

27. Бахрах С. М., Ковалев Н. П. Применение метода расщепления для расчета упругопластических течений.— В кн.: Труды II Всесоюзной конференции по численным методам решения задач теории упругости и пластичности. Новосибирск, 1971.

УДК 539.3

О ПОДОБИИ И РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЭНЕРГИИ ПРИ ВЗРЫВЕ В УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

П. Ф. Коротков, Б. М. Просвирнина

(Москва)

Точное решение задачи о взрыве в твердой среде, где происходят большие деформации, возможно с помощью численных методов [1,2]. В работах [3—9] приводятся результаты расчетов отдельных вариантов сильных взрывов. Для подробного анализа и получения общих закономерностей в данной работе сферически-симметричный взрыв исследуется в среде, которая по сложности описания минимально отличается от упругой, но учитывается важное свойство среды, подвергающейся большим деформациям — способность к пластическому течению. Такая идеальная упругопластическая среда отличается от упругой одним лишним параметром — пределом текучести. Ранее задача о взрыве в такой среде решалась при упрощающих предположениях приближенно, подробный обзор имеется в работах [10—14].

Для нестационарного движения сплошной среды при сферической симметрии в лагранжевых переменных уравнения движения, неразрывности и энергии имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\rho_0}{V} \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + 2 \frac{\sigma_r - \sigma_\varphi}{r}, \\ \frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v), \quad \dot{V} = \frac{\rho_0}{\rho}, \\ \rho_0 \frac{\partial E}{\partial t} = -p \frac{\partial V}{\partial t} + V \left(S_r \frac{\partial e_r}{\partial t} + 2S_\varphi \frac{\partial e_\varphi}{\partial t} \right), \\ \frac{\partial e_r}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial r}, \quad \frac{\partial e_\varphi}{\partial t} = \frac{v}{r}, \quad \sigma_r = -p + S_r, \quad \sigma_\varphi = -p + S_\varphi, \end{aligned}$$

где v — скорость; ρ — плотность среды; ρ_0 — начальная плотность; p — давление; σ_r и σ_φ — радиальное и тангенциальное напряжения; S_r и S_φ — компоненты девиатора напряжений; E — внутренняя энергия среды на единицу массы; e_r и e_φ — компоненты тензора деформаций.

Соотношения между напряжениями и деформациями для упругого материала использованы в виде

$$(1) \quad \begin{aligned} \frac{\partial S_r}{\partial t} = 2\mu \frac{\partial e'_r}{\partial t}, \quad \frac{\partial S_\varphi}{\partial t} = 2\mu \frac{\partial e'_\varphi}{\partial t}, \\ \frac{\partial e'_r}{\partial t} = \frac{\partial e_r}{\partial t} - \frac{1}{3V} \frac{\partial V}{\partial t}, \quad \frac{\partial e'_\varphi}{\partial t} = \frac{\partial e_\varphi}{\partial t} - \frac{1}{3V} \frac{\partial V}{\partial t}, \end{aligned}$$

где μ — модуль сдвига; e'_r , e'_φ — компоненты девиатора деформаций. Эти уравнения получены дифференцированием закона Гука с использованием уравнения неразрывности.

Принято, что пластическое течение наступает при выполнении условия Мизеса, которое при сферической симметрии имеет вид

$$|\sigma_r - \sigma_\varphi| = \sqrt{3} \cdot kc,$$

где kc — постоянная величина (предел текучести при чистом сдвиге). При выполнении этого условия вместо уравнений (1) следует использовать уравнения Прандтля — Рейсса

$$2\mu \frac{\partial e'_r}{\partial t} = \frac{\partial S_r}{\partial t} + \lambda S_r, \quad 2\mu \frac{\partial e'_\varphi}{\partial t} = \frac{\partial S_\varphi}{\partial t} + \lambda S_\varphi.$$

Величина λ определяется из условия текучести формулой

$$\lambda = 0 (w < 0), \quad \lambda = \frac{\mu w}{kc^2} (w \geq 0), \quad w = S_r \frac{\partial e'_r}{\partial t} + 2S_\varphi \frac{\partial e'_\varphi}{\partial t}.$$

При постоянном пределе текучести, использованном в работе, величина w равна скорости диссипации энергии в единице объема при пластическом течении.

Случай $w < 0$ соответствует режиму разгрузки, которая происходит упруго. Отметим, что важное предположение модели Прандтля — Рейсса о том, что главные оси тензора скоростей пластической деформации совпадают с главными осями девиатора напряжений, в рассматриваемом случае выполняется автоматически из-за сферической симметрии задачи.

Уравнение состояния принято в виде Ми — Грюнайзена с учетом энергии сдвиговых деформаций [9], так как расчеты проводились и для сред, у которых предел текучести одного порядка с модулями упругости:

$$p = p_0 + k\eta + k_2\eta^2 + k_3\eta^3 + \rho GE - I'_2(1 + \Gamma)/(2\mu), \\ \eta = \rho/\rho_0 - 1,$$

где k — модуль сжатия; I'_2 — второй инвариант девиатора напряжений; Γ — постоянная Грюнайзена; k_2 и k_3 — постоянные, характеризующие среду; p_0 — начальное давление в среде. При расчетах всех приведенных в работе вариантов значения коэффициентов, входящих в это уравнение, не изменялись, величины с размерностью давления вычислялись в единицах $\rho_0 c_l^2$, где c_l — скорость продольных звуковых волн,

$$k/(\rho_0 c_l^2) = 0,66, \quad \mu/(\rho_0 c_l^2) = 0,25, \quad k_2/(\rho_0 c_l^2) = 10^{-3}, \\ k_3/(\rho_0 c_l^2) = 0,31, \quad \Gamma = 1.$$

Было принято, что в полости, занятой продуктами взрыва, давление постоянно вдоль радиуса и уменьшается при его увеличении по закону, который представлен двумя степенными функциями [15]:

$$p = p_p (r_0/r)^{3\gamma_1} (r < r_*), \quad p = p_* (r_0/r)^{3\gamma_2} (r \geq r_*).$$

Расчеты производились при следующих значениях постоянных: $\gamma_1 = 2,81$, $\gamma_2 = 1,26$, $r_*/r_0 = 1,6278$.

Приведенные уравнения в частных производных аппроксимировались разностной схемой, в основном подобной принятой в работе [2] и использованной в работах [15—17]. Эта схема дополнена для того, чтобы было возможно проводить расчеты при больших расширениях полости. Было введено осреднение такого вида, которое работает только на пилообразных профилях скорости, причем так, что максимальное значение на фронте ударных волн не осреднялось. Применяемая схема не была дивергентной, поэтому в процессе счета проводилось вычисление баланса энергии взрыва и среды, на основании которого можно оценивать точность расчетов. Расчет считался удовлетворительным, если дисбаланс не превы-

шал одного процента. Для проверки работы схемы в упругой области был произведен расчет задачи, для которой имеется точное аналитическое решение: в полости в начальный момент возникает и поддерживается постоянное давление. Получено удовлетворительное согласие численного и точного решения в области непрерывного течения (ударная волна размыта искусственной вязкостью). Отметим, что в работе [18] указан простой способ восстановления амплитуды ударной волны по месту на профиле, в котором выполняется условие Гюгонио. Контроль правильности работы схемы в пластической области осуществлялся по расчету пластической ударной волны, также производился контрольный расчет сильных ударных волн. Полученные результаты соответствовали теоретическим соотношениям.

В работе [16] показано типичное расположение пластических зон и образование упругой волны при взрыве в упругопластической среде. В области относительно малых пределов текучести, когда начальная полость расширяется более чем в два раза и в расчетном диапазоне отношения $p_p/(\rho_0 c_l^2)$

$$(2) \quad 10^{-4} < kc/p_p < 10^{-2}, \quad 0,09 < p_p/(\rho_0 c_l^2) < 9,$$

конечный радиус полости r_p и длина области существования пластической ударной волны l_b могут быть представлены степенными соотношениями, полученными обработкой результатов численного счета методом наименьших квадратов:

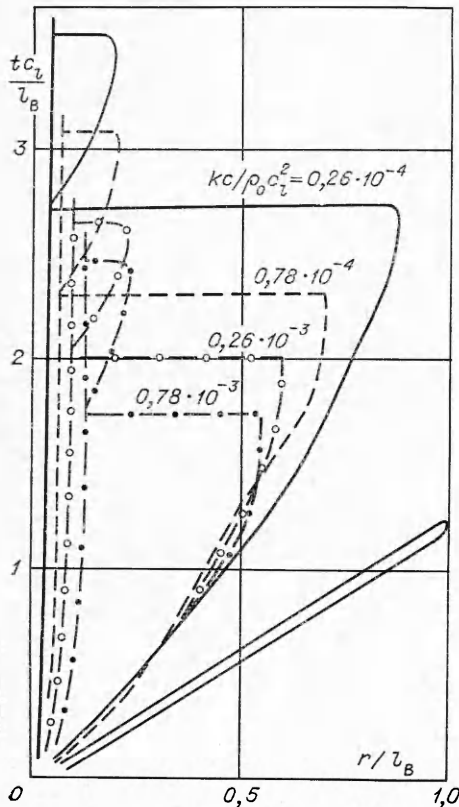
$$(3) \quad r_p = 0,453 r_0 p_p^{0,284 \pm 0,002} k c^{-0,301 \pm 0,002} (\rho_0 c_l^2)^{0,017 \pm 0,003},$$

$$(4) \quad l_b = 0,444 r_0 p_p^{0,288 \pm 0,004} k c^{-0,593 \pm 0,004} (\rho_0 c_l^2)^{0,305 \pm 0,005}.$$

Формулы получены на основании расчетов, в которых рассматривалась сжимаемая среда с коэффициентом Пуассона $\nu = 0,33$. В этих условиях радиус образовавшейся полости от величины $\rho_0 c_l^2$, т. е. от сжимаемости среды, зависит слабо. В связи с этим результатом отметим работы [19, 20], где в качестве гипотезы, облегчающей решение, использовалось предположение о несжимаемости среды, окружающей расширяющуюся взрывную полость. В этих формулах в пределах указанных погрешностей зависимость от начального давления получилась одинаковой. Следовательно, при взрывах в средах с одним и тем же пределом текучести существует подобие конечного радиуса полости и размера пластической области. Это подобие существует не только для конечных размеров, оно наблюдается и в течение значительного времени развития взрывов, исключая начальные моменты. Отметим, что при взрыве в воздухе зарядов с разной теплотворной способностью подобие взрывных волн устанавливается после прохождения ударной волной нескольких радиусов заряда [21].

На фиг. 1 показано развитие во времени радиуса полости и пластических зон для взрывов в средах с четырьмя значениями пределов текучести. Каждая такая кривая оказывается одной и той же для взрывов с начальными давлениями, различающимися в сто раз и удовлетворяющими неравенствам (2). Так как энергия взрыва пропорциональна давлению, то время развития таких взрывов сильно различается. Но если в соответствии с формулой (4) в качестве линейного масштаба взрыва выбрать длину пластической области l_b , а в качестве масштаба времени — эту же величину, разделенную на скорость упругих волн c_l , то в таких координатах взрывы с разным значением p_p развиваются одинаково.

Подобными оказываются и упругие волны, излученные взрывами с разным начальным давлением, если они произведены в средах с одним и



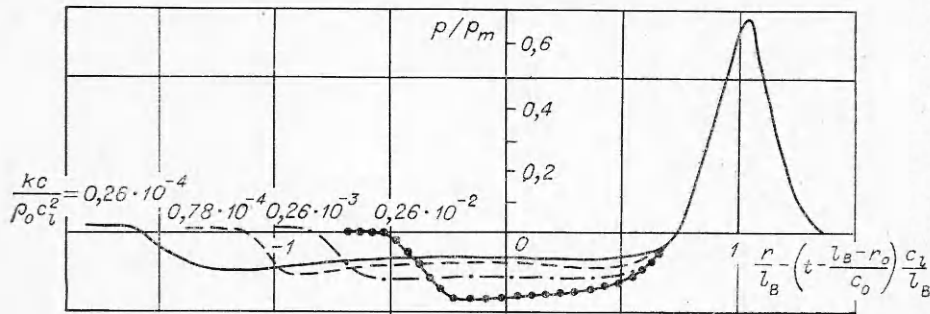
Фиг. 1

в единицах p/p_m и скорости среды в единицах v/v_m , где $v_m = \sqrt{3} \times (1 - \nu)kc / ((1 - 2\nu)\rho_0 c_l)$, одинаковы. Но асимптотический профиль скорости формируется позже профиля давления на расстоянии, значительно превышающем l_B , где амплитуда скорости будет уменьшаться обратно пропорционально расстоянию.

Рассмотрим подробнее взрывы в средах с разным kc . В этом случае, согласно формулам (3), (4), меняется отношение длины пластической области к конечному размеру полости, поэтому при взрывах в средах с разным пределом текучести подобия нет, взрывы развиваются по-разному. С уменьшением предела текучести, как видно из фиг. 1, растет длина пластической области около полости и ее длительность по времени. Пластическая ударная волна, имеющая конечную ширину из-за применения в расчетах искусственной вязкости, распространяется с постоянной скоростью, за исключением небольшого участка у полости, где ее скорость тем выше, чем больше начальное давление в полости.

В показанных на фиг. 2 (в относительных координатах) асимптотических профилях давления в излученных упругих волнах положительная фаза волны оказывается одинаковой при взрывах в средах с разным пределом текучести. Это объясняется тем, что амплитуда отнесена к пределу текучести, а длительность возрастающей части положительной фазы непосредственно от kc не зависит и определяется величиной разности c_l и c_0 . Амплитуда отрицательной фазы волны уменьшается с уменьшением предела текучести среды, а длительность ее увеличивается. На формирование отрицательной фазы волны оказывает влияние пластическая об-

тем же значением предела текучести. На фиг. 2 показаны профили давления в излученных упругих волнах, рассчитанных при четырех разных kc . Длина волны отнесена к величине l_B , а амплитуда — к параметру $p_m = \sqrt{3}(1 + \nu)kc / (3(1 - 2\nu))$, который равен амплитуде упругого предвестника при распространении плоской пластической ударной волны. Этот параметр является характерным и для сферической волны, в которой длина предвестника невелика по сравнению с расстоянием. В рассматриваемом случае эта длина определяется разностью скоростей продольных и так называемых объемных звуковых волн c_0 . Относительная длина предвестника равна величине $(c_l - c_0) / c_0 = \sqrt{3}(1 - \nu) / (1 + \nu) - 1$. При коэффициенте Пуассона $\nu = 0,33$, принятом в расчетах, она равна 0,23, что является заметной величиной, поэтому при $r = l_B$ расчетная амплитуда предвестника может отличаться от p_m примерно на такую же величину. Кроме того, амплитуда оказывается несколько уменьшенной из-за действия схемной вязкости. Отметим, что асимптотические профили давления



Фиг. 2

ласть, образующаяся у полости. Из сопоставления фиг. 1 и 2 видно, что увеличение пластической области около полости приводит к уменьшению амплитуды отрицательной фазы волны и увеличению ее длительности. За положительной и отрицательной фазой волны следуют еще колебания небольшой амплитуды, связанные с колебаниями полости. Первое возвратное движение полости является наиболее интенсивным и при расчетах с начальными данными, удовлетворяющими условиям (2), вызывает появление еще одной пластической области, расположенной внутри бывшей там раньше. Все последующие колебания носят упругий характер и затухают, как в упругой задаче [22]. Однако установившееся значение напряжений вблизи полости отличается от профиля напряжений в чисто упругой задаче. При взрыве оно возникло после пластического движения и характеризуется тем, что значения $|\sigma_r|$ и $|\sigma_\varphi|$ растут с удалением от полости [15] и лишь на некотором расстоянии начинают падать.

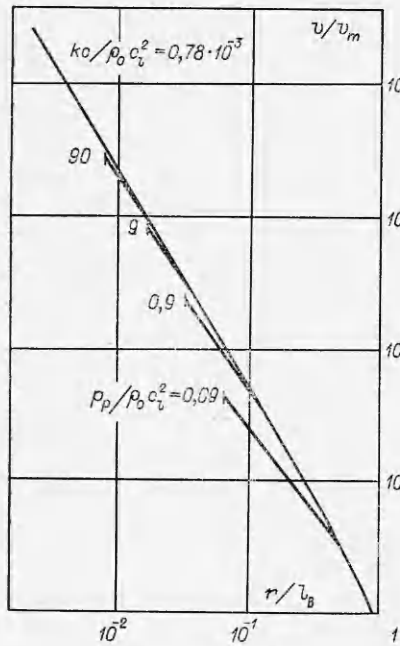
Проведенные расчеты позволили вычислить конечное значение давления в полости p_k . В области подобия (2) получена формула

$$(5) \quad p_k = 1,99 p_p^{-0,063 \pm 0,005} k c^{1,127 \pm 0,006} (\rho_0 c_l^2)^{-0,064 \pm 0,008}.$$

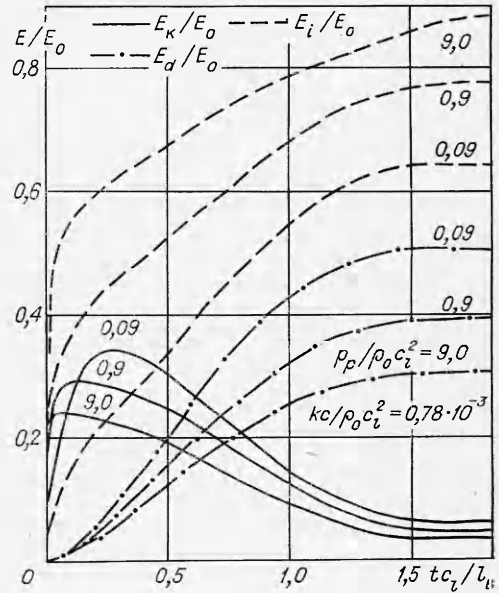
Окончательно установившееся давление в полости в основном определяется пределом текучести среды. Зависимость его от начального давления и сжимаемости среды слабая.

На фиг. 3 в логарифмических координатах показано изменение с расстоянием амплитуды скорости среды в ударной волне для нескольких вариантов, различающихся начальным давлением в полости. Предел текучести у всех вариантов был одинаковый, равный $0,78 \cdot 10^{-3} \rho_0 c_l^2$. Левый конец кривых соответствует координате начального радиуса заряда. Кривые при меньшем начальном давлении вливаются в кривые для большего давления. Этот переход объясняется влиянием начального радиуса заряда. Линии затухания скорости образуют единую кривую после прохождения ударной волной примерно трех радиусов заряда. Наклон линии затухания в средней части равен 1,6. Расчеты при других значениях $k c$ показали, что наклон общей средней части кривой затухания тоже равен 1,6. При этом изменяется лишь положение начального участка. При уменьшении $k c$ увеличивается l_B , поэтому отношение r_0/l_B уменьшается, и начало кривой по этой причине смещается влево.

Вблизи места исчезновения пластической ударной волны амплитуда скорости затухает несколько сильнее, а на расстоянии, превышающем l_B , где ударной волны уже нет, затухание происходит по упругим законам, хотя наклон кривой первоначально несколько больше единицы, так как длина волны здесь еще не мала по сравнению с расстоянием.



Фиг. 3



Фиг. 4

На фиг. 4 показано изменение во времени величины отношения кинетической E_k и внутренней энергии среды E_i , а также энергии, диссипированной при пластическом движении E_d , к энергии взрыва E_0 для трех вариантов, у которых начальное давление газа в полости различалось в сто раз. Цифры около кривых показывают величину $p_p/(\rho_0 c_i^2)$. Предел текучести среды во всех случаях равен $0,78 \cdot 10^{-3} \rho_0 c_i^2$. По оси абсцисс, как и на фиг. 1, отложено относительное время.

На фиг. 4 видно, что чем выше начальное давление в полости, тем быстрее увеличивается кинетическая и внутренняя энергия среды. Передача энергии происходит при расширении полости, величина которого в начальные моменты определяется массовой скоростью среды в возникающей ударной волне. Эта скорость пропорциональна давлению в рассмотренных слабых волнах и квадратному корню из давления в сильных. Обе степени больше показателя при давлении в формуле для $l_B(4)$, поэтому за одно и то же относительное время в начальные моменты энергия взрыва передается среде быстрее при большем начальном давлении газа в полости.

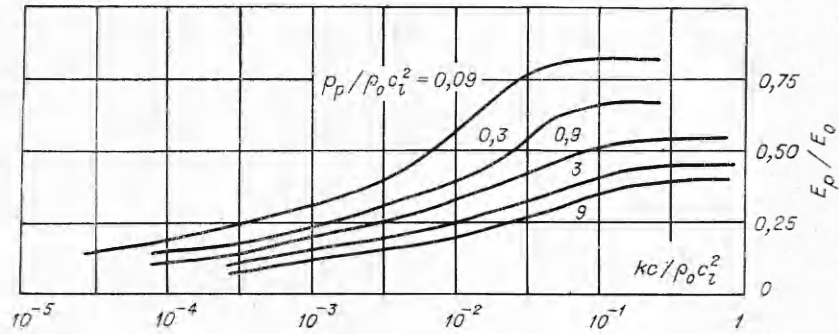
В рассмотренных вариантах начальная внутренняя энергия среды и давление в ней были равны нулю. При таких условиях ударная волна сообщает среде равное количество кинетической и внутренней энергии, поэтому на фиг. 4 эти виды энергии совпадают в первые моменты времени. В последующем они развиваются по-разному. Внутренняя энергия монотонно растет, а кинетическая проходит через максимум. Можно отметить также несколько разный характер соотношения между ними при большом и малом начальном давлении в полости. При высоком давлении внутренняя энергия среды всегда больше кинетической. При малом начальном давлении возникающая ударная волна является слабой, и даже когда она уходит достаточно далеко, в полости все еще остается высокое давление, поэтому полость продолжает расширяться, увеличивая скорость среды.

В этих вариантах кинетическая энергия до некоторого момента превосходит внутреннюю. В последующее время полость еще продолжает расширяться и передавать энергию среде, но все медленнее и медленнее из-за адиабатического падения давления в ней. А в это же время пластическое движение уже охватывает значительный объем, и диссипация возрастает настолько, что превышает дополнительную энергию, передаваемую расширяющейся полостью, поэтому кинетическая энергия среды начинает падать. После прекращения пластического движения происходит лишь упругое деформирование, при котором диссипация отсутствует. Упругие колебания полости малы и не дают заметного перераспределения энергии. К этому времени упругая волна уже близка к асимптотическому виду и тоже не приводит к существенному перераспределению. Поэтому вскоре после прекращения пластического движения рассмотренные виды энергии сохраняют постоянные значения. На фиг. 4 видно, что время выхода на постоянное значение у всех видов энергии примерно одинаковое.

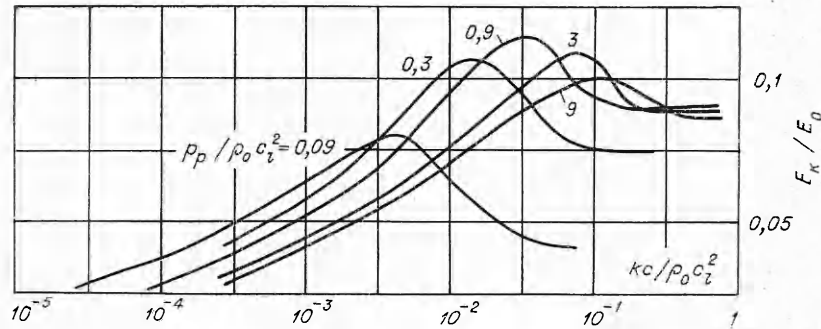
Отметим особенность достижения окончательного распределения энергии взрыва в твердой среде. При взрыве в воздухе или в воде фронт ударной волны либо сохраняется до бесконечности, если рассматривается идеальная среда, либо размывается на слабой стадии вязкими и теплопроводностными эффектами. В обоих случаях существует непрекращающаяся до бесконечного времени диссипация и непрерывное уменьшение энергии взрывной волны. Об энергии, остающейся на заключительной стадии развития взрыва, в этих средах можно судить лишь приближенно, так как неясно, к какому моменту производить вычисления. При взрыве в упругопластическом материале диссипация прекращается после прекращения пластического течения. Поэтому в такой среде можно вполне определенно вычислить отношение между энергией взрыва и теми видами энергии, между которыми она распределяется.

На фиг. 5 показано окончательное значение энергии газа в расширившейся полости. Эта энергия растет с увеличением отношения $kc/(\rho_0 c_i^2)$, так как чем больше предел текучести, тем меньше расширяется полость и тем больше энергии остается в ней. Горизонтальные участки в правых частях кривых соответствуют упругому движению среды. Каждая кривая соответствует определенному значению начального давления газа в полости, которое указано около линий. Цифры означают величину отношения $p_p/(\rho_0 c_i^2)$. Уменьшение остающейся в полости энергии E_p с ростом начального давления объясняется следующим образом. Отношение E_p/E_0 пропорционально величине $p_k V_k/p_p V_0$, где V_0 и V_k — начальный и конечный объемы полости. Отсюда, используя формулы (3), (5), получим $E_p/E_0 \sim p_p^{-0,21}$. Основная причина существования рассмотренной обратной закономерности состоит в том, что степень зависимости конечного радиуса полости от начального давления в формуле (3) меньше 1/3.

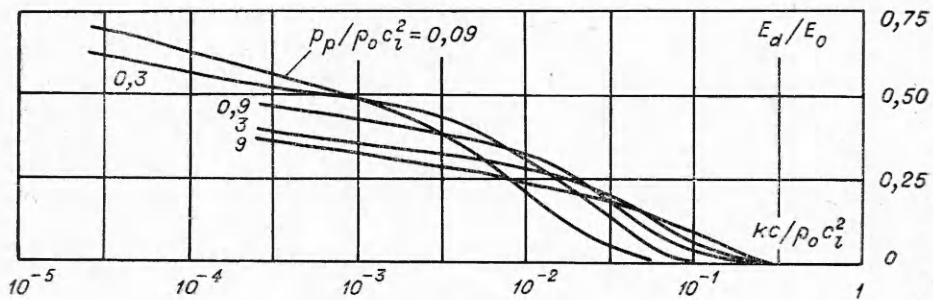
На фиг. 6 показано окончательное значение кинетической энергии среды. Обозначения те же, что и на фиг. 5. Характерной особенностью является наличие максимума энергии при изменении отношения $kc/(\rho_0 c_i^2)$. При изменении начального давления в полости, но неизменном пределе текучести также получается максимум. В области подобия (2) кинетическая энергия монотонно уменьшается с увеличением начального давления в полости. Эту зависимость от давления можно получить следующим образом. На фиг. 2 показаны относительные профили давления, которые совпадают с относительными асимптотическими профилями скорости среды. Интегрируя квадрат скорости по указанным профилям, каждый из которых при постоянном kc является одним и тем же для разных величин p_p в силу отмеченного подобия, и учитывая, что расстояние на графике раз-



Ф и г. 5



Ф и г. 6



Ф и г. 7

делено на l_b , получим $E_k \sim l_b^3$, т. е. окончательное значение кинетической энергии пропорционально объему пластической области. Используя (4), получим $E_k/E_0 \sim p_p^{-0.14}$.

Зависимость от другого параметра, от предела текучести среды, оценить этим способом можно лишь приближенно, так как профили скорости в отрицательной фазе разные для разных величин kc . Тем не менее такая оценка также приводит к тому, что в области подобия кинетическая энергия растет с увеличением предела текучести. Отметим, что после прекращения пластического движения почти вся кинетическая энергия сосредоточена в упругой волне, доля ее от движения около полости невелика. В излученной взрывом волне кинетическая энергия равна упругой, следовательно, удвоенное значение кинетической энергии дает величину полной энергии такой волны.

На фиг. 7 показано окончательное значение энергии, диссипированной при пластическом движении среды. Она монотонно падает при увеличении предела текучести. Величина этой энергии приблизительно пропорциональна произведению kc и объема пластической области l_b^3 , так что в области подобия (2) с использованием формулы (4) получим оценочную формулу $E_d/E_0 \sim kc^{-0,78}$. Вне области (2) при увеличении kc диссипация также уменьшается и при отсутствии пластического движения обращается в нуль.

Изменение p_p также оказывает влияние на величину рассматриваемой энергии. При больших значениях kc диссипация энергии падает с уменьшением p_p и обращается при определенном начальном давлении в нуль, когда оно недостаточно для возникновения пластического движения. При относительно малых значениях kc в области подобия (2) получается так, что чем больше начальное давление в полости, тем меньшая доля энергии взрыва диссипируется при пластическом движении. Однако при этом растет интенсивность ударной волны и связанные с этим необратимые потери энергии из-за роста энтропии в ударной волне. Как показывают расчеты, суммарные потери растут с увеличением начального давления в полости.

В заключение остановимся на вопросе об эффективности взрыва. Оценка этого свойства зависит от того, что принять за полезную работу. Если рассматривать взрыв как источник упругих волн, то в качестве полезной энергии следует брать энергию излученной волны. При типичных значениях $kc/(\rho_0 c_l^2) = 10^{-3}$ и $p_p/(\rho_0 c_l^2) = 1$ в упругую волну переходит около 10% энергии взрыва. Если же взрыв применяется для создания полости, то ее образование обязательно сопровождается большими деформациями, которые возможны только при пластическом движении. Поэтому энергию, диссипированную при пластическом движении около полости, следует отнести к полезной работе. При типичных параметрах это составляет около 40% энергии взрыва.

Поступила 9 IV 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Уилкинс М. Л. Расчет упругопластических течений.— В кн.: Вычислительные методы в гидродинамике. М., Мир, 1967.
2. Майнчен Дж., Сак С. Метод расчета «Тензор».— В кн.: Вычислительные методы в гидродинамике. М., Мир, 1967.
3. Черри Дж. Машинный расчет воронок, образующихся при взрыве.— Сб. пер. Механика, 1967, № 6 (106).
4. Хольцер Ф. Расчет механизмов действия сейсмических источников.— Сб. пер. Механика, 1968, № 2(108).
5. Allen R. T., Duff R. E. Effect of material properties on cavity size from an underground nuclear explosion.— Nuclear Appl., 1969, vol. 6, N 6.
6. Альтшулер Л. В., Балабанов А. В., Баталов В. А., Геращенко Н. А., Родионов В. А., Свидинский В. А., Тарасов Д. М. Камуфлетный взрыв в жидких и упругопластических средах.— ДАН СССР, 1970, т. 193, № 6.
7. Баталов В. А., Свидинский В. А. Исследование влияния параметров среды на конечные размеры полости при сильном взрыве.— Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1971, № 12.
8. Григорян С. С., Пачепский Я. А. О действии сильного подземного взрыва в плотной горной породе.— ДАН СССР, 1973, т. 212, № 2.
9. Григорян С. С., Евтерев Л. С. О действии сильного взрыва на поверхности скального полупространства.— ДАН СССР, 1975, т. 222, № 3.
10. Родионов В. Н. и др. Механический эффект подземного взрыва. М., Недра, 1971.
11. Григорян С. С., Иоселевич В. А. Механика грунтов.— В кн.: Механика в СССР за 50 лет. Т. 3. М., Наука, 1972.
12. Зволинский Н. В., Рейтман М. И., Шапиро Г. С. Динамика деформируемых твердых тел.— В кн.: Механика в СССР за 50 лет. Т. 3. М., Наука, 1972.

13. Зволинский Н. В., Подъяпольский Г. С., Флитман Л. М. Теоретические аспекты задачи о взрыве в грунте.— Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1973. № 1.
14. Адушкин В. В. и др. Механика подземного взрыва.—Итоги науки и техники. Сер. Механика твердых деформируемых тел, 1973, т. 7.
15. Коротков П. Ф., Лобанов В. С. Расчет взрыва гексогена в алюминии.— ПМТФ, 1973, № 4.
16. Коротков П. Ф., Просвирнина Б. М. Численное исследование взрыва в упруго-пластической среде и некоторые вопросы моделирования.— ДАН СССР, 1976, т. 228, № 1.
17. Коротков П. Ф., Просвирнина Б. М. Численное исследование цилиндрического взрыва в упругопластической среде.— ДАН СССР, 1978, т. 241, № 6.
18. Коротков П. Ф., Лобанов В. С., Христофоров Б. Д. Расчет взрыва в воде по опытными данным о расширении полости.— ФГВ, 1972, № 4.
19. Шемякин Е. И. Расширение газовой полости в несжимаемой упругопластической среде.— ПМТФ, 1961, № 5.
20. Чедвик П., Коке А., Голкинс Г. Механика глубинных подземных взрывов. М., Мир, 1966.
21. Садовский М. А. Механическое действие воздушных ударных волн взрыва по данным экспериментальных исследований.— В кн.: Физика взрыва. М., Изд-во АН СССР, 1952, № 1.
22. Sharpe J. A. The production of elastic waves by explosion pressure.— Geophysics, 1962, vol. 7, N 2.

УДК 533.6.071.2

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ НАПРЯЖЕНИЙ В ЗАКЛИНИВАЮЩЕМСЯ ПОРШНЕ И СТВОЛЕ СИСТЕМЫ АДИАБАТИЧЕСКОГО СЖАТИЯ ГАЗА

А. А. Мещеряков, В. И. Пинаков, М. Е. Топчиан
(Новосибирск)

В практике газодинамического эксперимента широкое применение нашел способ получения адиабатически сжатого газа за счет торможения предварительно разогнанного поршня. При этом процессе необходимые параметры сжатого газа получаются обычно лишь на заключительной стадии движения, составляющей малую часть общего хода поршня. Отскок поршня после цикла сжатия происходит за очень короткие времена, что резко уменьшает время существования высоких параметров газа и приводит к необходимости создания специальных клапанных устройств для предотвращения обратного перетекания газа из форкамеры [1]. Такие многоклапанные системы обладают низкой надежностью, поскольку в силу требований малой инерционности и больших проходных сечений число таких клапанов достигает нескольких десятков, кроме того, эти клапаны работают в условиях высоких давлений и температур, а также в условиях сильного коррозионного воздействия, если в качестве рабочего тела применяется химически активный газ.

Радикально проблему удержания газа можно решить с помощью заклинивающегося поршня, конструкция которого описана в работе [2]. Реализация этого изобретения для конкретных приложений связана с необходимостью расчета распределения радиальных напряжений в стволе, которые зависят как от геометрии поршня и максимальных давлений, получаемых в установке, так и от условий закрепления ствола.

В данной работе описан метод такого расчета и приводятся его результаты.

Заклинивающийся поршень (фиг. 1) состоит из плунжера 1, уплотнительных колец 2 и клиньев 3 с упругими кольцами 4. Разгон поршня в стволе 5 осуществляется газом, запасенным в ресивере 6 после среза пайбы 7.

Средняя часть плунжера геометрически представляет собой один или несколько усеченных конусов с половинным углом при вершине α , обращенных большими основаниями в сторону сжимаемого газа. В полости