

УДК 541.64 : 539.3

## ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОХОДНЫХ ЦЕПЕЙ ПО ДЛИНАМ НА РАЗРУШЕНИЕ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ПОЛИМЕРОВ

*Зайцев М. Г.*

Для модели аморфной прослойки ориентированного полимера исследовано влияние распределения проходных цепей по длинам на термоактивационные параметры разрушения, входящие в формулу Журкова для долговечности. Получены приближенные выражения для этих параметров, которые проверены результатами численного решения кинетического уравнения для распределения цепей по длинам.

Долговечность многих ориентированных полимеров хорошо описывается известной формулой Журкова [1, 2]

$$\tau = \tau_0 \exp \left[ \frac{U_0 - \gamma \sigma}{RT} \right], \quad (1)$$

где  $\sigma$  — напряжение,  $T$  — температура,  $R$  — газовая постоянная. Экспериментально доказано, что в ряде случаев элементарный акт разрушения — разрыв химической связи в напряженной макромолекуле [2—4], причем такие разрывы в основном происходят в аморфных прослойках ориентированного полимера [2—5]. Причинами, из-за которых аморфные прослойки оказываются «слабыми местами» полимера, являются, во-первых, наличие в них непроходных цепей (часть цепей образует петли или свободные концы) и, во-вторых, распределение проходных цепей по длинам [6]. Последнее приводит к тому, что различные элементарные акты разрушения происходят при разных уровнях локальных напряжений. В результате активационные макропараметры разрушения  $U_0$ ,  $\gamma$  и  $\tau_0$ , входящие в формулу (1), могут не совпадать с активационными характеристиками разрыва цепи.

В большинстве экспериментальных и теоретических работ, посвященных термоактивированному разрушению, предполагается, что особенности структуры твердого тела отражаются лишь на величинах  $\gamma$  и  $\tau_0$ , в то время как  $U_0$  является характеристикой элементарного акта разрушения [7—9]. В частности, считается, что для ориентированного полимера  $U_0$  должна совпадать с энергией диссоциации химической связи  $D$  (энергией термодеструкции). Но еще в работе [10] было отмечено, что разная длина проходных цепей должна приводить к уменьшению величины  $U_0$  по сравнению с  $D$ . В работе [11] для гауссова распределения цепей по длинам с помощью численного расчета показано, что  $U_0$  зависит от дисперсии длины проходных цепей: при возрастании дисперсии  $U_0$  сначала резко убывает, а затем выходит на плато, причем значение  $U_0$  на плато существенно ниже  $D$ .

Цель настоящей работы — исследование влияния распределения проходных цепей по длинам на термоактивационные макропараметры разрушения полимера (прежде всего на  $U_0$ ) при произвольной функции распределения.

Рассмотрим совокупность независимых квазиупругих цепей разной длины  $l$ , закрепленных между двумя параллельными пластинами. При увеличении расстояния  $a$  между пластинами цепи растягиваются с силой

$f(x)$ , зависящей от деформации цепи  $x$

$$x = \begin{cases} \frac{a-l}{l}, & \text{если } l < a \\ 0, & \text{если } l \geq a \end{cases}$$

Вследствие этого возникает вероятность термофлуктуационного разрыва цепи со средним временем ожидания  $\theta$

$$\theta = \theta_0 \exp \left[ -\frac{u(f)}{kT} \right], \quad (2)$$

где  $u(f)$  – энергия активации разрыва цепи, растянутой с силой  $f$ ,  $\theta_0 \approx 10^{-14}$  с.

Если к пластинам приложено постоянное внешнее напряжение  $\sigma$ , эволюция плотности распределения цепей по длинам, очевидно, описывается уравнениями

$$\frac{\partial \rho(l, t)}{\partial t} = - \frac{l \rho(l, t)}{\theta[f(x)]} \quad (3a)$$

$$\sigma = m \int_{l_{\min}}^{a(t)} \rho(l, t) \cdot f(x) dl, \quad (3b)$$

где  $l_{\min}$  – длина наиболее короткой из неразорванных цепей,  $m$  – число цепей на единицу площади. Расстояние между пластинами в нерастянутом состоянии  $a_0$  примем за единицу измерения длины. В формуле (3) и далее все длины выражены в единицах  $a_0$  и считаются безразмерными величинами. По мере разрушения наиболее коротких цепей расстояние  $a$  между пластинами должно увеличиваться для сохранения постоянного напряжения. Таким образом, за счет разрыва цепей в системе развивается процесс ползучести. Подобные модели использовались во многих работах [2, 6, 10–13] для описания свойств аморфной прослойки выше ее температуры стеклования, когда быстро меняющаяся сетка межмолекулярных связей не влияет на перераспределение напряжений на макромолекулах. Влияние свободно-радикальных реакций, сопровождающих разрывы химических связей, на кинетику разрушения в настоящей работе не анализируется.

Кинетику разрушения в данной модели рассмотрим при следующих упрощающих предположениях.

Следуя работе [10], будем считать, что вследствие очень резкой зависимости  $\theta(f)$  функция  $\rho(l, t)$  отличается от нуля и от  $\rho(l, 0)$  в очень узком интервале длин (рис. 1), так что  $\rho(l, t)$  можно аппроксимировать как

$$\rho(l, t) = \begin{cases} \rho(l, 0), & \text{если } l \geq l^* \\ 0, & \text{если } l < l^* \end{cases}$$

При этом эволюция функции  $\rho(l, t)$  сводится к перемещению ступеньки на ней в точке  $l^*$  (которую в дальнейшем будем называть «фронтом разрушения») в сторону больших значений длины. Скорость изменения  $l^*$  определяется, очевидно, средним временем ожидания разрыва цепей с длиной  $l^*$ , т. е. в конечном счете их деформацией  $x^*$ .

Примем также, что основной вклад в долговечность системы разнодлинных цепей вносит та стадия процесса ползучести, при которой его скорость минимальна. Поэтому будем считать долговечность пропорциональной среднему времени ожидания разрыва цепей с длиной  $l_0^*$ , лежащих на «фронт разрушения» в момент достижения минимума скорости ползучести.

Как показывают численные расчеты, рассмотренные ниже, оба предположения хорошо оправдываются, если разброс цепей по длинам превышает 3–5 %. В дальнейшем будем называть область, где эти предположения справедливы, областью больших разбросов по длинам.

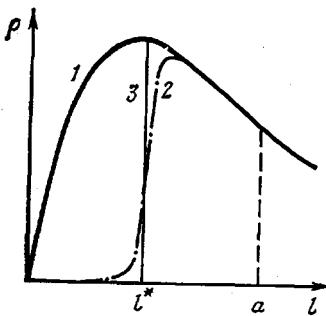


Рис. 1

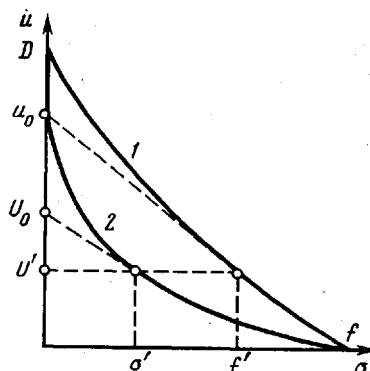


Рис. 2

Рис. 1. Функция плотности распределений цепей по длинам: 1 –  $\rho(l, 0)$ , 2 –  $\rho(l, t)$ , 3 – аппроксимация  $\rho(l, t)$  «ступенчатой» функцией

Рис. 2. Схематический вид силовых зависимостей энергии активации элементарного акта разрушения  $u(f)$  (1) и энергии активации макроразрушения  $U(\sigma)$  (2)

С учетом первого предположения напряжение на пластинах можно представить в виде

$$\sigma = m \int_{l^*}^a \rho(l, 0) \cdot f(x) dl$$

Для практически интересных зависимостей  $f(x)$  интервал длин цепей, находящихся под напряжением,  $a-l^*$  не превышает нескольких процентов от  $l^*$ . Поэтому если разброс по длинам достаточно велик,  $\rho(l, 0)$  можно с незначительной ошибкой считать неизменной в этом интервале. Тогда нетрудно получить

$$\sigma \approx m \rho(l^*, 0) l^* (1+x^*) \int_0^{x^*} \frac{f(x)}{(1+x)^2} dx \quad (5)$$

Как уже отмечалось, скорость ползучести определяется деформацией цепей на фронте разрушения  $x^*$ . Действительно, если деформация цепей на фронте разрушения возрастает со временем ( $\dot{x}^* > 0$ ), увеличивается со временем скорость их распада и, следовательно, скорость ползучести  $\dot{\sigma}$  (т. е.  $\ddot{\sigma} > 0$ ). Наоборот, если  $\dot{x}^* < 0$ , скорость ползучести со временем уменьшается ( $\ddot{\sigma} < 0$ ). Условием стационарной ползучести и необходимым условием минимума скорости ползучести ( $\ddot{\sigma} = 0$ ) будет

$$\dot{x}^* = 0$$

Рассматривая  $\sigma$  как функцию  $l^*$  и  $x^*$  (5) и учитывая ее постоянство в процессе разрушения ( $d\sigma/dt = 0$ ), получим из этого условия уравнение для определения длины цепей  $l_0^*$ , лежащих на фронте разрушения при минимуме скорости ползучести

$$\partial\sigma/\partial l^* = 0 \quad (6)$$

В соответствии со вторым предположением, среднее время  $\theta$  разрыва цепей с длиной  $l_0^*$  пропорционально долговечности системы. Если представить последнюю в виде

$$\tau = \tau_0 \exp \left[ \frac{U(\sigma)}{kT} \right], \quad (7)$$

где  $U(\sigma)$  – силовая зависимость энергии активации макроразрушения, и учесть выражение (2), получим

$$U(\sigma) \simeq u(f_0), \quad (7a)$$

где  $f_0 = f(x_0^*)$  — сила натяжения цепей, лежащих на «фронте разрушения» при минимальной скорости ползучести. Тогда для нахождения зависимости  $U(\sigma)$  нужно знать связь между  $\sigma$  и  $f_0$ . Оно дается формулой (5) при  $x^* = x_0^*$ . Например, для линейной зависимости  $f(x) = cx$ , сохраняя в соотношении (5) члены до второго порядка малости по  $x_0^*$ , найдем

$$\sigma = A \cdot \frac{f_0^2}{2c}, \quad (8)$$

где  $A = m_p(l_0^*)l_0^*$ .

Важно отметить, что в любом случае  $\sigma$  растет быстрее, чем  $f_0$ . Это совершенно ясно, поскольку с увеличением расстояния  $a$  между пластинами не только возрастает сила натяжения уже напряженных цепей, но «включаются» под нагрузку более длинные и ранее не напряженные цепи. Затухающий характер зависимости  $f_0(\sigma)$  непосредственно подтверждается в опытах по ИК-спектроскопии напряженных макромолекул [2]. В связи с этим, даже если силовая зависимость энергии активации элементарного акта  $u(f)$  была линейной, функция  $U(\sigma)$  будет нелинейна (например, для

случая (8)  $U(\sigma) = u(f_0) = u\left(\sqrt{\frac{2c\sigma}{A}}\right)$ ). Таким образом, разная длина цепей

вносит дополнительную нелинейность в зависимость  $U(\sigma)$  (рис. 2).

При механических испытаниях непосредственно достижимы для измерения значения долговечностей в интервале  $\sim 1-10^8$  с. При типичных для эксплуатации ориентированных полимеров температурах этому соответствует небольшой интервал энергий активации вблизи  $U' \approx 85$  кДж/моль. В этом интервале  $U(\sigma)$  вполне может быть аппроксимирована линейной зависимостью  $U(\sigma) \approx U_0 - \gamma\sigma$ , и коэффициенты  $U_0$  и  $\gamma$  могут быть найдены из очевидных соотношений. Действительно, если через  $f'$  и  $\sigma'$  обозначить соответствующие энергии активации  $U'$  силу натяжения цепи и напряжение, а через  $U_0$  и  $u_0$  — экстраполированные к нулевому напряжению (силе) значения энергии активации макроразрушения и элементарного акта соответственно, то (как ясно из рис. 2), можно записать

$$\frac{U_0 - U'}{\sigma'} = \frac{u_0 - U'}{f'} \left( \frac{df_0}{d\sigma} \right)_{f_0=f'}$$

(Смысл  $u_0$ ,  $f'$  и  $\sigma'$  ясен из рис. 2.) Отсюда получим

$$U_0 = U' + (u_0 - U') \frac{\sigma'}{f' \left( \frac{df_0}{d\sigma} \right)_{f_0=f'}} \quad (9)$$

$$\gamma = (U_0 - U')/\sigma' \quad (10)$$

Формулы (9) и (10) в совокупности с уравнениями (5) и (6) определяют искомые макроскопические характеристики  $U_0$  и  $\gamma$ . Подставляя в соотношение (6) выражение для  $\sigma$  из формулы (5), получим уравнение для определения  $l_0^*$  в виде

$$\rho'(l^*, 0)l^* + \rho(l^*, 0) = 0 \quad (11)$$

Из уравнения (11) видно, что его корень  $l_0^*$  не зависит от  $x_0^*$ , а значит и от напряжения. Следовательно, при любом внешнем напряжении (и температуре) долговечность всей системы лимитируется временем разрыва группы цепей одной и той же длины  $l_0^*$ .

Существует особый случай распределения  $\rho(l) \sim 1/l$ , при котором уравнение (11) удовлетворяется при любом  $l^*$ . Для такого распределения нельзя выделить группу цепей, лимитирующих долговечность, так как  $x^*$ , а значит и время разрыва цепей на «фронт разрушения»  $\theta$ , имеет одно и то же значение при любом  $l^*$ . Поскольку при этом скорость ползучести постоянна, второе предположение оказывается излишним, и равенство (7а) выполняется автоматически. Разумеется, существуют такие функции  $\rho(l)$ , для которых уравнение (11) не имеет решений. Например,

если  $\rho(l)$  всюду убывает быстрее, чем  $1/l$ , то  $\partial\sigma/\partial l^*$  всегда меньше нуля. В этом случае процесс ползучести является ускоренным с самого начала, а наименьшая скорость ползучести определяется временем разрыва самих коротких цепей. Если  $\rho(l)$ , наоборот, убывает медленнее, чем  $1/l$  или возрастает всюду вплоть до некоторого  $l=L$  (после чего обращается в нуль),  $\partial\sigma/\partial l^*$  всегда больше нуля, а наименьшая скорость ползучести определяется временем разрыва цепей с длиной  $L$ .

В любом случае величина  $A$  не зависит от  $x_0^*$ , а значит, и от  $f_0$ . Поэтому при подстановке выражения (5) в уравнение (9)  $A$  сокращается, и  $U_0$  оказывается не зависящей от вида функции распределения по длинам (так как информация о последней входит только в  $A$ ). Вместе с тем, как нетрудно видеть из соотношения (9),  $U_0$  всегда меньше  $u_0$ . Напомним, что формулы (9) и (10) получены при упрощающих предположениях, справедливых при больших разбросах по длинам. Если все цепи имеют одинаковую длину,  $U_0$ , очевидно, равно  $u_0$  [11]. Таким образом, в области малых разбросов по длинам  $U_0$  должно уменьшаться от величины  $u_0$  до значения, определяемого формулой (9). Последнее зависит лишь от вида функций  $f(x)$  и  $u(f)$ .

В табл. 1 приведены рассчитанные по уравнению (9) значения  $(U_0/D)_{\text{теор}}$  и  $(U_0/D_1)_{\text{теор}}$  для конкретных функций  $f(x)$  и  $u(f)$ , заданных выражениями (12)–(14) при энергии диссоциации химических связей  $D=335$  кДж/моль и  $D_1=125$  кДж/моль ( $D_1$  – характерная энергия диссоциации слабых связей в макромолекулах). Для сравнения там же приведены соответствующие значения отношений  $u_0/D$  и  $u_0/D_1$ .

$$\begin{cases} f(x) = \frac{F_0}{x_0} \cdot x \\ u(f) = D(1-f/F_0) \end{cases} \quad (12)$$

$$\begin{cases} f(x) = \frac{F_0}{x_0} \cdot x \\ u(f) = D(1-f/F_0)^2 \end{cases} \quad (13)$$

$$\begin{cases} f(x) = 4F_0[e^{-bx} - e^{-2bx}], \quad F_0 = \frac{bD}{2r_0} \\ u(f) = D \left[ \sqrt{1-f/F_0} + f/2F_0 \ln \frac{1+\sqrt{1-f/F_0}}{1-\sqrt{1-f/F_0}} \right], \end{cases} \quad (14)$$

$$u(f) = D \left[ \sqrt{1-f/F_0} + f/2F_0 \ln \frac{1+\sqrt{1-f/F_0}}{1-\sqrt{1-f/F_0}} \right],$$

где  $D$  – энергия диссоциации химической связи,  $F_0$  – ее теоретическая прочность,  $r_0$  – равновесное расстояние между атомами. В формуле (12) представлены наиболее простые модельные зависимости  $f(x)$  и  $u(f)$ . В выражении (13)  $u(f)$  отвечает силовой зависимости энергии активации разрыва одномерной цепочки атомов, связанных линейной силой, а формулы (14) характеризуют цепочку атомов, связанных потенциалом Морзе ( $b$  – константа потенциала) [2]. Как видно из таблицы, величина снижения энергии активации  $U_0$  по сравнению с  $D$  существенно зависит от соотношения  $D$  и  $D_1$  (что очевидно также из рис. 2).

Таблица 1  
Величина энергии активации разрушения  $U_0$  (при больших разбросах по длинам) в зависимости от функций  $f(x)$  и  $u(f)$

Формула, № *	$u_0/D$	$(U_0/D)_{\text{теор}}$	$(U_0/D)_{\text{ЭВМ}}$	$u_0/D_1$	$(U_0/D_1)_{\text{теор}}$
12	1	0,62	0,63	1	0,83
13	0,75	0,50	0,50	0,94	0,79
14	0,7	0,43	0,42	0,92	0,78

\* Номер формулы, задающей  $f(x)$  и  $u(f)$ .

Заметим, что в выражении для  $\gamma$  величина  $A$  входит непосредственно. Поэтому  $\gamma$  весьма чувствителен к виду функции распределения.

Для проверки приближенных формул (9)–(11) в настоящей работе проведено численное интегрирование уравнений (3) при различных функциях распределения  $\rho(l, 0)$ , перечисленных в табл. 2.

При численном интегрировании функция плотности распределения цепей по длинам  $\rho(l, t)$  представлялась массивом  $\rho_i(t)$ , определенным для дискретных значений длины  $l_i$ , и дифференциальное уравнение с параметром  $t$  (3а) заменялось системой обыкновенных дифференциальных уравнений относительно функций  $\rho_i(t)$ . Интегрирование этой системы совместно с условием (3б) может быть осуществлено одним из численных методов, используемых для решения задач химической кинетики [14], учитывающих резкие различия в значениях  $\theta_i$ .

В результате вычислений на ЭВМ можно получить кривую ползучести  $a(t)$ . Для всех имеющихся максимум функций  $\rho(l, 0)$  при больших разбросах по длинам, она имеет три характерные стадии: на первой стадии  $\dot{a} < 0$ , вторая – стадия стационарной ползучести ( $\dot{a}$  – минимальна), на третьей стадии  $\dot{a} \rightarrow \infty$ . Абсцисса вертикальной асимптоты функции  $\dot{a}(t)$  и есть долговечность системы  $\tau$ . Если разброс по длинам  $\delta = \sqrt{D(l)}$  (где  $D(l)$  – дисперсия) превышает 10%, длительность стационарной стадии ползучести составляет  $> 90\%$  долговечности, в соответствии со вторым предположением. При малых разбросах по длинам первая и вторая стадии ползучести либо вообще отсутствуют, либо выражены слабо. В случае экспоненциального распределения процесс ползучести является ускоренным с самого начала (так как  $\rho(l, 0)$  убывает быстрее, чем  $1/l$ ). Однако длительность начального участка, на котором скорость ползучести близка к минимальной, растет с увеличением  $\delta$ .

Таблица 2

**Функции плотности распределения цепей по длинам  $\rho(l)$  и характеристики цепи, использованные в численных расчетах**

Номера точек на бис. 3–5	Характеристики цепи	Вид $\rho(l)$	Примечания
1	Заданы формулой (14) $b=4$	$\frac{1}{2\sqrt{3}\delta}, 1 \leq l \leq 1 + 2\sqrt{3}\delta$	–
2	То же	$\lambda \exp[-\lambda l], l \geq 1$	–
3	Заданы формулой (14) $b=4$	$\frac{\lambda^\mu}{\Gamma(\mu)} (l-1)^{\mu-1} \exp[-\lambda \cdot (l-1)], l \geq 1$	$\Gamma(\mu)$ – гамма-функция, $\mu=2, \lambda$ – варьируемый параметр $\lambda=15, \mu$ – варьируемый параметр
3'	То же	То же	
4	Заданы формулой (14) $b=4$	$\frac{\alpha}{v} \left(\frac{l-1}{v}\right)^{\alpha-1} \cdot \exp\left[-\left(\frac{l-1}{v}\right)^\alpha\right], l \geq 1$	$\alpha=1,5$ , варьируемый параметр $v$ – мода распределения $v = \left(\frac{\alpha-1}{\alpha}\right)^{1/\alpha} + 1$
4'	То же	То же	$v = 1,1$ , варьируемый вариант $\alpha$
5	То же	$C \exp\left[-\frac{(l-l_0)^2}{2\delta^2}\right] 1 \leq l < \infty$	$C$ – нормирующий множитель, $\delta$ – варьируемый параметр, $l_0 = 1 + \delta$
6, 6'	Заданы формулой (14) $b=3; b=5$	$\frac{\lambda^\mu}{\Gamma(\mu)} (l-1)^{\mu-1} \exp[-\lambda \cdot (l-1)], l \geq 1$	–
7	Заданы формулой (12)	То же	–
8	Заданы формулой (13)	То же	–

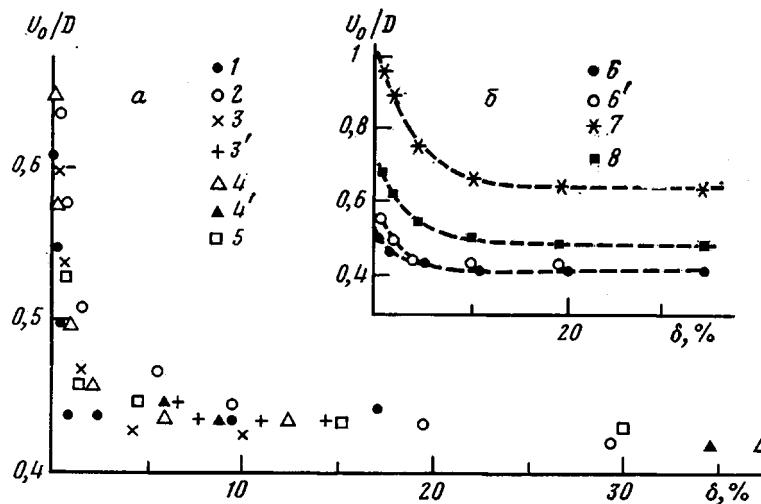


Рис. 3. Зависимость параметра  $U_0$  от разброса цепей по длинам  $\delta$  при  $D=335$  кДж/моль

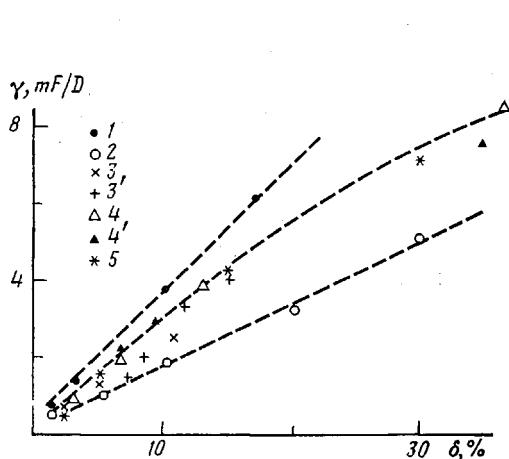


Рис. 4. Зависимость параметра  $\gamma$  от разброса цепей по длинам  $\delta$

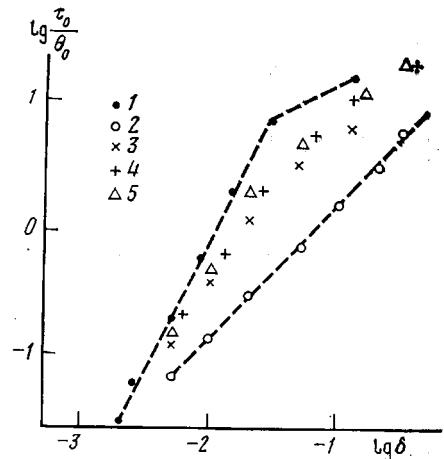


Рис. 5. Зависимость предэкспоненты  $t_0$  от  $\delta$

Проводя расчет при различных значениях  $\sigma$  и  $T$ , можно получить зависимость  $\ln \tau(\sigma, T)$ . Зависимости  $\ln \tau$  ( $1/T$ ) для всех исследованных случаев (в пределах точности расчета) строго прямолинейны. Это позволяет представить температурно-силовую зависимость долговечности в виде уравнения (7), где  $\tau_0$  оказывается слабо убывающей функцией  $\sigma$ . Зависимость  $U(\delta)$  в более широком интервале долговечностей, чем доступный в эксперименте, может быть аппроксимирована прямой  $U(\sigma) \approx U_0 - \gamma\sigma$ .

Зависимости  $U_0(\delta)$  и  $\gamma(\delta)$  показаны на рис. 3 и 4. Как видно из рис. 3, для всех исследованных функций распределения  $\rho(l)$ , а также характеристик элементарного акта разрушения  $f(x)$  и  $u(f)$ , ход кривых  $U_0(\delta)$  один и тот же. Быстро спадая в интервале  $0 < \delta \leq 5\%$  (здесь  $U_0(\delta)$  различны для разных функций  $\rho(l)$ ), зависимости  $U_0(\delta)$  выходят на общее для всех исследованных  $\rho(l)$  плато. Величина  $U_0$  на плато зависит от вида функций  $f(x)$  и  $u(f)$  и, как видно из табл. 1 (столбец  $(U_0/D)_{\text{эм}}$ ), для вариантов (12)–(14) прекрасно совпадает с приближенными значениями, полученными из формулы (9).

Функции  $\gamma(\delta)$  зависят от вида плотности распределения цепей по длинам, и в исследованном интервале  $\delta$  являются почти линейными. При-

ближенные значения  $\gamma$ , вычисленные из формул (9) и (10), совпадают с полученными в численном расчете с точностью 10–15%.

Параметр  $\tau_0$  в формуле Журкова для данной модели не является константой. Даже если пренебречь упоминавшейся выше слабой зависимостью от  $\sigma$  и использовать усредненное по  $\sigma$  значение  $\tau_0$ , последнее весьма сильно зависит от разброса по длинам  $\delta$ . Полученные в настоящем расчете зависимости  $\tau_0(\delta)$  показаны на рис. 5.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Журков С. Н., Нарзулаев Б. Н. Журн. техн. физики, 1953, т. 23, № 3, с. 1677.
2. Регель В. Р., Слуцкер А. И., Томашевский Э. Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1974. 560 с.
3. Журков С. Н., Корсуков В. Е. Физика твердого тела, 1973, т. 15, № 5, с. 2071.
4. Журков С. Н., Куксенко В. С. Механика полимеров, 1974, № 5, с. 792.
5. Слуцкер А. И., Куксенко В. С. Механика полимеров, 1975, № 1, с. 84.
6. Жиженков В. В., Егоров Е. А., Куксенко В. С. Физика твердого тела, 1979, т. 21, с. 2184.
7. Манелис В. Г., Полианчик Е. В., Смирнов Л. П. Высокомолек. соед. А, 1978, т. 20, № 1, с. 125.
8. Бартенев Г. М., Тулинов Б. М. Механика полимеров, 1977, № 1, с. 3.
9. Добродумов А. В., Ельяшевич А. М. Физика твердого тела, 1973, т. 15, № 6, с. 1891.
10. Чевычелов А. Д. Механика полимеров, 1967, № 1, с. 8.
11. Зайцев М. Г. Механика композит. материалов, 1981, № 6, с. 1104.
12. Губанов А. И., Кособукин В. А. Механика полимеров, 1974, № 5, с. 922.
13. DeVries K. L., Lloyd B. A., Williams M. L. J. Appl. Phys., 1971, v. 42, № 12, p. 4644.
14. Калиткин Н. Н. Численные методы. М.: Наука, 1978. 512 с.

Московский государственный  
педагогический институт  
им. В. И. Ленина

Поступила в редакцию  
20.IV.1984

#### INFLUENCE OF LENGTH DISTRIBUTION OF COMMUNICATING CHAINS ON FRACTURE OF ORIENTED POLYMERS

Zaitsev M. G.

Summary

For the model of amorphous layer of the oriented polymer the influence of length distribution of communicating chains on thermoactivation parameters of fracture of Zhurkov equation for durability has been studied. The approximate expressions for these parameters were found checked with the aid of numerical solution of the kinetic equation for length distribution of chains.