

ОСОБЕННОСТИ УДАРНО-ВОЛНОВОГО ОТКОЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ПРОЧНОСТИ И КОНЦЕПЦИИ НЕОБРАТИМОСТИ НАКОПЛЕНИЯ ПОВРЕЖДЕННОСТИ

С. В. Михайлов

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Получена аналитическая зависимость откольной прочности от градиента напряжения в волне растяжения, качественно соответствующая виду экспериментальных зависимостей. Выведен уточненный вариант формулы для определения толщины откола по первому участку убывания скорости свободной поверхности на экспериментальных диаграммах скорость–время. Отмечена неустойчивость результатов определения толщин отколов по этому участку осциллограмм, возможно обусловленная колебаниями значений параметра прочности материала, связанными с малыми вариациями технологии изготовления образцов. Кроме того, показано наличие зон сплошного разрушения между первым откольным слоем и остаточной частью образца. Дана трактовка обнаруженного в экспериментах эффекта убывания толщины откола в процессе его полета с позиции модели необратимого накопления поврежденности материала в процессе ударно-волнового деформирования.

Ключевые слова: ударно-волновое откольное разрушение, акустическое приближение, кинетическая теория прочности, накопление поврежденности.

В докладе [1] на XV Харитоновских чтениях была дана сводка результатов нескольких серий экспериментов по ударно-волновому откольному разрушению бериллия. Результаты этих экспериментов имеют особенности, которым в настоящей работе дается объяснение с точки зрения кинетической теории прочности [2] и представлений в рамках бинарной концепции разрушения [3] о необратимом накоплении поврежденности.

Как известно из результатов экспериментов по откольному разрушению металлов [4], растягивающее напряжение σ , при котором происходит откол, или откольная прочность металлов $\sigma_{\text{отк}}$, зависит от скорости падения напряжения $d\sigma/dt$ за фронтом выходящей на свободную поверхность материала ударной волны (УВ). На самом деле $\sigma_{\text{отк}}$ зависит от градиента напряжения $\nabla\sigma$ в волне растяжения, распространяющейся вглубь образца после выхода на его свободную поверхность УВ со спадающим профилем. В акустическом приближении [5] указанный градиент пропорционален скорости падения напряжения $\nabla\sigma \propto d\sigma/dt$.

Применим представления кинетической теории прочности [2] к описанию зависимостей $\sigma_{\text{отк}}(\nabla\sigma)$. Для этого воспользуемся известной формулой Журкова для долговечности материала τ под действием растягивающего напряжения σ :

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{U_0 - \gamma\sigma}{kT}\right). \quad (1)$$

Здесь k – постоянная Больцмана; T – температура; τ_0 , U_0 и γ – константы вещества. Как отмечено в статье [4], в акустическом приближении растягивающее напряжение в сечении будущего откола *постоянно* во времени. Поэтому с помощью формулы (1) в акустическом приближении для откольного процесса можно получить следующую закономерность:

$$\nabla\sigma = \frac{kT}{\gamma c \tau(\sigma_{\text{отк}})}, \quad (2)$$

где $\tau(\sigma)$ берется из (1), а c – объемная скорость звука. Отсюда

$$\sigma_{\text{отк}} = \frac{U_0}{\gamma} + \frac{kT}{\gamma} \ln \left(\frac{c\gamma \nabla \sigma \tau_0}{kT} \right).$$

Полученная логарифмическая зависимость $\sigma_{\text{отк}}(\nabla \sigma)$ качественно соответствует типу приведенных в [4] для ряда металлов экспериментальных зависимостей откольной прочности от скорости падения напряжения $d\sigma/dt$ за фронтом нагружающего ударно-волнового импульса треугольной формы.

Зависимость (2) получается из следующих соображений. Если отсчитывать время от момента выхода УВ на свободную поверхность образца, то откол на расстоянии x от свободной поверхности произойдет в момент времени t :

$$t = \frac{x}{c} + \tau(\sigma(x)).$$

Как известно (смотри, например, [8]), если амплитуда ударной волны превышает удвоенное значение предела Гюгонио, то разгрузка ударной волны до нулевого давления переводит материал в пластическое состояние и соответственно дальнейшее его растяжение при взаимодействии падающей и отраженной волн разрежения происходит также в пластической, а не упругой области. Поэтому при разгрузке таких сильных УВ распространение вызывающей откол волны растяжения по направлению внутрь образца от свободной поверхности происходит с объемной скоростью звука c , а не с продольной скоростью c_l .

Откол произойдет в точке минимума [4]:

$$\frac{dt}{dx} = \frac{1}{c} + \frac{d\tau}{d\sigma} \frac{d\sigma}{dx} = 0, \quad (3)$$

откуда, с учетом формулы (1), имеем (2). Кроме того, отколы должны успевать происходить и в уже отколовшемся слое в сечениях с координатой $x - \delta x$, значения которой можно найти из следующих соображений. Откол в сечении $x - \delta x$ должен происходить в момент времени $t_{\text{отк}}(x - \delta x) = \frac{x - \delta x}{c} + \tau(x - \delta x)$ через промежутки времени

$$\delta t_{\text{отк}}(\delta x) \equiv t_{\text{отк}}(x - \delta x) - t_{\text{отк}}(x) = \tau(x - \delta x) - \tau(x) - \frac{\delta x}{c} = \tau(x) \left[\exp \left(\frac{\gamma \delta x \nabla \sigma}{kT} \right) - 1 \right] - \frac{\delta x}{c} \quad (4)$$

после откола в сечении с координатой x . Откол в сечениях $x - \delta x$ будет успевать происходить,

если скорость распространения разрушения будет превышать скорость волн сжатия с образующихся в результате отколов свободных поверхностей, т. е. при

$$\frac{d\delta t_{\text{отк}}}{d\delta x} = \frac{1}{c} \left[\exp \left(\frac{\gamma \delta x \nabla \sigma}{kT} \right) - 1 \right] < \frac{1}{c_l},$$

где c_l – продольная скорость звука. Отсюда

$$\delta x < \delta x_* \equiv \frac{kT}{\gamma \nabla \sigma} \ln(c/c_l + 1). \quad (5)$$

Попробуем теперь с помощью данного подхода описать возникновение зоны сплошного откольного разрушения по другую сторону плоскости первоначального откола – по направлению вглубь образца, а не в сторону утонения возникающего откольного слоя. По аналогии с рассмотренным выше явлением утонения возникающего откола (смотри (4)), для зоны сплошного разрушения вглубь образца получаем следующую ($\delta t - \delta y$) зависимость:

$$\begin{aligned} \delta t = t_{\text{отк}}(x + \delta y) - t_{\text{отк}}(x) &= \tau(x + \delta y) - \tau(x) + \frac{\delta y}{c} = \\ &= \frac{\delta y}{c} - \tau(x) \left[1 - \exp \left(-\frac{A\gamma \delta y \nabla \sigma}{RT} \right) \right], \end{aligned}$$

где δy – приращение координаты x , соответствующее возникновению по направлению вглубь образца зоны сплошного разрушения. Соответственно обратная скорость распространения этой волны разрушения

$$\frac{d\delta t}{d\delta y} = \frac{1}{c} - \frac{1}{c} \exp \left(-\frac{A\gamma \delta y \nabla \sigma}{RT} \right) \leq \frac{1}{c_l}.$$

Отсюда
$$\delta y \leq \frac{kT}{\gamma \nabla \sigma} \ln \frac{c_l}{c_l - c}, \quad (6)$$

что для бериллия примерно вдвое больше зоны сплошного разрушения δx_* .

Заметим, что формально из (6) следует бесконечная (т. е. во всю толщину оставшейся части образца) ширина образующейся зоны сплошного откольного разрушения в материалах без упругопластики (в жидкостях). Однако для них в (6) уместно вместо продольной скорости звука c_l подставлять скорость ударной волны $D_{\text{отк}}$, распространяющейся от образующейся плоскости откола. Полагаем в акустическом приближении для материала с «кубической» формой зависимости давле-

ния от плотности [5] $D_{отк} = c + u_{отк}$, где массовая скорость за волной сжатия во фрагментах разрушающегося материала $u_{отк} = \nabla\sigma(x + \delta y)/(pc)$. Отсюда вместо (6) имеем

$$\delta y \leq \frac{kT}{\gamma \nabla\sigma} \ln \frac{\rho c^2}{\nabla\sigma}. \quad (6')$$

Последнее соотношение дает существенно бóльшую при прочих равных условиях ширину зоны сплошного откольного разрушения для неупруго-пластичных материалов (жидкостей) по сравнению с упругими. Еще можно отметить, что как (6), так и (6') дают увеличение ширины зоны δy с уменьшением $\nabla\sigma$.

По поводу определяемой по данным методики VISAR толщины первоначально образующегося откольного слоя в первой серии опытов, описанных в работе [1], заметим следующее. Если определить толщину этого слоя h_0 по интервалу времени Δt_1 от начала движения свободной поверхности образца до минимума скорости перед вторичным ее максимумом на приведенной в [1] осциллограмме скорости свободной поверхности $u_{сн}(t)$, то нужно для этого использовать соотношение

$$\Delta t_1 = \frac{h_0}{c} + \frac{h_0}{c_l} + \tau(h_0),$$

а из (2) –
$$\tau(h_0 + \delta x_*) = \frac{RT}{A\gamma \nabla\sigma},$$

откуда с учетом (5)

$$\tau(h_0) = \frac{RT}{A\gamma c \nabla\sigma} \exp \frac{A\gamma \nabla\sigma \delta x_*}{RT} = \left(\frac{1}{c_l} + \frac{1}{c} \right) \frac{RT}{A\gamma \nabla\sigma};$$

$$h_0 = \frac{\Delta t_1 - \tau(h_0)}{\frac{1}{c} + \frac{1}{c_l}} = \frac{\Delta t_1}{\frac{1}{c} + \frac{1}{c_l}} - \frac{RT}{A\gamma \nabla\sigma}, \quad (7)$$

где h_0 – регистрируемая по первому участку убывания скорости толщина откольного слоя, получаемая по методике VISAR. Таким образом, первоначально образующийся откол, строго говоря, соответствует по толщине не минимуму, определяемому соотношением (3), а несколько смещенной в сторону уменьшения его толщины в соответствии с (7).

Заметим, что толщина откола для второй серии опытов работы [1] определялась в [3] по периоду реверберации упругой волны по первоначально образовавшемуся откольному слою, а не по первому участку убывания скорости на осциллограмме

$u_{сн}(t)$. И понятно, почему авторы работ [1, 4] поступили так: во втором опыте второй серии наблюдается выпадающий из общей закономерности выброс длительности Δt_1 в бóльшую сторону в ~1,5 раза. Возможность такого выброса можно себе представить, исходя из формулы (5). Дело в том, что в книге [2] отмечена для металлов большая чувствительность входящего в эту формулу параметра γ к небольшим вариациям технологии изготовления образцов. Так, изменение температуры отжига в 1,3 раза для чистого алюминия приводила к изменению параметра γ в 1,6 раза (см. табл. 4 из [2]).

Заметим, что толщина откола h_0 , определяемая по первому участку убывания скорости $u_{сн}(t)$, соответствует моменту, когда свободная поверхность образца проходит расстояние $L_0 = \int u_{сн} dt \approx u_{ср0} h_0 / c$, где $u_{ср0}$ – средняя скорость свободной поверхности для первого участка. Толщина откола h_1 , определяемая по периоду реверберации упругой волны по первоначально образовавшемуся откольному слою, соответствует моменту, когда свободная поверхность проходит расстояние $L_1 = L_0 + u_{ср1}(h_0 + h_1)/c_l$, где $u_{ср1}$ – средняя скорость свободной поверхности для участка реверберации, h_1 – толщина откольного слоя в этот момент.

В таблице приведены результаты измерений толщин откольного слоя по первому и второму участку осциллограммы скорости свободной поверхности образца в опытах второй серии, описанных в работе [1] (см. также [6]). При толщинах h_0 в таблице поставлены знаки приближенного равенства, так как они определены без поправки в (7), связанной с запаздыванием разрушения.

Толщины отколов в зависимости от пройденного пути во второй серии опытов работы [1]

Номер опыта	L_0	h_0	L_1	h_1	$h_{рг}$	$h_{мнг}$
	мм					
1	0,35	≈1,0	0,75	1,0±0,1	1,1±0,1	1,2±0,2
2	0,55	≈1,5	1,05	1,0±0,1	1,1±0,1	1,2±0,2
3	0,45	≈1,2	0,95	1,2±0,1	1,2±0,1	1,2±0,2

Обозначения: $h_{рг}$ – толщина откола по данным рентгенографии из [3]; $h_{мнг}$ – толщина откола по данным манганиновой методики из [3].

Таким образом, во втором опыте второй серии экспериментов, описанных в работе [1], получено

уменьшение в $\sim 1,5$ раза толщины откольного слоя с момента его образования до момента, когда свободная поверхность образца дополнительно проходит расстояние $\Delta L = L_1 - L_0 \sim 0,5$ мм. «Доразрушение» откольного слоя происходит в упругой волне сжатия-растяжения. Понять причины такого доразрушения можно с точки зрения модели накопления сдвиговой поврежденности, описанной, например, в [3]. В этой модели вводится критерий разрушения на сдвиговых деформациях – так называемый деформационный запас сдвиговой прочности

$$\epsilon_{кр} = \int |\dot{\epsilon}_{сдв}|^{\max} dt,$$

где $|\dot{\epsilon}_{сдв}|^{\max}$ – максимальный в каждый данный момент модуль скорости накопления сдвиговой деформации в данной точке материала. Ввиду интегрирования модуля процесс накопления критериального параметра необратим. Последнее отличает данную модель от моделей с обратимыми критериями сдвиговых разрушений (например, [7]). Если накопление объемной поврежденности на упругих деформациях растяжения-сжатия разумно считать обратимым, то накопление сдвиговой поврежденности может происходить как на упругом, так и на пластическом участке деформирования, как в фазе растяжения, так и сжатия. Применительно к нашему случаю откольного разрушения к моменту возникновения первоначального откольного слоя (толщиной h_0) в каждом из сечений образца после прохождения по нему волны разрежения со стороны свободной поверхности накапливается некоторое значение критериального интеграла $\int |\dot{\epsilon}_{сдв}|^{\max} dt$, не достигающее, однако, критического значения. И лишь в упругой волне, идущей от возникшей откольной щели к свободной поверхности и обратно в тыльную сторону откольного слоя (т. е. на участке реверберации упругой волны по откольному слою) может происходить дополнительное «доразрушение» материала откольного слоя с его внутренней стороны за счет сдвиговых разрушений (возможность откола при накоплении сдвиговой поврежденности отмечена в [3]). В результате первоначально возникший откольный слой может утоняться.

Можно предположить, что утонение откольного слоя, зарегистрированное в экспериментах первой серии, описанных в работе [1], имеет тот же характер, а именно «доразрушение» откольного слоя происходит при (возможно не одной) реверберации упругой волны после образования пер-

вичного откольного слоя. Если ориентироваться на приведенный в [1] график усредненной зависимости толщины откола от пройденного свободной поверхностью образца пути в этой серии опытов, то за время реверберации упругой волны свободная поверхность проходит дополнительный путь $\sim 1,5$ мм. Успевает ли откольный слой на одном этом периоде реверберации утониться до конечной толщины $\sim 1,5$ мм или дальнейшее его «доразрушение» происходит на последующих периодах реверберации, из данных доклада [1] определить невозможно.

Итак, проведенное рассмотрение особенностей откольного разрушения бериллия на основе представлений о кинетической природе прочности твердых тел позволило дать уточненный вариант (7) формулы для определения толщины откола по первому участку убывания скорости свободной поверхности на осциллограммах $u_{сп}(t)$ и отметить неустойчивость результатов определения толщин отколов по этому участку осциллограмм, возможно обусловленную колебаниями значений параметра γ прочности материала, связанными с малыми вариациями технологии изготовления образцов. Кроме того, показано наличие зон сплошного разрушения между первым откольным слоем и остаточной частью образца. Дана трактовка обнаруженного в экспериментах [1] эффекта убывания толщины откола в процессе его полета с позиции модели необратимого накопления поврежденности материала в процессе ударно-волнового деформирования.

Список литературы

1. Аринин В. А., Батьков Ю. В., Крючков Д. В. и др. Особенности откольного разрушения в бериллии при взрывном нагружении // Сб. докл. на XV Харитоновских чтениях «Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны». Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2013. С. 446–451.
2. Регель В. Р., Слуцкер А. И., Томашевский Э. Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1974.
3. Вершинин В. Б., Михайлов С. В., Соколов С. С. Бинарный критерий разрушения для упругопластических сред / Сб. «Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ». 2003. Вып. 5. С. 90–99.
4. Златин Н. А., Иоффе Б. С.. О временной зависимости сопротивления отрыву при отколе // ЖТФ. 1972. Т. 42. Вып. 8. С. 1740–1744.

5. Забабахин Е. И. Некоторые вопросы газодинамики взрыва. Снежинск: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ», 1997.

6. Arinin V. A., Kryuchkov D. V., Ogorodnikov V. A., Raevsky V. A., Panov K. N., Peshkov V. V., Skokov V. I., Tyupanova O. A.. Spall fracture of beryllium under shockwave loading // AIP Conf. Proc. 1426 «Shock Compression of Condensed Matter – 2011», 2012. P. 1073–1076.

7. Киселев А. Б. Математическое моделирование динамического деформирования и комбинированного микроразрушения термоупруговязкопластической среды // Вестник Моск. ун-та. Серия 1: Математика. Механика. 1998, № 6. С. 32–40.

8. Канель Г. И. Искажение волновых профилей при отколе в упругопластическом теле // ПМТФ. 2001. Т. 42, № 2. С. 1–5.

Статья поступила в редакцию 16.07.2014