

Ю. А. ШЕВЛЯКОВ, д.т.н., проф., Ю. А. КОСТАНДОВ, канд. физ.-мат. наук.,  
А. Н. РЫЖАКОВ, канд. физ.-мат. наук.,  
Симфероп. ун-т.

## ДИНАМИЧЕСКОЕ РАСТЯЖЕНИЕ ПЛАСТИНЫ СО СТАЦИОНАРНОЙ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ТРЕЩИНОЙ

При помощи теоретико-экспериментального подхода разработана физически обоснованная энергетическая модель формирования зоны перенапряжения в области вершины стационарной трещины при динамическом нагружении. Показана принципиальная возможность описания воздействия на стационарную трещину импульса нагружения произвольной формы. Получены аналитические выражения для нахождения величины динамического коэффициента интенсивности напряжений. Предложена новая трактовка механического смысла коэффициента интенсивности напряжений.

Теоретическое описание процесса разрушения, инициируемого импульсным нагружением, является сложной математической задачей, решение которой в аналитическом виде для случая нагружающего и импульса произвольной формы не получено до настоящего времени. Для исследования динамического разрушения наиболее эффективным представляется подход, состоящий в нахождении экспериментальными методами взаимосвязей между параметрами процесса разрушения на различных его стадиях и при различных режимах нагружения, в последующем теоретическом анализе экспериментальных данных и разработке на их основе модельных представлений.

Процесс разрушения можно условно разделить на три этапа:

- 1) взаимодействие импульса нагружения со стационарной трещиной;
- 2) стагивание трещины;
- 3) распространение магистральной трещины.

Изучение процесса разрушения целесообразно начинать с этапа, когда динамическая нагрузка взаимодействует со стационарной трещиной, т.к. именно на этом этапе происходит формирование и развитие зоны перенапряжения в области ее вершины, что, в конечном итоге, вызывает развитие магистральной трещины и полное разрушение изделия.

**Методика и результаты эксперимента.** Для однозначного определения взаимосвязей между параметрами, характеризующими процесс динамического разрушения была разработана методика экспериментального исследования процесса трещинообразования, удовлетворяющая следующим условиям:

- а) инициирование трещинообразования только одним типом волн напряжений;
- б) существование аналитического описания поля напряжений в области вершины трещины;
- в) отсутствие заметного воздействия отраженных от границ образца волн напряжений на исследуемый процесс;
- г) возможность регистрации всех параметров процесса трещинообразования бесконтактными и безинерционными методами.

Предлагаемой методики состоит в инициировании трещины плоскими симметричными волнами растяжения, распространяющимися от границ к центру образца, где находится начальная трещина, и использовании поляризационно-оптического метода регистрации параметров, характеризирующих процесс трещинообразования трещин.

Для реализации этой методики были разработаны два типа нагрузочных устройств, использующие для генерирования в образце нагружающего импульса электрическую энергию, запасенную в накопительных конденсаторах [1], и энергию детонации взрывчатого вещества (ВВ) [2].

Варьирование скорости деформации в импульсе нагружения, необходимое для исследования влияния режима нагружения на параметры процесса трещинообразования, осуществлялось следующими способами: путем изменения зарядного напряжения  $U$  накопительных конденсаторов, их емкости  $C$  ( $U = 3..5$  кВ,  $C = 140..840$  мкФ) и введением в разрядную цепь дополнительной индуктивности – в случае электромагнитного метода нагружения; применением отличающихся физическими характеристиками типов ВВ (гремучая ртуть, азид свинца, ТЭН, ТНРС) и их комбинаций – в случае взрывного нагружения образцов.

Образец представлял собой прямоугольную пластину из оптически чувствительного эпоксидного компаунда ЭД-20 МТГФА толщиной  $d = 4$  мм с размерами  $90$  мм  $\times$   $120$  мм, в середине которой параллельно короткой стороне выполняется пропил длиной  $L = 10$  мм с радиусом в вершине  $r = 5$  мкм, имитирующий начальную трещину. Нагрузка прикладывалась к коротким сторонам образца, что обеспечивало распространение волны нагрузки по нормали к оси трещины. Выбранная форма и размеры образца позволяют в рамках ПНС не учитывать влияние его границ (т.е. отраженных и боковых волн) на процесс трещинообразования в течение времени  $t^* \approx (L_g - \sqrt{L_g^2 - L^2}) / 2C_1$ , где  $L$  – размер образца в направлении оси трещины,  $L_g$  – размер диагонали образца, а  $C_1$  – скорость продольной волны в образце.

Получены симметричные импульсы растяжения, со средними скоростями деформации  $\bar{\dot{\epsilon}} = 20 \dots 600 \text{ с}^{-1}$  и амплитудами  $\sigma_0 = 20 \dots 200 \text{ МПа}$ , не превышающими динамического предела текучести используемых материалов, что позволяет считать волны нагрузки упругими волнами.

Поскольку выполняется условие  $L \gg d$ , [3], будем полагать, что

в образце реализуется обобщенное плоское напряженное состояние всюду, кроме малой окрестности вершины трещины.

Экспериментальное исследование процесса трещинообразования выполнялось на поляризационно-динамической установке [4], позволяющей осуществить высокоскоростную регистрацию кинетики процесса трещинообразования и сопровождающего его волнового поля напряжений в виде картин изохром с помощью камеры СФР-1М, а также фотоэлектронную регистрацию амплитудно-временных параметров импульса нагружения, воздействующего на трещину.

Если рассматривается время воздействия на трещину  $t < t^*$ , то на берега трещины будет воздействовать плоская волна растяжения в которой

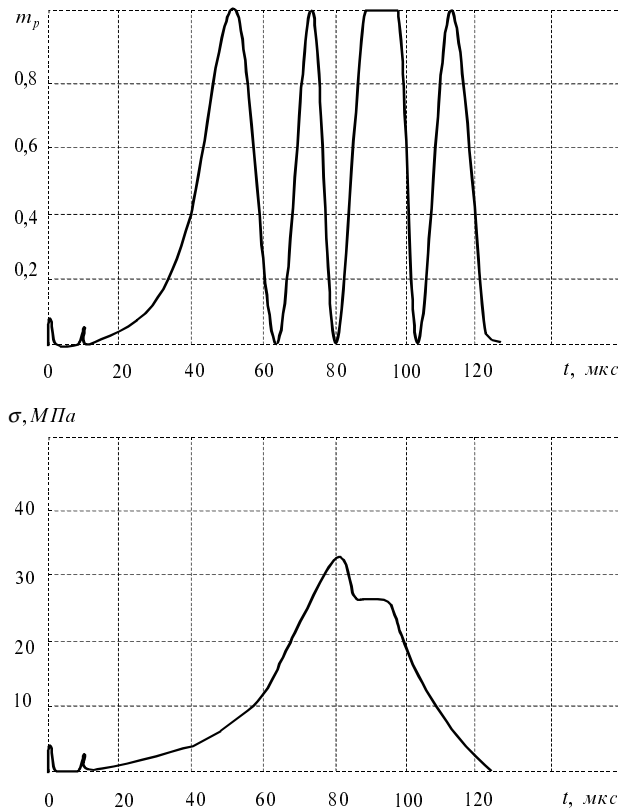


Рис. 1

Изменение во времени  $t$  порядка полос изохром  $m_p$  и растягивающего напряжения  $\sigma$  в импульсе нагрузки

главные компоненты тензора напряжений  $\sigma_{11}(t)$  и  $\sigma_{22}(t)$  направлены перпендикулярно и параллельно фронту волны соответственно. В рамках модельных представлений плоского напряженного состояния их значения могут быть определены по порядку полос изохром в исследуемой точке образца:

$$\sigma_{11}(t) = \sigma_0^{1,0} m(t) / [1 - \nu] d = \sigma(t),$$

$$\sigma_{22}(t) = \nu \sigma_0^{1,0} m(t) / [1 - \nu] d.$$

Значение цены полосы  $\sigma_0^{1,0}$ , модуля упругости  $E$  и коэффициента Пуассона материала  $\nu$ , а также скоростей продольной волны  $C_1$ , поперечной волны  $C_2$  и волны Рэлея  $C_R$  определялись путем динамической тарировки [3]. Ее результаты приведены в таблице 1. Характерная осциллограмма изменения во времени порядка полосы и соответствующий ей импульс напряжения приведены на рис. 1.

Определение значений коэффициента интенсивности напряжений (КИН)  $K_I(t)$  осуществлялось по методике, основанной на динамической асимптотике напряжений в вершине стационарной трещины [5], приводящей в случае деформации нормального отрыва к соотношению

$$K_I(t) = \sigma_0^{1,0} m(t) \sqrt{2\pi r(t)} / d,$$

где  $r$  – максимальное расстояние от вершины трещины до ближайшей к ней изохроматической петли порядка  $m$  в момент времени  $t$ .

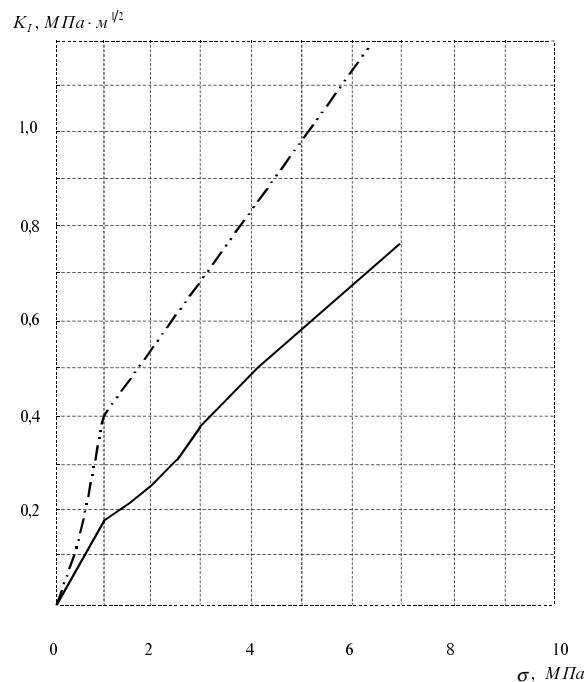


Рис. 2

Зависимость коэффициента интенсивности напряжений  $K_I$  от растягивающих напряжений  $\sigma$  в импульсе нагрузки.

Совмещение во времени зависимостей  $K_I(t)$  и  $\sigma(t)$  достигалось регистрацией на одной и той же осциллограмме величины  $m(t)$  и импульса, вырабатываемого камерой СФР для иницирования разрядной цепи нагрузочного устройства, момент подачи которого с точностью до 0,5 мкс совпадает с началом регистрации исследуемого процесса на фотопленке. При этом учитывалось, что регистрация величины  $m(t)$  осуществлялась на определенном расстоянии от оси трещины.

Существование первого этапа процесса разрушения обусловлено тем, что трещина начинает расти не сразу, а спустя некоторое время  $\tau_c$  после начала воздействия нагрузки, величина которого составляет от 20% до 40% от общего времени разрушения. Для этого этапа характерна относительная простота взаимосвязей между параметрами разрушения вследствие неизменности длины трещины:  $L = L_0$ . Исключение параметра времени  $t$  из совмещенных зависимостей  $\sigma(t)$  и  $K_I(t)$  позволило полу-

читать для каждого эксперимента зависимости  $K_1(\sigma)$ , сопоставление которых (рис. 2) приводит к выводу о неоднозначном соответствии между величинами  $\sigma$  и  $K$  для экспериментов, отличающихся характером временной зависимости  $\sigma(t)$ . Величина КИН определяется не только значением действующего на трещину напряжения, но и скоростью нагружения  $\dot{\sigma} = d\sigma/dt$ , а в случае нелинейного характера нагружения – всей его предысторией. Убывание величины  $dK_1/d\sigma$  по мере увеличения значений  $\sigma$  (рис. 2) свидетельствует о проявлении при динамическом нагружении трещины инерционных эффектов, смысл которых состоит в том, что при реализуемых в эксперименте скоростях деформации время поступления в вершину трещины информации об изменении характера нагружения на берегах трещины уже нельзя считать бесконечно малым.

**Энергетическая модель взаимодействия импульса нагрузки со стационарной трещиной.** При распространении в бесконечной пластине плоской волны расширения распределение плотности полной внутренней энергии  $W$  (состоящей из кинетической энергии  $K$  и потенциальной энергии деформации  $P$ ) вдоль фронта волны равномерно. Если на пути волны окажется трещина, то равномерность распределения

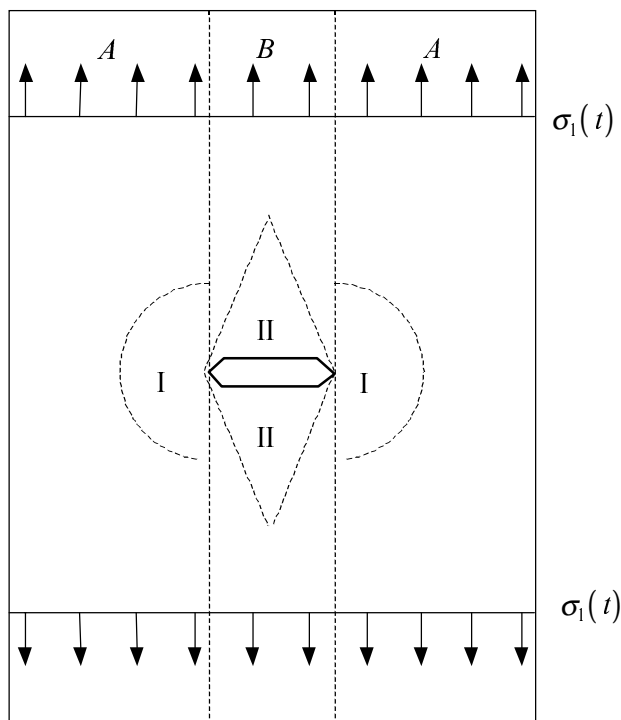


Рис. 3

Зоны перераспределения энергии в плоском образце при наличии трещины.

энергии  $W$  будет нарушена. Как показано на рис. 3 вблизи вершины трещины появится область I ее концентрации, а над берегами трещины – область II разгрузки. Окрестность вершины трещины, в которой значение  $W$  повышено по сравнению с ее значением в образце без трещины, подверженном такому же нагружению, будем называть зоной перенапряжения.

Исходя из принципа сохранения энергии при отсутствии диссипации, можно считать, что благодаря волновым процессам, энергия из зоны разгрузки перераспределяется в зоне перенапряжения. Процесс транспорта энергии  $W$  может осуществляться по следующей схеме: к полости трещины энергия подводится со скоростью

продольной волны растяжения  $C_1$ , которая затем преобразуется в по-  
верхностные волны Рэлея, транспортирующие энергию к вершине  
трещины со скоростью  $C_R$ . Стекающая по поверхности трещины,  
энергия концентрируется в зоне перенапряжения, которая с течением  
времени, по мере стока энергии  $W$ , увеличивается.

Приведенные качественные соображения о перераспределении  
энергии  $W$  между зонами перенапряжения и разгрузки подтверждаю-  
тся результатами численного расчета, выполненного методом гранич-  
ных элементов [6]. Применение численного метода позволило выявить  
распределение кинетической  $K$ , потенциальной  $P$  и полной внутрен-  
ней энергии  $W$  в образцах конечных размеров при воздействии на них  
плоской симметричной волны растяжения. Рассматривались образцы-  
пластины трех типов: а – сплошной образец с размерами  $90 \times 120$  мм; б  
– образец с аналогичными размерами, но содержащий центральную  
трещину длиной  $L=10$  мм; в – сплошной образец с размерами  
 $90 \times 60$  мм.

Методика анализа численных данных состоит в следующем. В  
образце с центральной трещиной можно условно выделить две зоны  $A$   
и  $B$  (рис. 3). В каждой из этих зон результирующее распределение  
полной энергии определяется различными волновыми процессами.  
Для зоны  $A$  это взаимодействие двух симметричных импульсов раст-  
яжения, распространяющихся навстречу друг другу. В зоне  $B$  исходная  
волна растяжения взаимодействует с волной отраженной от берегов  
трещины. Описанные волновые процессы могут быть смоделированы:  
для зоны  $A$  – при симметричном импульсном нагружении образца а;  
для зоны  $B$  – при одностороннем импульсном нагружении образца в.

В соответствии с развиваемыми модельными представлениями,  
наличие в образце типа б сингулярностей в виде вершин трещины ус-  
ложняет волновые процессы и делает возможным переток энергии из  
зоны  $B$  в зону  $A$ .

Используя численный расчет, можно простым суммированием  
получить в некоторый момент времени распределение полной вну-  
тренней энергии  $W = K + P$  в образцах трех типов. Из сравнения зна-  
чений  $W$  в заданный момент времени в идентичных точках образцов а  
и б, б и в следует, что в областях прилегающих к вершине и берегам  
трещины эти значения существенно различны. Причем для образца б  
в области II (рис. 3) наблюдается дефицит энергии  $\Delta W_{II}$  по отношению  
к образцу в, а в области I – избыток энергии  $\Delta W_I$  по отношению к  
образцу а, что позволяет считать зону II – зоной разгрузки, а зону I –  
зоной перенапряжения.

Повторяя описанную выше процедуру сравнения значений  $W$   
для различных моментов времени, можно изучить процессы обмена

кинетической и потенциальной энергией между зонами перенапряжения и разгрузки, а также проследить динамику изменения зоны перенапряжения и оценить скорость ее роста. В результате проведенного анализа установлено, что для любого момента времени абсолютные значения  $\Delta W_{II}$  и  $\Delta W_I$  равны между собой, что позволяет установить факт перетока энергии из зоны II в зону I. Показано (рис. 4), что форма зоны перенапряжения может быть приближенно аппроксимирована полукругом с центром в вершине трещины, а скорость развития этой зоны близка к скорости распространения поперечных волн в материале образца и составляет приблизительно 1000 м/с.

Из анализа распределения энергии  $W$  в образце следует, что при симметричном нагружении сплошного образца в центральном его сечении кинетическая энергия  $K$  полностью переходит в потенциальную  $P$ . Принимая во внимание также, что в зоне перенапряжения имеет место повышенный по сравнению с другими зонами образца уровень деформаций и, следовательно, повышенное значение энергии  $P$ , можно утверждать, что в зоне I:  $K \approx 0, W \approx P$ .

Используя закон Гука и асимптотическое выражение для компонент тензора напряжений вблизи вершины стационарной трещины, получим выражение для величины избыточной энергии сосредоточенной в объеме  $V$ , ограниченном цилиндрической поверхностью с радиусом основания  $R$  и центром в вершине трещины:

$$W(t) = \left\{ (1 + \nu) K_I^2 d / 2\pi E \right\} \iint_S (1/r) \cos^2 \frac{\theta}{2} \left\{ (1 - \nu) / (1 + \nu) + \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\} dx dy, \quad (1)$$

где  $S_R$  – площадь основания цилиндрической поверхности;  $r, \theta$  – полярные координаты элемента объема  $dV$ . Центр системы координат находится в вершине трещины.

Поскольку, величина энергии, запасенной в зоне перенапряжения, должна зависеть от характерного размера и исходя из соображений соблюдения размерности величину интеграла из (1) можно оценить следующим образом:

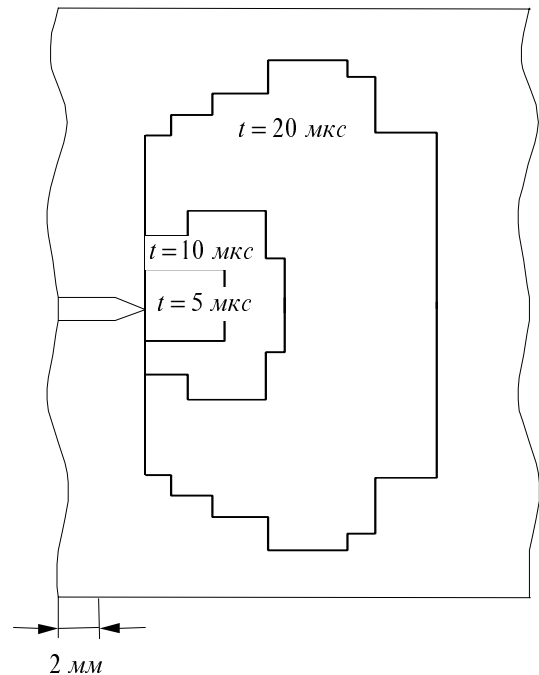


Рис. 4  
Результаты численного моделирования развития зоны перенапряжения при динамическом нагружении стационарной трещины.

$$(1+\nu)/2\pi \iint_S (1/r) \cos^2 \frac{\theta}{2} \left\{ (1-\nu)/(1+\nu) + \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\} dx dy = AR(t)$$

где  $A$  – некоторая безразмерная константа,  $R$  – линейный размер зоны перенапряжения в плоскости образца. Окончательно для величины  $W(t)$  можно записать:

$$W(t) = AdK_I^2(t)R(t)/E \quad (2)$$

Исходя из изложенных соображений и данных численного расчета сформулируем основные допущения энергетической модели, описывающей формирование зоны перенапряжения в области вершины стационарной трещины при динамическом нагружении в рамках линейной механики разрушения:

1. Зона перенапряжения формируется за счет энергии волны растяжения, падающей на свободную поверхность трещины со скоростью продольной волны  $C_1$  и стекающей затем в ее вершину со скоростью волны Рэлея  $C_R$ .
2. Линейный размер  $R$  зоны перенапряжения в плоскости образца увеличивается по мере стока в нее энергии с берегов трещины прямо пропорционально времени  $t$  с некоторой скоростью  $C^*$ , равной по порядку величины скоростям распространения упругих волн в материале образца:  $R(t) = C^*t$ .
3. Связь между величинами  $W(t)$  и  $K_I(t)$  принимается в виде (2).

Выражение (2) позволяет находить величину КИН при условии определения величины  $W(t)$  из независимых энергетических соображений. Величину полной внутренней энергии  $dW(t)$ , содержащейся в единице объема сплошного образца-пластины  $dV = C_1 dt \cdot dS$ , подверженного воздействию плоской продольной волны растяжения, можно определить следующим выражением:

$$dW(t) = 2dP(t) = \left( (1-\nu^2)/E \right) \sigma_{11}^2(t) dV$$

Таким образом, к единице площади поверхности трещины  $dS = d \cdot dl$  в единицу времени  $dt$  подводится энергия

$$dW(t) = \left( (1-\nu^2)/E \right) \sigma_{11}^2(t) d \cdot dl C_1 dt \quad (3)$$

По допущению 1 энергия с каждого элемента поверхности трещины  $dS$  поступает в ее вершину не мгновенно, а со скоростью  $C_R$ , то есть спустя некоторый промежуток времени, величина которого зависит от расстояния  $l$  между вершиной трещины и элементом  $dS$ .

Величина  $W(t)$  может быть найдена интегрированием выражения (3) по времени и длине трещины. Пределы интегрирования могут



быть определены из анализа физики стока энергии в вершину трещины.

Рассмотрим случай линейно нарастающей нагрузки:  $\sigma_{11}(t) = \dot{\sigma}_1 t$ , где  $\dot{\sigma}_1$  – скорость нарастания напряжений в нагружающем импульсе. В начальные моменты времени  $t < T$  в вершину трещины поступает энергия только с элементов ее поверхности, расположенных на расстоянии  $l \leq C_R T$ . С течением времени в вершину трещины поступает энергия со все более удаленных элементов поверхности и, наконец, в момент времени  $T = L_0/C_R$  в вершину трещины поступает энергия от противоположного ее конца. После этого поверхность стока энергии перестает увеличиваться. Следовательно, процесс импульсного нагружения стационарной трещины линейно нарастающей нагрузкой можно разделить на два временных интервала:  $0 < T \leq L_0/C_R$  и  $T > L_0/C_R$ .

В общем виде энергия  $W(t)$ , переданная в вершину трещины к моменту времени  $T$ , определяется интегралом:

$$W(t) = \left( (1 - \nu^2) / E \right) C_1 d \int_0^{l_{CT}} dl \int_{t_H}^{t_K} \sigma_{11}^2(t) dt \quad (4)$$

где  $l_{CT}$  – расстояние от вершины трещины до максимально удаленного от нее элемента поверхности  $dS$ , с которого упругая энергия поступила в вершину трещины к моменту времени  $T$ ;  $(t_K - t_H)$  – промежуток времени, в течение которого упругая энергия поступает на элемент поверхности трещины  $dS$ . Если принять начало воздействия импульса напряжений за точку отсчета времени, то  $t_H = 0$ . Величину  $t_K$  найдем из условия того, что энергия, попавшая на элемент  $dS$  ко времени  $t_K$ , должна успеть дойти до вершины трещины к моменту времени  $T$ . Следовательно  $t_K = T - l/C_R$ . Если выполняется условие  $0 < T \leq L_0/C_R$ , то  $l_{CT} = C_R T$ , если же  $T > L_0/C_R$ , то  $l_{CT} = L_0$ .

Выполнив интегрирование (4) с найденными пределами интегрирования и учитывая (2), получим:

$$\begin{aligned} K_I(T) &= \varphi(A, C) \dot{\sigma}_1 T^{\frac{3}{2}}; \quad 0 < T \leq (L_0/C_R) \\ K_I(T) &= \varphi(A, C) \dot{\sigma}_1 \left\{ \left( T^4 - (T - L_0/C_R)^4 \right) / T \right\}^{\frac{1}{2}}; \quad T > L_0/C_R, \\ \varphi(A, C) &= \sqrt{(1 - \nu^2) C_1 C_R / (12 A C^*)} \end{aligned} \quad (5)$$

Разработанная энергетическая модель применима для нахождения значений  $W(t)$  и  $K_I(t)$  и в случае произвольной нагрузки  $\sigma(t)$ . Для этого достаточно функцию  $\sigma(t)$  представить в виде суперпозиции ли-

нейных функций:  $\sigma(t) = \sum_{i=0}^n (t - T_i)(\sigma_{i+1} - \sigma_i)$ , то есть кривую  $\sigma = \sigma(t)$  аппроксимировать многозвенной ломаной линией. При этом надо учесть, что стока энергии меняются в каждом узле  $t = T_i$  и при  $t - T_i = L_0/C_R$ .

Для двухзвенной ломаной со скоростями нарастания нагрузки  $\dot{\sigma}_1$  и  $\dot{\sigma}_2$  имеем  $\sigma(t) = \dot{\sigma}_1 t + (\dot{\sigma}_2 - \dot{\sigma}_1)(t - T_1)$ ;  $t_H = T_1$ ;  $t_K = T - l/C_R$ ;  $l_{CT} = C_R(T - T_1)$ , если  $0 < T - T_1 \leq L_0/C_R$ ;  $l_{CT} = L_0$ , если  $T - T_1 > L_0/C_R$ .

Подставляя эти выражения в (4) и учитывая (2), получаем следующее выражение для  $K_1(t)$ :

$$K_1(T) = \varphi(A, C) \left( 1/\sqrt{T} \right) \left\{ \dot{\sigma}_1^2 (T^4 - X_0^4) + 4\dot{\sigma}_1 (\dot{\sigma}_2 - \dot{\sigma}_1) \left[ T_1^3 (T - T_1/2) + T^3 (T/2 - T_1) \right] + (\dot{\sigma}_2 - \dot{\sigma}_1)^2 (T - T_1)^4 \right\}^{\frac{1}{2}}; \quad 0 < T - T_1 \leq L_0/C_R$$

$$K_1(T) = \varphi(A, C) \left( 1/\sqrt{T} \right) \left\{ \dot{\sigma}_1^2 (T^4 - X_0^4) + 4\dot{\sigma}_1 (\dot{\sigma}_2 - \dot{\sigma}_1) \left[ (T^4 - X_0^4)/2 - T_1 (T^3 - X_0^3) + T_1^3 L_0/C_R \right] + (\dot{\sigma}_2 - \dot{\sigma}_1)^2 \left[ (T - T_1)^4 - (X_0 - T_1)^4 \right] \right\}^{\frac{1}{2}}; \quad (6)$$

$T - T_1 > L_0/C_R$ ; где  $X_0 = T - L_0/C_R$ .

Выражения (6) позволяют провести сравнение расчетных значений  $K_1(T)$ , полученных на основе энергетической модели, с экспериментальными данными и результатами численного расчета КИН методом конечных элементов с использованием  $J$ -интеграла, которые приведены на рис. 5. Экспериментальные зависимости  $\sigma(t)$  аппроксимированы двухзвенной ломаной, а значение величины  $C^*$  полагалось равным 1000 м/с. Значение константы материала  $A$  было найдено из условия наилучшего совпадения расчетной и экспериментальной зависимостей в одной точке и составило для применяемых образцов величину  $3,4 \cdot 10^{-2}$ . Хорошее совпадение зависимостей, приведенных на рис. 5, доказывает правильность предложенной энергетической модели формирования зоны перенапряжения.

**Обсуждение результатов.** На основе полученных в рамках энергетической модели выражений (5) и (6) можно проанализировать поведение  $K_1(T)$  при различных режимах динамического нагружения стационарной трещины. Для определенности рассмотрим случай линейно нарастающей нагрузки.

Величина КИН прямо пропорциональна скорости нагружения  $\dot{\sigma}_1$  при  $T < L_0/C_R$  она не зависит от длины трещины, что совпадает с выводами [7, 8], где численными методами исследовано поведение трещины

щины, подверженной воздействию однородной ступенчатой волны растяжения.

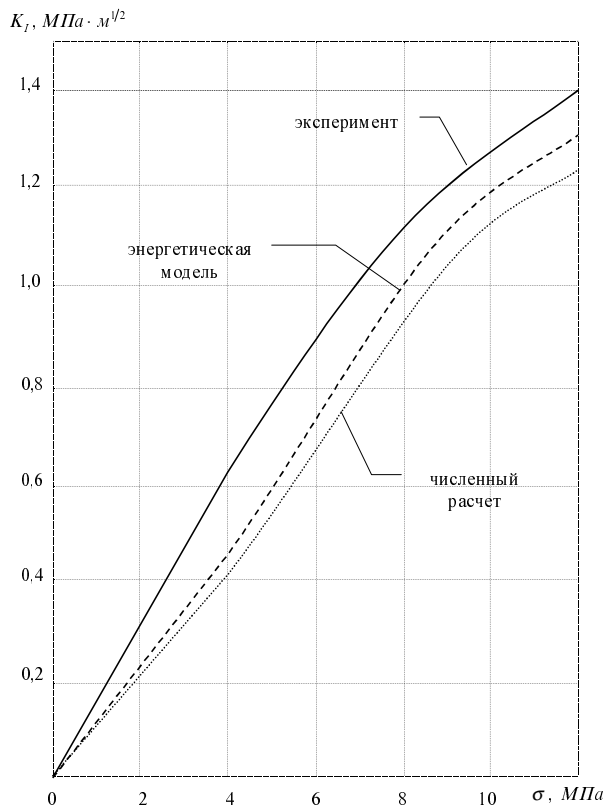


Рис. 5

Зависимость коэффициента интенсивности напряжений  $K_I$  от напряжений  $\sigma$ , растягивающих стационарную трещину.

В [7] показана возможность превышения величиной динамического КИН –  $K_I$  своего статического  $K_I^S$  при нагружении стационарной трещины. В рамках предложенной энергетической модели на величину КИН влияют два конкурирующих процесса: сброс упругой энергии в вершину трещины и увеличение размеров зоны перенапряжения. В соответствии с (5)  $K_I(T) \sim T^{3/2}$ , динамический КИН превысит свой статический аналог через некоторое время (для образцов из ЭД-20 МТГФА оно составляет 15 мкс). Физический смысл полученного результата состоит в том, что на начальной стадии нагружения лишь небольшая часть поступившей к трещине упругой энергии дойдет до ее вершины:  $K_I < K_I^S$ . Дальнейшее увеличение потока энергии в вершину трещины при неизменной скорости развития зоны перенапряжения приводит к более резкому нарастанию КИН, чем в случае квазистатического нагружения:  $K_I > K_I^S$ .

В [9] утверждается, что при воздействии на трещину ступенчатого импульсного нагружения для малых периодов времени справедливо соотношение  $K_I(T) \approx \sigma_0 \sqrt{C_1 T}$ . Это полностью согласуется с выводами энергетической модели, поскольку для перехода от ступенчатой к линейно нарастающей нагрузке необходимо провести интегрирование указанного соотношения по времени, что приведет к зависимости  $K_I(T) \approx \sigma_0 \sqrt{C_1} T^{3/2}$ .

В [10] получено аналитическое выражение для  $K_I(T)$  в вершине прямолинейной полубесконечной трещины, нагружаемой растягивающей трапецеидальной нагрузкой. Для стадии линейного нарастания нагрузки:

В [10] получено аналитическое выражение для  $K_I(T)$  в вершине прямолинейной полубесконечной трещины, нагружаемой растягивающей трапецеидальной нагрузкой. Для стадии линейного нарастания нагрузки:

$$K_1(T) = \dot{\sigma} \varphi(C_1 C_2) T^{3/2}; \quad \varphi(C_1 C_R) = 8C_2 \sqrt{C_1^2 - C_2^2} / 3C_1 \sqrt{\pi C_1} \quad (7)$$

Во временном интервале  $T < L_0/C_R$  выражения (5) и (7) совпадают с точностью до коэффициента, зависящего от скоростей распространения упругих волн в материале.

Из анализа энергетической модели следует механический смысл величины  $K_1(T)$ , состоящий в том, что его квадрат пропорционален средней плотности упругой энергии, накопленной в зоне перенапряжения к моменту времени  $T$ . Таким образом, в рамках энергетической модели КИН не связан непосредственно с удельной работой по образованию поверхности разрушения.

### Список использованной литературы

1. Костандов Ю. А., Рыжаков А. Н., Федоркин С. И. Разрушение твердых полимеров при импульсном растяжении. // Проблемы прочности. – 1992. – №7. – с. 14–17.
2. Патент Украины № 2015. 1994 г.
3. Метод фотоупругости. / Под ред. Г. Л. Хесина. – Стройиздат, 1975. т.2. 312 с.
4. Рыжаков А. Н. Закономерности развития магистральных трещин в твердых полимерах при импульсном растяжении. – Дисс. на соиск. учен. степ. к.ф.–м.н. К., 1993 – 180 с.
5. Партон В. З., Борисковский В. Г. Динамика хрупкого разрушения. – М.: Машиностроение, 1988. – 240 с.
6. Корнеев А. И., Николаев А. П., Шиповский И. Е. Приложение метода конечных элементов к задачам соударения твердых деформируемых тел. – 7 Всес. конф. "Численные методы решения задач теории упругости и пластичности". Матер. конф. – Н., 1982. – с. 122–129.
7. Achenbach I. D. Brittle and ductile extension of a finite crack by a horizontally polarized shear wave. – Int. J. Eng. Sci., 8, 1970, p. 947–966.
8. Achenbach I. D. Dynamic effects in brittle fracture/ In S. Nemat-Nasser (Ed.), Mechanics Today, v. 1, 1972, Pergamon.
9. Shookey D. A., Kalthoff I. F., Ehrlich D. C. Evaluation of dynamic crack instability criteria. – Int. J. of fract., v. 22, 1983, p. 217–229.
10. Морозов Н. Ф., Петров Ю. В. Динамическая вязкость разрушения в задачах инициирования роста трещин. – Изв. АН СССР. МТТ. №6. 1990.

Поступила в редколлегию 17.02.97