

А. А. Валишин, Д. В. Мищенко

ОСОБЕННОСТИ КВАЗИХРУПКОГО РАЗРУШЕНИЯ ПОЛИМЕРОВ И КОМПОЗИТОВ НА ИХ ОСНОВЕ

Рассмотрено квазихрупкое разрушение полимеров и композитов на их основе, которое наблюдается при температуре, изменяющейся от температуры хрупкости до температуры стеклования. Определены форма и размеры зоны вынужденной эластичности, возникающей в аморфных твердых полимерах перед трещиной разрушения при температуре, превышающей температуру хрупкости. Проведены исследования движения трещины с зоной вынужденной эластичности и процессов тепловыделения при формировании этой зоны.

E-mail:enf@mail.ru

Ключевые слова: полимеры, композиционные материалы на их основе, трещина, зона вынужденной эластичности.

Согласно принятой в литературе прочностной классификации, твердые полимеры подразделяют на три типа: низкопрочные, высокопрочные и свехпрочные [1]. Разрушение низкопрочных материалов, о которых пойдет речь, происходит в результате роста наиболее опасной трещины вплоть или до полного разрушения изделия (конструкции), либо до достижения неприемлемого уровня повреждения.

Трещина в материале растет под действием локальных напряжений в ее вершине. При этом неважно, каким фактором обусловлены эти локальные напряжения: внешним механическим напряжением, неоднородным температурным полем или, может быть, каким-то другим фактором. Известно, что в механическом поле трещина является концентратором напряжений: локальные напряжения вблизи вершины трещины многократно превышают напряжения вдали от нее. В температурном поле трещина является еще и концентратором теплового потока: тепловой поток и градиент температурного поля вблизи трещины имеют намного большие значения, чем вдали от нее [2].

Реальная трещина представляет собой щель с асимптотически сходящимися берегами. При этом расстояние между берегами (раскрытие трещины) плавно уменьшается вплоть до межчастичных расстояний (межатомных и межмолекулярных). Отсюда следует, что в концевой части трещины есть участок, где существенны силы межатомного и межмолекулярного взаимодействия берегов трещины

[3—5]. Межчастичные силы сцепления вблизи кончика трещины обеспечивают плавное смыкание ее берегов и конечность напряжений вблизи вершины трещины.

Кончик трещины напоминает маленький клюв. Форма трещины в области так называемого клюва, его напряженное состояние и размеры полностью определяются силами межатомного и межмолекулярного взаимодействия и не зависят от внешних нагрузок и температуры. Иными словами, клюв трещины автономен по отношению ко всей трещине, и при ее росте перемещается впереди трещины, не меняя ни своих размеров, ни формы [3, 4, 6]. Форма остальной части трещины зависит от внешних напряжений механического, термического или иного происхождения. Предельное значение размеров клюва определяется формулой

$$d = \frac{\pi \lambda^2 E}{16(1-\nu^2)\alpha_n},$$

где λ — среднее межмолекулярное расстояние, характеризующее наибольшее раскрытие клюва; E — модуль Юнга; ν — коэффициент Пуассона; α_n — удельная поверхностная энергия разрушения. Численную оценку размера клюва проведем с использованием данных для полиметилметакрилата (ПММА) [1]: $\lambda = 1,2 \cdot 10^{-9}$ м, $E = 3,93 \cdot 10^9$ Н/м², $\nu = 0,25$, $\alpha_n = 3,9 \cdot 10^{-2}$ Дж/м² и получим $d = 7,9 \cdot 10^{-10}$ м. Сравним предельное значение размеров клюва с диаметром флуктуационного объема, в котором, согласно термофлуктуационной теории разрушения [1], происходят элементарные акты разрушения. Для ПММА флуктуационный объем $V_a = (0,5 \dots 1,4) \cdot 10^{-28}$ м³ [1], отсюда диаметр флуктуационного объема $d \sim \sqrt[3]{2V_a} = (4,6 \dots 6,5) \cdot 10^{-10}$ м, т. е. диаметр флуктуационного объема и длина клюва трещины практически одинаковы. Следовательно, в области клюва — микрообъема вблизи трещины (флуктуационного объема) — и разыгрываются элементарные акты разрушения. Точнее, в этом микрообъеме происходят заключительные акты «дорывания» напряженных связей. Первичные акты предразрушения происходят перед фронтом трещины разрушения в условиях, когда вследствие больших напряжений в полимерах развивается неупругая деформация (вынужденная эластическая деформация).

Напряжение сцепления в клюве трещины определяется формулой

$$f_{\max} \approx \sqrt{\frac{\pi E \alpha_n}{d}},$$

с помощью которой можно оценить порядок величины напряжения сцепления. Используя для ПММА численные данные из работы [1]: $E = 3,93 \cdot 10^9 \text{ Н/м}^2$, $\alpha_{\text{п}} = 3,9 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/м}^2$, получаем $f_{\text{max}} = 7,8 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$. Следовательно, напряжение в клюве трещины имеет конечное значение, и для ПММА его можно принять равным $7,8 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$. Для трещины нормального отрыва оно определяется нормальным напряжением σ_{yy} . Фронт трещины поперечного сдвига (трещина второго типа) продвигается за счет скольжения берегов один относительно другого. Поэтому напряжение сцепления в клюве этой трещины — тангенциальное напряжение σ_{xy} , хотя межчастичные связи при всяком виде макроскопических напряжений испытывают только растяжение.

При фрактографическом исследовании поверхности излома разрушенных образцов наблюдали три зоны: зеркальную, матовую и перьевую (искромсанную) [1, 7]. Зеркальная зона соответствует медленному флуктуационному подрастанию трещины. Трещина на своем пути пересекает множество микрополостей размером от нескольких до десятка микрон. Взаимодействие трещины с этими микрополостями приводит к зарождению многих вторичных микротрещин, так что трещина разрушения продвигается как бы через заранее подготовленную разрыхленную среду, насыщенную микропорами и микротрещинами. В матовой зоне, соответствующей атермической стадии движения трещины с большой скоростью, возросшие локальные напряжения становятся достаточными для активизации изолированных микрополостей и их взаимодействия. Одновременно вместе с магистральной трещиной распространяется множество вторичных микротрещин. В перьевой зоне, которая завершает разрушение, этот процесс становится еще интенсивнее.

Процессы предразрушения, т. е. накопление микроповреждений (разрыхление) перед фронтом трещины, протекают параллельно с развитием неупругой вынужденно-эластической деформации. При этом процессы предразрушения и вынужденно-эластического деформирования развиваются во времени с конечной скоростью.

Наиболее известной теорией, учитывающей наличие неупругой зоны перед трещиной, является теория Леонова—Панасюка—Дагдейла (ЛПД) [5, 8]. В этой теории рассматривается трещина нормального отрыва с пластической зоной перед ней. Теория ЛПД была создана для материалов, деформирующихся пластически, в первую очередь металлов. Пластическая зона моделируется тонкой прослойкой на продолжении трещины, заполненной нелинейно пластически деформированным материалом.

В полимерах аналогом пластической деформации является вынужденно-эластическая деформация. По внешним признакам эта де-

формация напоминает пластическую, хотя по физической природе это совершенно разные виды деформации. Поэтому перед фронтом трещины возникает зона вынужденной эластичности. Развитие зоны вынужденной эластичности происходит с преодолением внутреннего трения и выделением теплоты, что приводит к нагреванию материала вблизи трещины. Это, с одной стороны, ускоряет процесс накопления повреждений, а с другой — через релаксацию напряжения тормозит их. Микрорасслоение материала в зоне вынужденной эластичности, которое начинается, когда температура зоны приближается к температуре стеклования T_c , приводит к ориентационному упрочнению и также затормаживает процессы предразрушения.

По достижении напряжения, равного пределу вынужденной эластичности σ_b для данной температуры, «размораживается» сегментальная подвижность звеньев макромолекул и начинает развиваться зона вынужденной эластичности ползучести при напряжении σ_a , связанная с разворачиванием свернутых конформаций макромолекул и большими перемещениями материала внутри зоны вынужденной эластичности. Вне зоны вынужденной эластичности, где напряжения меньше предела вынужденной эластичности, сегментальная подвижность блокируется межмолекулярным взаимодействием, и одно только тепловое движение не в силах его преодолеть. Поэтому вне эластической зоны материал испытывает только малые упругие деформации.

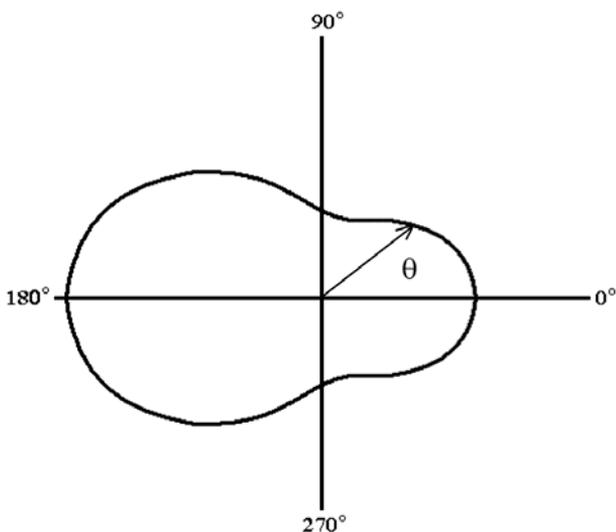
Напряжение в эластической зоне конечно и равно пределу вынужденной эластичности, соответствующему данной локальной температуре зоны. Форма и размеры зоны вынужденной эластичности описываются в полярных координатах формулой

$$r = \frac{K_2^2}{2\pi\sigma_b^2} \left(4 - \frac{9}{4} \sin^2 \theta - \cos \theta \right). \quad (1)$$

Здесь K — коэффициент интенсивности напряжений (КИН) (K_1 — для трещины нормального отрыва и K_2 — для трещины поперечного сдвига); θ — полярный угол; σ_b — предел вынужденной эластичности.

На рисунке представлена рассчитанная по формуле (1) форма зоны вынужденной эластичности. Построение выполнено в безразмерных полярных координатах с использованием безразмерного полярного радиуса $\rho = r / \frac{K_2^2}{2\pi\sigma_b^2}$. Большая часть зоны вынужденной эластичности вытянута вдоль берегов трещины. Примерно 20 % этой зоны располагается впереди перед фронтом трещины. В этой ее ак-

тивной части, являющейся продолжением клюва трещины, процессы предразрушения способствуют дальнейшему росту трещины.



Форма зоны вынужденной эластичности вблизи трещины поперечного сдвига при плоском напряженном состоянии

Чтобы найти площадь зоны вынужденной эластичности, проинтегрируем выражение (1) по области, ограниченной контуром зоны (см. рисунок). Получаем

$$S = \frac{1,1}{\pi} \left(\frac{K_2}{\sigma_B} \right)^4. \quad (2)$$

Площадь так называемой активной части зоны

$$S_{\text{акт}} = \frac{0,22}{\pi} \left(\frac{K_2}{\sigma_B} \right)^4. \quad (3)$$

Объем активной части получается умножением на толщину образца h :

$$V = \frac{0,22h}{\pi} \left(\frac{K}{\sigma_B} \right)^4. \quad (4)$$

Длина активной части зоны, находящейся перед фронтом трещины,

$$\Delta = \frac{0,75}{\pi} \left(\frac{K}{\sigma_B} \right)^2. \quad (5)$$

Размеры зоны вынужденной эластичности, как следует из формул (4)—(7), определяются соотношением между КИН и пределом вынужденной эластичности σ_v . В определении размеров зоны вынужденной эластичности ведущую роль играет КИН. Динамический КИН для движущейся трещины, вообще говоря, отличен от статического, и зависит от скорости распространения трещины. В работе [9] для движущейся трещины нормального отрыва при постоянном одноосном растягивающем напряжении получено выражение для динамического КИН в виде

$$K(l, v) = K_{\text{стат}}(l) K_{\text{дин}}(v).$$

Здесь $K_{\text{стат}}(l)$ — статический КИН, рассчитываемый обычными методами механики разрушения (l — длина трещины); $K_{\text{дин}}(v)$ — динамическая поправка (v — скорость распространения трещины):

$$K_{\text{дин}}(v) = \frac{1 - v/c_R}{g \sqrt{1 - \frac{v}{c_1}}},$$

где фактор g слабо зависит от скорости v и принимает значения, близкие к единице; c_R — скорость поверхностных рэлеевских волн; c_1 — скорость продольных упругих волн расширения-сжатия ($c_R < c_1$).

С увеличением скорости v динамическая поправка $K_{\text{дин}}(v)$ уменьшается, стремясь к нулю при $v \rightarrow c_R$. Эксперименты показывают, что максимальная скорость трещины не достигает рэлеевской скорости и по различным данным составляет $(0,2...0,7)c_R$ [9, 10].

По мере роста трещины увеличивается статический КИН, и размеры зоны вынужденной эластичности также увеличиваются, поскольку на больших расстояниях от фронта трещины напряжения достигают предела вынужденной эластичности. При увеличении локальной температуры вблизи трещины уменьшается предел вынужденной эластичности, т. е. на больших расстояниях, напряжения достигают этого предела. Поэтому размеры зоны вынужденной эластичности увеличиваются с ростом локальной температуры. Поскольку локальная температура также зависит от длины трещины, можно предположить, что при заданных внешних условиях размеры зоны управляются размером трещины.

При локальной температуре вблизи фронта трещины, превышающей температуру хрупкости $T_{\text{хр}}$, начинает развиваться вынужден-

ная эластическая деформация и появляется зона вынужденной эластичности, размеры которой сокращаются с уменьшением локальной температуры, и при температуре T_{xp} зона стягивается к клюву трещины. Поэтому при температуре ниже температуры хрупкости трещина растет по механизму хрупкого разрушения без зоны вынужденной эластичности. По достижении температуры квазихрупкости $T_{кхр}$ в зоне вынужденной эластичности появляется собственная структура: материал зоны расслаивается на тяжи, разделенные между собой, и зона преобразуется в крейз (трещину серебра). Для справки приведем значения температуры T_{xp} , $T_{кхр}$, T_c для двух полимеров [1]:

$$\text{ПММА } T_{xp} = -29 \text{ }^\circ\text{C}, T_{кхр} = 52 \text{ }^\circ\text{C}, T_c = 100 \text{ }^\circ\text{C};$$

$$\text{ПЭТФ } T_{xp} = -20 \text{ }^\circ\text{C}, T_{кхр} = 45 \text{ }^\circ\text{C}, T_c = 80 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Если локальная температура выше температуры T_{xp} или становится таковой в процессе медленного подрастания трещины, перед ее фронтом появляется зона вынужденной эластичности, и трещина прорастает через нее, одновременно двигая ее вперед.

Для аморфных полимеров, таких как ПММА, ПС, ПЭТФ и других, ниже температуры стеклования T_c выделяют три прочностных состояния: хрупкое, квазихрупкое и нехрупкое (вязкоупругое) [1]. Они разделяются температурами хрупкости T_{xp} и квазихрупкости $T_{кхр}$. В каждом состоянии распространение трещины имеет свою специфику, что отражено в названиях трещин: хрупкая, квазихрупкая и крейз. Ниже значения T_{xp} реализуется хрупкая трещина без эластической зоны, в диапазоне значений $T_{xp} \dots T_{кхр}$ перед фронтом трещины появляется зона вынужденной эластичности, а выше значения $T_{кхр}$ она преобразуется в крейз и трещина прорастает через него за счет накопления в тяжах повреждений и их последующего разрыва.

В работе [10] отмечается, что для развития в пластичных материалах (в первую очередь в металлах) хрупкого или нехрупкого разрушения важную роль играет скорость трещины. Пока скорость мала, пластическая деформация успевает развиваться и трещина растет через пластическую зону. Когда скорость достигает достаточно большого значения, пластическая деформация не успевает развиваться за трещиной и наступает хрупкий разрыв, который затем может снова превратиться в пластический, если освобождающейся упругой энергии окажется недостаточно для обеспечения нужной скорости трещины. Этот релаксационный фактор еще в большей степени проявляется в полимерах, которые в отношении механических свойств являются

вязкоупругими средами с сильной зависимостью механических характеристик от скорости и длительности (и частоты) воздействия, а также от температуры.

Моделирование на компьютере движения трещины в условиях существования впереди нее зоны вынужденной эластичности приводит к следующим результатам. Вынужденная эластическая деформация развивается во времени с конечной скоростью, зависящей от напряжения и температуры. Скорость формирования зоны вынужденной эластичности характеризуется временем τ запаздывания вынужденной эластической деформации ползучести, зависящим от интенсивности межмолекулярных взаимодействий, тормозящих процесс разворачивания свернутых конформаций макромолекул, а также от температуры и внешнего напряжения. Введем безразмерный характеристический параметр $\chi = \frac{v\tau}{l_{кр}}$, где $l_{кр}$ — критическая длина на флук-

туационной стадии движения. Произведение $v\tau$ определяет среднее расстояние, на которое может продвинуться трещина за время развития вынужденной эластичности деформации. Если $\chi \ll 1$, за время τ трещина может пройти путь, намного меньший ее критического пути, т. е. подавляющую часть своего пути трещина будет двигаться в условиях уже развившейся вынужденной эластической деформации впереди нее. Поэтому условие $\chi \ll 1$ определяет наличие перед трещиной сформировавшейся зоны вынужденной эластичности.

Развитие вынужденной эластической деформации происходит с совершением работы против сил внутреннего трения и сопровождается выделением теплоты. Можно показать, что пока скорость трещины невелика, этот поток теплоты успевает отводиться во вне, и движение трещины является изотермическим. По мере роста трещины ее скорость возрастает, напряжения вблизи фронта увеличиваются, выделяющаяся теплота уже не успевает полностью отводиться и происходит постепенный переход к адиабатическому движению трещины, зона вынужденной эластичности нагревается, увеличивается частота элементарных актов разрушения, время развития вынужденной эластической деформации уменьшается, уменьшается и предел вынужденной эластичности σ_v . Все эти факторы противоречивым образом влияют на движение трещины и эволюцию зоны вынужденной эластичности. В конце медленной стадии движения трещины из-за адиабатического разогрева ее скорость резко, почти скачком, увеличивается, приближаясь к предельной скорости атермической стадии. В это время характеристический параметр χ становится больше единицы, и вынужденная эластическая деформация

уже не успевает за трещиной, размеры зоны вначале «замораживаются», а с переходом к атермической стадии движения трещины зона вынужденной эластичности исчезает, и заключительный этап разрушения происходит по механизму хрупкого разрушения — трещина «летит» адиабатически с высокой локальной температурой в ее головной части. Следовательно, условие $\chi \gg 1$ определяет отсутствие зоны вынужденной эластичности.

При температуре выше температуры хрупкости в нагруженном материале в окрестности трещины появляется зона вынужденной эластичности, заполненная нелинейно деформированным полимерным веществом. Материал зоны подвергается вынужденной эластической деформации ползучести, связанной с большими макроскопическими перемещениями. Вне зоны материал образца испытывает только упругие деформации. На микроскопическом уровне развитие вынужденной эластической ползучести, обусловленной возникновением в силовом поле вынужденной сегментальной подвижности, проявляется в изменении конформаций макромолекул от свернутых к вытянутым без их разрыва и перемещения как целого. При этом изменяется (уменьшается) конформационная энтропия макромолекул. В этом смысле вынужденная эластическая деформация имеет энтропийное происхождение. Но конформационные преобразования при вынужденной ползучести происходят с преодолением блокирующего действия межмолекулярных сил, поэтому изменяется не только энтропия, но и внутренняя энергия макромолекул. При этом характер вынужденной эластической деформации не чисто энтропийный. Тормозящее действие межмолекулярных сил проявляется как внутреннее трение, на преодоление которого затрачивается работа, рассеиваемая в виде потока теплоты. В связи с этим при формировании зоны вынужденной эластичности она нагревается.

В зоне вынужденной эластичности деформация имеет две составляющие — упругую, которая возникает практически мгновенно, и запаздывающую — вынужденно-эластическую. Упругая составляющая обусловлена растяжением химических связей и валентных углов, в первую очередь, в цепях главной валентности полимерных макромолекул. Эластическая составляющая появляется только выше температуры хрупкости, так как только при этой температуре проявляется сегментальная подвижность как вынужденная ползучесть в стесненных условиях малого объема зоны. Ее развитие растянуто во времени, а эластическая составляющая значительно превосходит упругую. Все это позволяет записать тензор деформаций в зоне вынужденной эластичности в виде

$$\varepsilon_{ij}(M, t) = \varepsilon_{ij\text{упр}}(M) + \varepsilon_{ij\text{эл}}(M, t)\eta(T - T_{\text{хр}}), \quad i, j = \overline{1,3}, \quad (6)$$

где $\eta(T - T_{xp})$ — функция Хевисайда, зависящая от пространственных координат произвольной точки M зоны и от времени. Формула (6) действует только в пределах зоны эластической деформации, которая при понижении температуры до температуры хрупкости T_{xp} стягивается к клюву трещины. При температуре ниже T_{xp} зона вынужденной эластичности отсутствует, и в этой формуле остается только первое слагаемое. Тензор вынужденной эластической деформации разложим на шаровую и девиаторную части:

$$\varepsilon_{ij\text{эл}} = l_{ij\text{эл}} + \frac{1}{3}\Theta_{\text{эл}}\delta_{ij},$$

где $\Theta_{\text{эл}} = \varepsilon_{kk\text{эл}}$ — след тензора эластической деформации, $\varepsilon_{kk} = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}$; δ_{ij} — символ Кронекера,

$$l_{ij\text{эл}} = \varepsilon_{ij\text{эл}} - \frac{1}{3}\Theta_{\text{эл}}\delta_{ij}.$$

Вынужденная эластическая деформация развивается в стесненных условиях малого объема окрестности трещины, за пределами зоны вынужденной эластичности материал деформируется только упруго. Поэтому при деформации этой зоны изменение объема не происходит, и существенным является только девиатор деформации. Уточним формулу (6):

$$\varepsilon_{ij}(M, t) = \varepsilon_{ij\text{упр}}(M) + l_{ij\text{эл}}(M, t)\Theta(T - T_{xp}).$$

В пределах зоны вынужденной эластичности (когда она есть) устанавливается напряжение, равное пределу вынужденной эластичности. Для нормальных и тангенциальных компонент напряжений предел вынужденной эластичности, вообще говоря, различен. Как правило, для сдвига он меньше, чем для растяжения [1]. Поэтому, например, для трещины поперечного сдвига размеры зоны вынужденной эластичности определяются пределом вынужденной эластичности на сдвиг, и эластическая составляющая деформации появляется, когда тангенциальное напряжение достигает предела вынужденной эластичности для данной температуры.

В тензоре упругих деформаций $\varepsilon_{ij\text{упр}}$ существенны и шаровая часть, и девиатор, так как при упругой деформации изменяются и объем, и форма. Деформация химических связей и валентных углов в макромолекулах — это всегда упругое растяжение, но оно вызывается всеми компонентами тензора напряжений, поскольку на микро-

скопическом уровне всегда имеются химические связи в макромолекулах, растягиваемые всеми компонентами макроскопического напряжения.

В процессе формирования эластической зоны возникают вязкие или диссипативные напряжения, вызванные силами внутреннего трения. Вязкие напряжения зависят от скорости вынужденной эластической деформации и исчезают, когда развитие этой деформации завершается. Работа, производимая вязкими напряжениями, определяет потери энергии при деформировании. Эта энергия рассеивается в виде теплоты, поэтому при формировании зоны вынужденной эластичности она нагревается. Потери энергии на трение в единице объема в единицу времени определяются так называемой диссипативной функцией $R(M, t)$, а именно выражение $2R(M, t)\Delta V\Delta t$ определяет потери энергии в малом объеме ΔV около точки M за малое время Δt приблизительно в момент времени t . Мощность тепловыделения в единице объема

$$\dot{Q}(M, t) = 2R(M, t).$$

Количество теплоты, выделяемой во всем объеме V зоны вынужденной эластичности за промежуток времени $[t_1, t_2]$,

$$Q = \int_{t_1}^{t_2} \int_V 2R(M, t) dV dt. \quad (7)$$

Диссипативная функция $R(M, t)$ является квадратичной функцией тензора скоростей эластической деформации $\dot{\epsilon}_{ij\text{эл}}$. Тензор вынужденной эластической деформации представляет собой сумму девиатора и шаровой части:

$$R = \mu (\dot{l}_{ij\text{эл}})^2 + \frac{1}{2} \xi (\dot{\Theta}_{\text{эл}})^2.$$

Здесь μ — вязкость формы (на сдвиг), ξ — вязкость объема. Поскольку в рассматриваемом случае вынужденная эластическая деформация определяется девиатором $\dot{l}_{ij\text{эл}}$, имеем

$$R(M, t) = \mu (\dot{l}_{ij\text{эл}})^2.$$

Тогда мощность тепловыделения в произвольной точке M зоны вынужденной эластичности

$$\dot{Q}(M, t) = 2\mu \left[\dot{l}_{ij\text{эл}}(M, t) \right]^2. \quad (8)$$

Зависимость девиатора эластической деформации от времени определяется реологическими свойствами полимерного вещества. Для оценки этих свойств можно взять реологическую модель Кельвина (линейное стандартное тело). Эта модель основана на сочетании мгновенной упругости и запаздывающей упругости, обусловленной вязкостью материала. Мгновенная упругость характеризуется мгновенным модулем упругости E , а запаздывающая — вязкостью μ и временем запаздывания τ . В одномерном случае ползучесть материала Кельвина описывается формулой

$$\varepsilon(t) = \frac{\sigma_0}{E} + \varepsilon_\infty \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right). \quad (9)$$

Здесь σ_0 — приложенное напряжения; ε_∞ — равновесное значение запаздывающей деформации:

$$\varepsilon_\infty = \frac{\tau}{\eta} \sigma_0.$$

Первое слагаемое в формуле (9) определяет мгновенную упругую деформацию и соответствует первому члену формулы (6), а второе — запаздывающую вынужденную эластическую деформацию, соответствующую второму члену формулы (6). С учетом формулы (9) запишем девиатор вынужденной эластической деформации в виде

$$l_{ij\text{эл}}(M, t) = l_{ij\infty}(M, t) \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \eta (T - T_{\text{xp}}).$$

Тогда скорость этой деформации

$$\dot{l}_{ij\text{эл}}(M, t) = \frac{1}{\tau} l_{ij\infty}(M, t) e^{-\frac{t}{\tau}} \eta (T - T_{\text{xp}}). \quad (10)$$

Подставив соотношение (10) в формулу (8), получаем мощность тепловыделения

$$\dot{Q}(M, t) = \frac{2\mu}{\tau^2} e^{-\frac{t}{\tau}} \left[l_{ij\infty}(M, t) \right]^2 \eta (T - T_{\text{xp}}). \quad (11)$$

Это означает, что в процессе формирования эластической зоны в каждой точке ее объема действует тепловой источник с такой мощ-

ностью. Количество теплоты, выделяющейся за время формирования зоны вынужденной эластичности, можно получить, если подставить (10) в формулу (7) и провести предусмотренное интегрирование:

$$Q = 0,86V \frac{\mu}{\tau} (l_{ij\infty})^2 \eta (T - T_{xp}).$$

Здесь V — объем зоны вынужденной эластичности; $l_{ij\infty}$ — средняя равновесная эластическая деформация.

По завершении формирования зоны вынужденной эластичности в ней устанавливается однородное напряжение, равное пределу вынужденной эластичности. При этом количество выделяющейся теплоты в зоне вынужденной эластичности

$$Q = 0,86V \frac{\tau}{\mu} \sigma_B^2 \eta (T - T_{xp}).$$

Таким образом, определены размеры клюва трещины и напряжение, возникающее в нем, а также форма и размеры зоны вынужденной эластичности, возникающей в аморфных твердых полимерах перед трещиной разрушения при температуре выше температуры хрупкости.

Смоделировано движение трещины с зоной вынужденной эластичности. Исследованы процессы тепловыделения при формировании зоны вынужденной эластичности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бартнев Г. М. Прочность и механизм разрушения полимеров. М.: Химия. 1984.
2. Валишин А. А., Карташов Э. М., Тишаева С. Д. // Ученые записки МИТХТ, 2003. № 7. С. 40–45.
3. Баренблатт Г. И. // Проблемы механики сплошных сред. Изд-во АН СССР. М.-Л., 1961.
4. Баренблатт Г. И. // Прикладная математика и механика. 1964. № 4. С. 630–643.
5. Панасюк В. В. Предельное равновесие хрупких тел с трещинами. Киев: Наукова думка. 1968.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М.: Наука. 1978.
7. Партон В. З. Механика разрушения. М.: Наука. 1990.
8. Основы экспериментальной механики разрушения / И.М. Керштейн, В.Д. Ключников, Е.В. Ломакин и др. М.: Изд-во МГУ, 1989.
9. Костров Б. В. // Прикладная математика и механика. 1974. № 3. С. 551–560.
10. Fehlebeck D. K., Orowan E. O. // Weld. Journ. Res. Suppl. 1955. 34. P. 570–575.

Статья поступила в редакцию 03.07.2012.