

УДК 539.4

DOI: 10.53403/9785951505309_2022_27_1_458

Численное моделирование откольного разрушения свинца в твердом и жидком фазовых состояниях

Предложена и обоснована новая широкодиапазонная модель деформирования, разрушения и компактирования пор в свинце, учитывающая силы инерции при росте пор, сдвиговую прочность, вязкость и поверхностное натяжение. Модель справедлива как для твердого, так и для жидкого состояния вещества. На основании модели разрушения проведено численное моделирование серии экспериментов по откольному разрушению свинца. Опыты проведены в широком диапазоне параметров нагружения как для твердой фазы, так и для жидкого состояния.

**М. А. Десятникова, О. Н. Игнатова,
В. А. Раевский**

Введение

Откольное разрушение материалов возникает при взаимодействии встречных волн разрежения, вызывающих в определенных областях поле растягивающих напряжений. Растягивающие напряжения при достаточной интенсивности и длительности приводят к нарушению сплошности вещества, росту пор (поврежденности) и, в конечном итоге, разделению материала на отдельные фрагменты.

Этот многостадийный процесс зависит от множества факторов: интенсивности растягивающих напряжений, временной зависимости напряжений, температуры, сдвиговой прочности, фазового состояния и др. [1]. Известно, что откольное разрушение возможно и в жидких средах. В этом случае рост пор контролируется соотношением интенсивности напряжений, инерции роста пор, поверхностного натяжения и вязкости жидкости [2].

Для описания развития поврежденности или отколов в широком диапазоне параметров нагружения используются феноменологические модели или методы молекулярного моделирования [3, 4].

В работе [5] предложена и обоснована новая широкодиапазонная модель разрушения (ДРК-Л), учитывающая силы инерции при росте пор, сдвиговую прочность, вязкость и поверхностное натяжение. Поэтому модель справедлива как для твердого, так и для жидкого состояния вещества.

В данной статье на основании модели ДРК-Л проведено численное моделирование серии экспериментов по откольному разрушению свинца, опубликованных в [6]. Опыты проведены в широком диапазоне параметров нагружения как для твердой фазы, так и для жидкого состояния.

Основные уравнения динамической модели развития поврежденности и компактирования (ДПК-Л)

Для описания откольного разрушения и компактирования поврежденного материала используется представление Кэрролла – Холта, согласно которому среда представляется совокупностью сферических микропор, находящихся на одинаковом расстоянии друг от друга [7]. В этом случае можно рассмотреть движение среды в одной сферической ячейке под действием сжимающего или растягивающего давления и распространить полученные уравнения на всю систему. Наружный и внутренний радиус такой ячейки (R_{cell} , R) связаны с объемом сплошного вещества V_S уравнением:

$$V_S = \frac{1}{N_0} = \frac{4}{3} \pi (R_{cell}^3 - R^3), \tag{1}$$

где N_0 – плотность пор в единице объема при $R \rightarrow 0$. Предполагается, что в реальной среде размер пор распределен по закону Розина – Раммлера [8]:

$$W^+ = \exp \left\{ -\frac{R}{\bar{R}} \right\}^n,$$

где W^+ – вероятность обнаружить пору с радиусом $>R$; n – параметр, \bar{R} – параметр распределения, близкий к среднему значению радиуса всех пор R_0 . В этом случае выражение для объема имеет вид:

$$V_S = 8\pi (R_{cell}^3 - \bar{R}^3) = \frac{1}{N_0}.$$

Тогда для поврежденности ω получим уравнение

$$\omega = \left(\frac{\bar{R}}{R_{cell}} \right)^3 = \frac{1}{1 + \frac{1}{8\pi N_0 \bar{R}^3}}. \tag{2}$$

(Далее по тексту знаки усреднения опускаются и используются обозначения R и N_0 вместо \bar{R} и \bar{N}_0 в предположении что R и N_0 – средние значения радиуса и плотности пор.)

Предположение Кэрролла – Холта использовалось ранее Джонсоном [9] для описания откольного разрушения металлов. Однако уравнение Джонсона эмпирическое и не учитывает некоторые реальные эффекты, такие как инерционность движения поры, вязкость, поверхностное натяжение.

В предположении, что среда в ячейке обладает сдвиговой прочностью, вязкостью и поверхностным натяжением, несжимаема и упругая энергия мала по сравнению с работой пластического деформирования, в [5] получено уравнение для изменения кинетической энергии при движении границы поры:

$$\begin{aligned} & \frac{2\pi\rho R^3 (R_{cell} - R)(\pm\dot{R})^2}{R_{cell}} = \\ & = \pm 4\pi \int_0^t P(t) R^2 |\dot{R}| dt - \frac{8}{3} \pi \int_0^t Y \cdot \ln \left(1 + \frac{1}{8\pi N_0 R^3} \right) R^2 |\dot{R}| dt \pm 8\pi \int_0^t \sigma R^2 |\dot{R}| dt - \frac{64}{9} \pi \int_0^t \mu |\dot{R}|^2 R(1 - \omega) dt. \end{aligned} \tag{3}$$

Здесь ρ – плотность; Y – изменяющийся во времени предел текучести, зависящий от параметров напряженно-деформированного состояния; σ – поверхностное натяжение; μ – вязкость; ω – поврежденность; N_0 – плотность пор; t – время; точки над символами обозначают производные по времени. В уравнении (3) слагаемое слева – кинетическая энергия движения вещества ячейки, первое слагаемое справа – работа сил давления, второе – работа пластического деформирования (диссипация), третье – работа сил поверхностного натяжения, последнее – диссипация энергии за счет вязкого трения.

После преобразований получим уравнение для скорости движения границы ячейки под действием растягивающего или сжимающего напряжения:

$$\begin{aligned} (\pm \dot{R})^2 = & \frac{2R_{\text{cell}}}{\rho R^3 (R_{\text{cell}} - R)} \times \\ & \times \left[\int_0^t P(t) R^2 |\dot{R}| dt - \frac{2}{3} \int_0^t Y(\varepsilon_i, \dot{\varepsilon}_i, T, P, t, \dots) \ln \left(1 + \frac{1}{8\pi N_0 R^3} \right) R^2 |\dot{R}| dt \pm 2 \int_0^t \sigma R |\dot{R}| dt - \frac{16}{9} \int_0^t \mu |\dot{R}|^2 R (1 - \omega) dt \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

В случае сжатия вещества ($P > 0$) происходит компактирование поры (знак « \rightarrow » в уравнении (4)), в случае растяжения ($P < 0$) – развитие поврежденности в веществе (знак « \leftarrow » в уравнении (4) (рис. 1)).

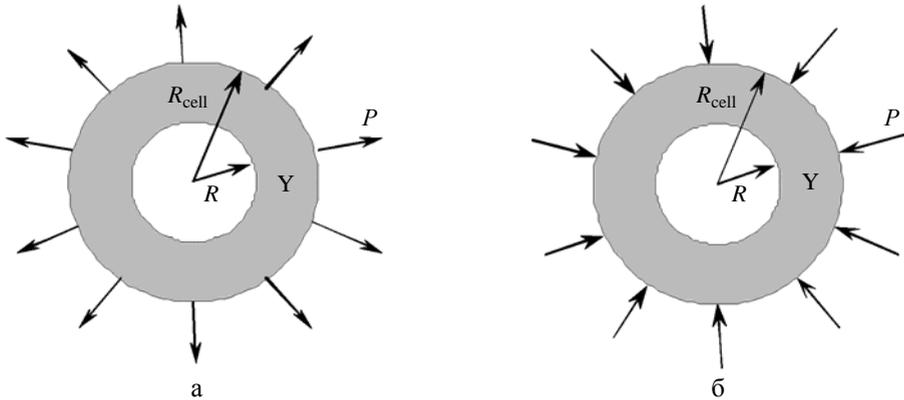


Рис. 1. Схема элементарной сферической ячейки с наружным и внутренним радиусами в веществе с прочностью Y под воздействием растягивающего (а) или сжимающего (б) давления

Рост пор начинается при условии

$$\dot{R}(0) = 0, \quad R(0) = R_{\min}, \quad \omega(0) = \omega_{\min}, \quad N_0 = \text{const},$$

$$P < - \left(\frac{2}{3} Y_0 \left(\ln \frac{1}{\omega_{\min}} \right) + \frac{2\sigma}{\left(\frac{1}{8\pi N_0} \frac{\omega}{1-\omega} \right)^{1/3}} \right)$$

и заканчивается ($t = t_{\text{кон}}$) при $\dot{R}(t_{\text{кон}}) = 0, \quad \omega = \omega_0$.

Компактирование пор начинается при условии:

$$\dot{R}(0) = 0, \quad R(0) = R_0, \quad \omega(0) = \omega_0, \quad N_0 = \text{const},$$

$$P > P_0 = \frac{2}{3} Y_0 \left(\ln \frac{1}{\omega_0} \right) - \frac{2\sigma}{\left(\frac{1}{8\pi N_0} \frac{\omega}{1-\omega} \right)^{1/3}}$$

и заканчивается ($t = t_{\text{кон}}$) при $\dot{R}(t_{\text{кон}}) = 0$, $\omega = \omega_T$ или $\omega = \omega_{\text{min}}$, где ω_T , ω_{min} – текущее и минимальное значения поврежденности соответственно; R_0 , ω_0 – начальные значения радиуса поры и поврежденности в случае компактирования пор.

Уравнение для роста или компактирования пор (4) непосредственно связано с динамической прочностью (если вещество находится в твердом фазовом состоянии), вязкостью и поверхностным натяжением. Модели для перечисленных реологических свойств могут быть любыми.

Поверхностное натяжение свинца будем описывать уравнением [5]

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 - a_1 \left(\frac{T}{T_k} \right)^{a_2} \right), \quad (5)$$

а вязкость – уравнением

$$\mu = \mu_{0L} e^{-a_3 \left(\frac{T}{T_k} \right)^{a_4}}, \quad (6)$$

где T – температура, T_k – температура кипения, $a_1 - a_4$ – постоянные.

Уравнения (5) и (6) подобраны таким образом, чтобы описать имеющиеся экспериментальные данные для поверхностного натяжения и вязкости свинца [10].

Авторы данной работы использовали для динамического предела текучести релаксационную модель прочности (РИНГ), подробно описанную в [11].

Уравнение состояния в сплошной среде принято в форме Ми – Грюнайзена с переменным коэффициентом Грюнайзена:

$$P = P_e(V) + \Gamma_P \rho C_V T, \quad P_e = \frac{\rho_{0k} C_{0k}^2}{n} (\delta^n - 1),$$

$$E_e = -\int P_e(V) dV, \quad \Gamma_P = \Gamma_\infty + \frac{\Gamma_0 - \Gamma_\infty}{\delta^M}. \quad (7)$$

Здесь P , V , E – давление, объем и внутренняя энергия соответственно; ρ_{0k} , C_{0k} – плотность и объемная скорость звука при $T = 0$ К; $\frac{\rho_{0k} C_{0k}^2}{n} (\delta^n - 1) = P_e$ – упругая оставляющая давления; Γ_P – коэффициент Грюнайзена; $\rho = \frac{1}{V}$ – плотность вещества; $\delta = \rho/\rho_{0k}$ – относительное сжатие; C_V – теплоемкость; T – температура, $\Gamma_0 = \Gamma_P$ при $\rho = \rho_0$ и $\Gamma_\infty = \Gamma_P$ при $\delta \rightarrow \infty$; M – постоянная величина.

В пористой (поврежденной среде) это уравнение представляется в виде

$$P = (1 - \omega) P \left(\frac{\rho}{1 - \omega} T \right).$$

Основные определяющие уравнения

$$\dot{Y}_d = 3G\dot{\varepsilon}_i - \frac{Y_d - Y_s}{\tau}, \quad \tau = \frac{\tau_0(1-\bar{T})}{\left(1 + \frac{\dot{\varepsilon}_i}{\dot{\varepsilon}_{i0}}\right)^{0,5}},$$

$$Y_s = Y_0(1 + f_1(t)) \cdot \frac{G}{G_0}, \quad f_1 = a_5 \left(1 - \exp\left(-\frac{\varepsilon + \varepsilon_0}{\varepsilon_1}\right)\right), \quad (8)$$

где Y_d , Y_s – динамический и стационарный пределы текучести; Y_0 – начальный предел текучести; G , G_0 – модуль сдвига в текущем и нормальном состояниях; τ – время релаксации; $\dot{\varepsilon}_i$ – скорость деформации; $f_1(t)$ – функция, учитывающая деформационное упрочнение; a_5 , $\varepsilon_1 - \varepsilon_0$, τ_0 , $\dot{\varepsilon}_{i0}$ – постоянные коэффициенты, $\bar{T} = T/T_m$ – отношение текущей температуры к температуре плавления, рассчитанной по закону Линдемана.

Модуль сдвига G , определяющий девиаторную составляющую тензора напряжения в упругой области деформации, и коэффициент Пуассона ν рассчитываются по формулам

$$G = \frac{3}{2} \cdot \frac{1-2\nu}{1+\nu} \cdot \rho C_B^2, \quad C_B^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_s, \quad (9)$$

$$\nu = \nu_0 [1 + b_0 \bar{T}], \quad \bar{T} < 1, \quad \nu = 0,5, \quad \bar{T} \geq 1,$$

где C_B – текущая объемная скорость звука, ν_0 , $b_0 = \text{const}$.

Уравнения (1)–(9) реализованы в одномерной лагранжевой методике расчета задач деформирования механики сплошной среды [12]. Уравнения динамической модели ДРК-L решаются совместно с уравнениями газовой динамики. Совместное решение данных уравнений, как правило, представляет большие трудности, так как кинетические уравнения модели разрушения (компактирования) имеют характерные признаки жестких систем. Характерные времена описываемых процессов – газовой динамики и кинетики – могут существенно отличаться, поэтому для численного решения уравнений (4) выбрана одна из наиболее перспективных на сегодняшний день схем с повышенным запасом устойчивости, используемых для решения жестких систем, – схема Розенброка ROS с комплексным параметром (CROS) [13].

Параметры уравнений (1)–(9) приведены в табл. 1–3.

Таблица 1

Параметры модели ДРК-L (4)–(6)

R_{\min} , см	N_0 , ед./см ³	σ_0 , МН/м	a_1	a_2	μ_{0L} , 10 ⁻³ ·Па·с	a_3	a_4	T_{κ} , К
$1,75 \cdot 10^{-7}$	$2,48 \cdot 10^4$	635	0,6	3,0	10,6	0,1	2,0	2018

Таблица 2

Параметры физического уравнения состояния и кривой плавления свинца (7)

ρ_0 , г/см ³	$\rho_{0\kappa}$, г/см ³	$\rho_{0пл}$, г/см ³	C_0 , км/с	n	Γ_∞	Γ_0	M	T_{m0} , К [15]	C_V , Дж/г·К
11,34	11,6	10,88	2,14	4,5	0,67	2,78	6,0	600	0,12

Таблица 3

Параметры уравнений свинца (8), (9)

Y_0 , ГПа	a_5	ϵ_0	ϵ_1	G_0 , ГПа	τ_0 , мкс	$\dot{\epsilon}_{i0}$, ед./с	ν_0	b_0
0,009	3,25	0	0,2	5,5	8,35	10	0,402	0,242

Модель ДРК-L тестировалась на основании экспериментальных данных по откольному разрушению и компактированию различных металлов и жидкостей [5, 14].

В данной работе модель ДРК-L применяется для описания экспериментов по откольному разрушению свинцовых образцов в широком диапазоне параметров нагружения [6] с помощью регистрации откольного слоя материалов радиографическим методом. К сожалению, в работе [6] не указана марка свинца, его механические свойства и исходная структура. Поэтому для оценок параметров модели ДРК-L свинца использовались известные в литературе экспериментальные данные [15–18].

Значение R_{\min} для свинца оценено из простых физических соображений. Постоянная решетки в большинстве металлов лежит в пределах $a \sim (4-6) \cdot 10^{-8}$ см. Очевидно, что радиус поры в случае отсутствия одного атома равен постоянной решетки. Таким образом, минимальный начальный размер поры порядка межатомного расстояния: $R_{\min} \sim a$. В данной работе $R_{\min} = 1,4 \cdot 10^{-7}$ см. Число пор N_0 может быть оценено из металлографического анализа шлифа сохраненного образца с начальной и развитой поврежденностью. В работе [16] приведена фотография микрошлифа поврежденного образца свинца после воздействия растягивающих напряжений. После анализа этих данных авторы статьи выбрали $N_0 = 10^5$ ед./см³.

Зависимость вязкости от температуры измерена в работе [15]. На рис. 2 показаны расчетная зависимость $\mu(T/T_k)$ и имеющиеся экспериментальные точки.

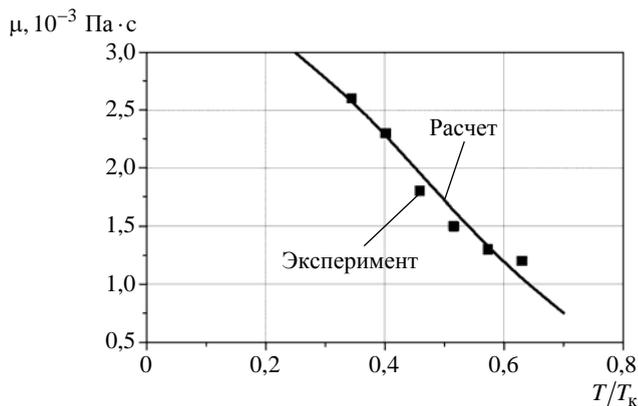


Рис. 2. Зависимость вязкости от величины T/T_k свинца [15]

Зависимость поверхностного натяжения от температуры измерена также в работе [15]. На рис. 3 показаны расчетная зависимость $\sigma(T/T_k)$ и имеющиеся экспериментальные точки.

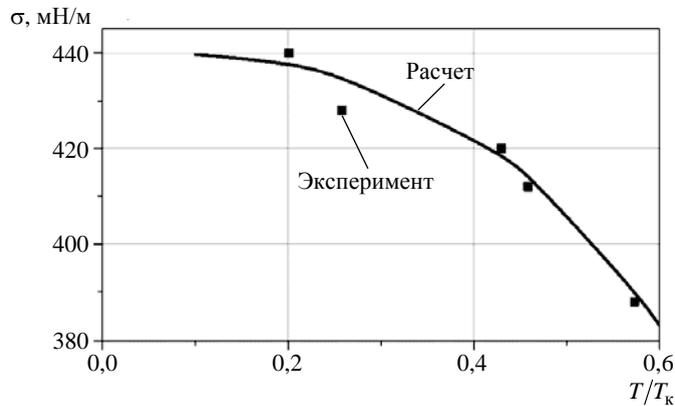


Рис. 3. Зависимость коэффициента поверхностного натяжения от температуры свинца [15]

Для нахождения деформационного упрочнения и предела текучести использовались σ - ε -диаграммы сжатия американского свинца из работы [17]. На рис. 4 приведены экспериментальные и расчетные зависимости напряжения от деформации.

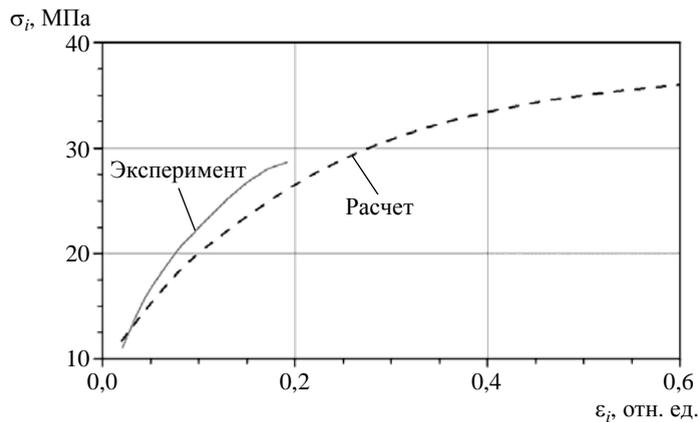


Рис. 4. Расчетная и экспериментальная [17] зависимости напряжения от деформации свинца (5 ед./с)

Результаты моделирования экспериментов

Расчеты выполнены в одномерной постановке по лагранжовой методике УП, расчетная схема, приведенная на рис. 5, соответствовала геометрии экспериментальной сборки [6].

В экспериментах использовалось взрывчатое вещество (ВВ) марки В-3 с плосковолновым генератором. В расчетах применялось кубическое уравнение состояния с плотностью $\rho_0 = 1,82 \text{ г/см}^3$, calorийностью $Q = 3,97 \text{ кДж/г}$, для моделирования системы инициирования – слой мгновенной детонации толщиной 1 мм.

В табл. 4 и на рис. 6 приведены расчетные ($\Delta_{отк}^{расч}$) и экспериментальные ($\Delta_{отк}^{экс}$) значения откольного слоя в зависимости от толщины образца ($\Delta_{обр}$) и толщины ВВ ($\Delta_{ВВ}$). Из табл. 4 и рис. 6 видно, что для образцов 1–5 расчетные значения толщины откольного слоя ($\Delta_{отк}$) хорошо согласуются с экспериментальными при всех толщинах ВВ. Однако с уменьшением толщины образца до 1,2 см (образцы 6, 7) значение $\Delta_{отк}$ в расчете на 20–30 % меньше полученного в экспериментах. Эта разница может быть связана с некорректным моделированием системы инициирования (в расчетах задавался слой мгновенной детонации 1 мм).

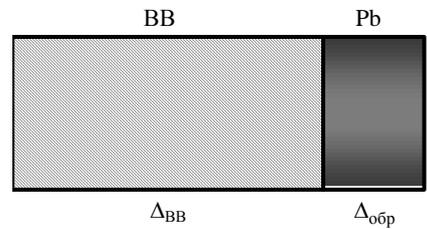


Рис. 5. Расчетная схема экспериментов

Таблица 4

Экспериментальные и расчетные значения откольного слоя, толщины образца и толщины ВВ

№ образца	$\Delta_{обр}$, см	$\Delta_{ВВ}$, см	$\Delta_{отк}^{экс}$, см	$\Delta_{отк}^{расч}$, см
1	2,5	10	$0,130 \pm 0,02$	0,1295
2		5,1	$0,110 \pm 0,02$	0,1065
3		3,81	$0,105 \pm 0,02$	0,1045
4		2,5	$0,100 \pm 0,02$	0,1045
5		1,27	$0,120 \pm 0,01$	0,1215
6	1,2	1,9	$0,075 \pm 0,02$	0,0555
7		1,27	$0,080 \pm 0,01$	0,0795

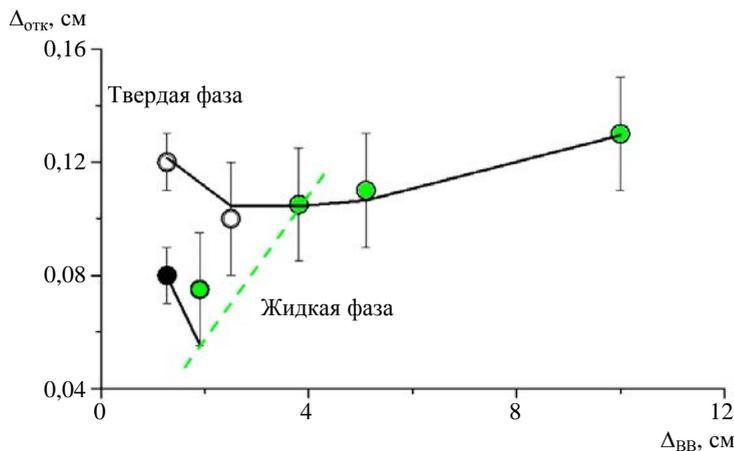


Рис. 6. Расчетные зависимости толщины откольного слоя свинца от толщины ВВ и экспериментальные точки: ○ – $\Delta_{обр} = 2,5$ см; ● – $\Delta_{обр} = 1,2$ см; — — расчет, модель ДРК-Л; ○, ● – твердая фаза; ● – жидкая фаза

На рис. 7, 8 приведены характерные расчетные распределения давления на выходе из образца и плотности по образцу ($\Delta_{обр} = 2,5$ см, $\Delta_{ВВ} = 10$ см) в момент образования откольного слоя.

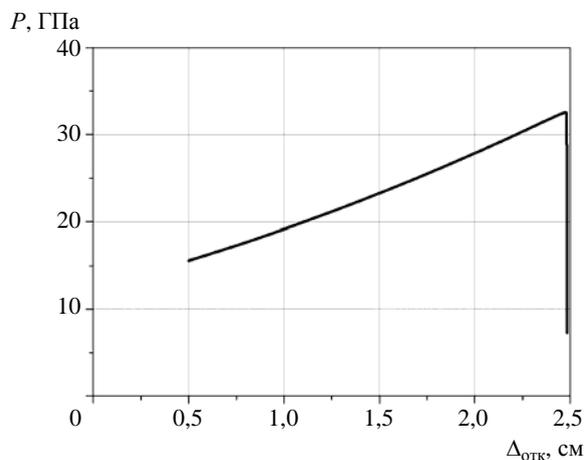


Рис. 7. Расчетное распределение давления по образцу на момент выхода ударной волны на свободную поверхность

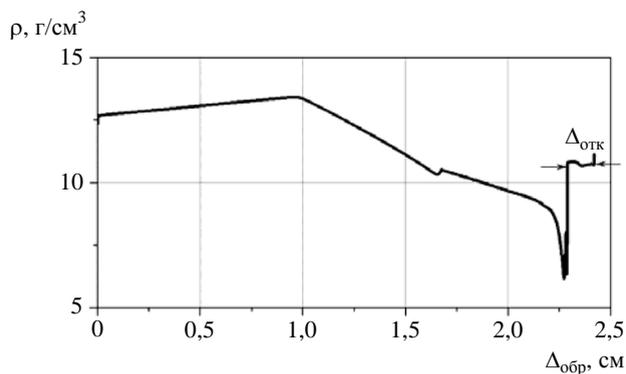


Рис. 8. Расчетное распределение плотности по образцу в момент образования откольного слоя

Обсуждение результатов

Расчетные распределения амплитуды максимального давления в образцах для различной толщины ВВ приведены на рис. 9. Видно, что, согласно расчетам, входящее в образцы давление составляет ~ 44 ГПа и в зависимости от толщины ВВ на выходе затухает до 14–32 ГПа. При этом dP/dx меняется с $dP/dx = 12$ ГПа/см до $dP/dx = 9$ ГПа/см в образцах 1–5 и с $dP/dx = 37,5$ ГПа/см до $dP/dx = 25$ ГПа/см в образцах 6, 7 (см. рис. 9,б).

По результатам экспериментальных исследований методом металлографического анализа сохраненных после нагружения образцов, проведенных в работе [17], давление ударной волны, при котором свинец переходит в расплавленное состояние и теряет прочность при разгрузке, составляет ~ 26 ГПа. Это означает, что образцы 4, 5 и 7 после разгрузки остаются в твердом фазовом состоянии, а образцы 1–3 и 6 переходят в жидкую фазу (т. е. $Y = 0$); откольное разрушение в этом случае контролируется вязкостью и поверхностным натяжением.

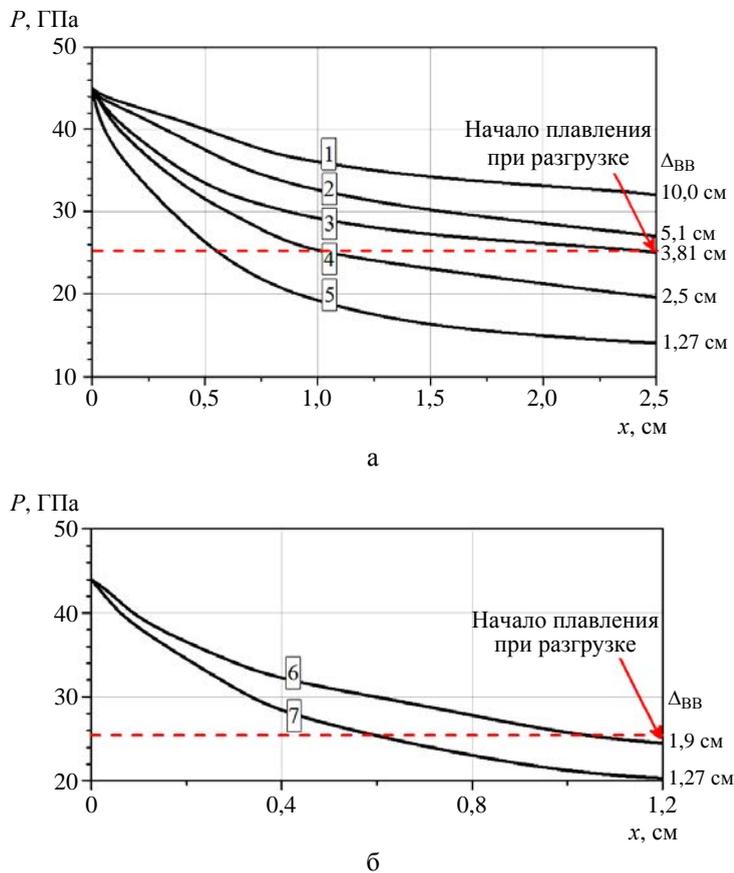


Рис. 9. Расчетные распределения амплитуды максимального давления по образцам:
 1–5 – $\Delta_{обр} = 2,5$ см (а), 6–7 – $\Delta_{обр} = 1,2$ см (б)

Выводы

Применение новой широкодиапазонной динамической модели откольного разрушения и компактирования поврежденных материалов ДРК-L позволяет удовлетворительно описать экспериментальные данные по откольному разрушению свинца в широком диапазоне параметров нагружения как для твердой, так и для жидкой фазы. При этом определяющие параметры модели остаются постоянными.

Список литературы

1. Канель Г. И., Разоренов С. В., Уткин А. В., Фортов В. Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. – М.: Янус-К, 1996.
2. Кедринский В. К. Нелинейные проблемы кавитационного разрушения жидкости при взрывном нагружении // ПМТФ. 1993. № 3. С. 74–91.

3. Богач А. А., Уткин А. В. Прочность воды при импульсном растяжении // ПМТФ. 2000. Т. 41, № 4. С. 198.
3. Киселев С. П., Руев Г. А., Трунев А. П. и др. Ударно-волновые процессы в двухкомпонентных и двухфазных средах. – Новосибирск: ВО «Наука», Сибирская издательская фирма, 1992.
4. Seaman L., Curran D., Shockey A. Computational models for ductile and brittle fracture // J. Appl. Phys. 1976. Vol. 47, N 11. P. 4814–4826.
5. Гусева М. А., Игнатова О. Н., Раевский В. А., Целиков И. С. Динамическая модель роста и схлопывания пор в жидкостях и твердых веществах // Физика горения и взрыва. 2017. № 1.
6. Breed B. R., Mader C. L., Venable D. Technique for the determination of dynamic-tensile-strength characteristics // J. Appl. Phys. 1967. Vol. 38, N 8. P. 3271.
7. Carroll M. M., Holt A. C. Static and dynamic pore-collapse relations for ductile porous materials // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. P. 1626–1635.
8. Meyers M., Aimone C. Dynamic fracture (spalling) of metals // Progr. In. Mater. Sci. 1983. Vol. 28. P. 1–96.
9. Johnson J. Dynamic fracture and spallation in ductile solids // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52, N 4. P. 2812–2825.
10. Физические величины : справочник / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991.
11. Глушак Б. Л., Игнатова О. Н., Надежин С. С., Раевский В. А. Релаксационная модель сдвиговой прочности пяти металлов // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Матем. моделирование физ. процессов. 2012. Вып. 2. С. 25–36.
12. Гаврилов Н. Ф., Иванова Г. Г., Селин В. И., Софронов В. Н. Программа УП-ОК для решения одномерных задач механики сплошной среды в одномерном комплексе // Там же. 1982. Вып. 3(11). С. 11–14.
13. Хайпер Э., Ваннер Г. Решение обыкновенных дифференциальных уравнений. Жесткие и дифференциально-алгебраические задачи. – М.: Мир, 1999.
14. Игнатова О. Н., Раевский В. А., Целиков И. С. Кинетическая модель компактирования поврежденности в средах с прочностью // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Матем. моделирование физ. процессов. 2014. Вып. 1. С. 18–23.
15. Теплофизические свойства металлов при высоких температурах : справочник. – М.: Metallurgia, 1989.
16. Огородников В. А., Иванов А. Г., Лучинин В. И. и др. Масштабный эффект при динамическом разрушении (отколе) хрупких и вязких материалов // Физика горения и взрыва. 1999. № 1. С. 108–114.
17. Malatynski M., Klepachko J. Experimental investigation of plastic properties of lead over a wide range of strain rate // J. Mech. Sci. 1980. Vol. 22. P. 173–183.
18. Игнатова О. Н., Илюшкина Н. Ю., Малышев А. Н. и др. Плавление свинца при нагружении ударными волнами и разгрузке с диагностикой методом металлографического анализа сохраненных образцов // Физика горения и взрыва. 2020. Т. 56, № 2. С. 130–136.

Numerical Simulation of Spall in Lead Accounting for Its Occurrence in Solid as Well as Liquid Phases

M. A. Desyatnikova, O. N. Ignatova, V. A. Raevskiy

The capabilities of a recently-developed continuum-level model developed for the purpose of predicting the evolution of spall, including the compaction of damaged material, and applicable to the formation of spall in material that is fully solid as well as material that is locally liquid, are evaluated against empirical data for lead. The model accounts for inertial forces, elastoplastic constitutive behavior, viscosity, and surface tension. Predictions of spall layer thickness are shown to match the empirical data reasonably well.