

ВНЕДРЕНИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО УДАРНИКА В КОНЕЧНУЮ ПЛИТУ

Г. П. МЕНЬШИКОВ, В. А. ОДИНЦОВ, Л. А. ЧУДОВ

(Москва)

Получено численное решение двумерной нестационарной задачи о соударении цилиндрического ударника с конечной преградой для диапазона скоростей 0–2 км/сек. Для более высоких скоростей аналогичные задачи рассмотрены в работе [1]. Материал соударяемых тел упругопластический с линейным трансляционным упрочнением. Проведено сравнение с экспериментом.

Рассматривается процесс соударения с металлической преградой конечной толщины h цилиндрического ударника с высотой L , близкой к диаметру d . Ось цилиндра при ударе нормальна к поверхности мишени. Мишень свободно лежит на кольцевой опоре, удаленной от оси не менее чем на четыре радиуса ударника.

Исходная система уравнений имеет вид

$$v^* = v \varepsilon_{ij} \delta_{ij}, \quad u_i^* = v (\nabla_j \sigma_{ij}), \quad \varepsilon_{ij} = (\nabla_i u_j + \nabla_j u_i) / 2 \quad (1)$$

$$\varepsilon_{ij}^e = v^* \delta_{ij} / 3v + s_{ij}^v / 2G, \quad \varepsilon_{ij}^p = \lambda (s_{ij} - \rho_{ij}) / 2G \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \rho_{ij}^* &= 2g \varepsilon_{ij}^p, & \sigma_{ij} &= \sigma \delta_{ij} + s_{ij}, & \varepsilon_{ij} &= \varepsilon_{ij}^e + \varepsilon_{ij}^p, & -\sigma &= p = f(v, E) \\ s_{ij}^v &= s_{ij} - s_{ik} (\nabla_k u_j - \nabla_j u_k) / 2 - s_{jk} (\nabla_k u_i - \nabla_i u_k) / 2 \\ E^* &= v \sigma_{ij} \varepsilon_{ij}, & (s_{ij} - \rho_{ij}) (s_{ij} - \rho_{ij}) &= 2\sigma_0^2 / 3 \end{aligned} \quad (3)$$

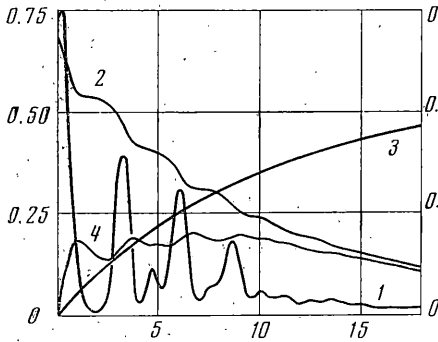
В качестве физических соотношений используются в упругой области дифференциальный закон Гука, в пластической — ассоциированный закон течения. Трансляционное упрочнение материала, используемое в варианте жесткой трансляции, позволяет распространить зависимости (2) на случай сложного нагружения [2, 3]. Уравнение объемной сжимаемости получено в работе [4].

Принятые обозначения: s_{ij}^v — производная Яуманна, $v=1/\rho$ — удельный объем; $V\{u_i\}$ — массовая скорость частиц; σ_{ij} , s_{ij} , ε_{ij} , ρ_{ij} , δ_{ij} — соответственно компоненты тензора напряжений, девиатора напряжений, скоростей деформации, микронапряжений и единичного тензора; E — внутренняя энергия единицы массы; σ — среднее напряжение; ε_{ij}^e и ε_{ij}^p — скорости упругих и пластических деформаций, σ_0 — динамический предел текучести, G — модуль сдвига, g — модуль трансляционного упрочнения [2, 3]; $\lambda = 3G (S_{ij} - \rho_{ij}) \varepsilon_{ij}^p / \sigma_0^2$ — переменный параметр в ассоциированном законе течения; t — время; r и z — эйлеровы цилиндрические координаты, k и l — лагранжевы координаты; P — вектор силы на площадке с нормалью n . Индексы 1 и 2 относятся соответственно к ударнику и преграде.

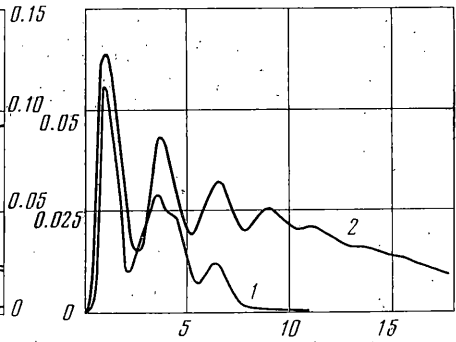
Исходная система (1) — (3) дополняется начальными и граничными условиями. При $t=0$ $v=1/\rho_0$, $u_{z1}=V_0$, $u_r=0$, $\varepsilon_{ij}=\sigma_{ij}=\rho_{ij}=0$. На свободной поверхности $P=0$, на оси симметрии $u_r=0$, $\varepsilon_{rz}=0$. На опоре $z=\text{const}$, $P_r=0$ (P_r — касательная составляющая вектора поверхностных сил на площадке с нормалью n). На контактной поверхности выполняются условия прили-

пания: $V_1 = V_2$, $P_1 = -P_2$. Дополнительным условием $\sigma_{zj} n_j \leq 0$ на контактной границе исключается передача растягивающих усилий в направлении оси z ; n_j — направляющие косинусы нормали n .

Определяющими параметрами процесса являются скорость удара V_0 , геометрические и механические характеристики соударяемых тел $d, L, h, \sigma_0, \rho_0, G, g, \sigma = f(v, E)$; уравнения приводились к безразмерным переменным



Фиг. 1



Фиг. 2

с помощью комбинаций $\rho_{02}, c_2, (c_2)^2, h/c_2, \rho_{02}(c_2)^2$; c_2 — скорость звука в ненагруженном материале преграды, ρ_{02} — ее начальная плотность.

Для численного интегрирования системы (1) — (3) использовалась явная двухшаговая разностная схема, подробно описанная в [5]. Предварительно исходные уравнения были преобразованы к лагранжеевым переменным и представлены в виде

$$u_r \cdot = \frac{v}{\Delta} \left[\frac{\partial(\sigma_{rr}, z)}{\partial(k, l)} + \frac{\partial(r, \sigma_{rz})}{\partial(k, l)} + \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}}{r} \Delta \right]$$

$$u_z \cdot = \frac{v}{\Delta} \left[\frac{\partial(\sigma_{rz}, z)}{\partial(k, l)} + \frac{\partial(r, \sigma_{zz})}{\partial(k, l)} + \frac{\sigma_{rz}}{r} \Delta \right]$$

$$\varepsilon_{rr} = \frac{1}{\Delta} \frac{\partial(u_r, z)}{\partial(k, l)}, \quad \varepsilon_{zz} = \frac{1}{\Delta} \frac{\partial(r, u_z)}{\partial(k, l)}, \quad \varepsilon_{\theta\theta} = \frac{u_r}{r}$$

$$\varepsilon_{rz} = \frac{1}{\Delta} \left[\frac{\partial(r, u_r)}{\partial(k, l)} + \frac{\partial(u_z, z)}{\partial(k, l)} \right], \quad \Delta = \frac{\partial(r, z)}{\partial(k, l)}, \quad r' = u_r, \quad z' = u_z$$

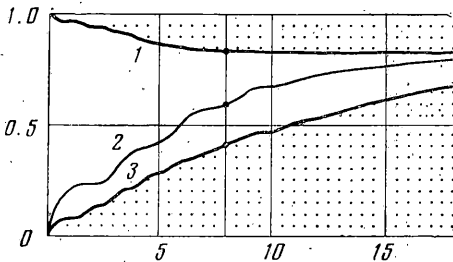
Результаты численного расчета показывают, что процесс удара имеет ярко выраженный волновой характер со сложным взаимодействием осевых и радиальных волн сжатия и разрежения. Волновой характер четко прослеживается на законе изменения силы сопротивления, которая представляет собой осциллирующую функцию с убывающей амплитудой, причем в отдельные малые промежутки времени сила на контакте может обращаться в нуль¹. На фиг. 1 приведена расчетная зависимость удельной силы сопротивления внедрению — F_z / h^2 в *мгбар* от безразмерного времени $t' = tc_2 / h$ — кривая 1. Изменение скорости центра масс в *км/сек* и отно-

¹ Это явление ранее было отмечено в работе: Меньшиков Г. П., Одинцов В. А., Чудов Л. А. Численное решение двумерной нестационарной задачи о соударении упругоэластического цилиндрического ударника с такой же плитой конечной толщины. Всесоюзная школа по теоретическим исследованиям численных методов механики сплошных сред. Москва — Звенигород, 1973. Тезисы докл.

сительное перемещение его z/h показаны соответственно кривыми 2 и 3.

Приведенные в этой работе данные относятся к случаю соударения тел из стали 30, $V_0=700$ м/сек, $\sigma_0=7.4$ кбар, $h/d=0,8$.

Наряду с осевым волнообменом имеет место интенсивная радиальная пульсация ударника и мишени. Это явление удобно наблюдать на примере зависимости от безразмерного времени t' относительной кинетической энергии радиального движения ударника W_{r1}/W_0 и преграды W_{r2}/W_0 . Этим зависимостям соответствуют кривые 1 и 2 на фиг. 2. $W_0=\pi d^2 L \rho_0 V_0^2 / 8$ — полная кинетическая энергия удара. В боковой волне разгрузки, следующей за ударным фронтом в ударнике, возникает радиальное течение, и энергия W_{r1} нарастает до максимума. Отражение волны разрежения от оси симметрии и последующее появление волны сжатия, бегущей от боковой поверхности к оси, приводят к падению радиальных скоростей, направленных к периферии, а следовательно, к уменьшению W_{r1} . Период радиальных колебаний $T_r \approx 2d/c_2$. Волновой обмен имеет затухающий характер. В ударнике прослеживаются три пульсации, а в мишени — до шести пульсаций.

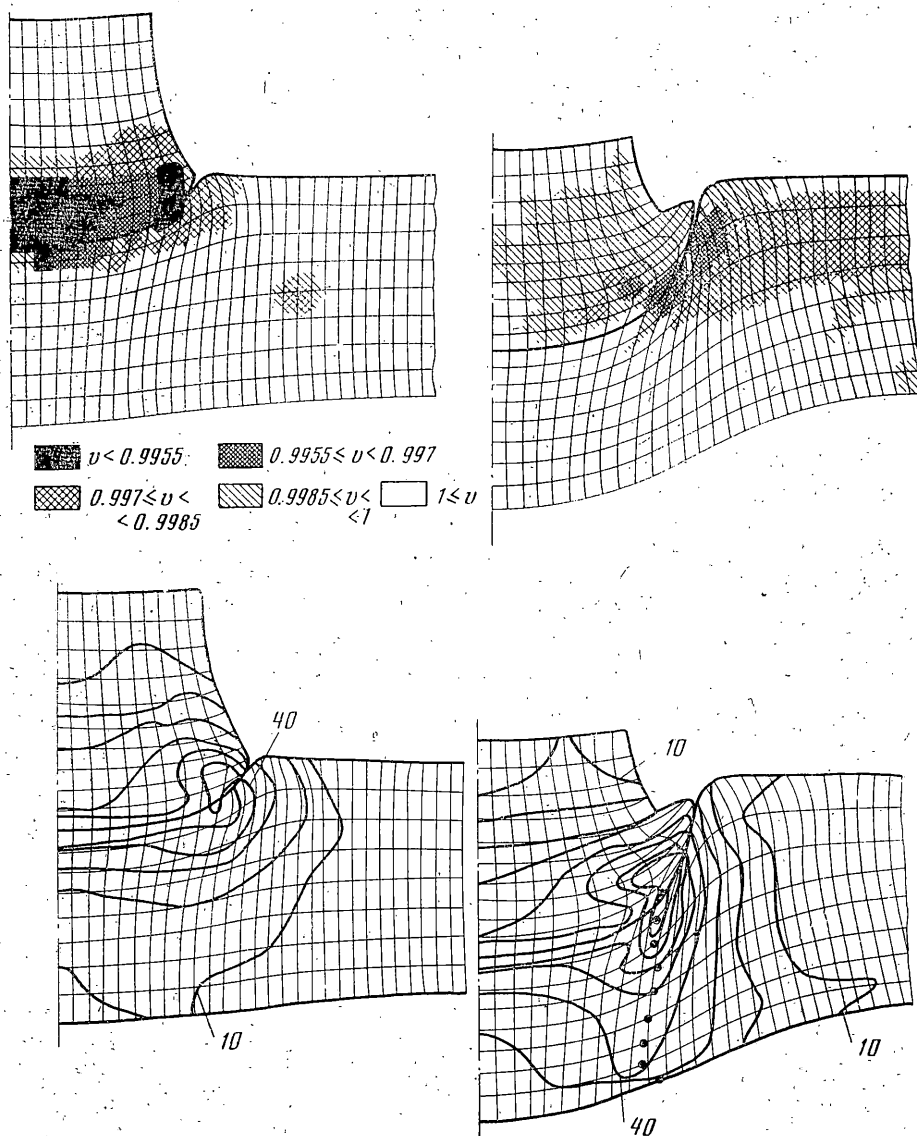


Фиг. 3

Период колебаний силы сопротивления определяется не только геометрическими размерами, но и характеристиками прочности соударяемых тел. Волнообмен в преграде в осевом направлении протекает в такой последовательности. Возникающая при соударении ударная волна ускоряет в направлении удара частицы центральной части мишени, расположенной под ударником. Сила соударения в начальный момент $t'=0$ максимальна, после отражения ударной волны от тыльной поверхности преграды в виде волны разгрузки и прихода последней на контактную поверхность ($t' \approx 2$) минимальна (фиг. 1). Взаимодействие нагруженной центральной части преграды с остальной периферийной ее частью, определяемое принятой механической моделью материала, приводит к торможению первой. На кривой 4 фиг. 1, показывающей зависимость от времени средней скорости центральной части преграды, идущей при пробитии плиты в отход, периоду первичного торможения соответствует интервал t' от 1 до 2,5. При набегании материала ударника на подтормаживаемый материал центральной части преграды формируется новая волна сжатия; при этом сила сопротивления увеличивается. Подобным образом процесс продолжается и дальше.

Тормозящее влияние периферийной части плиты определяет основное отличие волновой картины двумерного процесса от одномерного с плоской симметрией.

Баланс энергии в функции от t' представлен на фиг. 3. Полная энергия системы принята за единицу. Любой отрезок прямой, параллельной оси ординат, делится кривой 2 на две части так, что его верхний участок соответствует полной энергии ударника, а нижний — полной энергии преграды в текущий момент времени. Отрезки выше кривой 1 и ниже кривой 3 соответствуют величинам внутренней энергии ударника и преграды, а отрезки между кривыми 1—2 и 2—3 — величинам кинетической энергии ударника и преграды соответственно. Пластическое деформирование ударника практически заканчивается при $t'=8$. Как видно из фиг. 2, кинетическая энергия радиального движения ударника к этому времени близка к нулю. Видно, что затраты энергии на пластическое деформирование преграды в четыре раза больше затрат на деформирование ударника.

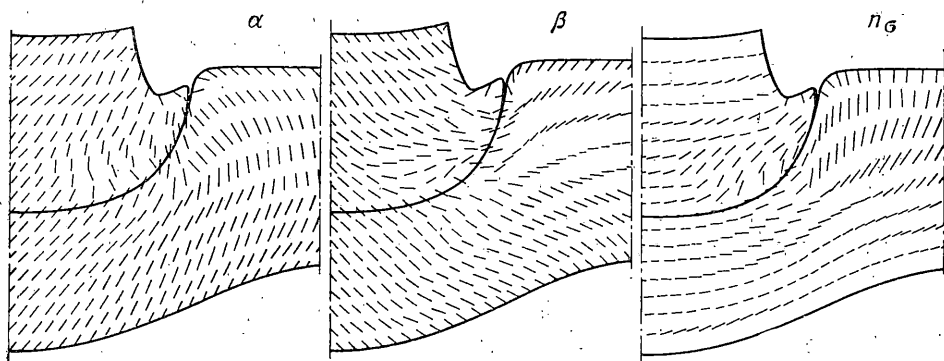


Фиг. 4

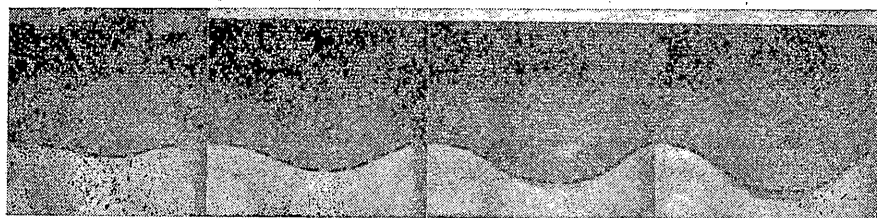
В процессе численного расчета дисбаланс полной энергии не превышал 8%.

Конфигурация ударник-мишень в моменты времени $t' = 4.76, 17.37$, а также распределения плотности и энергии пластических деформаций $A^p = \int v (s_{ij} - \rho_{ij}) \epsilon_{ij}^p dt$ в $кдж / кг$ представлены соответственно на фиг. 4, а и 4, б. Экстремум A^p , как видно из фиг. 4, б, находится вблизи точки пересечения образующей деформированного цилиндра с лицевой поверхностью плиты. Как показывают экспериментальные исследования, области максимальных значений A^p соответствует зона зарождения кольцевой трещины в преграде.

Черными точками показана «линия максимумов A^p », т. е. геометрическое место точек пространства k, l , которым соответствуют максимумы



Фиг. 5



Фиг. 6

энергии пластических деформаций на каждом луче лагранжевой координатной сетки. «Линия максимумов A^p » совпадает с преимущественным направлением кольцевой трещины в пластически деформированном материале плиты.

Хорошее соответствие расчетного распределения A^p пространственной картине нарушения сплошности материала преграды позволяет принять энергию пластических деформаций за критериальную величину. Это соответствует, очевидно, использованию одной из возможных теорий прочности для оценки момента разрушения без детального рассмотрения процесса раскрытия и распространения кольцевой трещины по материалу преграды.

Выход кольцевой трещины сдвига, положение которой достаточно хорошо воспроизводится линией максимумов, на тыльную поверхность преграды фактически соответствует пробитию. Поверхность, образованная вращением линии максимумов вокруг оси симметрии, разделяет отход плиты при пробитии и ее периферийную часть.

Для оценки момента пробития проводилось сопоставление расчета с экспериментальной фотохронограммой процесса развития прогиба тыльной поверхности преграды. В момент выхода кольцевой трещины сдвига на тыльную поверхность рассчитывалось значение A^p в точке, лежащей на тыльной поверхности на радиусе трещины. Это значение принималось за критическое A_{*}^p . Для точек линии максимумов, лежащих выше точки определения A_{*}^p , значение A^p всегда больше критического. Критическое значение A_{*}^p , для стали 30 равно примерно 42 кдж/кг , использовалось в расчетах для предсказания пробития плиты.

Два семейства линий скольжения α и β и направления нормалей к главным площадкам n_σ в момент времени $t' = 17.37$, близкий к моменту пробития, показаны на фиг. 5. Характерно вращение главных осей тензо-

ра напряжений во времени. В начальные моменты времени при распространении ударной волны по мишени векторы нормалей к площадкам с максимальными нормальными напряжениями ориентированы по касательной к фронту.

Сравнение экспериментальных и расчетных результатов по форме прогиба тыльной поверхности плиты представлено на фиг. 6. Пунктиром показаны расчетные прогибы в моменты времени 20.2, 40.4, 52.5 и 60.6 мксек. Фотохронограммы движения тыльной поверхности плиты получены с помощью ждущей лупы времени ЖЛВ-2 и двухсторонней подсветки импульсными ксеноновыми лампами. Хорошее соответствие наблюдается до момента выхода трещины сдвига на тыльную поверхность плиты, т. е. до момента пробития плиты.

Поступила 22 XI 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Высокоскоростные ударные явления. (Сб. статей под ред. Р. Кинслоу.) М., «Мир», 1973.
2. *Кадашев Ю. И., Новожилов В. В.* Теория пластичности, учитывающая остаточные микронапряжения. ПММ, 1958, т. 22, вып. 1.
3. *Ишлинский А. Ю.* Общая теория пластичности с линейным упрочнением. Укр. матем. ж., 1954, т. 6, № 3.
4. *Жарков В. Н., Калинин В. А.* Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М., «Наука», 1968.
5. *Каширский А. В., Коровин Ю. В., Чудов Л. А.* Явный разностный метод для расчета двумерных нестационарных задач о движении продуктов детонации. В сб.: Вычислительные методы и программирование, вып. 19. Изд-во МГУ, 1972.