

05

## К экспериментальному определению эффективной плотности поверхностной энергии в динамических задачах механики разрушения

© Г.Г. Савенков,<sup>1</sup> А.А. Груздков,<sup>2</sup> Б.К. Барахтин,<sup>1</sup> Н.В. Лебедева<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный морской технический университет, 190008 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный технологический университет, 190013 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: sav-georgij@yandex.ru

(Поступило в Редакцию 25 апреля 2012 г.)

Предложены расчетно-экспериментальные способы определения эффективной плотности поверхностной энергии в условиях динамического нагружения. Представлены результаты ее определения для двух марок сталей и титанового сплава ВТ-6С в субмикросекундном диапазоне длительности импульса нагружения. Проведено сравнение найденных значений эффективной плотности поверхностной энергии с результатами, полученными другими авторами.

### Введение

В соответствии с энергетическим критерием условие обратимого распространения (равновесия) трещины можно представить в следующем виде

$$(Q - 2\gamma)\delta l = 0, \quad (1)$$

где  $Q$  — величина удельной энергии, необходимая для движения трещины длиной  $l$  и зависящая от размеров трещины, формы тела, граничных условий и упругих постоянных,  $\gamma$  — эффективная плотность поверхностной энергии.

Эффективная плотность поверхностной энергии (удельная энергия образования новых поверхностей)  $\gamma$  представляет собой важнейшую физическую характеристику материала, исследование которой, как считал Л.И. Седов [1], при изучении проблем прочности „должно составлять главную задачу“ как в экспериментальном, так и теоретическом плане. Пороговое

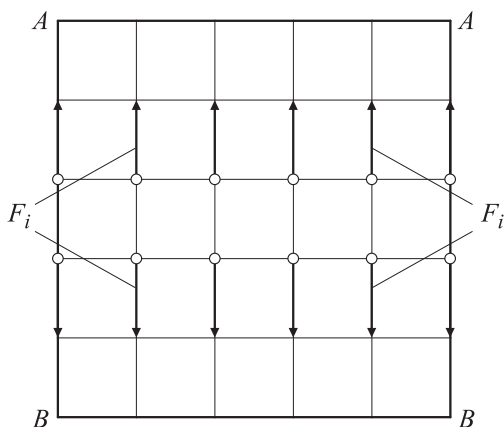


Рис. 1. Идеализированная схема определения плотности поверхности энергии.

значение этой характеристики используется при расчетах на прочность конструкций, работающих в экстремальных условиях как с точки зрения воздействия внешних нагрузок [2], так и с точки зрения воздействия самой среды (агрессивных газов) [3]. Однако непосредственное определение величины эффективной плотности поверхностной энергии  $\gamma$  даже в условиях квазистатических экспериментов представляется сложным и едва ли практически возможным. Это связано с тем, что для определения удельной поверхности образования новых поверхностей  $\gamma$  надо к соседним частицам (атомам) приложить такие равные растягивающие усилия  $F_i$  (рис. 1), чтобы полностью преодолеть силы межатомного притяжения. В этом случае работа, совершенная силами  $F_i$  по разделению образца, отнесенная к площади разрыва, и будет представлять удвоенную величину энергии  $\gamma$ . Если же растягивающую силу  $F_i$  прикладывать к наружному контуру по линиям  $A-A$  и  $B-B$ , то кристалл, являясь однородной средой, будет разрушаться одновременно по всем внутренним плоскостям, параллельным  $A-A$  и  $B-B$ . Данное обстоятельство исключает возможность непосредственного определения величины  $\gamma$  в условиях макроэкспериментов даже для образцов с идеальной структурой. Тем более это невозможно для реальных поликристаллических тел, поскольку разделение тела на части сопровождается многочисленными актами микропластической деформации, которые приводят к образованию новых микроповерхностей и растрескиванию материала перед вершиной трещины (вплоть до образования отдельных не связанных друг с другом атомов). Поэтому в плане практических приложений разработка методов определения  $\gamma$ , а также других характеристик механики разрушения как функций пластических свойств материала, его структуры, условий нагружения, температуры и других факторов является важной прикладной задачей [4]. Однако основным недостатком всех методов

определения эффективной поверхностной энергии, как это часто бывает при определении пороговых характеристик механики разрушения, является то обстоятельство, что она определяется из тех же экспериментов, для расчета которых она и предназначена.

Для реальных поликристаллических материалов определение эффективной плотности поверхностной энергии в квазистатических условиях проводят косвенными методами на основе стандартных испытаний по нахождению критического коэффициента интенсивности напряжений (ККИН)  $K_{IC}$  [4,5] или критического раскрытия трещины  $\delta_c$  в модели Леонова–Панасюка и существующих зависимостей между  $\gamma$  и  $K_{IC}$  или  $\delta_c$ . Например, исходя из соотношения Гриффитса для критической длины трещины  $l_{cr} = 2\gamma E_1 / \pi \sigma^2$ , где  $\sigma$  — растягивающее напряжение, можно получить зависимость для  $\gamma$ :

$$\gamma = K_{IC}^2 / 2E_1. \quad (2)$$

Здесь  $E_1 = E / (1 - \nu^2)$  при плоской деформации и  $E_1 = E$  при плоском напряженном состоянии,  $E$  — модуль Юнга,  $\nu$  — коэффициент Пуассона.

Зависимость между критическим раскрытием трещины  $\delta_c$  и  $\gamma$  выглядит следующим образом:

$$2\gamma = \sigma_0 \delta_c, \quad (3)$$

где  $\sigma_0$  — предел прочности материала при хрупком разрушении (плоская деформация) или предел текучести в условиях квазихрупкого разрушения. Хотя следует отметить, что удельная энергия разрушения из (3) в модели Леонова–Панасюка вообще-то отлична от удельной поверхностной энергии, поскольку часть энергии в этой модели идет на образование зоны предразрушения [5].

Для динамических условий нагружения авторы [6], справедливо полагая, что затраты энергии существенно зависят от временного фактора, разработали метод нахождения удельной энергоемкости разрушения при старте трещины  $\gamma_d$ , которая является аналогом  $\gamma$ , на магнитно-импульсной установке путем определения в первом приближении энергетического состояния образца после воздействия на него импульсной нагрузки. Ими получены экспериментальные значения  $\gamma_d$  в зависимости от длительности импульса нагружения  $T$  для полиметилметакрилата (ПММА) и сферопластика. В микросекундном диапазоне изменения длительности импульса  $T$  для ПММА выполняется соотношение  $\gamma_d T^\alpha = \text{const}$ , и для обоих исследуемых материалов значение  $\gamma_d$  более чем на порядок превосходит значение  $\gamma$ , вычисленное по формуле (2) на основе квазистатических испытаний.

В то же время в работе [7] сделан вывод о том, что плотность поверхностной энергии с ошибкой не более  $\pm(1-1.5)\%$  зависит только от абсолютной скорости роста трещины, монотонно возрастая при ее увеличении

$$\gamma(V) = \gamma_t + \gamma_* \ln^2 V / V_t, \quad (4)$$

где  $\gamma_t$ ,  $V_t$  — пороговые значения эффективной удельной поверхностной энергии и скорости при закритическом

росте трещины,  $\gamma_*$  — характеристика крутизны скоростной зависимости  $\gamma(V)$ .

Рассчитанные нами по формуле (4) значения  $\gamma$  для промышленных оргстекло на основе ПММА, данные о которых представлены в работе [7], даже при предельной скорости трещины  $V = C_R$  — скорость волны Рэлея, дали  $\gamma < 420 \text{ J/m}^2$ , что более чем на порядок меньше значений  $\gamma$ , полученных в [6]. Такие противоречивые результаты можно объяснить с позиций структурно-временного критерия разрушения, разрабатываемого в работах [8,9]. В рамках этого критерия разрушение (старт трещины) происходит при условии передачи критического импульса в течение определенного временного интервала, называемого „инкубационным временем“. При этом другие характеристики разрушения могут существенно меняться в зависимости от особенностей используемой экспериментальной схемы.

В качестве крайних случаев можно выделить схемы, в которых реализуется „максимальный“ и „минимальный“ разрушающие импульсы [10]. Если при заданном законе изменения напряжения во времени определяется момент разрушения, то для данной длительности воздействия реализуется „максимальный разрушающий импульс“. Это импульс является максимальным в том смысле, что любое его увеличение за счет роста напряжений привело бы к „досрочному“ разрушению, т.е. разрушению за меньшее время. Важно иметь в виду, что в этом случае уровень напряжений оказывается существенно выше необходимого для разрушения, т.е. имеет место перегрузка материала. Противоположным случаем является схема нагружения, при которой длительность нагружения фиксирована, а определяется пороговая (т.е. минимальная) амплитуда напряжений, при которой произойдет разрушение. В этом случае реализуется „минимальный разрушающий импульс“. Он является минимальным в том смысле, что любое его уменьшение за счет уменьшения напряжений приведет к тому, что разрушение не произойдет. Важно отметить, что в этом случае разрушение происходит после достижения напряжением максимального значения, т.е. на „падающей ветви“. В отличие от первой описанной схемы, где разрушение происходит в момент достижения напряжением максимального значения, во второй схеме имеет место „задержка“ разрушения.

В работе [11] изучено поведение динамического коэффициента интенсивности напряжений в момент страгивания трещины ( $K_{Id}$ ) в зависимости от реализуемой схемы нагружения. Показано, что в схемах, реализующих „максимальный“ разрушающий импульс, коэффициент интенсивности напряжений существенно возрастает по сравнению с критическим значением, определенным по данным квазистатических испытаний ( $K_{IC}$ ), и растет по мере увеличения скорости нагружения. Для схем нагружения, реализующих „минимальный“ разрушающий импульс, коэффициент интенсивности напряжений в момент разрушения оказывается меньше статического и убывает по мере уменьшения длительности воздействия.

В реальных экспериментах величина  $K_{Id}$  лежит в диапазоне между указанными выше крайними значениями. При определенных режимах нагружения зависимость  $K_{Id}$  от длительности нагружающего импульса может носить немонотонный характер. Поскольку коэффициент интенсивности напряжений и плотность поверхностной энергии — взаимосвязанные параметры, то очевидно, что все вышесказанное относится и к определению плотности поверхностной энергии. Таким образом, различие в результатах, полученных в работах [6,7], связано с тем, что в работе [6] определение  $\gamma_d$  происходило по схеме, реализующей „максимальный“ разрушающий импульс, а в работе [7] — „минимальный“.

У разработанной в [6] методики определения  $\gamma_d$  имеется тот недостаток, что она пригодна для определения  $\gamma$  кино-фотопрозрачных материалов, поскольку требует для своей реализации (в частности нахождения момента страгивания трещины) высокоскоростной фотоили киносъемки процесса. Вследствие этого из экспериментального оборота выбрасывается целый пласт особо важных конструкционных материалов — металлов и сплавов.

### Методы определения эффективной плотности поверхностной энергии

В настоящей работе предлагаются косвенные методы определения  $\gamma$  при динамическом нагружении, один из которых соответствует условиям строго одноосной деформации, а второй близок к этим условиям, и которые лишены указанного недостатка [6]. Эти методы близки к схемам, реализующим „минимальный“ разрушающий импульс. При этом амплитуда напряжений близка к пороговому значению.

Существует два вида высокоскоростных испытаний, в которых параметры процесса достаточно просто поддаются регистрации: плоское соударение ударника с образцом при определении откольной прочности и испытания на составном стрержне Гопкинсона (ССГ) коротких образцов, разрыв которых происходит без образования шейки.

В случае плоского соударения, когда условия растяжения образца в волне разгрузки соответствуют условиям строго одномерной деформации, достижимым только при идеальном стеснении материала, эффективную плотность поверхностной энергии можно определить следующим образом. По размеру наибольшего (с точки зрения его длины) дефекта в системе образующихся трещин и пор из соотношения для мгновенного импульса растяжения плоскости с разрезом [12] достаточно просто определяется ККИН (динамическая вязкость разрушения)

$$K_{Id} = 2P_0C_2(C_1 - C_2)^{0.5} / [C_1(\pi C_1 t)^{0.5}], \quad (5)$$

где  $P_0 = \sigma_0 T$  — импульс растяжения,  $\sigma_0 = 0.5\rho_0 C_0 V$  — импульсное напряжение растяжения,  $C_{1,2}$  — скорость

продольных и поперечных волн соответственно,  $C_0$  — объемная скорость звука,  $V$  — в данном случае скорость удара,  $\rho_0$  — плотность материала образца,  $T$  — длительность импульса растяжения,  $t = l_m/V_{cr}$ ,  $l_m$  — максимальный размер дефекта,  $V_{cr} = C_R$  — предельная скорость трещины, равная для случая строго прямолинейного распространения трещины (что и наблюдается для ударно нагружаемых образцов) скорости волны Рэлея  $C_R$  [12]. Соотношение (5) было апробировано в [13] для определения  $K_{Id}$  трех марок сталей. В этой же работе приведено обоснование применения этой зависимости для определения  $K_{Id}$  в рамках указанного метода.

Согласно [14], в случае растяжения плоскости с разрезом энергия, необходимая для распространения трещины, подчиняется зависимости

$$Q = \frac{K_{IC}^2}{4G}(\chi + 1), \quad (6)$$

где  $\chi = 3 - 4\nu$  для плоской деформации,  $G$  — модуль сдвига, тогда для случая импульсного растяжения эффективная плотность поверхностной энергии с учетом (1), (5) и (6) будет определяться выражением

$$\gamma = 2\sigma_0^2 T^2 C_2^2 (C_1 - C_2) / \{G[\pi C_1^2 t](1 - \nu)\}. \quad (7)$$

Полученное соотношение для эффективной плотности поверхностной энергии определяет ее не как характеристику материала, а как параметр и материала, и процесса нагружения, что соответствует экспериментальным фактам, касающимся динамической вязкости разрушения [8–11].

Можно отметить, что расчеты, проведенные авторами по формуле (7) с привлечением экспериментальных данных, приводимых в [6], показали их высокую сходимость со значениями  $\gamma$ , экспериментально полученными в [6].

При ударном разрыве цилиндрических образцов на составном стрержне Гопкинсона для определения эффективной поверхностной энергии воспользуемся понятием коэффициента плотности энергии деформации  $S$  [15], который характеризуется плотностью энергии деформации  $W$  на расстоянии  $l$  от края трещины

$$S = lW. \quad (8)$$

Для нестабильного разрушения отрывом между критическим коэффициентом плотности энергии деформации  $S_{cr}$  и  $K_{IC}$  существует следующая зависимость [16]:

$$S_{cr} = K_{IC}^2(1 - 2\nu)(1 + \nu)/2\pi E, \quad (9)$$

тогда с учетом (2)

$$\gamma = \pi S_{cr} / (1 + \nu)(1 - 2\nu). \quad (10)$$

Критическую плотность энергии деформации для цилиндрического образца в соответствии с [17] запишем в виде

$$W_{cr} = 0.5(S_t + \sigma_b) \ln[1/(1 - \psi_{cr})], \quad (11)$$

где  $S_t$  — истинное сопротивление разрыву образца,  $\sigma_b$  — предел прочности (временное сопротивление).

Для цилиндрических образцов при квазистатическом растяжении существует эмпирическая зависимость между истинным сопротивлением разрыву и пределом прочности [17]

$$S_t = \sigma_b(1 + 1.35\psi_{cr}). \quad (12)$$

Здесь  $\psi_{cr} = (F_0 - F_{cr})/F_0$ ;  $F_0$  — начальная площадь поперечного сечения рабочей части образца,  $F_{cr}$  — площадь наименьшего поперечного сечения в шейке образца после его разрыва. Формула (12) верна при  $\psi_b \leq 0.15$  ( $\psi_b$  — относительное сужение, соответствующее  $\sigma_b$ ), что выполняется для огромного большинства конструкционных материалов.

В качестве критического расстояния  $l_{cr}$  примем критическую глубину поверхностного слоя, претерпевшего предельную деформацию  $\delta_{cr}$ , которая в соответствии с [17] равна

$$\delta_{cr} = \psi_{cr}/(1 - \psi_{cr}). \quad (13)$$

И.А. Одинг утверждал [18], что предельная деформация  $\delta_{cr}$ , рассчитываемая по формуле (13), соответствует бесконечно малой расчетной длине образца, поэтому примем  $l_{cr} = 10^{-3}l_0$ , где  $l_0$  — расчетная длина образца для нахождения стандартных характеристик  $\delta$  и  $\psi$  на растяжение (в выборе  $l_{cr}$  существует, конечно же, определенная натяжка методики и в этом заключается ее недостаток). Ниже будет показано, что такой выбор  $l_{cr}$  по крайней мере не противоречит представлениям линейной механики разрушения (ЛМР).

Примем, что эмпирическая зависимость (12) верна и при динамическом растяжении, тогда на основании (10)–(12) получим окончательное выражение для оценки эффективной плотности поверхностной энергии при высокоскоростном растяжении металлических образцов на ССГ

$$\gamma_d = \frac{\pi \cdot 5 \cdot 10^{-4} l_0 \sigma_{bd} (2 + 1.35\psi_{crd}) \ln[1/(1 - \psi_{crd})]}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)}. \quad (14)$$

В данном случае эффективная плотность поверхностной энергии в большей степени отражает свойства материала, чем параметры процесса нагружения (если не считать произвола с выбором  $l_{cr}$  и допущения, касающегося формулы (12)).

Предложенные методы определения  $\gamma_d$  различаются как по диапазону скоростей нагружения (деформации), так и по методу испытания. Возникает вопрос: насколько эти методы сопоставимы друг с другом? По скоростям деформации метод, основанный на динамическом разрыве образцов с помощью стержня Гопкинсона, дополняет первый. Но если при плоском соударении образца и ударника реализуется строго одноосная деформация, то деформация цилиндрического образца носит сложный характер, непрерывно трансформируется и при образовании шейки напряженное состояние образца в ней полностью теряет характер одноосного растяжения. Это связано с тем, что дополнительное сопротивление поперечной деформации боковых примыкающих к шейке

объемов материала приводит к трехосному напряженному состоянию. Таким образом, напряженные состояния в образцах, применяемых в предлагаемых методах, в общем случае отличаются друг от друга. Однако можно полагать, что для металлов и сплавов, имеющих незначительное относительное сужение, напряженные состояния для обоих типов образцов будут приблизительно одинаковыми.

## Материалы и методики экспериментальных исследований

### Обсуждение результатов экспериментов

С целью получения экспериментальных данных по эффективной плотности поверхностной энергии и сравнения получаемых результатов по формулам (7) и (14) были проведены следующие экспериментальные исследования.

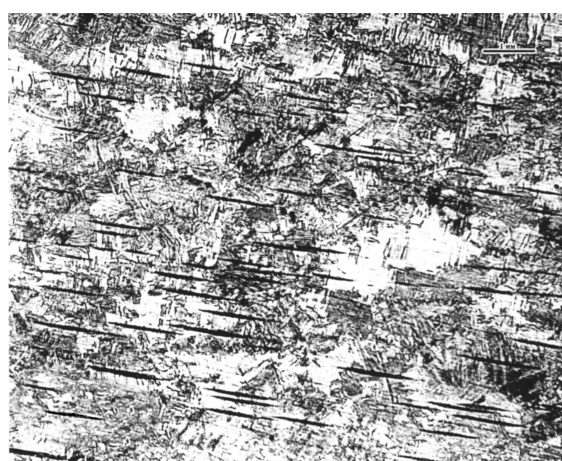
На составном стержне Гопкинсона были испытаны на динамический разрыв цилиндрические образцы с  $l_0/d_0 = 2$  двух марок стали (сталь 40Х, сталь 45) и титанового сплава ВТ-6С [19]. Затем по формуле (14) определены значения  $\gamma_d$ . Результаты испытаний металлов и значения  $\gamma$ ,  $\gamma_d$  приведены в табл. 1.

Значение  $l_{cr}$  в этих расчетах в соответствии с вышепринятым условием принималось равным  $6 \cdot 10^{-6}$  м, что вполне укладывается в размеры, которым должен удовлетворять характерный линейный размер пластической зоны в критическом состоянии, чтобы не выходить за рамки принципов ЛМР. Эти принципы соблюдаются при условии:  $L_{min} \ll l_{cr} \ll L_{max}$ , здесь  $L_{max}$  — характерный размер сверхтонкой структуры трещины в предельном состоянии (например, величины ее раскрытия). Поскольку в настоящей работе рассматриваются трещины,

**Таблица 1.** Характеристики металлов при испытаниях на ССГ

Марка металла	Стандартные механические характеристики	$\sigma_{bd}$ , МПа	$\psi_{cr}$	$\gamma_d/\gamma$ , $J/m^2$
Сталь 40Х	$\sigma_{0.2} = 415$ МПа $\sigma_b = 680$ МПа $\sigma_5 = 8\%$ , $\psi = 10\%$	1200	0.13	$\frac{3.13 \cdot 10^3}{0.18 \cdot 10^3}$
Сталь 45	$\sigma_{0.2} = 330$ МПа $\sigma_b = 610$ МПа $\sigma_5 = 14\%$ , $\psi = 15\%$	1100	0.16	$\frac{4.4 \cdot 10^3}{1.6 \cdot 10^3}$
ВТ-6С	$\sigma_{0.2} = 650$ МПа $\sigma_b = 745$ МПа $\sigma_5 = 16\%$ , $\psi = 37\%$	930	0.29	$\frac{7.9 \cdot 10^3}{5.8 \cdot 10^3}$

Примечание. 1) механические свойства для сталей 40Х и 45 отличаются от соответствующих характеристик, приводимых в нормативных документах, 2) в знаменателе последнего столбца — квазистатическое значение эффективной плотности поверхностной энергии.



— 1 mm

**Рис. 2.** Микроструктура испытанного образца из титанового сплава BT-6C.

размер которых не более двух миллиметров, то выбранное значение  $l_{cr}$  вполне удовлетворяет приведенному условию.

Образцы в виде дисков диаметром 52 mm из этих же материалов испытывались в плоских волнах нагрузки по методике, изложенной в [13]. В результате испытаний, кроме фиксации параметров процесса, с помощью световой и электронной растровой микроскопии определялись максимальные значения размеров образовавшихся дефектов (на рис. 2 приведена типичная микроструктура испытанного образца из сплава BT-6C, и, как видно из рисунка, образовавшиеся трещины имеют размеры более 1 mm, что относится к макромасштабному уровню). Затем по формуле (7) для различных длительностей импульса растяжения рассчитывались значения эффективной плотности поверхностной энергии. Результаты испытаний и расчетов по данной методике приведены в табл. 2.

Анализ полученных материалов, представленных в таблицах, показал, что эффективная плотность поверхностной энергии растет с увеличением импульса растяжения, хотя и не пропорционально его квадрату, как это следует из формулы (7). Исключение составляют результаты для стали 45. Поскольку импульс растяжения при испытаниях на ССГ составлял  $T \approx 200 \mu s$ , то исходя из логики полученных результатов значение  $\gamma$  для этой стали в экспериментах на ССГ должно было быть более  $5.224 \cdot 10^3 \text{ J/m}^2$ . Фактически этого нет, т.е. в данном случае произошла смена схемы реализации импульса разрушения (о чем говорилось выше). Кроме того, вывод о росте  $\gamma$  с увеличением  $T$  прямо противоположен выводам работы [6], что также указывает на различные схемы реализации разрушающего импульса.

Отметим, что значения эффективной плотности поверхностной энергии для стали 40X значительно меньше (особенно для плоских образцов) значений  $\gamma$  для ПММА, полученных в [6], что на первый взгляд кажется

нелогичным и абсурдным (хотя эти результаты заставляют вспомнить о данных, представленных в работе [7]). Однако этот результат в рамках настоящей работы может быть объяснен тем, что в [6] длительность импульса растяжения была в несколько раз больше, чем в наших экспериментах. В то же время эффективная плотность поверхностной энергии в случае квазистатического нагружения у стали 40X и ПММА приблизительно одинакова (хотя квазистатический ККИН для ПММА в несколько раз меньше, чем у стали 40X).

К сожалению, в литературе отсутствуют данные по определению  $\gamma$  для металлов и сплавов в условиях динамического нагружения, что собственно и явилось стимулирующим началом настоящей работы. Сопоставление же с результатами [4,5] по определению эффективной поверхности энергии в условиях квазистатического растяжения специальных образцов из малоуглеродистой отожженной стали и инструментальной закаленной углеродистой стали У8 показывает, что квазистатические значения  $\gamma$  у малоуглеродистой стали ( $\gamma = 3.4 \cdot 10^3 \text{ J/m}^2$ ) практически совпадают со значениями  $\gamma_d$  для сталей 40X и 45, полученными на стержне Гопкинсона (а для стали 45 и в условиях плоского соударения и совпадает по порядку величины с квазистатическим значением). Квазистатические значения  $\gamma = 750 \text{ J/m}^2$  для более хрупкой стали У8 близки к значениям эффективной поверхностной энергии стали 40X, полученным в условиях плоского соударения. В случае испытанных сталей и титанового сплава квазистатическое значение эффективной плотности поверхностной энергии  $\gamma$  у сталей 40X и 45 значительно ниже динамических значений во всем диапазоне длительностей нагружения и только для самых коротких импульсов  $\gamma$  сравнимо с  $\gamma_d$ . У сплава BT-6C  $\gamma$  ниже  $\gamma_d$  только при

**Таблица 2.** Плотность поверхностной энергии образцов в плоской волне нагрузки

Марка материала	$T$ , ns	$t$ , ns	$K_{Id}$ , МПа · м <sup>0.5</sup>	$\gamma$ , J/m <sup>2</sup>
Сталь 40X	150	63.5	8.1	$0.284 \cdot 10^3$
	230	62.8	11.1	$0.533 \cdot 10^3$
	300	47.3	13.8	$0.824 \cdot 10^3$
	340	29.4	14.7	$0.935 \cdot 10^3$
Сталь 45	395	36.8	24.0	$2.493 \cdot 10^3$
	540	32.1	28.1	$3.418 \cdot 10^3$
	700	30.1	32.4	$4.544 \cdot 10^3$
	1100	22.6	34.8	$5.542 \cdot 10^3$
BT-6C	420	28.3	12.6	$1.068 \cdot 10^3$
	500	22.8	15.4	$1.595 \cdot 10^3$
	540	19.1	16.7	$1.876 \cdot 10^3$
	800	13.0	23.6	$3.747 \cdot 10^3$

Примечание. Скорость волны Рэлея принята для сталей —  $C_R = 2.96 \text{ km/s}$ , для BT-6C —  $C_R = 3.24 \text{ km/s}$ .

длинном импульсе нагружения, при коротких импульсах квазистатическое значение выше динамических.

В целом предлагаемые способы определения эффективной плотности поверхностной энергии в условиях динамического нагружения, хотя и являются косвенными, дают вполне адекватные результаты. В современных условиях эти способы не вызовут больших экспериментальных трудностей и могут быть успешно внедрены в практику лабораторных испытаний материалов.

## Заключение

Предложены расчетно-экспериментальные способы определения эффективной плотности поверхностной энергии (ЭППЭ) металлов и сплавов в условиях ударно-волнового нагружения плоских образцов и высокоскоростного растяжения цилиндрических образцов на составном стержне Гопкинсона.

Проведенные по двум методикам экспериментальные исследования по определению ЭППЭ дали вполне адекватные результаты для двух марок сталей (40Х и 45) и титанового сплава ВТ-6С.

Авторы выражают благодарность Ю.В. Петрову за плодотворные и полезные обсуждения работы.

## Список литературы

- [1] Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т. 2. М.: Наука, 1976. 474 с.
- [2] Киселев А.Б. // ПМТФ. 1995. Т. 36. № 2. С. 159–165.
- [3] Даль Ю.М. // ФТТ. 2005. Т. 47. Вып. 5. С. 827–829.
- [4] Панасюк В.В., Андрейкив А.Е., Ковчик С.Е. Методы оценки трещиностойкости конструкционных материалов. Киев: Наукова думка, 1977. 278 с.
- [5] Панасюк В.В. Предельное равновесие хрупких тел с трещинами. Киев: Наукова думка, 1968. 246 с.
- [6] Братов В.А., Груздков А.А., Кривошеев С.И., Петров С.И. // Докл. РАН. 2004. Т. 396. № 3. С. 345–348.
- [7] Алешин В.И., Аэро Э.Л., Кувшинский Е.В., Славицкий И.А. // Изв. АН СССР. МТТ. 1981. № 2. С. 70–79.
- [8] Морозов Н.Ф., Петров Ю.В. // МТТ. 1990. № 6. С. 108–111.
- [9] Петров Ю.В. // Докл. РАН. 2004. Т. 395. № 5. С. 621–625.
- [10] Морозов Н.Ф., Петров Ю.В. Проблемы динамики разрушения твердых тел. СПб.: Изд-во СПбГУ, 1997. 130 с.
- [11] Морозов Н.Ф., Петров Ю.В., Тарабан В.В. // Докл. РАН. 2000. Т. 371. № 2. С. 186–188.
- [12] Черепанов Г.П. Механика хрупкого разрушения. М.: Наука, 1974. 640 с.
- [13] Барахтин Б.К., Мещеряков Ю.И., Савенков Г.Г. // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 1. С. 79–84.
- [14] Качанов Л.М. Основы механики разрушения. М.: Наука, 1974. 312 с.
- [15] Sih G.G. // Proc. Intern. Conf. Anal. Exp. Fract. Mechan. Rome, Italy, 1980. The Hague: Nijof, 1981. P. 3–15.
- [16] Иванова В.С. Синергетика: Прочность и разрушение металлических материалов. М.: Наука, 1992. 160 с.
- [17] Шапошникова Н.А. Механические испытания металлов. М.-Л.: Машгиз, 1951. 384 с.
- [18] Одинг И.А. Допускаемые напряжения в машиностроении и циклическая прочность металлов. М.: Машгиз, 1962. 258 с.
- [19] Савенков Г.Г. // ПМТФ. 2005. Т. 46. № 6. С. 103–107.