

УДК 534.222.2

МОДИФИЦИРОВАННАЯ КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ХРУПКОГО ОТКОЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ

О. А. Тюпанова

(ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ", г. Саров Нижегородской области)

Кинетическая модель для описания хрупкого откольного разрушения (типа NAG) модифицирована с целью учета влияния температурного фактора на сопротивление металлов импульсному растяжению. Модификация выполнена путем введения зависимостей трех параметров модели от температуры. Ранее эти параметры — пороговые напряжения зарождения и развития микротрещин, а также вязкость — рассматривались как константы. Показано, что с использованием модифицированной модели возможно корректное описание процесса откольного разрушения чистого железа в диапазоне начальных температур $T = 273 \div 1025$ К и диапазоне напряжений ударно-волнового нагружения $\sigma = 1 \div 13$ ГПа, в которых зарегистрировано изменение характера разрушения (с хрупкого на вязкий).

Ключевые слова: хрупкий откол, влияние температуры, модифицированная модель, железо.

Введение

Построение законченной теории прочности, учитывающей все аспекты отклика сплошных сред на импульсное нагружение, затрудняется как сложностью и многообразием процессов, протекающих в материалах на различных масштабных уровнях, так и необходимостью выявления взаимосвязей между ними [1]. Откольное разрушение, трактуемое как непрерывный процесс зарождения и развития микродефектов под действием растягивающих напряжений, слияние которых приводит к образованию магистральных трещин и разделению объектов на части, представляет собой один из таких процессов, интенсивно изучаемых в настоящее время экспериментально и теоретически.

По сопротивлению импульсному растяжению большинство конструкционных материалов может быть разделено на два класса: обладающие вязким и хрупким характером разрушения [2, 3] в зависимости от формы образующихся дефектов (квазисферические поры или дискообразные трещины). Многочисленные экспериментальные исследования процесса откола свидетельствуют, что характер разрушения материала может меняться в зависимости от условий нагружения и

начального состояния материала. Так, для большинства хрупких металлов наблюдается переход к вязкому характеру разрушения при увеличении начальной температуры образца. Это означает необходимость перехода от уравнений хрупкой кинетики к модели вязкого откольного разрушения при численном моделировании экспериментов с предварительным разогревом образцов или разогревом на ударной волне. Альтернативой такому подходу является применение модели хрупкого откольного разрушения, учитывающей влияние температурного фактора и, таким образом, отражающей изменение характера разрушения.

К числу относительно немногочисленных моделей, принимающих во внимание характер откольного разрушения, относится предложенная в работах [4–6] и совершенствуемая в РФЯЦ-ВНИИЭФ трехстадийная кинетическая модель (NAG) [7]. В настоящей работе версия этой модели для описания хрупкого откольного разрушения модифицирована путем учета влияния температуры на сопротивление материала действию импульсных растягивающих напряжений. Модификация модели выполнена на примере чистого железа для области существования α -фазы и вблизи перехода в γ - и ε -фазы.

Описание модифицированной модели

Для модификации выбрана упрощенная версия модели хрупкого откольного разрушения, рассматривающая распределение трещин как внутреннюю переменную материала [4]. В этом случае поврежденность (удельный объем трещин) представляет собой скалярную величину, а не тензор. Трещина в модели рассматривается как эллипсоид с полуосями R (радиус трещины) и δ (половина расстояния между поверхностями трещины). Последняя растет под действием растягивающих напряжений σ_n , нормальных к плоскости трещины, в соответствии с уравнением

$$\delta = \frac{4(1-\nu^2)}{\pi E} R \sigma_n, \quad (1)$$

где ν — коэффициент Пуассона; E — модуль Юнга. В отличие от исходной версии автор предлагает рассматривать эти две величины как функции характеристик напряженно-деформированного состояния:

$$\nu = \begin{cases} \nu_0 (1 + C (\bar{T})^K), & \bar{T} < 1; \\ 0,5, & \bar{T} \geq 1; \end{cases} \quad (2)$$

$$E = 3\rho(1-2\nu)C_b^2, \quad (3)$$

где формула (2) взята из [8]; $\bar{T} = T/T_{\text{пл}}$ — гомологическая температура; T — текущая температура; $T_{\text{пл}}$ — температура плавления, вычисляемая по закону Линдемана; ν_0 , C , K — константы; ρ — текущая плотность; C_b — объемная скорость звука.

В любой момент времени распределение трещин по размерам подчиняется статистическому закону

$$N_R(R) = N_{total} \exp\left(-\frac{R}{R_m}\right), \quad (4)$$

где R — радиус трещины; N_R — количество в единице объема трещин с радиусом, большим R ; N_{total} — общее количество трещин в единице объема; R_m — параметр распределения.

Скорость зарождения микротрещин определяется уравнением

$$\begin{aligned} \dot{N}_{total} &= \frac{dN_{total}}{dt} = \\ &= \dot{N}_0 \exp\left(\frac{\sigma_n - \sigma_{nucl}}{\sigma_1}\right) \Theta(\sigma_n - \sigma_{nucl}), \end{aligned} \quad (5)$$

где \dot{N}_{total} — скорость роста общего количества трещин в единице объема N_{total} ; \dot{N}_0 , σ_1 — постоянные; σ_{nucl} — пороговое значение растягивающего напряжения для зарождения микротрещин; Θ — функция Хевисайда.

Скорость роста микротрещин подчиняется уравнению

$$\dot{R} = \frac{dR}{dt} = \frac{\sigma_n - \sigma_{gr}}{4\eta} R \Theta(\sigma_n - \sigma_{gr}), \quad (6)$$

где σ_{gr} — пороговое значение растягивающего напряжения для развития микротрещин; η — константа, по физическому смыслу близкая к вязкости материала.

Полный удельный объем трещин (мера поврежденности) $\omega = \frac{32(1-\nu^2)}{E} \sigma_n N_{total} R_m^3$ получается суммированием объема всех трещин, образующихся за счет зарождения и роста. Для третьей стадии модели — слияния микродефектов — используется подход, в соответствии с которым ячейка считается разрушенной по достижении критического уровня поврежденности $\omega_{кр}$.

Представляемая в настоящей работе модификация модели аналогична выполненной ранее для модели вязкого разрушения на примере уравнения [9] и заключается во введении зависимости трех ее параметров, рассматриваемых до настоящего времени как константы, от относительной температуры.

Первое изменение касается пороговых напряжений зарождения и роста микротрещин. Для выбора аналитической формы зависимостей этих параметров от температуры использованы данные работы [10], в которой изучалось откольное разрушение образцов армо-железа (железа Armco) и стали 3, подвергнутых предварительному разогреву и последующему слабому ударно-волновому нагружению (амплитуда ударной волны в плоскости развития поврежденности не превышала 5 ГПа). Численному моделированию в приближении бесконечной откольной прочности (так называемые *расчеты без разрушения*) подвергались те эксперименты из [10], для которых в рамках постопытного металлографического анализа выявлена начальная стадия откольного разрушения (микроразрушение) образцов. Полагается, что амплитуда максимальных растягивающих напряжений $\sigma_{\text{max}}^{\text{раст}}$, реализующихся в таких образцах, близка к значению откольной прочности.

Результаты моделирования в виде зависимости $\sigma_{\text{max}}^{\text{раст}}$ от начальной температуры образцов

$T_{нач}$ представлены на рис. 1. Видно, что в исследованном диапазоне начальных уровней разогрева $\sigma_{max}^{раст}$ для стали 3 очень слабо зависит от $T_{нач}$ материала вплоть до самой высокой из рассмотренных температур. В свою очередь, арможелезо демонстрирует снижение максимального растягивающего напряжения приблизительно на 30% с увеличением начальной температуры в диапазоне $T_{нач} = 293 \div 1073$ К при близких к стали 3 значениях $\sigma_{max}^{раст}$ при нормальных условиях.

Результаты большинства экспериментальных исследований влияния температуры на сопротивление металлов импульсному растяжению свидетельствуют [11, 12], что откольная прочность незначительно снижается в широком диапазоне температур и катастрофически падает при приближении к температуре плавления или фазового перехода. Имея это в виду, полагается, что положение *экспериментальных* точек на рис. 1 отвечает *пороговой* зависимости откольной прочности от температуры, например вида $\sigma_{отк} = \sigma_{отк}^{\alpha\gamma} + \frac{\sigma_{отк0} - \sigma_{отк}^{\alpha\gamma}}{1 + m_1 \bar{T}_{\alpha\gamma}^{m_2}}$ (сплошная кривая на рис. 1), использующей относительную температуру $\bar{T}_{\alpha\gamma} = T/T_{\alpha\gamma}$ в качестве переменной. В этой формуле $T_{\alpha\gamma} = 1184$ К — температура $(\alpha-\gamma)$ -фазового перехода при $P = 1$ атм; $\sigma_{отк0}$, $\sigma_{отк}^{\alpha\gamma}$ — откольная прочность в области температур соответственно ниже и выше $(\alpha-\gamma)$ -фазового перехода; m_1 , m_2 — константы, определяющие скорость снижения откольной прочности от $\sigma_{отк0}$

до $\sigma_{отк}^{\alpha\gamma}$. Аналогичный вид зависимости от температуры предлагается и для пороговых напряжений σ_{nucl} и σ_{gr} , близких по физическому смыслу к откольной прочности:

$$\sigma_{nucl} = \sigma_{n0}^{\alpha\gamma} + \frac{\sigma_{n0} - \sigma_{n0}^{\alpha\gamma}}{1 + m_1 \bar{T}_{\alpha\gamma}^{m_2}}; \quad (7)$$

$$\sigma_{gr} = \sigma_{g0}^{\alpha\gamma} + \frac{\sigma_{g0} - \sigma_{g0}^{\alpha\gamma}}{1 + m_1 \bar{T}_{\alpha\gamma}^{m_2}}, \quad (8)$$

где σ_{n0} , σ_{g0} — пороги зарождения и развития микротрещин (константы) в области температур ниже $(\alpha-\gamma)$ -фазового перехода; $\sigma_{n0}^{\alpha\gamma}$, $\sigma_{g0}^{\alpha\gamma}$ — пороги зарождения и развития микротрещин (константы) в области температур выше $(\alpha-\gamma)$ -фазового перехода.

Близкая по смыслу температурная поправка f_1 для давлений зарождения и роста микропор используется в многостадийной модели развития поврежденности в работе [13]. В соответствии с этой поправкой пороги зарождения и роста микропор плавно снижаются в диапазоне температуры от нормального значения до температуры испарения, после чего становятся равными нулю. Однако подобный ход рассматриваемых характеристик противоречит наблюдаемому экспериментально значительному падению откольной прочности металлов при приближении уровня разогрева к температуре плавления [11, 12].

Предлагается также учесть влияние температуры на вязкость в виде следующего уравнения:

$$\eta = \eta_0 (1 - \bar{T}), \quad (9)$$

где \bar{T} определено в описании уравнения (2); η_0 — константа. На вязкость налагается условие $\eta > \eta_{min}$, где $\eta_{min} = \text{const} = 1$ Па·с — минимальное значение вязкости.

Рассматриваемая модель реализована автором в программном комплексе ДРАКОН [14].

Для железа известны две фазы, стабильные при нормальном давлении: α (диапазон температур от 0 до 1184 К) и γ (от $T = 1184$ К до $T_{пл0} = 1811$ К) [15]. При ударно-волновом нагружении фазы α и γ переходят в фазу высокого давления ϵ . Давление динамического $(\alpha-\epsilon)$ -фазового перехода при нормальной температуре $T \sim 300$ К по результатам многочисленных исследований составляет $P_{\alpha\epsilon} = 11,6 \div 13,9$ ГПа [16–19]. Принятая в настоящее время фазовая диаграмма железа из [20] представлена на рис. 2, а; несколько отличающиеся результаты из относительно недавней работы [21] — на рис. 2, б.

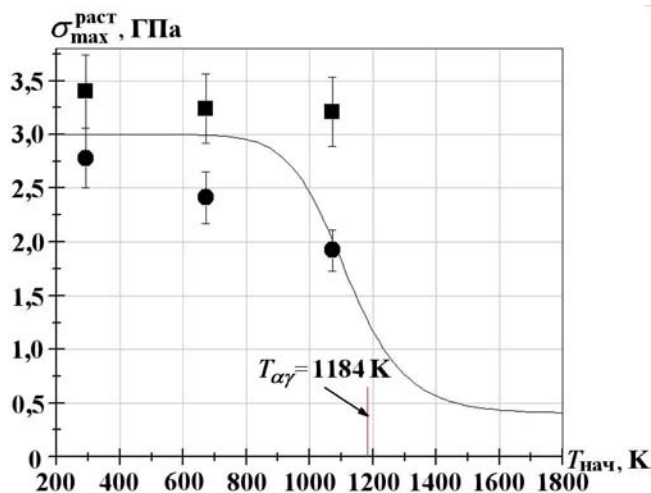


Рис. 1. Расчетные максимальные растягивающие напряжения в опытах [10]: ● — с образцами арможелеза; ■ — с образцами стали 3; — — аналитическая кривая

В настоящей работе рассматривается поведение чистого железа в области существования α -фазы и вблизи границ перехода в фазы γ и ε (см. рис. 2), но материал представляется однофазным. Используется уравнение состояния в форме Ми–Грюнайзена с переменным коэффициентом Грюнайзена (параметры представлены в табл. 1). Для описания сопротивления α -фазы железа высокоскоростному деформированию использована модель релаксирующей упруговязкопластической среды РИНГ вида [9], параметры которой для чистого железа предложены автором на основе имеющейся экспериментальной информации (табл. 2).

Результаты численного моделирования

Вся совокупность доступной автору экспериментальной информации об откольном разрушении чистого железа при нормальной температуре обобщена в виде зависимости величины ΔW (разница между первым максимумом и первым минимумом зависимости $W(t)$ скорости движения тыльной поверхности образцов), используемой для вычисления откольной прочности, от амплитуды вводимой ударной волны σ_H (рис. 3).

Из рис. 3 следует, что всю совокупность экспериментальных данных можно разделить на две группы. К первой относятся результаты работ [23–26], в которых экспериментально зарегистрированные значения ΔW находятся в диапазоне 100–120 м/с. Оценка откольной прочности по известным формулам дает для α -фазы железа $\sigma_{отк} = 2,5 \div 3,0$ ГПа.

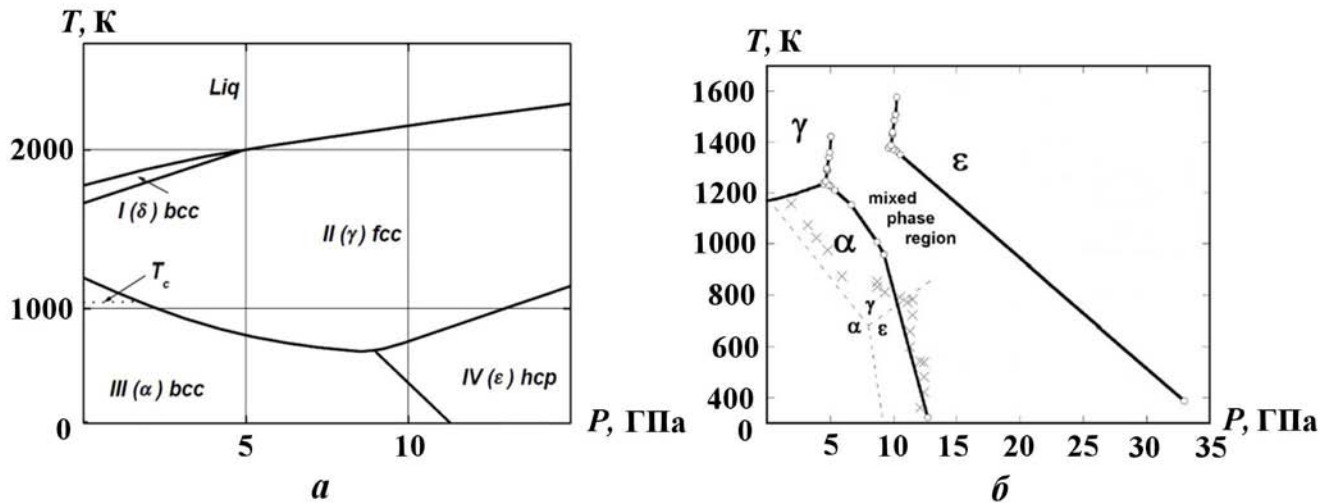


Рис. 2. Фазовые диаграммы чистого железа: а — из [20]; б — из [21]

Таблица 1

Параметры уравнения состояния в форме Ми–Грюнайзена с переменным Γ для железа

ρ_0 , г/см ³	ρ_{0K} , г/см ³	C_{0K} , км/с	n	Γ_∞	Γ_0	M	C_V , Дж/(г·К)	$T_{0пл}$, К	$\rho_{0пл}$, г/см ³
7,85	7,975	4,615	4,4	0,7	1,85	1,2	0,6	1 811	7,2

Таблица 2

Параметры модели РИНГ для железа

Y_0 , ГПа	a_1	a_2	a_3	a_4 , 1/ГПа	a_5	a_6	τ_0 , мкс	$\dot{\varepsilon}_{i0}$, с ⁻¹	ν_0	C	K
0,8	0,8	25	0,6	0,27	1,0	0,5	0,25	80	0,294	0,38	2,1

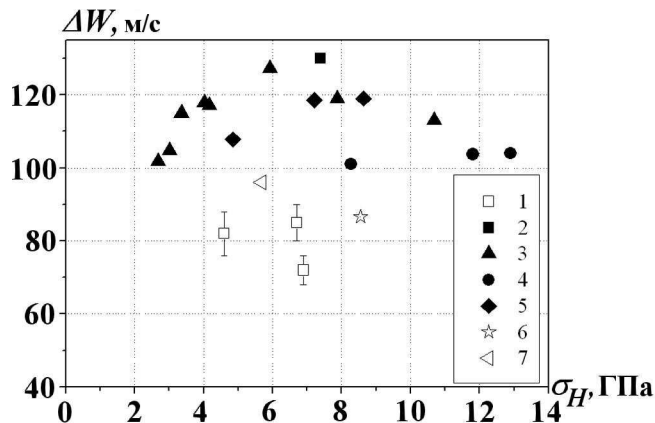


Рис. 3. Зависимость ΔW от амплитуды ударной волны для железа: 1 — армко-железо [22]; 2 — сталь 3 [23]; 3 — армко-железо [24]; 4 — чистое железо [25]; 5 — армко-железо [26]; 6 — чистое железо [21]; 7 — армко-железо [27]

Данные, полученные в работах [21, 22, 27], явно отличаются от первой группы и демонстрируют заметно меньший уровень откольной прочности железа и армко-железа при нормальной температуре: $\sigma_{отк} = 1,5 \div 2,0$ ГПа.

Для корректного описания столь различающихся результатов автором предложены два набора параметров модифицированной кинетической модели (уравнения (1)–(6), (9)), отличающиеся друг от друга тремя значениями (табл. 3). Для уравнений (7), (8) для обеих групп предлагается единый набор параметров (табл. 4).

Корректность предложенных параметров модифицированной модели иллюстрируется на примере типичных результатов для первой и второй групп соответственно. Для первой группы наиболее представительными являются результаты серии опытов по соударению плоских пластин из [24], в рамках которой изучалось откольное разрушение армко-железа с вариацией толщины пластин (ударника $\Delta_{уд}$ и образца $\Delta_{обр}$) при нормальной начальной температуре. В опы-

Параметры уравнений (7), (8)

$\sigma_{n0}^{\alpha\gamma}$, ГПа	$\sigma_{g0}^{\alpha\gamma}$, ГПа	m_1	m_2
0,4	0,05	2,0	12

тах [24] с помощью системы VISAR [28] регистрировали временную зависимость скорости тыльной свободной поверхности образцов $W(t)$.

Сравнение расчетных и экспериментальных значений ΔW и R (отношение второго максимума зависимости $W(t)$ к первому), определяющих относительные амплитудные характеристики этой зависимости, приведено на рис. 4. Имеет место корректное совпадение расчета с экспериментом по ΔW и, следовательно, по откольной прочности. Отметим, что в расчетах, как и в экспериментах [24], наблюдается некоторое уменьшение значений ΔW при приближении к скорости соударения, отвечающей $(\alpha-\varepsilon)$ -фазовому переходу ($W_{уд} \sim 650$ м/с). Это согласуется с данными работы [26]. В то же время в расчетах настоящей работы наблюдается занижение параметра R по сравнению с экспериментом для системы, в которой $\Delta_{уд} = 1$ мм; $\Delta_{обр} = 2$ мм. Для иллюстрации на рис. 4 также представлены расчетные данные работы [29], авторы которой анализировали описываемые эксперименты [24] с использованием исходной версии кинетической модели хрупкого откольного разрушения [5].

Адекватное описание закономерностей процесса откольного разрушения с использованием рассматриваемой модели следует также из сравнения расчетных временных зависимостей скорости движения свободной поверхности образцов высокочистого железа с кривыми $W(t)$, полученными в опытах по соударению пластин в работе [25] (рис. 5).

Необходимость учета влияния температуры на сопротивление импульсному растяжению под-

Параметры кинетической модели хрупкого откольного разрушения для чистого железа (уравнения (1)–(6), (9))

Группа	σ_{n0} , ГПа	σ_{g0} , ГПа	σ_1 , ГПа	\dot{N}_0 , см ⁻³ · с ⁻¹	η_0 , Па·с	R_{nucl} , см	$\omega_{кр}$
1	1,8	0,15	0,2	$3,5 \cdot 10^{11}$	114,0	$1,1 \cdot 10^{-4}$	0,1
2	1,5	0,15	0,2	$3,5 \cdot 10^{11}$	40,0	$3,5 \cdot 10^{-4}$	0,1

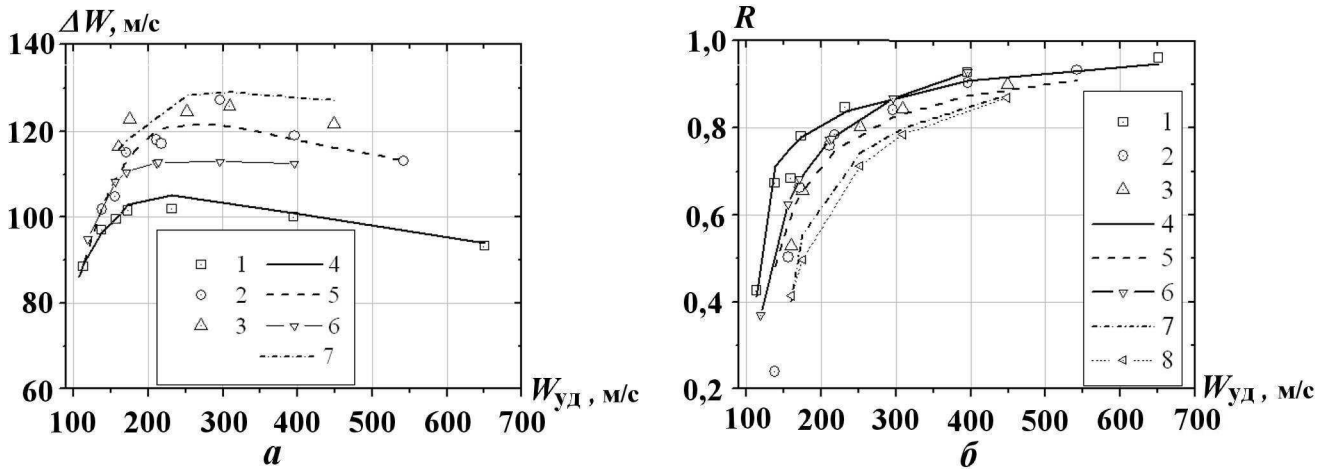


Рис. 4. Сравнение расчетных и экспериментальных [24] характеристик ΔW (а) и R (б) армко-железа: 1 — эксперимент, $\Delta_{уд} = 4$ мм, $\Delta_{обр} = 8$ мм; 2 — эксперимент, $\Delta_{уд} = 2$ мм, $\Delta_{обр} = 4$ мм; 3 — эксперимент, $\Delta_{уд} = 1$ мм, $\Delta_{обр} = 2$ мм; 4 — расчет с модифицированной моделью, $\Delta_{уд} = 4$ мм, $\Delta_{обр} = 8$ мм; 5 — расчет с модифицированной моделью, $\Delta_{уд} = 2$ мм, $\Delta_{обр} = 4$ мм; 6 — расчет из [29], $\Delta_{уд} = 2$ мм, $\Delta_{обр} = 4$ мм; 7 — расчет с модифицированной моделью, $\Delta_{уд} = 1$ мм, $\Delta_{обр} = 2$ мм; 8 — расчет из [29], $\Delta_{уд} = 1$ мм, $\Delta_{обр} = 2$ мм

тверждается сравнением расчетных и экспериментальных зависимостей $W(t)$, относящихся ко второй группе данных (рис. 6, 7). Расчеты с использованием модифицированной модели хрупкого откольного разрушения адекватно согласуются с кривыми $W(t)$ скорости движения свободной поверхности образцов, зарегистрированными для армко-железа [22] и чистого железа [21] в опытах по соударению пластин при нормальной

и повышенной начальной температуре пластин-образцов. Имеет место корректное описание как амплитудных (первый минимум, второй максимум), так и временных (время выхода *откольного импульса*) характеристик экспериментальных зависимостей $W(t)$.

Напротив, в случае применения немодифицированной модели разрушения (уравнения (1)–(6)) наблюдается существенное завышение в расчете разницы между первым минимумом и

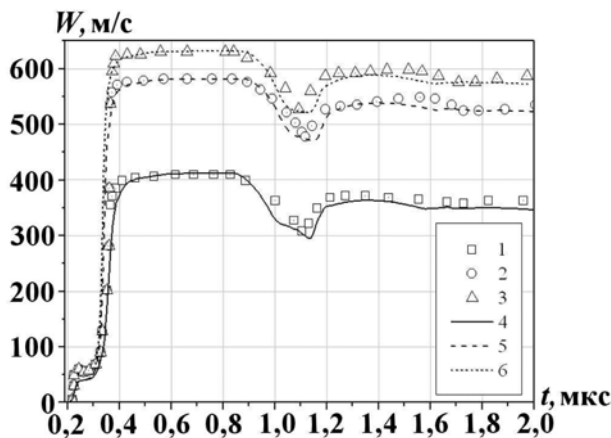


Рис. 5. Сравнение расчетных и экспериментальных [25] зависимостей скорости движения свободной поверхности образцов высокочистого железа ($\Delta_{уд} = 2$ мм, $\Delta_{обр} = 4$ мм) от времени: 1 — эксперимент, $\sigma_H = 7$ ГПа; 2 — эксперимент, $\sigma_H = 10$ ГПа; 3 — эксперимент, $\sigma_H = 11$ ГПа; 4 — расчет, $\sigma_H = 7$ ГПа; 5 — расчет, $\sigma_H = 10$ ГПа; 6 — расчет, $\sigma_H = 11$ ГПа

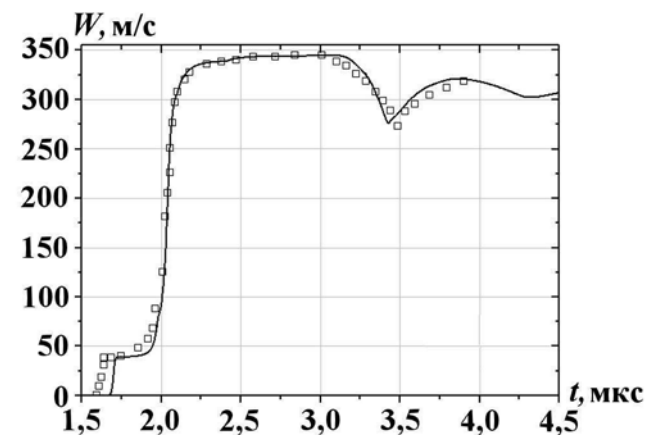


Рис. 6. Сравнение расчетной и экспериментальной [22] зависимостей скорости движения свободной поверхности образцов железа (ударник — алюминий, $\Delta_{уд} = 5$ мм; $W_{уд} = 590 \pm 10$ м/с; $\Delta_{обр} = 10$ мм; $T_{нач} = 293$ К): \square — эксперимент (емкостный датчик); — — расчет с модифицированной моделью

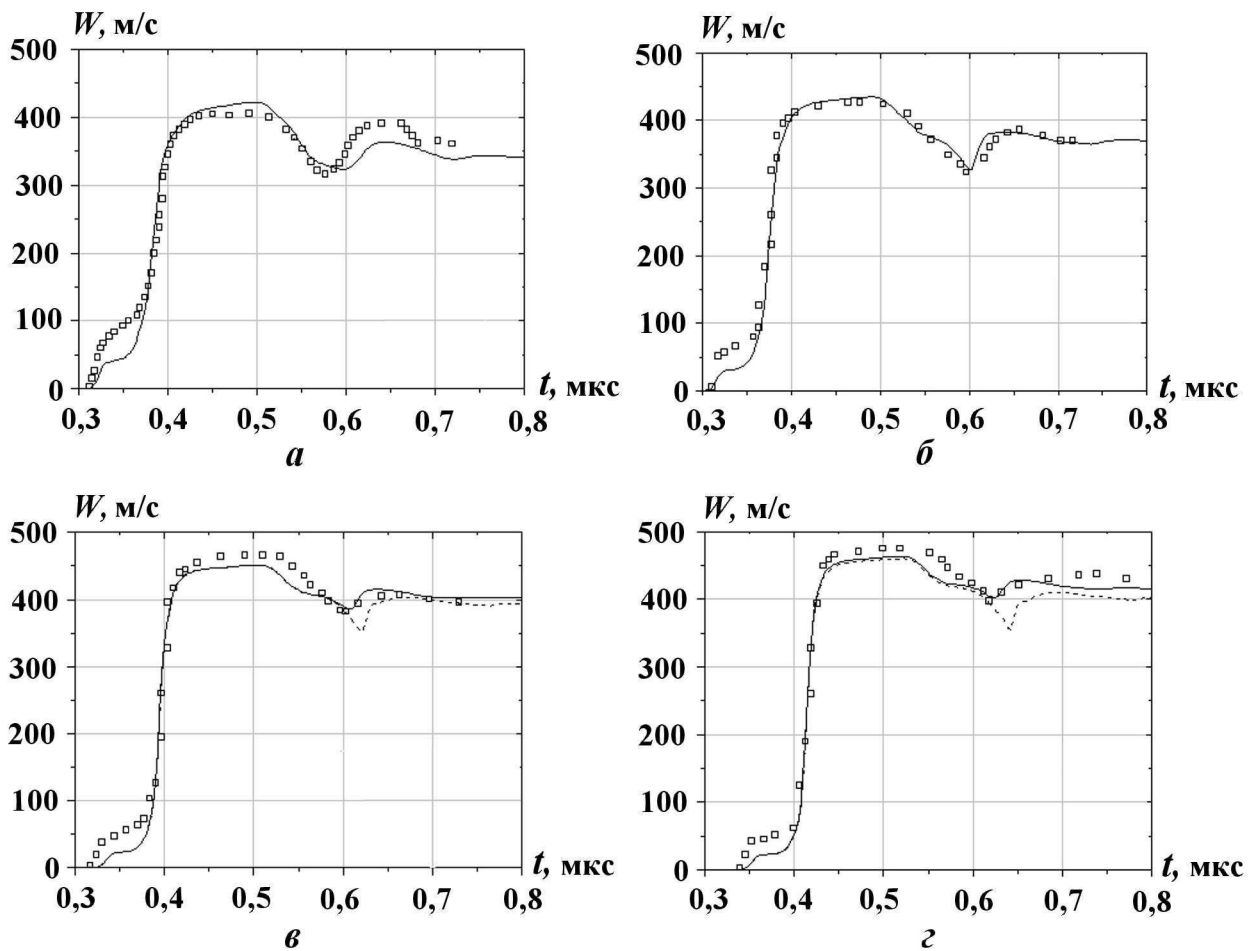


Рис. 7. Сравнение расчетных и экспериментальных [21] профилей скорости свободной поверхности образцов железа (ударник — медь, $\Delta_{уд} = 0,5$ мм): *a* — $W_{уд} = 444$ м/с; $\Delta_{обр} = 1,918$ мм; $T_{нач} = 296$ К; *б* — $W_{уд} = 441$ м/с; $\Delta_{обр} = 1,831$ мм; $T_{нач} = 677$ К; *в* — $W_{уд} = 444$ м/с; $\Delta_{обр} = 1,901$ мм; $T_{нач} = 981$ К; *г* — $W_{уд} = 455$ м/с; $\Delta_{обр} = 1,993$ мм; $T_{нач} = 1025$ К; \square — эксперимент (VISAR); — — — расчет с модифицированной моделью; - - - - расчет с немодифицированной моделью

первым максимумом зависимостей $W(t)$ (см. рис. 7, в, г).

Заключение

Исходя из выявленной для многих металлов тенденции поведения откольной прочности — ее практического постоянства в широком диапазоне изменения начальной температуры образцов и катастрофического падения при приближении к температуре плавления или температуре фазового перехода, предложена модификация кинетической модели хрупкого откольного разрушения, учитывающая влияние температуры на сопротивление железа импульсным растягивающим напряжениям. Модификация заключается во введении зависимостей от температуры

для трех из шести ее параметров. В рамках настоящей работы предложен и обоснован аналитический вид этих зависимостей и значения входящих в них констант на основе имеющейся экспериментальной информации о влиянии температуры на откольную прочность железа. Показано, что использование модифицированной модели позволяет адекватно описывать отклик чистого железа на импульсное растяжение в диапазоне начальных температур $T = 273 \div 1025$ К и напряжений на фронте ударной волны $\sigma = 1 \div 13$ ГПа.

Автор выражает благодарность старшему научному сотруднику РФЯЦ-ВНИИЭФ С. С. Надежину за помощь при внедрении модели в программный комплекс ДРАКОН.

Список литературы

1. *Gray III G. T.* Material response to shock/dynamic loading: windows into kinetic and stress-state effects on defect generation and damage evolution // Proc. of APS Conf. "Shock Compression of Condensed Matter — 2011" / Ed. by M. L. Elert, W. T. Buttler, J. P. Borg et. al. Melville, New York: American Institute of Physics, 2012. P. 19—26.
2. *Curran D. R., Seaman L., Shockey D.* Dynamic failure of solids // Phys. Reports. 1987. Vol. 147, No 5—6. P. 253—388.
3. *Shockey D. A., Curran D. R., Seaman L. et al.* Failure of rock under high tensile loads // Int. J. Rock Mech. Sci. Geomech. 1974. Vol. 11. P. 303—317.
4. *Barbee T., Seaman L., Crewdson R., Curran D.* Dynamic fracture criteria for ductile and brittle metals // J. Materials. 1972. Vol. 7, No 3. P. 393—401.
5. *Seaman L., Curran D. R., Shockey A.* Computational models for ductile and brittle fracture // J. Appl. Phys. 1976. Vol. 47, No 11. P. 4814—4826.
6. *Seaman L., Curran D. R., Murri W. J.* A Continuum model for dynamic tensile microfracture and fragmentation // J. Appl. Mech. 1985. Vol. 52, No 3. P. 593—600.
7. *Глушак Б. Л., Трунин И. Р., Новиков С. А., Рузанов А. И.* Численное моделирование откольного разрушения металлов // Фракталы в прикладной физике / Под ред. А. Е. Дубинова. Арзамас-16: ВНИИЭФ, 1995. С. 59—122.
8. *Глушак Б. Л., Игнатова О. Н.* Упруговязкопластическая модель динамического деформирования ^{238}U и его сплава с Мо // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1998. Вып. 2. С. 45—49.
9. *Туранова О. А., Nadezhin S. S.* Numerical analysis of temperature effect on spall in natural uranium // Int. Conf. "New Models and Hydrocodes for Shock Wave Processes in Condensed Matter". Paris, France. May 24—28, 2010. <http://www.epj-conferences.org/articles/epjconf/abs/2010/09/contents/contents.html>.
10. *Голубев В. К., Новиков С. А. и др.* Влияние температуры и времени нагружения на прочность и разрушение железа и сталей Ст.3 и 12Х18Н10Т при отколе // Проблемы прочности. 1985. № 6. С. 28—34.
11. *Канель Г. И., Разоренов С. В., Уткин А. В., Фортвов В. Е.* Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К, 1996.
12. *Zaretsky E., Herrman B., Shvarts D.* Dynamic response of high temperature uranium phases // Proc. of the APS Conf. "Shock Compression of Condensed Matter — 2005" / Ed. by M. D. Furnish, M. Elert, T. P. Russel, C. T. White. Melville, New York: American Institute of Physics, 2006. P. 292—295.
13. *Соколов С. С.* Феноменологическая модель кинетики развития поврежденности в твердых материалах при импульсных воздействиях // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2012. Вып. 4. С. 13—26.
14. *Абакумов А. И., Низовцев П. Н., Певницкий А. В., Соловьев В. П.* Программный комплекс ДРАКОН для расчета упругопластических течений при ударно-волновом нагружении в двумерном и трехмерном приближении // Межд. конф. "IV Забабахинские науч. чтения": сб. тезисов. Снежинск, 1995. С. 227—228.
15. *Gokcen N. A., Reddy R. G.* Thermodynamics. 2nd ed. New York: Springer, 1996. P. 352.
16. *Новиков С. А., Дивнов И. И., Иванов А. Г.* Исследование структуры ударных волн сжатия в железе и стали // ЖЭТФ. 1964. Т. 47, № 3. С. 814—816.
17. *Ананьин А. В., Дремин А. Н., Канель Г. И.* Полиморфное превращение железа в ударной волне // ФГВ. 1981. № 3. С. 93—102.
18. *Альтшулер Л. В., Баканова А. А., Дудолов И. П. и др.* Ударные адиабаты металлов. Новые данные, статистический анализ и общие закономерности // ПМТФ. 1981. № 2. С. 3—34.
19. *Barker L. M., Hollenbach R. E.* Shock wave study of the α - ϵ phase transition in iron // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45, No 11. P. 4872—4887.

20. *Tonkov E. Yu., Ponyatovsky E. G.* Phase Transformations of Elements Under High Pressure. Boca Raton, Florida, USA: CRC PRESS, 2005.
21. *Zaretsky E. B.* Shock response of iron between 143 and 1275 K // *J. Appl. Phys.* 2009. Vol. 106. P. 023510.
22. *Канель Г. И., Щербань В. В.* Пластическая деформация и откольное разрушение железа "армко" в ударной волне // *ФГВ.* 1980. Т. 16, № 4. С. 93—103.
23. *Канель Г. И., Разоренов С. В., Фортвов В. Е.* Откольная прочность металлов в широком диапазоне амплитуд ударной нагрузки // *Докл. АН СССР.* 1987. Т. 294, № 2. С. 350—352.
24. *Arnold W., Held M., Stilp A. J.* Spallation behavior of armco iron // *Proc. of APS Conf. "Shock Compression of Condensed Matter — 1989"* / Ed. by S. C. Schmidt, J. N. Johnson, L. W. Davidson. Amsterdam: Elsevier Science Publishers, 1990. P. 421—424.
25. *Veaser L. R., Gray III G. T., Vorthman J. E. et al.* High pressure response of a high-purity iron // *Proc. of APS Conf. "Shock Compression of Condensed Matter — 1999"* / Ed. by M. D. Furnish, L. C. Chhabildas, R. S. Hixson. Melville, New York: American Institute of Physics, 2000. P. 73—76.
26. *Voltz C., Roy G.* Study of spalling for high purity iron below and above shock induced α - ϵ phase transition // *Proc. of APS Conf. "Shock Compression of Condensed Matter — 2003"* / Ed. by M. D. Furnish, Y. M. Gupta, J. W. Forbes. Melville, New York: American Institute of Physics, 2004. P. 511—514.
27. *Razorenov S. V., Kanel G. I., Savinykh A. S., Fortov V. E.* Large tension and strength of iron in different structure states // *Proc. of APS Conf. "Shock Compression of Condensed Matter — 2005"* / Ed. by M. D. Furnish, M. Elert, T. P. Russel, C. T. White. Melville, New York: American Institute of Physics, 2006. P. 650—653.
28. *Barker L. M., Hollenbach R. E.* Interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface // *J. Appl. Phys.* 1972. Vol. 43, No 11. P. 4669—4675.
29. *Трунин И. Р., Корицкая С. В., Арнолд В.* Расчетно-экспериментальное исследование деформирования и разрушения железа Армсо-80 при высокоскоростном ударном нагружении: Препринт № 75—2000. Саратов: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2000.

Статья поступила в редакцию 10.09.14.

MODIFIED KINETIC MODEL OF BRITTLE SPALLATION / О. А. Tyupanova (FSUE "RFNC-VNIIEF", Sarov, Nizhny Novgorod Region).

The kinetic model of brittle spallation (NAG type) has been modified for the accounting of the temperature factor effect on the metal resistance to pulse tension. The modification has been carried out by the introduction of the temperature dependences of three model parameters. Previously these parameters – threshold pressures of micro-crack nucleation and growth, as well as viscosity – were considered as constants. The paper shows that using the modified model enables the correct description of the pure iron spallation process within the temperature range of $T = 273 \div 1025$ K and within the shock range $\sigma = 1 \div 13$ GPa, where the change of the fracture character is registered (from brittle to viscous).

Keywords: brittle spallation, temperature effect, modified model, iron.