

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ОТКОЛЬНОЙ ПРОЧНОСТИ

А. М. Молодец, А. Н. Дремин

(Черноголовка)

В [1] предложена трактовка докритической [2] стадии откола с позиций кинетической концепции прочности [3]. Согласно этой трактовке, докритическая стадия откола представляет собой физический аналог термоактивационной стадии образования и накопления зародышевых несплошностей в квазистатических условиях. При этом считается, что в течение времени t этой стадии средний уровень локальных напряжений $\sigma_L = \sigma_L(t)$ связан с макроскопическим напряжением $\sigma = \sigma(t)$ релаксационной зависимостью

$$\sigma_L = q\sigma, \quad (1)$$

где q — зависящий от времени коэффициент перенапряжений

$$q = 1 + \kappa_0 \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{1}{\alpha} \left(\frac{t}{\Theta_0} \right)^\alpha \right] \right\}. \quad (2)$$

В соотношении (2) κ_0 , α , Θ_0 — параметры, из которых подгончными по существу являются только два последних — α и Θ_0 .

С помощью соотношений (1) и (2) в [1] на основе уравнения Журкова

$$\tau = \tau_0 \exp [(u_0 - \gamma\sigma)/RT] \quad (3)$$

получена критериальная зависимость между временем $\tau^* - \tau_0^*$ термоактивационной стадии откола и значением напряжения $\sigma^* = \sigma(\tau^*)$ (т. е. откольной прочностью) в момент окончания этой стадии. Время $\tau^* - \tau_0^* = \tau^*$, если положить $\tau_0^* = 0$ (рис. 1). Эта критериальная зависимость, если скорость изменения растягивающего напряжения постоянна, как на рис. 1, может быть записана [1] в виде

$$\gamma_a q \sigma^* = \ln \gamma_a q \sigma^* - \ln \frac{\tau^*}{\tau_0} + \ln \left[\left(\frac{\kappa_0 + 1}{q} - 1 \right) \left(\frac{\tau^*}{\Theta_0} \right)^\alpha + 1 \right] + \frac{u_0}{RT}. \quad (4)$$

Соотношение (4) представляет собой зависимость (14) из [1]. В предполо-

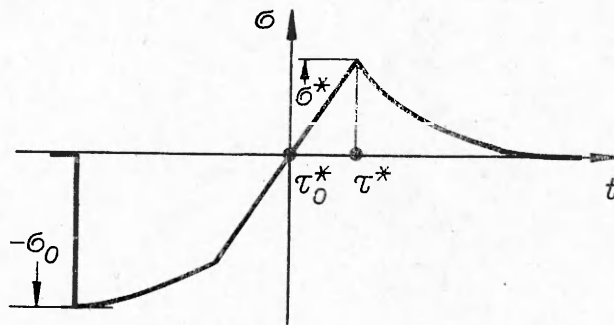


Рис. 1. Длительность $\tau^* - \tau_0^*$ термоактивационной стадии откола при плоском одномерном нагружении импульсом сжатия с амплитудой $-\sigma_0$. Растягивающие напряжения приняты положительными.

— история макроскопического напряжения σ в плоскости откола, расположенной на расстоянии l_* от свободной поверхности (обычно $\tau^* - \tau_0^* = \tau^* \leq$

$$\leq \frac{\sigma^*}{|\sigma_0|} l \left(\frac{1}{c_0} - \frac{1}{c_2} \right), \text{ где } \tau_0^* = 0, \quad c_0 \text{ — объемная ско-}$$

рость звука, c_2 — продольная скорость звука.

Металл	u_0 , эВ	γ , 10^{-29} м^3	τ_0 , с	E , ГПа	α	Θ_0 , с	E_0 , ГПа	β , 10^{-1} К^{-1}	T_0 , К	τ^* , с
Cu	3,56	161	10^{-13}	125,0	0,359	$10^{-4,92}$	125,0	6,24	300	$10^{-7,5}$
Fe	4,4	168	10^{-13}	200,0	0,309	$10^{-3,92}$	20,0	6,083	300	$10^{-7,5}$
Ni	3,83	140	10^{-13}	205,0	0,33015	$10^{-4,66}$	—	—	—	$10^{-7,5}$
Al	2,2	147	10^{-13}	72,0	0,478	$10^{-5,70}$	72,0	6,698	300	$10^{-7,5}$

П р и м е ч а н и е. Для перевода величин u_0 , γ в систему СИ использовались соотношения $1 \text{ ккал/моль} = 4,4 \cdot 10^{-2} \text{ эВ}$ и $1 \text{ ккал} \cdot \text{мм}^2 / (\text{моль} \cdot \text{кг}) = 7 \cdot 10^{-28} \text{ м}^3$; значения u_0 , γ брались из [3].

леднем члене (14) из [1] под знаком логарифма выполнена операция дифференцирования, после чего это выражение приобретает вид (4), где $\gamma_a = u_0/RT$; σ_T — теоретическая прочность, равная $0,1 E$; E — модуль Юнга; u_0 , R , τ_0 , T — те же, что и в уравнении (3), а именно: u_0 — энергия активации при нулевом напряжении, R — газовая постоянная, $\tau_0 = 10^{-13}$; T — абсолютная температура. Коэффициент q определяется соотношением (2); κ_0 , α , Θ_0 , входящие в (4), те же, что и в (2), причем

$$\kappa_0 = (\gamma \sigma_T / u_0) - 1, \quad (5)$$

где σ_T , u_0 имеют прежние значения, а γ — структурно чувствительный коэффициент из (3).

Итак, в (4) остаются два неизвестных параметра α и Θ_0 . Однако, задавшись значением T и имея набор откольных экспериментальных данных при этой температуре, можно определить α и Θ_0 и, следовательно, задать зависимость (4) с известными числовыми значениями всех параметров. Эта процедура проделана в [1] на примере меди. Аналогично полученные значения α и Θ_0 для Al, Ni, Fe представлены в таблице, а на рис. 2 приведены кривые (4) и соответствующие экспериментальные данные, использованные для вычисления α и Θ_0 .

Имея зависимость (4) с известными коэффициентами при одной температуре, можно попытаться представить, как будет изменяться откольная прочность с температурой. Иными словами, выражение (4) дает основу для конкретных предположений о характере температурной зависимости откольной прочности $\sigma^*(T)$ и позволяет довести следствия из этих предположений до количественного сопоставления с экспериментом. Это и является целью данной работы.

Зафиксируем в (4) значение τ^* и обсудим температурную зависимость параметров u_0 , γ , τ_0 , теоретической прочности σ_T и параметров α и Θ_0 . Предположим, что при отколе температура не влияет на величины u_0 , γ , τ_0 с той же степенью точности, что и при квазистатическом разрушении [3]. На теоретическую прочность температура должна влиять вследствие температурной зависимости физических характеристик, определяющих эту величину — упругих модулей, параметров решетки, поверхностной энергии. Однако, ограничившись используемой выше оценкой теоретической прочности $\sigma_T = 0,1 E$, примем во внимание лишь зависимость модуля Юнга от температуры. Как известно (см. например, [9]), величина $E(T)$ при температурах выше комнатной и в отсутствие фазовых переходов близка к линейной. Так, при $300 \leq T \leq 1200 \text{ К}$ зависимость $E(T)$ для таких металлов, как Al, Cu, Fe можно представить в виде

$$E(T) \approx E_0[1 - \beta(T - T_0)], \quad (6)$$

где коэффициенты E_0 , T_0 и β для некоторых металлов приведены в таблице.

Примем как простейшее приближение, что параметры α и Θ_0 не зависят от температуры. Конечно, здесь возможны альтернативы. Однако,

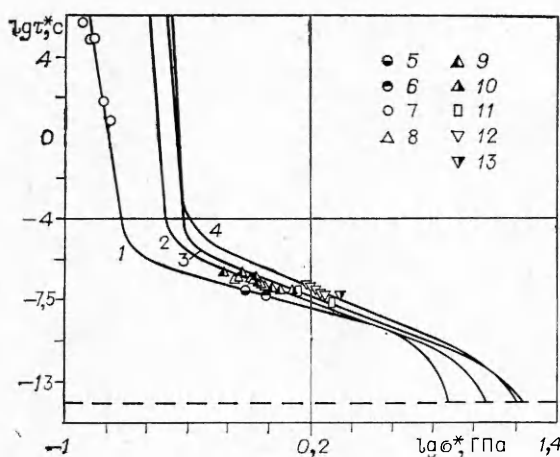


Рис. 2. Временная зависимость прочности при активном нагружении и $T = 300$ К для Al (1), Cu (2), Ni (3), Fe (4).

5, 6, 8–13 — экспериментальные данные по отколу: 5 — алюминий АД1, 6 — АД1 [4], 8 — медь М1 [5], 9 — медь (ОГНС) (данные Смита, приведенные в [6]), 10 — медь М1, 11 — никель НП2, 12 — железо армо [7], 13 — железо армо (5, 10, 11, 13 — наши данные; 7 — квазистатические данные для Al из [8]).

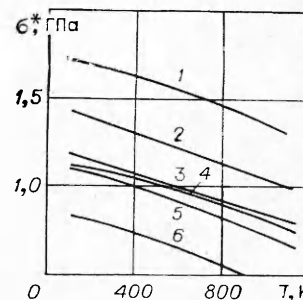


Рис. 3. Температурная зависимость откольной прочности.

1–3 — расчет по формулам (4), (7), (8) соответственно для меди; 4, 6 — зависимости (4) соответственно для алюминия АД1 и железа армо; 5 — график зависимости (8) для никеля НП2.

зависимости откольной прочности от температуры или для дальнейших разработок.

На рис. 3 представлена температурная зависимость откольной прочности в виде графиков (4), построенных с использованием численных значений из таблицы. В качестве τ^* взято значение $\tau^* = 10^{-7.5}$ с, что является характерной величиной для откольных экспериментов (см. рис. 2). В данном случае можно пользоваться упрощенным выражением (4). Так, в [10] показано, что предпоследний член в (4) мал и его можно опустить. Пренебрегая также логарифмом $\gamma_a q \sigma^*$ по сравнению с самой величиной, запишем (4) в виде

$$\gamma_a q \sigma^* \approx -\ln \frac{\tau^*}{\tau_0} + \frac{u_0}{RT}$$

или, раскрывая обозначения,

$$\sigma^* \approx \frac{\sigma_m}{q} \left(1 - T \frac{R}{u_0} \ln \frac{\tau^*}{\tau_0} \right). \quad (7)$$

Наконец, если учесть, что q при данных таблицы составляет ~ 10 , можно записать с учетом (2) и (5)

$$q = 1 + \kappa_0 \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{1}{\alpha} \left(\frac{\tau^*}{\Theta_0} \right)^\alpha \right] \right\} = 1 + \left(\frac{\gamma \sigma_m}{u_0} - 1 \right) \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{1}{\alpha} \left(\frac{\tau^*}{\Theta_0} \right)^\alpha \right] \right\} \approx \frac{\gamma \sigma_m}{u_0} \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{1}{\alpha} \left(\frac{\tau^*}{\Theta_0} \right)^\alpha \right] \right\}.$$

Подставляя это значение q в (7), получим

$$\sigma^* \approx \frac{u_0}{\gamma \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{1}{\alpha} \left(\frac{\tau^*}{\Theta_0} \right)^\alpha \right] \right\}} \left(1 - T \frac{R}{u_0} \ln \frac{\tau^*}{\tau_0} \right). \quad (8)$$

На рис. 3 проведено сравнение зависимостей (4), (7), (8) на примере меди, для которой величины α и Θ_0 определены с большей надежностью, чем для остальных металлов. Видно, что по сравнению с формулой (4) при выбранном значении τ^* выражение (7) является верхней, а выражение (8) нижней оценкой $\sigma^*(T)$. Кроме этого, все кривые незначитель-

но отличаются друг от друга. Такая же ситуация имеет место и для Al и Fe.

О справедливости полученной зависимости лучше всего судить по данным об откольной прочности, получаемым из непрерывной регистрации скорости свободной поверхности или напряжения при разных температурах. Подобные эксперименты проводились в [11] при $T \approx 293$ и 593 К на Al, причем разницы в откольной прочности не наблюдалось. Судя по толщинам откольных пластин и скоростей соударения, длительность докритической стадии откола в [11] составляла $\approx 10^{-7,5}$ с, что позволяет сопоставить эти данные с рис. 3. График дает для Al $\sigma^* = 0,78$ и $0,65$ ГПа/соответственно при температурах 293 и 593 К, т. е. изменение откольной прочности в данном случае составляет всего $\approx 0,05$ ГПа на 100 К. Таким образом, в рамках принятых допущений, зависимость $\sigma^*(T)$ незначительна. Наверное, малость эффекта и была причиной того, что в [11] не удалось зарегистрировать температурную зависимость откольной прочности.

Существует еще один тип откольных экспериментов, где изучается роль температуры в процессе откольного разрушения. Так, авторами [12] выполнены обширные исследования по влиянию температуры на уровень поврежденности сохраненных после ударного воздействия металлических образцов. По данным [12] в [13] приводятся амплитуды растягивающих напряжений, при которых визуальное не наблюдалось откольное разрушение при разных температурах. Казалось бы, можно привлечь эти данные для проверки сделанных на основе (4) предположений о температурной зависимости $\sigma^*(T)$. Однако прежде следует замечание. Дело в том, что в рамках трактовки [1,2] величина откольной прочности соответствует такому уровню поврежденности, когда материал перестает сопротивляться растяжению, и в нем начинается интенсивная релаксация напряжений. Заранее указать, какому уровню поврежденности сохраненного образца соответствует это состояние материала при импульсном нагружении, трудно. Но не исключено, что критическое состояние при отколе характеризуется так же, как и в квазистатическом случае предельной концентрацией микротрещин размером $\sim 10^{-7}$ м. Если это так, то наблюдаемый при небольших увеличениях минимальный уровень поврежденности сохраненных образцов может оказаться гораздо выше критического.

В то же время ясно, что величина растягивающего напряжения, определенная с привлечением информации о сохраненных образцах, как в [12], тесно связана с разрешающей способностью используемой диагностики уровня поврежденности — чем выше эта способность, тем ниже будут минимальные напряжения, при которых не наблюдается поврежденности. При некотором уровне возможно совпадение определенных таким способом напряжений с температурной зависимостью откольной прочности σ^* , вероятно, этот уровень и следует считать критическим. По-видимому, близкая ситуация имела место в экспериментах Смита при комнатной температуре, поскольку его данные по зарождающемуся отколу в меди хорошо согласуются со значениями откольной прочности (см. экспериментальные точки 8—10 на рис. 2). Но, вообще говоря, откольная прочность в трактовке [1, 2] и напряжение, при котором визуальное не наблюдается откол в [12], по физическому содержанию не являются тождественными. Поэтому тривиальное сравнение результатов [12] и настоящей работы выполнить не удастся. Отметим лишь некоторые факты. При температурах выше комнатной температурная зависимость откольной прочности на рис. 3 уменьшается с увеличением температуры, т. е. качественно подобна температурной зависимости напряжений [12]. При температурах в области комнатной в [12] для некоторых металлов (медь, Ст. 3) наблюдается максимум напряжений, в то время, как графики рис. 3 имеют монотонный характер. Наконец, амплитуды напряжений из [12] при всех температурах существенно (в ~ 3 раза) превышают величины откольной прочности на рис. 3. Однако в

силу сделанного замечания эти различия не могут служить поводом для радикальной критики высказанных в данной работе соображений.

Таким образом, установленная в рамках [1, 2] температурная зависимость откольной прочности не противоречит имеющимся экспериментальным данным и в первом приближении оказывается незначительной.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Молодец, А. Н. Дремин. Докл. АН СССР, 1982, 265, 6, 1385.
2. А. М. Молодец, А. Н. Дремин. Докл. АН СССР, 1979, 249, 6, 1361.
3. В. Р. Регель, А. И. Слуцкер, Э. Е. Томашевский. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1974.
4. Г. И. Канель. ФГВ, 1982, 18, 3, 77.
5. В. И. Романченко, Г. В. Степанов. ПМТФ, 1980, 4, 141.
6. В. М. Бучер и др. РТК, 1964, 6, 3.
7. Г. И. Канель, В. В. Щербань. ФГВ, 1980, 16, 4, 93.
8. С. Н. Журков, Э. Е. Томашевский. — В кн.: Некоторые проблемы прочности твердого тела. М.: Изд-во АН СССР, 1959.
9. М. Л. Бернштейн, В. А. Займовский. Структура и механические свойства металлов. М.: Металлургия, 1970.
10. А. М. Молодец, А. Н. Дремин. ФГВ, 1983, 19, 1.
11. Н. А. Златин, Г. С. Пугачев, С. М. Мочалов и др. ФТТ, 17, 9, 2599.
12. В. К. Голубев, С. А. Новиков, В. А. Синицын и др. ПМТФ, 1980, 4, 136.
13. С. А. Новиков. ПМТФ, 1981, 3, 109.

УДК 546.26—162

ДЕТОНАЦИОННЫЙ СИНТЕЗ СВЕРХТВЕРДЫХ МАТЕРИАЛОВ

В. Н. Дробышев

(Черноголовка)

подавляющее большинство известных способов получения сверхтвердых материалов в динамических условиях основано на использовании ударных волн (УВ). Исходные вещества помещают в прочные металлические плоские или цилиндрические контейнеры, в стенках которых генерируют УВ детонацией зарядов взрывчатых веществ (ВВ), находящихся в контакте с ампулами, или ударом о стенки ампул тел, разогнанных продуктами детонации ВВ до больших скоростей. При этом УВ входят в превращаемое вещество и сжимают его до возникновения требуемых для фазового превращения величин давлений и температур. Таким образом, детонация ВВ используется косвенно как внешний источник энергии для создания УВ.

Целью настоящей работы является непосредственное использование высоких давлений и температур, развивающихся при детонации конденсированных ВВ, для синтеза СТМ.

Согласно гидродинамической теории, детонационная волна состоит из ударного фронта, за которым следуют зона химической реакции и затем область разлета продуктов детонации. Развивающиеся при детонации давления и температуры, размеры зоны и время химической реакции зависят в основном от мощности ВВ и плотности заряда. Например, у мощных ВВ максимальное давление во фронте достигает 60 ГПа, снижаясь в конце зоны реакции до 30 ГПа. Минимальное давление у маломощных ВВ малой плотности может иметь значение 3 ГПа. Точный расчет температур и их экспериментальное определение затруднены, однако по оценкам они могут составлять $(2 \div 6) \cdot 10^3$ К. Размеры зоны химической реакции изменяются от долей до нескольких миллиметров, а время не превышает 1 мкс.

Сопоставление рассмотренных выше данных с p , T -диаграммами состояния углерода и нитрида бора показало, что область детонационных параметров (p , T) расположена в области стабильности СТМ и синтеза СТМ в статических условиях. Существенно, что детонационные парамет-