта (появления зон отрыва) будем использовать граничные условия (1.5), имитирующие идеально гладкий удар.

В ходе соударения возникает поверхность контакта и точки нижнего торца цилиндра и лицевой стороны преграды отделяются одна от другой неодновременно, что связано с неоднородностью волнового поля по радиальной координате r . За момент полного отщипания естественно принимать время, в которое нормальное напряжение σ_z обратится в нуль на всей площадке контакта [11]. Если σ_z принимает нулевое значение в какой-либо точке области: $z=0, 0 \leq r < R$, то происходит смена

типа граничных условий и в дальнейшем для этой точки полагаем $\sigma_z^{(0)} = \sigma_z^{(1)} = 0$.

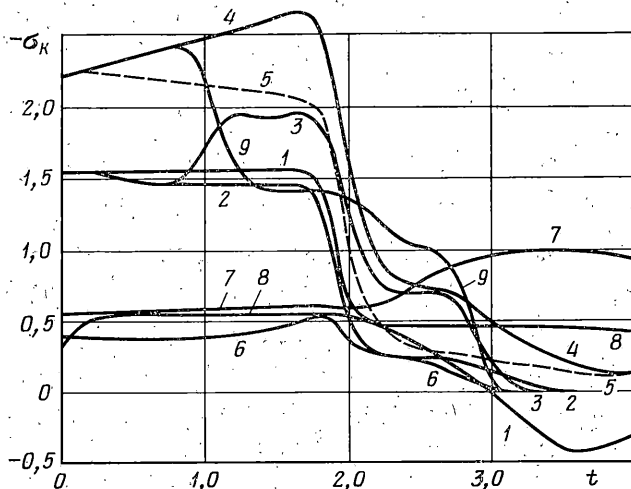
Заметим, однако, что в результате интерференции и взаимодействия волн различного типа со свободными границами некоторые точки основания цилиндра, отделившиеся от преграды, могут вступать в повторный контакт. Из-за сложности математического описания этот случай здесь не рассматривается.

Если на площадке контакта пары $Al_1 \rightarrow Al$ (индекс внизу означает радиус ударника) отсутствует трение (фиг. 2, б), то общие закономерности динамической реакции $\sigma_z(r)$ при $t \leq 1,5$ сохраняются с тем лишь отличием, что уменьшается уровень локализации напряжений в угловой точке. Достаточно быстро формируется расширяющаяся область нулевых напряжений, а в момент времени $t=3,5$ волновое развитие процесса приводит к полному отщипанию штампа от мишени.

На фиг. 2, в представлены профили $\sigma_z(r)$ для случая, когда ударник выполнен из акустически более жесткого материала ($Fe_1 \rightarrow Al$). На моменты времени $t=0,5, 1,0$ и $1,5$ в окрестности оси симметрии наблюдается стабилизация динамической реакции, обусловленная в основном прямыми плоскими волнами, а вблизи угловой точки - ярко выраженная концентрация сжимающих напряжений $\sigma_z(r)$. Более высокие амплитудные значения напряжений сжатия объясняются большей жесткостью железа по сравнению с алюминием. Пришедшие на площадку контакта волны разгрузки значительно снижают амплитуды напряжений в последующие моменты времени и приводят к возникновению зоны нулевых значений $\sigma_z(r)$ (эта зона зарождается на оси симметрии и расширяется к поверхности $r=1$).

На этой же фигуре для моментов времени $t=2,0, 3,0$ и $4,0$ штриховыми линиями нанесены напряжения, возникающие при поперечном ударе железного цилиндра по вязкоупругой однородной плите с параметрами вязкости $\eta_1=3\beta_1=1$. Учет вязких свойств мишени приводит к уменьшению нормальных напряжений $\sigma_z(r)$ во всей области контакта, что объясняется диссипацией энергии внутри вязкоупругой среды. Однако это не вызывает существенного опережающего роста зоны отлипания и продолжительность контактного взаимодействия остается практически такой же, как и для упругой преграды.

Эволюция напряжений $\sigma_z(r)$ при ударе алюминиевого цилиндра по пакету слоев $0,5\text{Al}-0,5\text{Fe}$ представлена соответствующими кривыми на фиг. 2, г. Эффект слоистости преграды по сравнению с однородной плитой состоит в увеличении в среднем на 20% сжимающих напряжений, что обусловлено отражением прямых волн сжатия от плоской границы раздела разнородных материалов. Распределение $\sigma_z(r)$ на



Фиг. 3

площадке контакта при $t \geq 2,0$ становится равномернее и наблюдается более низкая концентрация напряжений в угловой точке.

Фиг. 2, д отражает результаты для пары $\text{Al}_{0,5} \rightarrow \text{Al}$, где радиус цилиндра составляет половину толщины пластины-мишени. Пространственное распределение напряжений $\sigma_z(r)$ указывает на существенное влияние дифракционных волн, распространяющихся от боковой поверхности $r=0,5$ и повышающих концентрацию этих напряжений в угловой точке. Зона нулевых значений $\sigma_z(r)$ на рассматриваемые моменты времени отсутствует, но уже при $t=3,1$ наступает полное отлипание, т.е. наблюдается более равномерное отделение точек нижнего торца цилиндра от поверхности плиты.

Для проверки точности численные результаты в области одномерного волнового движения сопоставлялись с точным аналитическим решением [7]:

$$v = v_0 \rho_0 a_0 / (\rho_0 a_0 + \rho_1 a_1), \quad \sigma_z = -v_0 \rho_0 a_0 \rho_1 a_1 / (\rho_0 a_0 + \rho_1 a_1)$$

Как показало сравнение, дискретные решения практически совпадают с точными значениями напряжений и скоростей, что свидетельствует о высоком качестве разностной схемы ($\text{Al}_1 \rightarrow \text{Al}$ соответствует $\sigma_z = -0,5$; $\text{Fe}_1 \rightarrow \text{Al} - \sigma_z = -0,72$).

Для исследования динамики напряженного состояния в контактной зоне и определения момента полного отлипания удобно использовать интегральную характеристику $\sigma_k(t) = 2\pi \int \sigma_z(r, 0, t) r dr$ ($0 \leq r \leq R$) — суммарное контактное сопротивление преграды ударному воздействию безынерционного штампа. Обращение $\sigma_k(t)$ в нуль при идеальном гладком ударе соответствует времени полного нарушения механического контакта, т.е. начиная с этого момента отсутствует силовое взаимодействие между ударником и плитой и их дальнейшее нестационарное деформирование происходит независимо.

Начальная стадия эволюции контактного сопротивления для различных пар ударник — плита представлена кривыми на фиг. 3, где 1 означает пару $\text{Al}_1 \rightarrow \text{Al}$ (жесткое сцепление на площадке контакта), 2 — $\text{Al}_1 \rightarrow \text{Al}$, 3 — $\text{Al}_1 \rightarrow 0,5\text{Al} - 0,5\text{Fe}$ (жесткий контакт слоев преграды), 4 — $\text{Fe}_1 \rightarrow \text{Al}$, 5 — $\text{Fe}_1 \rightarrow \text{Al}$ (вязкоупругая плита: $\eta_1=3\beta_1=1$), 6 — $\text{Al}_{0,5} \rightarrow \text{Al}$, 7 — $\text{Al}_1 \rightarrow 0,5\text{ПСТВ} - 0,25\text{Al} - 0,25\text{Pb}$ (жесткий контакт металлических слоев и наличие скольжения между полимерным покрытием из асбестостолита марки ПСТВ и алюминиевой пластиной: $f_1^+ = 0,1$, $f_2^- = 0,3$), 8 — $\text{ПСТВ}_1 \rightarrow \text{Al}$, 9 — $0,5\text{Fe}_1 \rightarrow 1,5\text{Al}$ (высота ударника — $0,5$, а толщина плиты — $1,5$).

Сравнение кривых 1 и 2 показывает, что на начальном этапе взаимодействия контактное сопротивление слабо зависит от типа граничных условий и до момента времени $t=3,0$ различные ветви $\sigma_k(t)$ мало отличаются в количественном отношении. При $t>3,0$ в случае жесткого контакта развиваются растягивающие напряжения, хотя и небольшие по величине. Для идеально гладкого удара функция $\sigma_k(t)$ обращается в нуль в момент $t=3,5$, что соответствует времени полного нарушения механического контакта мишени и бойка (геометрический контакт при этом может сохраниться).

Кривая 3 вначале полностью совпадает с кривой 2, но с момента $t=0,8$ вследствие перераспределения энергии удара в слоистой преграде резко повышается уровень значений $\sigma_k(t)$. Резкое уменьшение контактного сопротивления на последующие моменты времени, обусловленное отражением волн сжатия от свободных границ, приводит к его обращению в нуль при $t=3,1$ (отлипание ударника).

Ударное воздействие железного штампа на поверхность алюминиевой плиты повышает ее контактное сопротивление примерно на 50% по сравнению с ударом алюминиевого бойка. На рассматриваемом временном диапазоне $\sigma_k(t) < 0$ и при $t=4,0$ имеет место лишь частичное нарушение контакта (фиг. 2, е). Сравнение хода кривых 4 и 5 показывает, что в начальной фазе соударения до момента времени $t=0,2$ вязкие свойства преграды еще не проявились (имеет место мгновенная упругость модели), но при $t>0,2$ наблюдается заметное расхождение кривых, обусловленное релаксацией сдвиговых и объемных напряжений. Как уже отмечалось ранее, учет диссипации энергии в плите практически не влияет на продолжительность удара.

Уменьшение радиуса цилиндра-ударника в два раза приводит к уменьшению $\sigma_k(t)$ в среднем в четыре раза (кривая б).

Вариация $\sigma_k(t)$ для трехслойной металлополимерной плиты характеризуется стабилизацией амплитудных значений на интервале времени $0 \leq t \leq 2,2$ и при $t > 2,2$ сменяется плавным возрастанием до значения, вдвое превышающего первоначальную амплитуду. По сравнению с однородной алюминиевой преградой контактное сопротивление для трехслойного пакета в начальной фазе взаимодействия уменьшается почти в три раза, однако длительность совместного деформирования штампа и плиты при этом существенно увеличивается.

При ударе полимерным цилиндром по поверхности алюминиевой плиты контактное сопротивление вначале имеет небольшой интервал нарастания, который затем быстро стабилизируется на постоянном уровне, равном 0,55. Приход отраженных волн растяжения от тыльной поверхности преграды лишь незначительно уменьшает амплитуду $\sigma_k(t)$ до 0,45.

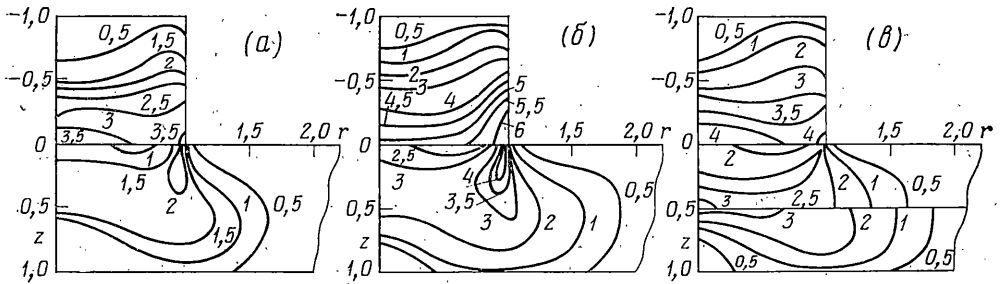
Характер изменения контактного сопротивления при ударе железным цилиндром с единичным радиусом и высотой 0,5 по поверхности однородной алюминиевой плиты толщины 1,5 отражает кривая 9. На начальном этапе соударения ($0 \leq t \leq 0,8$) временные зависимости 4 и 9 совпадают, но более ранний приход в сечение $z=0$ отраженных от противоположного торца цилиндра волн приводит к резкому уменьшению $\sigma_k(t)$, которое в момент $t=3,05$ обращается в нуль (полное отлипание).

Анализ динамики контактного сопротивления обнаружил, что его величина и особенности эволюции во времени существенно зависят от геометрических и физико-механических параметров деформируемой системы, а также от типа граничных условий. Повышение акустической жесткости $\rho_0 a_0$ ударника приводит к увеличению амплитуды $\sigma_k(t)$ и продолжительности удара. Удар менее жесткого штампа или наличие в преграде экранирующего слоя из полимерного материала уменьшает контактное сопротивление плиты, но силовое взаимодействие между соударяемыми телами оказывается более продолжительным.

Кинетическая энергия, первоначально запасенная в поступательно движущемся с постоянной скоростью ударнике ($E_0 = m_0 v_0^2 / 2$, m_0 — масса цилиндра), трансформируется в процессе удара в потенциальную энергию деформаций и кинетическую энергию движения частиц всей механической системы, полная энергия которой для случая упругой среды остается неизменной во времени. Обозначим через E_* сумму кинетической и потенциальной энергии безынерционного бойка после его отлипания от плиты и назовем $f_* = 1 - E_*/E_0$ коэффициентом передачи энергии от ударника к преграде.

Приведем значения t_k (момент полного нарушения механического контакта) и коэффициента f_* для следующих пар: $Al_1 \rightarrow Al$ ($t_k=3,5$, $f_*=0,85$); $Al_1 \rightarrow 0,5Al-0,5Fe$ (3,3, 0,73); $Fe_1 \rightarrow Al$ (4,3, 0,82); $Fe_1 \rightarrow Al$ ($\eta_1=3\beta_1=1$, 4,7, 0,72); $Al_{0,5} \rightarrow Al$ (3,1, 0,84); $Al_1 \rightarrow 0,5ПСТВ-0,25Al-0,25Pb$ (8,75, 0,93); $ПСТВ_1 \rightarrow Al$ (8,4, 0,76); $0,5Fe \rightarrow 1,5Al$ (3,05; 0,97). Отметим, что коэффициент передачи энергии для двухслойной плиты $0,5Al-0,5Fe$ оказывается несколько ниже, чем для однослойной алюминиевой преграды при том же режиме соударения. Это означает, что слоистой конструкции передается меньшая часть энергии ударника, и поэтому ее несущая способность часто оказывается выше, чем у конструкций, выполненных из однородного материала.

Значение f_* при ударе железного цилиндра по упругой плите на 14% выше, чем для вязкоупругой мишени при тех же условиях нагружения. К тому же в вязкоупругой среде часть энергии расходуется на вязкое внутреннее трение, что снижает уровень напряженного состояния, вследствие чего повышается ударопрочность преграды.



Фиг. 4

Уменьшение радиуса ударника практически не влияет на коэффициент передачи энергии, но снижает общую продолжительность ударного взаимодействия. Это свидетельствует о большой скорости перетекания энергии от ударника к плите через площадку контакта.

Весьма мало энергии передается металлической мишени (Al) при ударе по ней бойка из полимерного материала ПСТВ. Функция $f(t) = 1 - E(t)/E_0$ ($E(t)$ — полная энергия ударника в момент времени t) монотонно возрастает на интервале соударения вплоть до момента отлипания, начиная с которого полная энергия преграды стабилизируется на постоянном уровне. Отмеченная закономерность является характерной для всех указанных выше пар ударник — плита.

Для трехслойной преграды коэффициент f_* достигает значения 0,93, но скорость поглощения энергии ударника здесь значительно меньше, чем в процессе удара по однородной плите. Наличие в механической системе трех слоев с различными свойствами приводит к растяжению во времени ударного импульса при сохранении его суммарной величины. В ходе контактного взаимодействия бойка с металлополимерной плитой на интервале $5,0 \leq t \leq 6,1$ наблюдается убывание $f(t)$, т. е. происходит процесс обратного перетекания небольшой части энергии из плиты в ударяемый цилиндр ($f(5) = 0,943$, $f(6) = 0,898$).

Уменьшение длины ударника до 0,5 увеличивает значение f_* и скорость перетекания энергии от ударника к плите. Уже на момент времени $t = 2,0$ значение $f(t)$ равно 0,95.

На фиг. 4, *a–в* в плоскости rz для момента времени $t = 1,5$ изображены изолинии интенсивности касательных напряжений σ_t , которая является инвариантной характеристикой напряженного состояния (цифра 1 соответствует $\sigma_t = 0,1$, 2 — $\sigma_t = 0,2$ и т. д.). Это связано с тем, что многие материалы перед разрушением испытывают значительные пластические деформации, а равенство $\sigma_t = \sigma_s$, где σ_s — предел текучести при растяжении, часто используют в качестве условия пластичности (например, по Мизесу).

Линии равных значений σ_t на фиг. 4, *a* соответствуют удару алюминиевого цилиндра единичного радиуса по одноименной плите. На рассматриваемый момент времени зона наибольших значений σ_t формируется вблизи площадки контакта и в окрестности угловой точки; по мере удаления от поверхности $z = 0$ уровень σ_t падает.

Если с поверхностью однородной алюминиевой плиты взаимодействует железный ударник тех же размеров (фиг. 4, *б*), то более отчетливо вырисовываются локализованные зоны высоких значений интенсивности напряжений. Поле $\sigma_t(r, z)$ характеризуется большими градиентами по пространственным переменным, а материал преграды предрасположен к более быстрому переходу в пластическое состояние.

Изолинии $\sigma_t(r, z) = \text{const}$ при ударе алюминиевого штампа по поверхности биметаллической плиты 0,5Al–0,5Fe показаны на фиг. 4, *в*. В деформируемой системе наблюдаются два источника концентрации интенсивности напряжений σ_t , один из которых расположен вблизи угловой точки, другой — в окрестности плоскости, разделяющей разнородные металлические слои. Отметим, что во всех анализируемых здесь случаях максимум σ_t расположен в ударнике, что связано с рассеиванием преградой энергии удара в горизонтальном направлении.

Таким образом, эпюры изолиний σ_t дают наглядное представление о конфигурации областей, в точках которых развиваются напряжения, непосредственно предшествующие появлению упругопластических деформаций или откольных разрушений (для хрупких материалов).

ЛИТЕРАТУРА

1. Римский В. К., Сабодаш П. Ф. Численное моделирование динамической контактной (смешанной) задачи для упругого слоя постоянной толщины. — Изв. АН СССР. МТТ, 1979, № 5, с. 119–126.

2. Римский В. К., Сабодаш П. Ф. Численное моделирование динамической контактной (смешанной) задачи об ударе тупым клином по слоистой плите.— Изв. АН СССР. МТТ, 1981, № 2, с. 29—38.
3. Римский В. К., Сабодаш П. Ф. Численное моделирование осесимметричной динамической контактной задачи об ударе по упругому слою тупым конусом.— Прикл. механика, 1980, т. 16, № 8, с. 84—92.
4. Римский В. К., Сабодаш П. Ф. Некоторые модели численного решения динамических контактных задач для упругого слоя.— Прикл. механика, 1981, т. 17, № 7, с. 17—22.
5. Rymsky V. K., Sabodash P. F. Dynamics of two-dimensional thermoviscoelastic waves in laminated media.— In: Nonlinear deformation waves. В.— Heidelberg — N. Y.: Springer 1983, p. 224—228.
6. Brepta R., Klimszova J., Valeš F. State of stress in thin strips due to a frontal longitudinal impact.— Acta techn. CSAV, 1980, v. 25, No 3, p. 303—320.
7. Janach W. Elastic impact of Bar an half-space.— J. Sound and Vibration, 1975, v. 41, No. 3, p. 335—346.
8. Глушко А. И. Численное решение задачи соударения цилиндрических пластин с учетом накопления микропор.— Изв. АН СССР. МТТ, 1981, № 4, с. 115—124.
9. Фрейденталь А., Гейрингер Х. Математические теории неупругой сплошной среды. М.: Физматгиз, 1962. 432 с.
10. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
11. Гулидов А. И., Фомин В. М. Анализ распространения упругопластических волн в коротких стержнях.— В кн.: Нелинейные волны деформаций. Т. 2. Таллин: Изд-во АН ЭССР, 1977, с. 58—61.

Кишинев, Одесса

Поступила в редакцию
23.XI.1981