

УДК 539.219.001:678.01

А. Б. Фрейдлин

ТРЕЩИНЫ СЕРЕБРА И ПОЛОСЫ СДВИГА В СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПОЛИМЕРАХ КАК СЛОИ НОВОЙ ФАЗЫ

1. Достижение предела текучести и характер разрушения широкого класса стеклообразных полимеров определяются возникновением трещин серебра (ТС) или развитием сдвигового течения в виде дискретных полос сдвига (ПСд) или диффузной зоны сдвига, состоящей из микрополос [1]. На различие между обычными трещинами и ТС (крейзами) было указано в [2, 3]. Первые детальные исследования структуры ТС [4...6] позволили сделать вывод о том, что створки трещин, дающих зеркальный блеск, скреплены по всей поверхности «чем-то вроде системы отдельных нитей», разделенных микропустотами, а исчезновение визуально наблюдаемых трещин после прогрева объясняется «сокращением ориентированных нитей» [4, с. 1446]; было высказано предположение о существовании связи между структурой ТС и микроструктурой полимера, сформулирован взгляд на ТС как область холодной вытяжки. Дальнейшие исследования выявили количественные характеристики структуры ТС во взаимосвязи со структурой исходного материала [1, 7, 8].

На локализацию деформаций в виде ПСд впервые указано в [9]. Последующие исследования показали в частности, что, как и ТС, ПСд являются областями фибриллизованного ориентированного материала [1, 10...13].

Несмотря на многочисленные исследования, в настоящее время не существует единого мнения относительно явлений ТС и ПСд. При традиционном подходе в зависимости от условий нагружения и механизма деформирования рекомендуются две группы эмпирических критериев пластичности, причем выбор критерия для каждого конкретного случая представляет самостоятельную задачу [1, 14]. Эти критерии не объясняют, а лишь констатируют факт появления ТС или ПСд как ничем не связанных механизмов деформирования.

Вместе с тем анализ экспериментальных данных указывает на принадлежность ТС и ПСд к одному классу локализованных ориентационных превращений. Об этом свидетельствуют ориентация и фибриллярная структура ТС и ПСд [11, 12], подобие молекулярных перестроек, с которыми связано их формирование [15]; раскрытие ПСд в ТС при растяжении в направлении, перпендикулярном ПСд [16]; похожая структура поверхностей разрушения вдоль ПСд и ТС [16...18]; управляющая роль одних и тех же особенностей микроструктуры полимера (параметров сетки зацеплений) [8, 12, 19].

Четкая локализация спонтанно возникающих областей материала с иными свойствами и структурой позволяет рассматривать возникновение ТС и ПСд с единых позиций — по законам, характерным для фазовых превращений (ориентационных, сопровождающихся дилатационным эффектом) [14, 20]. Температурно-временные зависимости инициирования ТС и ПСд свидетельствуют о роли подготовительных процессов и необходимости рассмотрения фазовых превращений в релаксирующем материале.

Возможность разделения процессов на быстрый (описываемый как фазовый переход) и медленный может быть связана с подготовкой крупномасштабных перестроек процессами, идущими на других структурных уровнях. На траекториях релаксационного процесса могут выполняться условия фазового перехода [21]; согласно [22] вынужденно-

эластическое деформирование начинается после завершения более элементарных процессов; с точки зрения анализа [23] это означает, что нелинейность одного типа приводит к другой, более сильной — разрывной. Рассмотрения ТС и ПСд как областей новой фазы или областей интенсивных релаксационных процессов при таком подходе становятся не альтернативными, а дополняющими друг друга. Одним из приближений является моделирование ТС и ПСд равновесными слоями новой фазы в упругом материале.

Ориентационное превращение сопровождается «фазовой» деформацией — удлинением в направлении ориентации и сужением в поперечных направлениях. Окружение малодеформированным материалом порождает внутри зародыша ориентации растягивающие напряжения. Если они приводят к разделению ориентированных молекулярных цепей, то формируется пустотно-фибрилярная структура зародыша ТС с фазовой деформацией удлинения без изменения поперечного сечения. В работе показано, что равновесный слой такой фазы, удовлетворяющий дополнительному условию наименьшей потенциальной энергии деформации исходной фазы («предельный» слой), перпендикулярен направлению наибольшего растягивающего напряжения. Если напряжения внутри зародыша ориентации не вызывают разделения молекулярных цепей, то фазовое превращение не сопровождается значительным изменением объема; предельный слой расположен под углом к направлению растяжения. Условия существования соответствующих слоев определяют критерии возникновения ТС и ПСд.

2. Задача о равновесной двухфазной конфигурации (ДК), состоящая в определении формы области V , занятой материалом новой фазы, и напряженного состояния, удовлетворяющих условиям равновесия [24], в случае малых деформаций может быть приведена к соотношениям теории упругости для неоднородной среды с дополнительным условием термодинамического равновесия на границе фаз [25]:

$$\nabla \cdot \sigma = 0; \quad \mathbf{n} \cdot [\sigma] = 0; \quad [\mathbf{u}] = 0; \quad [\theta] = 0; \quad (1)$$

$$\sigma(\mathbf{x}) = [C^- + C_1 \chi(\mathbf{x})] \cdot \cdot [\varepsilon(\mathbf{x}) - \varepsilon^f \chi(\mathbf{x})]; \quad (2)$$

$$\rho_0 [f] - \sigma \cdot \cdot [\varepsilon] = 0; \quad (3)$$

$$\rho_0 f^\pm = \rho_0 f_0^\pm + 1/2 (\sigma^\pm \cdot \cdot \mathbf{V}^\pm \cdot \cdot \sigma^\pm). \quad (4)$$

Здесь σ — тензор напряжений Коши; \mathbf{n} — единичный вектор нормали к границе фаз; \mathbf{u} — вектор перемещений; f — удельная плотность свободной энергии; ρ_0 — плотность материала фазы «—» в отсутствие напряжений при температуре θ ; C^\pm и \mathbf{V}^\pm — тензоры модулей упругости и податливостей фаз; $C_1 = C^+ - C^-$; \mathbf{x} — точка тела; $\chi(\mathbf{x})$ — характеристическая функция области V ; ε^f — тензор «фазовой» деформации — деформации при гипотетическом переходе из одного ненапряженного состояния в другое; f_0^\pm — плотности свободной энергии ненапряженных фаз; индексами «—» и «+» обозначены материалы исходной и новой фаз; квадратными скобками обозначено изменение величины при переходе от фазы «—» к фазе «+»; знаки « $\cdot \cdot$ » и « $\cdot \cdot \cdot$ » — скалярное и двойное скалярное произведения. Из второго и третьего условий (1) следует, что

$$[\sigma] \cdot \cdot [\varepsilon] = 0. \quad (5)$$

Условия механического равновесия (1) удовлетворяются определением напряжений σ^\pm при любой форме области V , фазового равновесия (3) — специальным и неоднозначным выбором формы V .

3. Рассмотрим равновесные ДК с плоскими слоями новой фазы. На границе произвольного включения

$$[\sigma] = \mathbf{S}(\mathbf{n}) \cdot \cdot \mathbf{m} \quad (\mathbf{m} \equiv \mathbf{V}_1 \cdot \cdot \sigma^+ + \varepsilon^f), \quad (6)$$

где $\mathbf{V}_1 = \mathbf{V}^+ - \mathbf{V}^-$; четырехвалентный тензор

$$\mathbf{S}(\mathbf{n}) = C^- \cdot \cdot \mathbf{K}(\mathbf{n}) \cdot \cdot C^- - C^-; \quad \mathbf{K}(\mathbf{n}) = \{ \mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot C^- \cdot \mathbf{n})^{-1} \mathbf{n} \}^s \quad (7)$$

(s означает симметризацию по перестановке индексов внутри пар) [27]; \mathbf{m} имеет смысл тензора плотности дислокационных моментов, индуцированных областью новой фазы.

При произвольном расположении слоя в неограниченной среде, находящейся в однородном поле напряжений σ_0 , соблюдаются условия

$$\sigma^- = \sigma_0; \quad \sigma^+ = \sigma_0 + \mathbf{S}(\mathbf{n}) \cdot \cdot \mathbf{m}; \quad \mathbf{m} = [\mathbf{I} - \mathbf{B}_1 \cdot \cdot \mathbf{S}(\mathbf{n})]^{-1} \cdot \cdot \mathbf{m}_0, \quad (8)$$

где $\mathbf{m}_0 = \mathbf{B}_1 \cdot \cdot \sigma_0 + \boldsymbol{\varepsilon}^f$; \mathbf{I} — единичный четырехвалентный тензор.

Можно показать, что

$$\mathbf{S}(\mathbf{n}) \cdot \cdot [\mathbf{I} - \mathbf{B}_1 \cdot \cdot \mathbf{S}(\mathbf{n})]^{-1} = \mathbf{S}^+(\mathbf{n}).$$

Здесь $\mathbf{S}^+(\mathbf{n})$ определяется модулями упругости фазы «+» и вектором \mathbf{n} так же, как $\mathbf{S}(\mathbf{n})$ соотношениями (7). Тогда в силу (6), (8)

$$[\sigma] = \mathbf{S}^+(\mathbf{n}) \cdot \cdot \mathbf{m}_0. \quad (9)$$

Условие равновесия (3) при учете (4) ... (9) принимает вид

$$\gamma - 1/2 \sigma_0 \cdot \cdot \mathbf{B}_1 \cdot \cdot \sigma_0 - \sigma_0 \cdot \cdot \boldsymbol{\varepsilon}^f - 1/2 \mathbf{m}_0 \cdot \cdot \mathbf{S}^+(\mathbf{n}) \cdot \cdot \mathbf{m}_0 = 0, \quad (10)$$

где $\gamma = \rho_0 [f_0]$ (иное рассмотрение задачи о равновесном слое новой фазы предложено в [26]). Уравнение (10) при заданных главных значениях тензора $\boldsymbol{\varepsilon}^f$ и величинах модулей упругости может быть удовлетворено при разных напряжениях σ_0 и различных \mathbf{n} и главных направлениях $\boldsymbol{\varepsilon}^f$.

Для иллюстрации рассмотрим равновесный слой с фазовой деформацией удлинения ε в направлении \mathbf{e} при растяжении напряжениями σ в направлении \mathbf{r} при $\mathbf{B}_1 = 0$. Из (10) следует, что

$$\sigma r_e^2 = \Gamma + \mu \varepsilon (1 - n_e^2)^2 / (1 - \nu) \quad (\Gamma = \gamma / \varepsilon), \quad (11)$$

где μ и ν — модуль сдвига и коэффициент Пуассона фазы «-»; r_e и n_e — проекции \mathbf{r} и \mathbf{n} на направление \mathbf{e} . Уравнение (11) может быть удовлетворено при $\sigma \geq \Gamma$. Минимальному напряжению $\sigma = \Gamma$ при $\Gamma > 0$ соответствует слой, для которого $\mathbf{n} = \mathbf{e} = \mathbf{r}$. При $\sigma > \Gamma$ возможны различные направления \mathbf{n} и \mathbf{e} .

Различным напряжениям σ_0 , допускающим в силу (10) существование равновесных слоев, и различным ДК соответствует разная степень метастабильности исходной фазы $\psi = \rho_0 [g^-(\sigma_0) - g^+(\sigma_0)]$ — разность плотностей энергий Гиббса $\rho_0 g = \rho_0 f - \sigma \cdot \cdot \boldsymbol{\varepsilon}$ однофазных конфигураций. Из (2) и (4) при учете (9), (10) следует, что

$$\psi = 1/2 \sigma_0 \cdot \cdot \mathbf{B}_1 \cdot \cdot \sigma_0 + \sigma_0 \cdot \cdot \boldsymbol{\varepsilon}^f - \gamma = -1/2 \mathbf{m}_0 \cdot \cdot \mathbf{S}^+(\mathbf{n}) \cdot \cdot \mathbf{m}_0 = -1/2 [\sigma] \cdot \cdot \mathbf{m}_0.$$

Поскольку для слоя $\mathbf{m}_0 = [\boldsymbol{\varepsilon}] - \mathbf{B}^+ \cdot \cdot [\sigma]$, то в силу (5) и положительной определенности тензора податливостей

$$2\psi = -[\sigma] \cdot \cdot [\boldsymbol{\varepsilon}] + [\sigma] \cdot \cdot \mathbf{B}^+ \cdot \cdot [\sigma] \geq 0$$

возникновение слоя новой фазы возможно только в метастабильной фазе (в «перенапряженном» материале) или при $\psi = 0$. Аналогичное условие получено для равновесного эллипсоидального зародыша твердой фазы [25].

4. Требование наименьшей потенциальной энергии деформации (работы, совершаемой к моменту возникновения равновесного слоя) приводит к определению предельной ДК и предельных напряжений.

Обозначим через \mathbf{e}_k , ε_k и \mathbf{r}_k , σ_k ($k=1, 2, 3$) главные направления и главные значения тензоров $\boldsymbol{\varepsilon}^f$ и σ_0 (полагаем, что \mathbf{e}_k совпадают с направлениями упругости фазы «+») (рис. 1):

$$\mathbf{r}_k = \mathbf{O} \cdot \mathbf{e}_k; \quad \mathbf{O} \cdot \mathbf{O}^T = \mathbf{E} \quad (12)$$

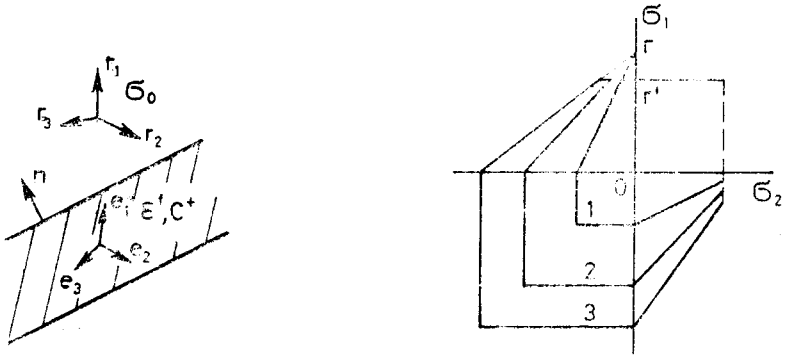


Рис. 1. Слой новой фазы.

Рис. 2. Возникновение ТС (---) и ПСд (—) при плоском напряженном состоянии: 1 — $\nu < 0$; 2 — $\nu = 0$; 3 — $\nu > 0$.

(\mathbf{O} — тензор поворота, связывающий триэдры \mathbf{g}_k и \mathbf{e}_k ; \mathbf{E} — единичный тензор, «т» — символ транспонирования). Тензор поворота \mathbf{O} и вектор нормали \mathbf{n} , обеспечивающие минимум $A(\boldsymbol{\sigma}_0) = 1/2(\boldsymbol{\sigma}_0 \cdot \mathbf{V}^{-1} \cdot \boldsymbol{\sigma}_0)$ при дополнительных условиях (10), (12) и

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{n} = 1, \quad (13)$$

определяются решением задачи об условном экстремуме.

Далее полагаем, что материал фазы «—» изотропный. Тогда задача определения векторов \mathbf{n} и \mathbf{e}_k в базисе \mathbf{g}_k эквивалентна задаче о нахождении \mathbf{n} и \mathbf{g}_k в базисе \mathbf{e}_k . При этом варьирование главных направлений тензора $\boldsymbol{\sigma}_0$ порождает в силу (12) вариации

$$\delta \boldsymbol{\sigma}_0 = \boldsymbol{\sigma}_0 \cdot \boldsymbol{\Omega} - \boldsymbol{\Omega} \cdot \boldsymbol{\sigma}_0; \quad \delta \mathbf{m}_0 = \mathbf{V}_1 \cdot \delta \boldsymbol{\sigma}_0, \quad (14)$$

где $\boldsymbol{\Omega} = \mathbf{O} \cdot \delta \mathbf{O}^T$ — произвольный кососимметричный тензор. Экстремум $A(\boldsymbol{\sigma}_0)$ при условиях (10), (13) и учете (14) определяется соотношениями

$$\sum_k (\varepsilon_k^0 + \alpha m_{kk}) \delta \sigma_k = 0 \quad (\varepsilon^0 = \mathbf{V}^{-1} \cdot \boldsymbol{\sigma}_0; \quad m_{kk} = \mathbf{g}_k \cdot \mathbf{m} \cdot \mathbf{g}_k);$$

$$\mathbf{m}_0 \cdot \delta \mathbf{S}^t(\mathbf{n}) \cdot \mathbf{m}_0 + 4(\beta/\alpha) \mathbf{n} \cdot \delta \mathbf{n} = 0; \quad (15)$$

$$\mathbf{m} \cdot \boldsymbol{\sigma}_0 = \boldsymbol{\sigma}_0 \cdot \mathbf{m}. \quad (16)$$

Соотношения (10), (13), (15), (16) при учете (8) образуют систему восьми уравнений с семью неизвестными: вектором \mathbf{n} , ортогональным тензором \mathbf{O} , отношением множителей Лагранжа β/α . «Избыточное» уравнение (10) определяет в пространстве главных напряжений σ_k предельную поверхность возникновения равновесных слоев. Из (16) следует характеристическое свойство предельного равновесного слоя новой фазы — соосность тензора \mathbf{m} тензору внешних напряжений: $m_{kk} = m_k$. Уравнения $\varepsilon_k^0 + \alpha m_k = 0$ определяют параметр α и точку на предельной поверхности, в которой плотность упругой энергии фазы «—» наименьшая среди предельных конфигураций. В этой точке тензоры \mathbf{m} и $\boldsymbol{\varepsilon}^0$ подобны.

5. Далее рассмотрим предельные равновесные слои при деформационных фазовых переходах — в пренебрежении изменением модулей упругости ($\mathbf{V}_1 = 0$). Тогда тензор фазовой деформации соосен тензору внешних напряжений, вектор нормали, определяемый уравнениями (13) и (15), минимизирует степень метастабильности:

$$\psi = -1/2 \boldsymbol{\varepsilon}^t \cdot \mathbf{S}(\mathbf{n}) \cdot \boldsymbol{\varepsilon}^t, \quad (17)$$

а уравнение предельной поверхности принимает вид

$$\sum_k \sigma_k \varepsilon_k = \gamma + \psi^*; \quad \psi^* = \min_n \psi \quad (\varepsilon_1 > \varepsilon_2 > \varepsilon_3, \sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3). \quad (18)$$

Учитывая, что для изотропной среды

$$\mathbf{C} = \lambda \mathbf{E} \mathbf{E} + 2\mu \mathbf{I}; \quad \mathbf{K}(\mathbf{n}) = \frac{1}{\mu} (\mathbf{n} \mathbf{E} \mathbf{n})^s - \frac{\lambda + \mu}{\mu (\lambda + 2\mu)} \mathbf{n} \mathbf{n} \mathbf{n} \mathbf{n},$$

где λ и μ — коэффициенты Ламе [27], получим, что направление нормали к предельному слою определяется параметром «вида» фазовой деформации $\alpha_{13} = (\varepsilon_1 + \nu \varepsilon_2) / (\varepsilon_1 - \varepsilon_3)$ ($\varepsilon_1 > \varepsilon_2 \geq \varepsilon_3$). Если $\alpha_{13} > 1$, то $n_1^2 = 1$ и слой перпендикулярен направлению наибольшего главного напряжения. Если $\alpha_{13} \leq 1$, то $n_1^2 = \alpha_{13}$, $n_2 = 0$.

Тензоры $[\sigma]$, σ^+ и σ_0 соосны. Если $\alpha_{13} > 1$, то

$$[\sigma_2] = -2\mu (\varepsilon_3 + \nu \varepsilon_2) / (1 - \nu); \quad [\sigma_3] = -2\mu (\varepsilon_2 + \nu \varepsilon_3) / (1 - \nu).$$

Если $\alpha_{13} < 1$, то $[\sigma_2] = -E \varepsilon_2$, а наибольшее и наименьшее главные значения тензора напряжений непрерывны (E — модуль Юнга).

Тензоры, образованные кронекеровскими дельтами и единичным вектором, представимы в виде линейной комбинации тензоров \mathbf{T}^i ($i = 1 \dots 6$) [28]. Используя базис \mathbf{T}^i , легко показать, что

$$\begin{aligned} \mathbf{S}(\mathbf{n}) &= -2\mu (\mathbf{T}^2 + \kappa \mathbf{T}^4) \quad [\kappa = (1 + \nu) / (1 - \nu)]; \\ -\frac{1}{2\mu} \mathbf{q} \cdot \mathbf{S}(\mathbf{n}) \cdot \mathbf{q} &= \kappa (q_{tt} + q_{\tau\tau})^2 + (q_{tt} - q_{\tau\tau})^2 + 4q_{t\tau}^2, \end{aligned} \quad (19)$$

где симметричный тензор \mathbf{q} представлен в базисе \mathbf{n} , \mathbf{t} , $\boldsymbol{\tau}$.

Выше показано, что $\psi \geq 0$. Из (17) и (19) следует, что при деформационном фазовом переходе возникновение слоя при нулевой метастабильности возможно только тогда, когда одно или два главных значения тензоров $\boldsymbol{\varepsilon}^f$ равны нулю, причем ненулевые главные значения имеют разные знаки (плоская деформация). Именно такие слои сопоставляются далее ТС и ПСд. При этом

$$n_1^2 = \alpha_{13} = (2 - \nu)^{-1}; \quad n_2 = 0 \quad [\nu = (\varepsilon_1 + \varepsilon_3) / \varepsilon_1]; \quad (20) \quad [\sigma] = 0, \quad (21)$$

а предельная поверхность (18) определяется уравнением

$$\sigma_1 - \sigma_3 (1 - \nu) = \Gamma \quad (\Gamma = \gamma / \varepsilon_1). \quad (22)$$

Отметим, что предельный слой с плоской фазовой деформацией соответствует плоскости сдвига (сопровождающегося дилатацией) с вектором разрыва перемещений в плоскости \mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_3 .

Поскольку изменение энергии Гиббса ограниченной области при прохождении через нее равновесного слоя новой фазы в силу невозмущенности напряжений вне слоя и (3) определяется равенством

$$\Delta G = \rho_0 V [g^+(\sigma^+) - g^-(\sigma_0)] = -\rho_0 V \mathbf{e}_0 \cdot [\sigma],$$

где V — часть слоя, пересекающая область, то в силу (21) возникновение предельного слоя с плоской фазовой деформацией не вызывает изменения энергии Гиббса тела.

6. Возникновение ПСд в приближении деформационного фазового перехода определяется согласно (22) наибольшим и наименьшим главными значениями тензора напряжений и дилатационным эффектом структурного превращения. Для ТС ($\varepsilon_1 > 0$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_3 = 0$) из (22) следует критерий наибольшего растягивающего напряжения

$$\sigma_1 = \Gamma' \quad [\Gamma' = (\gamma / \varepsilon_1) \tau \tau]. \quad (23)$$

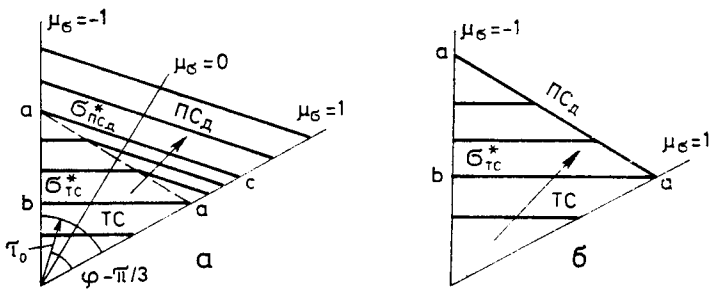


Рис. 3. Девиаторные сечения предельной поверхности возникновения ТС и ПСд: а — $v > 0$; б — $v = 0$. Стрелкой обозначено направление убывания σ_0 .

Слой перпендикулярен направлению действия этого напряжения. Управляющая роль наибольших напряжений в случае ТС подтверждена экспериментальными данными [29, 30].

При растяжении напряжениями σ в условиях воздействия гидростатического давления p предельное состояние достигается при

$$\sigma = \begin{cases} \Gamma' + p; & p < p_* = (\Gamma - \Gamma') / (1 - \nu) \text{ для ТС;} \\ \Gamma + \nu p; & p > p_* \text{ для ПСд} \end{cases}$$

(p_* определяет переход хрупкость—пластичность в зависимости от параметров превращений). Эти зависимости, как и изображенные на рис. 2, согласуются с экспериментальными данными [30, 31] (см. также [14]).

Критерии (22) и (23) могут быть представлены в виде

$$\tau_0 \left[1 - \frac{1}{6} (3 + \mu_\sigma) \nu \right] = \frac{1}{3\sqrt{2}} (\Gamma - \nu \sigma_0) \sqrt{3 + \mu_\sigma^2} \text{ для ПСд;} \quad (24)$$

$$\tau_0 = \sqrt{2} (\Gamma' - \sigma_0) \sqrt{3 + \mu_\sigma^2} / (3 - \mu_\sigma) \text{ для ТС,}$$

где σ_0 — гидростатическая составляющая тензора напряжений; τ_0 — октаэдрическое касательное напряжение; параметр Лоде—Надаи $\mu_\sigma = (\sigma_2 - \sigma_1 - \sigma_3) / (\sigma_1 - \sigma_3)$ определяет вид напряженного состояния. Взаимное влияние гидростатической составляющей тензора напряжений и вида напряженного состояния в приближении деформационного фазового перехода согласно (24) определяется дилатационным эффектом механизма деформирования.

Девиаторные сечения предельной поверхности возникновения ТС и ПСд (при $\sigma_0 = \text{const}$) представлены на рис. 3 в полярных координатах $r = \tau_0$ и $\varphi = \text{arccotg}(\mu_\sigma / \sqrt{3})$ ($\mu_\sigma = \pm 1$ соответствуют одноосным растяжению и сжатию в условиях воздействия гидростатического давления). Прямая aa смены механизмов деформирования (переходов хрупкость—пластичность) и критическое среднее напряжение определяются соотношениями

$$\begin{aligned} \tau_0^* &= (\Gamma - \nu \Gamma') \sqrt{3 + \mu_\sigma^2} / [3\sqrt{2}(1 - \nu)]; \\ \sigma_0^* &= \{3[(2 - \nu)\Gamma' - \Gamma] + (\Gamma - \nu \Gamma')\mu_\sigma\} / [6(1 - \nu)]. \end{aligned}$$

При $\sigma_{\text{ПСд}}^* < \sigma_0 < \sigma_{\text{ТС}}^*$ (четыреугольник $abac$) в зависимости от вида напряженного состояния возникают ТС или ПСд. Вне этого интервала гидростатических составляющих тензора напряжений возникают только ТС или только ПСд. Здесь

$$\sigma_{\text{ПСд}}^* = [(3 - \nu)\Gamma' - 2\Gamma] / [3(1 - \nu)]; \quad \sigma_{\text{ТС}}^* = [(3 - 2\nu)\Gamma' - \Gamma] / [3(1 - \nu)].$$

Отметим, что при выполнении определенных соотношений между параметрами структурных превращений (здесь при $\Gamma > (3 - \nu)\Gamma'/2$) возникновение ТС возможно при отрицательных значениях первого инва-

рианта тензора напряжений, что согласуется с экспериментальными данными [30] и указывает на ограниченность подходов к описанию ТС, использующих условие $\sigma_0 > 0$ как необходимое (см., например, [32]).

Учет изменения модулей упругости при ориентационном превращении приведет согласно (10) к замене кусочно-линейных зависимостей (18) на более сложные, квадратичные по напряжениям. Направление распространения ПСд будет зависеть от изменения модулей упругости.

Предложенное рассмотрение отражает взаимосвязь влияния вида напряженного состояния и гидростатической составляющей тензора напряжений, описывает переход хрупкость—пластичность в зависимости от вида напряженного состояния и позволяет с единых позиций построить предельную поверхность возникновения ТС и ПСд с учетом смены механизмов деформирования и дилатационного эффекта.

Автор благодарит А. Я. Гольдмана и С. К. Канауна за помощь в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бакнелл К. Б. Ударопрочные пластики. — Л., 1981. — 327 с.
2. Sauer J. A., Marin J., Hsio C. C. Creep and damping properties of polystyrene // J. Appl. Phys. — 1949. — Vol. 2, N 6. — P. 507...517.
3. Maxwell B., Rahm L. F. Rheological properties of polystyrene below 80 °C // Ind. Eng. Chem. — 1949. — Vol. 41. — P. 1988...1993.
4. Бессонов М. И., Кувшинский Е. В. Трещины в прозрачных пластмассах, их рост и строение // Физика твердого тела. — 1959. — Т. 1, № 9. — С. 1441...1447.
5. Бессонов М. И., Кувшинский Е. В. О некоторых особенностях разрушения закаленного полистирола // Высокомолекуляр. соединения. — 1959. — Т. 1, № 10. — С. 1561...1569.
6. Бессонов М. И., Кувшинский Е. В. Об особенностях развития трещин разрушения в твердых полимерах // Физика твердого тела. — 1961. — Т. 3, № 2. — С. 607...610.
7. Кауш Г. Разрушение полимеров. — М., 1981. — 440 с.
8. Crazing in polymers // Adv. Polymer Sci. — 1983. — Vol. 52/53. — 347 p.
9. Whitney W. Observation of deformation bands in amorphous polymers // J. Appl. Phys. — 1963. — Vol. 34, N 12. — P. 3633...3634.
10. Argon A. S., Andrews R. D., Godrick J. A., Whitney W. Plastic deformation bands in glassy polystyrene // J. Appl. Phys. — 1968. — Vol. 39, N 3. — P. 1899...1906.
11. Brady T. E., Yeh G. S. Y. Similarity between craze morphology and shear-band morphology in polystyrene // J. Materials Sci. — 1973. — Vol. 8, N 5. — P. 1083...1094.
12. Donald A. M., Kramer E. J. The competition between shear deformation and crazing in glassy polymers // J. Materials Sci. — 1982. — Vol. 17, N 7. — P. 1871...1879.
13. O'Sell C., Goper A. G. Plastic bonding in glassy polycarbonate under plane simple shear // J. Materials Sci. — 1985. — Vol. 20, N 10. — P. 3462...3472.
14. Фрейдин А. Б., Гольдман А. Я. Возникновение трещин серебра и полос сдвига как деформационных фазовых переходов в стеклообразных полимерах // Механика композит. материалов. — 1984. — № 5. — С. 771...777.
15. Haward R. N., Murphy B. M., White E. F. T. Relationship between compressive yield and tensile behaviour in glassy thermoplastics // J. Polymer Sci. A-2. — 1971. — Vol. 9, N 5. — P. 801...814.
16. Friedrich K., Schäfer K. Über den Einfluss von Scherbändern auf den Bruch in Polystyrol // Progr. Colloid Polymer Sci. — 1979. — Vol. 66. — P. 329...340.
17. Chau C. C., Li G. C. M. Fracture of shear bands in atactic polystyrene // J. Materials Sci. — 1981. — Vol. 16, N 7. — P. 1858...1873.
18. Friedrich K., Schäfer K. Coarse shear bands and fracture in polystyrene // J. Materials Sci. Lett. — 1979. — Vol. 14, N 2. — P. 480...483.
19. Heke C. S., Kramer E. J. Crazing and shear deformation in crosslinked polystyrene // J. Polymer Sci.: Polym. Phys. Ed. — 1984. — Vol. 22, N 4. — P. 721...737.
20. Фрейдин А. Б. О предельной поверхности текучести и возникновении трещин серебра и полос сдвига в стеклообразных полимерах // Тр. ЛПИ им. М. И. Калинина. — 1983. — № 393. — С. 76...82.
21. Френкель С. Я., Ельшиевич Г. К. Термодинамическое описание взаимосвязи структуры и реологических свойств конденсированных полимерных систем // Релаксационные явления в полимерах. — Л., 1972. — С. 234...240.
22. Олейник Э. Ф., Руднев С. Н., Саламатина О. Б., Назаренко С. И., Григорьян Г. А. Две моды пластической деформации стеклообразных полимеров // Докл. АН СССР. — 1986. — Т. 286, № 1. — С. 135...139.