

УДК 541.64:539.3

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ТРЕЩИНЫ В ЭЛАСТОМЕРАХ

© 2008 г. Thomas Horst, Gert Heinrich

Leibniz-Institut für Polymerforschung Dresden e.V.

Hohe Straße 6, D-01069 Dresden, Germany

В рамках теории линейной вязкоупругости рассчитаны поля деформаций около вершины трещины при разных скоростях ее продвижения. Вблизи вершины может возникать переход материала из высокоэластичного в стеклообразное состояние. Проанализированы также сдвиговое и объемное состояния в области деформирования. В то время как увеличение энергии раздира при высоких скоростях продвижения трещины можно приписать сдвиговой компоненте, объемная составляющая влияет на механизм разрушения. Результаты расчетов подтверждают экспериментальные данные о том, что неустойчивость, возникающая при переходе от стабильного к нестабильному режиму распространения трещины, связана с изменением механизма разрушения. При низких скоростях движения вершины трещины потеря сплошности материала возникает из-за образования, роста и слияния пор. При высоких скоростях кавитация незначительна, и разрушение происходит по хрупкому механизму, что ведет к уменьшению энергии, необходимой для распространения зоны разрушения.

ВВЕДЕНИЕ

Промышленные эластомеры обычно являются высоконаполненными, сшитыми полимерными смесями, в которых также существуют топологические зацепления. Динамические условия работы предъявляют высокие требования к эксплуатационным свойствам и стабильности эластомерных материалов. Срок службы изделий обычно уменьшается в результате износа, абразивного истирания и усталости, вызванных в основном образованием и распространением трещин.

Были предприняты большие усилия по изменению состава резин с целью получения материалов с высокой ударной вязкостью. Увеличение ударной вязкости может быть достигнуто таким изменением структуры эластомера, чтобы вблизи вершины трещины на разных масштабах возникало как можно больше процессов диссипации, приводящих к росту поглощенной материалом энергии. Энергию разрыва T , введенную Rivlin и Thomas [1] как соответствующий механический параметр разрушения, определяют как энергию, требуемую на увеличение плоскости разрушения на единичную длину. В эту величину также входит диссипация энергии. Таким образом, в отли-

че от введенного Griffith [2] критерия, значение T гораздо выше, чем соответствующая поверхностная энергия.

Хотя энергию раздира часто используют как параметр, характеризующий условия разрушения резин, данная величина не отражает различий в механизмах диссипации, ведущих к потере сплошности материала. Следовательно, изучение этих механизмов является важнейшей задачей для понимания природы разрушения эластомерных материалов.

Не все диссипативные процессы, происходящие при распространении трещины, можно объяснить в рамках механики сплошных сред. Мелкомасштабные диссипативные процессы происходят в зоне развития трещины (рис. 1), где механика сплошных сред не способна описать переход от неповрежденного материала к разрушенному. Вклад процессов такого рода должен быть явным образом включен в баланс энергии, в то время как методами механики сплошных сред рассчитывают диссипацию во время движения трещины.

Значительный рост энергии раздира резин от T_0 (сопротивление при стабильном распространении) до T_{max} (сопротивление при катастрофическом росте) при высоких скоростях распространения трещины

E-mail: horst@ipfdd.de (Thomas Horst).

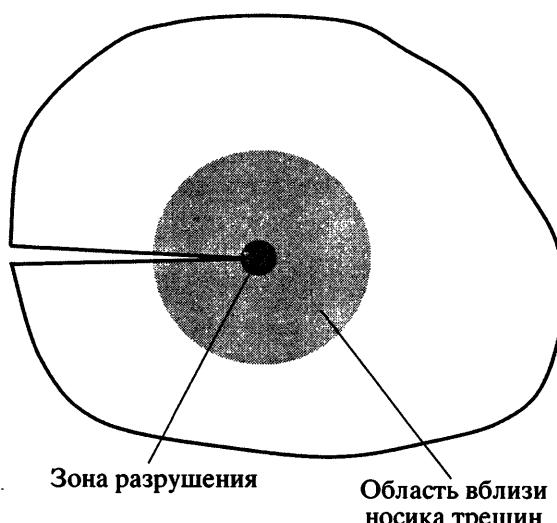


Рис. 1. Характерные области, связанные с процессом разрушения.

нения вершины трещины (вплоть до нестабильности процесса разрушения при $v = v_s$) можно приписать вязкоупругой диссипации энергии вблизи вершины, но вне зоны развития трещины (рис. 2). В данной области происходит стабильное равномерное прорастание трещины, а нестабильный рост невозможен из-за различных диссипативных процессов. Превышение T_{max} приводит к катастрофическому нестабильному росту с высокой скоростью движения вершины трещины.

Взаимосвязь между энергией раздира и спектром вязкоупругой релаксации эластомерного материала была исследована в рамках линейной теории Persson и Brener [3]. При этом пренебрегается характерным видом механических полей вблизи вершины трещины, а учитывается только изменение модуля сдвига. Увеличение энергии раздира на три порядка можно связать с резким изменением модуля сдвига, от которого зависит диссипация. Цитируемое исследование было дополнено учетом изменения температуры при локальной диссипации энергии. Наблюдаемая нестабильность была объяснена влиянием температуры вследствие локального разогрева материала [4]. Однако попытки экспериментального обнаружения предсказанной формы зоны гистерезисного нагрева до сих пор были неудачны [5].

Разрушение резины сопровождается перемещением зоны, в которой на микроуровне идут

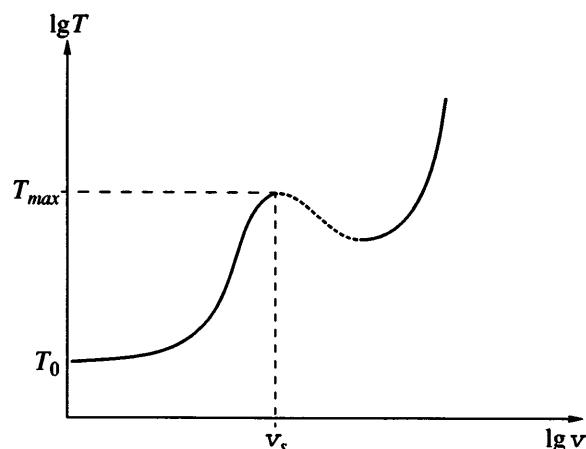


Рис. 2. Качественная картина зависимости энергии разрыва от скорости вершины трещины.

процессы разрушения полимера. Исследование поверхности разрушения композитов на основе бутадиен-стирольного каучука (БСК) [6] показывает, что в диапазоне малых скоростей движения вершины трещины ее поверхность достаточно грубая, по крайней мере на макроуровне, и чем больше степень наполнения сажей, тем она более гладкая. В области высоких скоростей распространения вершины трещины, наоборот, поверхность разрушения всегда гладкая, вне зависимости от содержания сажи. Было постулировано, что неровность поверхности появляется вследствие кавитации перед вершиной трещины из-за возникновения трехмерного напряженного состояния материала. Пересечение растущей трещины с образовавшимися порами приводит к возникновению грубой поверхности разрушения. Процессы образования, роста и слияния пор очень чувствительны к деталям микроструктуры, таким как характер и размер частиц наполнителя. При высоких скоростях независимо от содержания наполнителя кавитация подавлена.

Можно предположить, что в любом эластомерном материале есть дефекты – предшественники микропор. Рост существующих пор с исходным радиусом в диапазоне 0.5 мкм–1 мм связан с упругой неустойчивостью, когда гидростатическое давление превышает величину модуля Юнга [7].

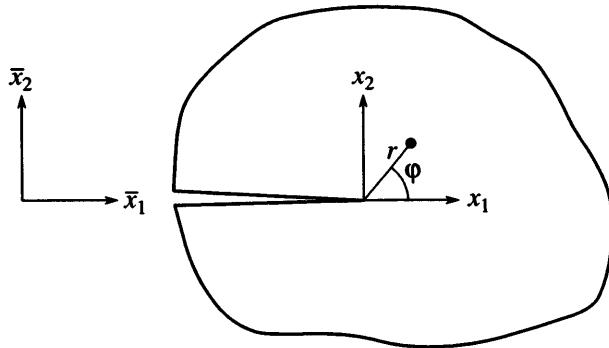


Рис. 3. Определение системы координат.

Развивая соображения, высказанные в работе [3], в данной статье был проведен анализ полей напряжений и деформаций в линейном вязкоупругом материале вблизи вершины трещины, распространяющейся с различной (конечной) скоростью. Поскольку за разрушение материала вблизи вершины трещины на мезомасштабе ответственна кавитация, сдвиговые и объемные деформации в материале будут рассматриваться раздельно.

Так как в линейной теории существует предопределенная сингулярность напряжений, возможен расчет состояния материала без явного решения краевой задачи. Вязкоупругие поля вблизи вершины трещины можно рассчитать, основываясь на линейно-упругих моделях.

В настоящей работе компоненты тензоров выражены в декартовых координатах. Поведение материала относится к фиксированной точке. Вследствие того, что трещина перемещается, для описания полей напряжений и деформаций удобно использовать декартову систему координат, движущуюся вместе с вершиной трещины (рис. 3).

ЛИНЕЙНОЕ ВЯЗКОУПРУГОЕ ПОВЕДЕНИЕ МАТЕРИАЛА

Резины являются материалами, состоящими из сетки спищих химическими связями макромолекул. Динамика цепей на молекулярном уровне определяет деформационное поведение таких материалов. Под действием приложенного напряжения материал может деформироваться по двум принципиально разным механизмам [8]. Могут изменяться длина валентных связей и валентные углы. Такие перемещения малы и происходят практически мгновенно. Если молекулярная по-

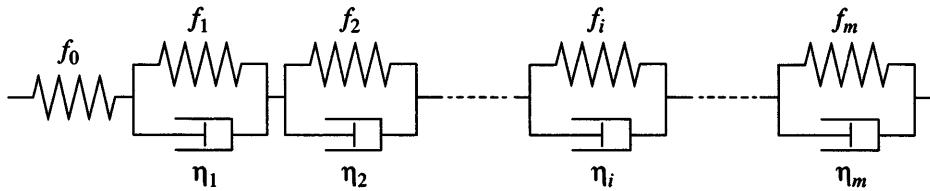
движность полимера достаточно высока, то также возможны крупномасштабные перемещения фрагментов цепей. Это происходит благодаря относительно легкому вращению вокруг одинарной связи С–С. Следствием является большое число возможных конформационных состояний макромолекулы и большая конформационная энтропия. В зависимости от степени подвижности цепная молекула может в разной мере вытянуться в направлении приложенного напряжения, что уменьшает ее конформационную энтропию.

Поэтому при больших временах деформирования эластомер ведет себя подобно жидкости – как несжимаемый материал, но с низким ненулевым модулем сдвига. В то же время при малых временах воздействия модуль сдвига в тысячи раз выше и материал сжимаем. Поскольку возможен переход между двумя предельными состояниями, для материала характерно поведение с затухающей памятью, т.е. его фактическое напряженное состояние в данной точке определяется не только текущей деформацией, но и предысторией деформирования [9]. Математически это можно выразить в виде интеграла свертки. Следовательно, однородный, изотропный, линейный вязкоупругий материал характеризуется двумя зависящими от времени функциями, например модулем сдвига $G(t)$, описывающим изменение формы, и объемным модулем $K(t)$, характеризующим дилатационное поведение.

Связь между напряжениями и деформациями в данном случае можно записать в виде

$$\sigma_{ij}(t) = 2 \int_{-\infty}^t G(t-\tau) \frac{d\epsilon_{ij}^{dev}(\tau)}{d\tau} d\tau + \\ + \delta_{ij} \int_{-\infty}^t K(t-\tau) \frac{d\epsilon^{tr}(\tau)}{d\tau} d\tau, \quad (1)$$

где след и девиатор тензора второго ранга определены как $(\cdot)^{tr} = (\cdot)_{kk}$, $(\cdot)_{ij}^{dev} = (\cdot)_{ij} - \delta_{ij} \frac{1}{3} (\cdot)_{kk}$ (используется правило Эйнштейна о суммировании по двум нижним индексам от 1 до 3). Для вычисления полей деформации вблизи вершины трещины удобнее использовать соотношение, обратное (1), а именно

Рис. 4. Обобщенная модель Кельвина с m элементами.

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ij}(t) = & \frac{1}{2} \int_{-\infty}^t J(t-\tau) \frac{d\sigma_{ij}^{dev}(\tau)}{d\tau} d\tau + \\ & + \frac{1}{9} \delta_{ij} \int_{-\infty}^t B(t-\tau) \frac{d\sigma''(\tau)}{d\tau} d\tau \end{aligned} \quad (2)$$

Между сдвиговой податливостью $J(t)$ и модулем сдвига $G(t)$, как и между объемной податливостью $B(t)$ и объемным модулем $K(t)$, существуют соотношения

$$\int_0^t G(t-\tau) J(\tau) d\tau = \int_0^t J(t-\tau) G(\tau) d\tau = t \quad (3)$$

$$\int_0^t K(t-\tau) B(\tau) d\tau = \int_0^t B(t-\tau) K(\tau) d\tau = t \quad (4)$$

Интегрирование по частям уравнения (2) дает

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ij}(t) = & \frac{1}{2} J_0 \sigma_{ij}^{dev}(t) + \frac{1}{9} \delta_{ij} B_0 \sigma''(t) + \\ & + \frac{1}{2} \int_{-\infty}^t J(t-\tau) \sigma_{ij}^{dev}(\tau) d\tau + \frac{1}{9} \delta_{ij} \int_{-\infty}^t B(t-\tau) \sigma''(\tau) d\tau \end{aligned} \quad (5)$$

Это альтернативное описание более удобно, когда материал испытывает скачки напряжений.

Рассматривается случай дискретного спектра времен запаздывания, основанного на обобщенной модели Кельвина (последовательного соединения линейной пружины и m_J (или m_B) элементов Кельвина, каждый из которых состоит из параллельно соединенных линейных пружины и демпфера, рис. 4). Тогда имеем

$$J(t) = J_0 + \sum_{i=1}^{m_J} J_i (1 - e^{-t/\tau_i^J}) \quad (6)$$

$$B(t) = B_0 + \sum_{i=1}^{m_B} B_i (1 - e^{-t/\tau_i^B}) \quad (7)$$

Слагаемые J_0 и B_0 – мгновенная податливость, J_i и B_i , как и τ_i^J , τ_i^B – податливость и времена запаздывания i -го элементарного релаксационного процесса, представленного i -м элементом Кельвина. Связь этих величин с соответствующей жесткостью пружин f_i и вязкостью демпферов η_i (рис. 4) можно найти в работе [9]. Для дискретного спектра тензор деформаций может быть записан как

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ij}(t) = & \varepsilon_{ij}^{dev,0}(t) + \delta_{ij} \varepsilon''^{tr,0}(t) + \sum_{k=1}^{m_J} \varepsilon_{ij}^{dev,k}(t) + \\ & + \delta_{ij} \sum_{k=1}^{m_B} \varepsilon''^{tr,k}(t), \end{aligned} \quad (8)$$

с разделением вкладов от разных элементов модели. В уравнении (8) слагаемые $\varepsilon_{ij}^{dev,0}(t) = \frac{1}{2} J_0 \sigma_{ij}^{dev}(t)$ и $\varepsilon''^{tr,0}(t) = \frac{1}{9} B_0 \sigma''(t)$ соответствуют отдельной пружине, описывающей мгновенное время отклика материала. Вклад $\varepsilon_{ij,k}^{dev,k}(t) = \frac{1}{2} \frac{J_k}{\tau_k^J} \int_{-\infty}^t e^{-(t-\tau)/\tau_k^J} \sigma_{ij}^{dev}(\tau) d\tau$ и $\varepsilon''^{tr,k}(t) = \frac{1}{9} \frac{B_k}{\tau_k^B} \int_{-\infty}^t e^{-(t-\tau)/\tau_k^B} \sigma''(\tau) d\tau$ может быть связан с соответствующими элементами Кельвина, описываемыми переходом от малых времен отклика к большим.

ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЙ И ДЕФОРМАЦИЙ ВБЛИЗИ ВЕРШИНЫ ТРЕЩИНЫ В ВЯЗКОУПРУГОМ МАТЕРИАЛЕ

Рассмотрим тонкий образец с трещиной (рис. 1). Материал будем считать однородным, изотропным и линейным вязкоупругим. Образец нагружают таким образом, что поле внешних сил перпендикулярно к краям трещины. Так как образец тонкий, преобладает плоское напряженное состояние, и задачу можно свести к двумерной.

Примем, что справедливы предположения линейной механики разрушения упругого тела [10], т.е. что зона развития трещины мала по сравнению с характерными размерами полей напряжений и деформаций вблизи ее вершины. Следовательно, процесс потери сплошности материала будет определяться этими полями, и фактор интенсивности напряжений K_I , описывающий сингулярность как пропорциональную квадратному корню из напряжения, характеризует условия разрушения. Размеры области разрушения вблизи вершины трещины малы по сравнению с ее длиной и другими размерами в плоскости образца. Также предполагается, что края трещины свободны от воздействий, и трещина распространяется прямолинейно. Кинетическим вкладом в уравнения равновесия и в балансе энергии пренебрегаем.

Согласно так называемому принципу соответствия линейной вязкоупругости, решение ее задач можно получить из эквивалентных им упругих решений [11]. Преобразование Лапласа уравнений линейной вязкоупругости имеет тот же вид, что и базовые уравнения линейной упругости. Если решения последних известны, то решение вязкоупругих уравнений сводится к осуществлению обратного преобразования Лапласа. В механике разрушения этот метод в общем случае применим к нераспространяющимся трещинам, а при определенных условиях [12] – и к распространяющимся. Основным условием является запрет на “заличивание” трещины. Далее, поле напряжений соответствующей упругой задачи не должно зависеть ни от каких материальных параметров. Наконец, выражение для поля упругих смещений должно записываться в виде произведения двух разделяющихся функций: зависимости от материальных параметров и функции от других аргументов.

Чтобы различать величины, соответствующие вязкоупругой и упругой задачам, последние будут обозначаться верхним индексом ϵ . Плоское поле напряжений около вершины трещины в случае, соответствующем линейной механике разрушения упругого тела [10], характеризуется сингулярностью, аналитически записываемой как

$$\sigma_{ij}^{\epsilon} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} f_{ij}^{\sigma}(\varphi) \quad (9)$$

Здесь
$$\begin{pmatrix} f_{11}^{\sigma}(\varphi) \\ f_{22}^{\sigma}(\varphi) \\ f_{12}^{\sigma}(\varphi) \end{pmatrix} = \cos \frac{\varphi}{2} \begin{pmatrix} 1 - \sin \frac{\varphi}{2} \sin \frac{3}{2}\varphi \\ 1 + \sin \frac{\varphi}{2} \sin \frac{3}{2}\varphi \\ \sin \frac{\varphi}{2} \cos \frac{3}{2}\varphi \end{pmatrix}$$
 в де-

картовых осях с началом в вершине трещины, движущихся вместе с нею (рис. 3). Рассматриваемые величины записываются в полярных координатах r и φ . Плоское поле смещений, соответствующее уравнению (9), представляется выражением

$$u_i^{\epsilon} = \frac{K_I}{2G} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} (\kappa - \cos \varphi) f_i^u(\varphi), \quad (10)$$

где $f_i^u(\varphi) = \begin{pmatrix} \cos \frac{\varphi}{2} \\ \sin \frac{\varphi}{2} \end{pmatrix}$ в условиях рассматриваемо-

го здесь плоского напряженного состояния и $\kappa = \frac{5}{3} + \frac{8G}{9K}$.

Поле вблизи вершины вязкоупругой трещины можно получить обратным преобразованием Лапласа. При этом поле напряжений аналогично упругому случаю:

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^{\epsilon} \quad (11)$$

(см. уравнение (8)), и

$$u_i = \int_{-\infty}^t J(t-\tau) \frac{du_i^J(\tau)}{d\tau} d\tau + \int_{-\infty}^t B(t-\tau) \frac{du_i^B(\tau)}{d\tau} d\tau \quad (12)$$

с функциями

$$u_i^J(t) = K_I(t) \sqrt{\frac{r(t)}{2\pi}} f_i^u(\phi(t)) \left(\frac{5}{6} - \frac{1}{2} \cos \phi(t) \right)$$

и

$$u_i^B(t) = \frac{4}{9} K_I(t) \sqrt{\frac{r(t)}{2\pi}} f_i^u(\phi(t))$$

в интегралах свертки, описывающих зависящие от времени величины в фиксированной точке материала с зависящими от времени координатами

$$r(t) = \sqrt{(\bar{x}_1 - vt)^2 + \bar{x}_2^2} \text{ и } \phi(t) = \arctg \left(\frac{\bar{x}_2}{\bar{x}_1 - vt} \right) \text{ в движущейся системе координат.}$$

Соотношение между декартовыми и полярными координатами в фиксированной системе координат таково: $\bar{x}_1 = \bar{r} \cos \bar{\phi}$ и $\bar{x}_2 = \bar{r} \sin \bar{\phi}$, где v – скорость носика трещины.

Распределение напряжений одинаково в обоих (линейном упругом и линейном вязкоупругом) случаях. Это обусловлено независимостью полей напряжений от упругих параметров материала при плоском напряженном состоянии, тогда как определяющие соотношения содержат поля смещений и деформаций. Следовательно, только для них записываются интегралы свертки. Влияние предыстории отражено в выражении для факто-ра интенсивности напряжений, который описывает роль внешней нагрузки и длины трещины, а также координаты материальной точки в движущейся вместе с трещиной системе координат.

Можно выделить два случая. Первый – материал под нагрузкой, но трещина не распространяется; здесь влияние предыстории выражается только в величине коэффициента интенсивности напряжений. Во втором случае (трещина распространяется), если не приняты какие-либо дополнительные предположения, нужно учитывать все описанные выше факторы.

Интегрирование по частям уравнения (11) и использование спектра времен релаксации на основе обобщенной модели Кельвина дает для вектора смещения выражение

$$u_i = u_i^{dev,0} + u_i^{tr,0} + \sum_{k=1}^{m_J} u_i^{dev,k} + \sum_{k=1}^{m_B} u_i^{tr,k} \quad (13)$$

Эта формула аналогична уравнению (8) со слагаемыми, относящимися к соответствующим элементам Кельвина.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ТРЕЩИНЫ В ЛИНЕЙНОМ ВЯЗКОУПРУГОМ МАТЕРИАЛЕ

Ниже будет рассмотрен случай распространяющейся с разной скоростью трещины. Как было показано ранее, влияние вязкоупругости выражается во временной предыстории коэффициента интенсивности напряжений и в скорости распространения вершины трещины. Коэффициент интенсивности зависит от предыстории действия напряжений и от длины трещины. В выражение для скорости распространения трещины входят координаты материальной точки в движущейся системе координат.

Предполагается, во-первых, что изначально рост длины трещины по порядку величины равен размеру области вблизи ее вершины (т.е. по меньшей мере на порядок меньше ее длины), и, во-вторых, что в некотором промежутке времени внешняя нагрузка не меняется. Тогда коэффициент интенсивности напряжений приблизительно постоянен. Следовательно, при расчете вязкоупругих полей вблизи вершины следует учитывать только ее скорость и зависящие от времени координаты точки в движущейся системе координат.

Для качественного изучения полей напряжений используется простая модель. Значения вязкоупругих постоянных по порядку величины соответствуют реальному высокоэластичному материалу. Сдвиговая податливость на больших временах падает на три порядка по сравнению с малыми. Объемная податливость возрастает от нулевого значения на малых временах до некоторой конечной величины на больших. Оба перехода происходят за одинаковое время релаксации.

Вид поля напряжений вблизи распространяющейся трещины определяется уравнением (10), которое не зависит от скорости движения вершины трещины, но учитывает коэффициент интенсивности напряжений. На рис. 5 показана одна из компонент этого поля, нормированная на коэффициент интенсивности напряжений, а также ее гидростатическая и девиаторная составляющие, связанные с изменением объема и формы соответственно.

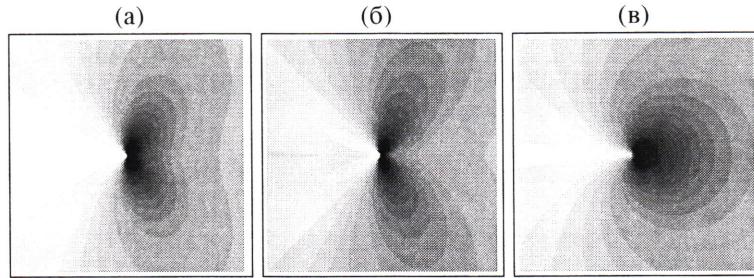


Рис. 5. Пространственное распределение компоненты σ_{22} тензора напряжений (а), ее девиаторной (б) и объемной (в) составляющих.

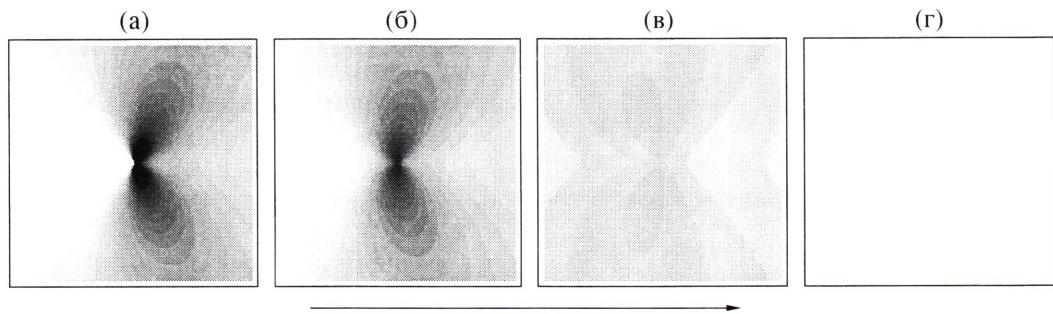


Рис. 6. Девиаторная часть компоненты ϵ_{22} тензора деформаций. Стрелка показывает направление увеличения скорости распространения трещины. Пояснения в тексте.

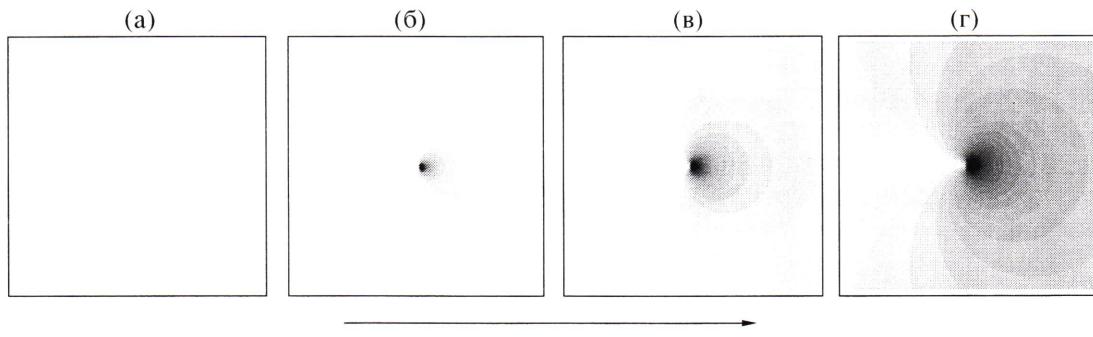


Рис. 7. Объемная часть компоненты ϵ_{22} тензора деформаций. Стрелка показывает направление увеличения скорости распространения трещины. Пояснения в тексте.

Отвечающее такому случаю поле деформаций можно получить из уравнения (5) с учетом сформулированных выше предположений. Нормированная компонента поля при разной скорости распространения вершины трещины показана на рис. 6 и 7 отдельно для сдвигового и объемного вкладов.

Четко видно, что по мере увеличения скорости вблизи вершины трещины наблюдается переход от высокоэластичного поведения материала к стеклообразному. Это выражается не только в резком изменении сдвиговой податливости (рис. 6), но и в ха-

рактере объемных эффектов (рис. 7) – происходит переход от несжимаемого материала к сжимаемому. Следует отметить, что на рис. 6г компонента поля имеет ненулевое значение. Качественно картина похожа на изображения, показанные на других рисунках, только величина деформации на три порядка меньше. Наоборот, на рис. 7а значение деформации равно нулю, поскольку на больших временах материал несжимаем.

Связь между энергиями и полями вблизи вершины трещины может быть осуществлена посредством интегралов для потоков энергии [13].

Если известны механические поля, высвобождение упругой энергии (при продвижении трещины на единицу длины в образце единичной толщины) через данный контур Γ (рис. 8) в направлении вершины [14] может быть вычислено как интеграл

$$\bar{J} = \int_{\Gamma} \left(W n_1 - \sigma_{ji} n_j \frac{\partial u_i}{\partial x_1} \right) ds \quad (14)$$

(n_j – компоненты нормали к контуру Γ). Плотность запасенной упругой энергии W можно представить в виде суммы $W = W^{dev,0} + W^{tr,0} + \sum_{k=1}^{m_J} W^{dev,k} + \sum_{k=1}^{m_B} W^{tr,k}$, что в случае обобщенной модели Кельвина аналогично уравнениям (8) и (13). Здесь каждое слагаемое может быть связано с плотностью запасенной упругой энергии в соответствующей пружине (рис. 4).

Хорошо видно, что поток упругой энергии через данный контур различен в зависимости от способа отклика на больших временах. Уравнение (14) идентично общепринятыму J -интегралу [15] для чисто упругого материала, что можно обнаружить в предельных случаях очень низких и очень высоких скоростей распространения вершины трещины. Тогда уравнение (14) сводится к выражению

$$\bar{J} = \frac{3J + B}{9} K_I^2, \quad (15)$$

полученному Irwin [16] при условии однозначной связи между коэффициентом интенсивности напряжений и скоростью высвобождения энергии для упругой задачи о распространении трещины. При этом должны использоваться значения соответствующих параметров материала для больших и малых времен.

В результате поток упругой энергии (при продвижении трещины на единицу длины в образце единичной толщины), нормированный на коэффициент интенсивности напряжений, в зависимости от скорости может изменяться по величине на три порядка. Окончательное вычисление энергии разрыва лежит вне рамок данной публикации. Соответствующие результаты можно найти в работе [3], где для определения размера зоны развития трещины использовали следующее дополнительное условие: компонента тензора напряжений σ_{22} не должна превосходить некоторой

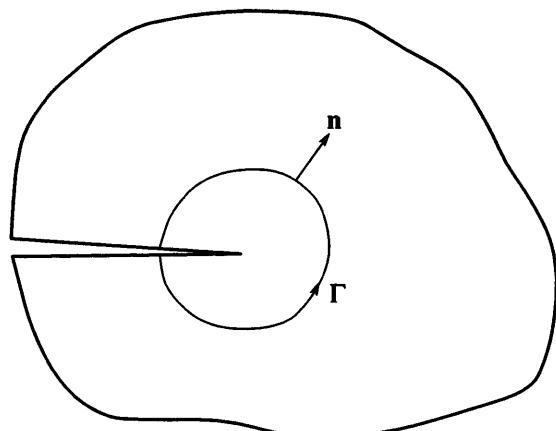


Рис. 8. Контур, окружающий вершину трещины.

характерной для данного материала величины. Можно показать, что стабилизация потока энергии в зоне развития трещины приводит к связи необходимого коэффициента интенсивности напряжений при конечных скоростях с его значением при нулевой скорости. В этом случае резкое увеличение энергии разрыва (примерно на три порядка) можно объяснить, рассматривая вклад диссипации энергии вблизи вершины трещины при высоких скоростях распространения.

Относительно уравнения (15) заметим, что при высоких скоростях малые изменения сжимаемости материала незначительно влияют на энергию разрыва. Однако стоит рассмотреть объемный отклик в широком диапазоне скоростей. При низких скоростях материал несжимаем, т.е. отклик поля деформаций на гидростатические напряжения отсутствует. Единственная возможность изменения объема после превышения порогового значения – это образование (или рост) микропор. Следовательно, в диапазоне низких скоростей предпочтительна кавитация, что, как было показано, и происходит, если гидростатическое напряжение достигает уровня порядка объемного модуля [7]. При высоких скоростях в материале возникает поле положительных гидростатических напряжений с (ограниченным) возрастанием объема из-за ненулевой сжимаемости. Одновременно с этим модуль сдвига вблизи вершины трещины в тысячи раз больше, чем в предельном случае низких скоростей. Следовательно, предположения, сделанные из фрактографических исследований о том, что при высоких скоростях кавитация незначительна, могут быть проверены на каче-

ственном уровне. В результате становится очевидным изменение характера процесса разрушения. При низких скоростях разрушение происходит из-за образования, роста и слияния микропор с диссипацией энергии, в то время как при высоких скоростях разрушение практически хрупкое, и высвобождение энергии в зоне роста трещины должно быть меньшим. Это приводит к небольшому уменьшению энергии разрыва и, следовательно, к ее неустойчивости по отношению к скорости распространения трещины.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Целью данной статьи было подробное изучение механических полей вблизи вершины трещины в линейном вязкоупругом материале. На основе простой модели, качественно учитывающей поведение высокоэластичного материала, было показано, что вблизи вершины трещины при высоких скоростях ее распространения наблюдается переход из высокоэластичного в стеклообразное состояние.

Наибольший рост энергии разрыва при высоких скоростях обусловлен вязкоупругой диссипацией в зоне развития трещины. Это явление можно связать с резким падением модуля сдвига при переходе от малых времен к большим. Изменение поведения материала от несжимаемого к сжимаемому не вносит большой вклад в вязкоупругую диссипацию. Но при низких скоростях распространения объем материала не может увеличиваться, если не образуются поры. Пороговое значение для гидростатических напряжений по порядку величины равно модулю Юнга на малых временах. При высоких скоростях дилатация возможна, и модуль резко возрастает. Следовательно, условия для образования пор становятся неблагоприятными.

Полученные результаты подтверждают предположения, сделанные из фрактографических исследований поверхности разрушения. При высокой скорости распространения трещины поверхность разрушения на макроуровне всегда гладкая, независимо от деталей микроструктуры, таких как тип и содержание наполнителя. Поэтому было высказано предположение, что кавитация в данном случае малозначима. Наоборот, при малой скорости образующаяся поверхность разрушения довольно грубая из-за кавитации вблизи

вершины трещины. На этот процесс сильно влияют детали микроструктуры материала.

Причиной неустойчивости на графике зависимости энергии разрыва от скорости распространения трещины является, по-видимому, изменение механизма разрушения. Представленные теоретические результаты подтверждают экспериментальные наблюдения. Процесс кавитации сам по себе включает диссипацию энергии. Следовательно, для продвижения зоны развития трещины требуется больше энергии, когда ее распространение происходит благодаря образованию, росту и слиянию пор, чем при разрушении по хрупкому механизму.

Хотя основные процессы диссипации энергии при разрушении описываются методами механики сплошных сред, понимание механизмов разрушения и их моделирование чрезвычайно важно при исследовании особенностей распространения трещин в резинах.

Механические поля вблизи вершины трещины в линейном вязкоупругом материале были получены из соответствующих полей механики разрушения линейного упругого тела, которые рассчитывали аналитически. Однако вычисление интегралов свертки требует численных методов из-за особого вида подынтегральных выражений.

Для многих обсуждавшихся явлений предлагались более совершенные модели нелинейного диссипативного поведения резин. В качестве первого шага в настоящей работе усилия были сосредоточены на качественной оценке влияния вязкоупругости на распространение трещины в высокоэластичном материале и сравнении результатов с экспериментом. Задачей на будущее для получения количественных результатов является учет диссипации при конечных деформациях таких материалов. В таком случае тип сингулярности априори неизвестен, и поля вблизи вершины растущей трещины могут быть рассчитаны только численно, например, методом конечных элементов. Здесь техника "освобождения узлов" [17], используемая, например, для вычисления динамического коэффициента интенсивности напряжений, в комбинации с учетом баланса энергии представляется многообещающим подходом для моделирования процесса распространения трещины.

Авторы благодарны Deutsche Forschungsgemeinschaft (German Research Foundation, DFG) за финансовую поддержку проекта HE-4466/3-1 в рамках исследовательской программы 597 “Механика разрушения и статистическая механика усиленных эластомерных смесей (Fracture Mechanics and Statistical Mechanics of Reinforced Elastomeric Blends)”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rivlin R.S., Thomas A.G. // J. Polym. Sci. 1953. V. 10. P. 291.
2. Griffith A.A. // Philos. Transactions A. 1920. V. 221. P. 163.
3. Persson B.N.J., Brener E. // Phys. Rev. E. 2005. V. 71. Art. 036123.
4. Persson B.N.J., Ahlbohr O., Heinrich G., Ueba H. // J. Phys. Condens. Matter. 2005. V. 17. R 1071–R 1142.
5. Major Z., Feichter Ch., Steinberger R., Lang R.W. // Fracture of Nano and Engineering Materials and Structure / Ed. by E.E. Gdoutos Dordrecht: Springer, 2006.
6. Tsunoda K., Busfield J.J.C., Davis C.K.L., Thomas A.G. // J. Mater. Sci. 2000. V. 35. P. 5187.
7. Gent A.N., Wang C. // J. Mater. Sci. 1991. V. 26. P. 3392.
8. Strobl G. The Physics of Polymers. Berlin: Springer, 1997.
9. Schwarzl F.R. Polymermechanik: Struktur und mechanisches Verhalten von Polymeren. Berlin: Springer, 1990.
10. Anderson T.L. Fracture Mechanics: Fundamentals and Applications. Boca Raton: CRC Press, 1995.
11. Kaninnen M.F., Popelar C.H. Advanced Fracture Mechanics. New York: Oxford Univ. Press, 1985.
12. Graham G.A.C. // Quart. Appl. Math. 1968. V. 26. P. 167.
13. Freund L.B. Dynamic Fracture Mechanics. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1990.
14. Horst T., Heinrich G. (in preparation).
15. Rice J.R. // J. Appl. Mech. 1968. V. 35. P. 376.
16. Irwin G.R. // J. Appl. Mech. 1957. V. 24. P. 361.
17. Aoki S., Kishimoto K., Sakata M. // Comp. Mech. 1987. V. 2. P. 54.

Crack Propagation Behavior in Rubber Materials

T. Horst and G. Heinrich

Leibniz-Institut für Polymerforschung Dresden e.V.
Hohe Straße 6, D-01069 Dresden, Germany
e-mail: horst@ipfdd.de

Abstract—Within the linear viscoelastic theory, crack tip fields are calculated at various crack tip velocities. A transition from rubbery to glassy material behavior in the vicinity of the crack tip can be observed. Shear and bulk behavior is analyzed separately. Whereas the increase of tearing energy at higher crack tip velocities can be ascribed to the shear behavior, bulk behavior influences the fracture mechanism. The results support experimental investigations that the instability separating stable from unstable crack propagation is related to a change in the fracture mechanism. At low crack tip velocities, material separation is the result of formation, growth, and coalescence of cavities. At high crack tip velocities, cavitation is suppressed and fracture is driven by a rather brittle mechanism resulting in a decreased amount of energy to propagate the fracture process zone.