

# ВЫСОКОМОЛЕКУЛЯРНЫЕ

Том (A) XXIII

# СОЕДИНЕНИЯ

№ 2

1981

УДК 541.64:539.3

## РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛАСТОМЕРАХ ПРИ МАЛЫХ ДЕФОРМАЦИЯХ ПО ДАННЫМ РЕЛАКСАЦИОННОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ, ДЕФОРМАЦИОННЫМ И ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИМ КРИВЫМ

*Барченев Г. М., Кучерский А. М., Радаева Г. И.*

Исследованы релаксационные процессы при малых деформациях в бутадиен-метилстирольном эластомере методами релаксационной спектрометрии и посредством определения деформационных и термомеханических кривых. В переходной области от стеклообразного к высокоэластическому состоянию всеми использованными методами обнаружены  $\lambda'$ - и  $\lambda$ -процессы релаксации, связанные с молекулярной подвижностью различных элементов надмолекулярных структур. Полученные результаты согласуются с данными Бойера.

Большая часть физических и физико-химических свойств полимеров связана с релаксационными явлениями.

Релаксационные переходы в эластомерах и резинах проявляются на разных уровнях молекулярной и надмолекулярной организации. На рис. 1 представлен типичный спектр времен релаксации эластомера, на котором можно обнаружить  $\alpha$ -переход, связанный с подвижностью свободных сегментов неупорядоченной части эластомера,  $\lambda$ -переходы, обусловленные подвижностью физических узлов молекулярной сетки (упорядоченных микроблоков надмолекулярной структуры) и  $\delta$ -процесс, связанный с подвижностью химических поперечных связей вулканизата. Предполагается, что каждый максимум на непрерывном спектре соответствует отдельному релаксационному переходу.

В высокоэластическом состоянии релаксационные свойства полимеров зависят от того, при каких деформациях (малых, средних или больших) исследуется полимер. Для эластомеров, например, характерно изучение деформационных кривых при больших растяжениях (500–1000%) [1]. Исследования релаксационных свойств и спектров времен релаксации несшитых и шитых эластомеров проводится, как правило, в области средних деформаций (20–100%) [2, 3]. Меньше всего внимания уделялось области малых деформаций (0–10%), т. е. деформациям, обычно соответствующим условиям эксплуатации эластомерных материалов.

Ограниченностю использования ультразвуковых методов, характеризующихся очень малыми деформациями ( $\epsilon < 1\%$ ) при распространении упругих волн, заключается в невозможности применения низких частот, обычно используемых в практике.

В области низких частот при малых деформациях ( $\sim 1\%$ ) известны работы Пейна [4], из которых следует существование релаксационного

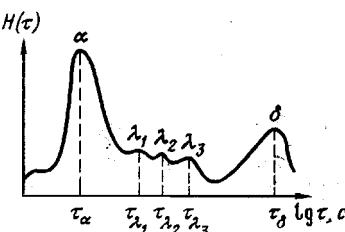


Рис. 1. Типичный спектр времен релаксации неполярного сшитого эластомера

перехода в системах, наполненных техническим углеродом. В наших работах [5–8] были подтверждены результаты Пейна при изучении деформационных кривых, полученных на электронной разрывной машине в области малых деформаций (1–10%) в широком диапазоне температур. Был обнаружен низкотемпературный нелинейный релаксационный процесс в области выше температуры стеклования  $T_c$ , который связан с резким падением жесткости эластомеров при растяжении на несколько про-

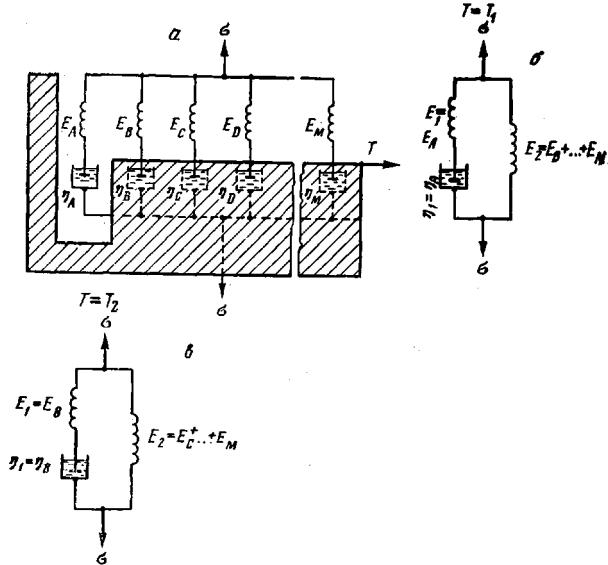


Рис. 2. а – Обобщенная модель Максвелла, соответствующая дискретному спектру времен релаксации; б – простая модель механических свойств полимера в стеклообразном состоянии ( $T_1 < T_c$ ); в – простая модель механических свойств полимера ( $T_2 > T_c$ )

центов. Предполагалось, что этот эффект обусловлен разрушением части физических узлов.

Цель данной работы – исследование релаксационных процессов в эластомерах при малых деформациях с помощью анализа деформационных и термомеханических кривых, а также методом релаксационной спектрометрии.

Для описания низкотемпературных релаксационных процессов, наблюдавшихся на деформационных кривых, применяли дискретный спектр времен релаксации (обобщенная модель Максвелла (рис. 2, а)) исходя из предположения, что в эластомерах выше температуры стеклования имеется ряд релаксационных переходов, описываемых дискретными временами релаксации  $\tau_A = \eta_A/E_A$ ,  $\tau_B = \eta_B/E_B$  и т. д. Например, в стеклообразном состоянии при некоторой температуре  $T_1 < T_c$  имеем более простую модель (рис. 2, б), где  $E_A = E_1$  – модуль упругости в стеклообразном состоянии, характеризующий упругую деформацию эластомеров, а модуль  $E_2 = E_B + E_C + \dots + E_M$  определяет высокоястистическую деформацию сетки, образованной всеми типами физических и химических узлов. Вязкие элементы обобщенной модели, кроме вязкости  $\eta_A$ , в данном случае не проявляют себя, так как в стеклообразном состоянии можно считать, что вязкости  $\eta_B$  и др. практически равны бесконечности. На рис. 2, а все вязкие элементы  $\eta_B, \eta_C, \dots, \eta_M$  попадают на заштрихованный участок, а открытый участок соответствует модели рис. 2, б.

Таким образом, для описания релаксационных свойств в стеклообразном состоянии приходим к модели стандартного линейного тела (рис. 2, б). При повышении температуры заштрихованная часть обобщенной модели передвигается слева направо, и при  $T_2 > T_c$  включается аналогичная модель стандартного линейного тела, которая описывает релаксацию сетки за счет распада узлов с наименьшим временем жизни при данной температуре (узлов типа *B*), а модуль  $E_2$  имитирует упругость сетки, образованной всеми другими (более прочными) физическими и химическими узлами, т. е. представляет сумму  $E_2 = E_B + \dots + E_M$  (рис. 2, в). Далее можно видеть, как при переходе к более высоким температурам постепенно отключаются одни механизмы

релаксации и включаются другие, причем физический смысл параметров модели стандартного линейного тела будет всегда различным.

Исследуя последовательно при разных температурах те или иные деформационные процессы, можно выявить различные релаксационные процессы. Этот подход мы применили для исследования релаксационных процессов в области температур выше  $T_c$ .

В соответствии с моделью стандартного линейного тела, описывающей релаксационные процессы (рис. 2, б, в), связь между напряжением и деформацией при растяжении с постоянной скоростью ( $v=\text{const}$ ) для ненаполненного эластомера имеет вид

$$\sigma = E_2 \varepsilon + E_1 v \tau \left(1 - e^{-\frac{\varepsilon}{v\tau}}\right), \quad (1)$$

где  $\tau = \eta_1/E_1$  – соответствующее время релаксации.

Если рассмотреть процесс деформации вблизи температуры стеклования (модель рис. 2, б, где  $E_1 = E_A$ ), то при низких температурах (в стеклообразном состоянии) время релаксации  $\tau$  велико, а показатели экспоненты мал. После разложения экспоненты в ряд, отбросив члены высшего порядка в уравнении (1) как малые, получим

$$\sigma = (E_A + E_2) \varepsilon = E_0 \varepsilon, \quad (2)$$

где  $E_A$  – модуль упругой составляющей деформации в стеклообразном состоянии, а  $E_2$  – модуль высокой эластичности ( $E_2 \ll E_A$ ).

Значительно выше температуры стеклования, когда  $\tau$  мало, уравнение (1) принимает вид

$$\sigma = E_2 \varepsilon \quad (3)$$

При любых температурах в переходной области выше  $T_c$  действует уравнение (1), которое при малых деформациях ( $\varepsilon \ll 1$ ) переходит в уравнение, аналогичное уравнению (2).

$$\sigma = (E_1 + E_2) \varepsilon = E^{(0)} \varepsilon, \quad (4)$$

где  $E_1$  и  $E_2$  – модули высокой эластичности. При больших деформациях имеем

$$\sigma = E_2 \varepsilon + E_1 v \tau \quad (5)$$

Для модели рис. 2, б, в времена релаксации соответственно равны  $\tau_A = \eta_A/E_A$ ,  $\tau_B = \eta_B/E_B$  и т. д.

На рис. 3 приведены экспериментальные и рассчитанные по уравнению (1) кривые растяжения эластомера СКМС-30 АРКМ-15 с постоянной скоростью  $v = 5 \cdot 10^{-4} \text{ 1/c}$  при температурах  $-46$  и  $23^\circ$ .

На кривых деформации наблюдаются начальный участок кривой, соответствующий уравнению (4) и стационарный линейный участок в области относительно больших деформаций, соответствующий уравнению (5). Таким образом, вся кривая деформации состоит из начального линейного и последующего приближенно линейного участка. Такой ход кривой соответствует уравнению (1).

Предположим, что кривые деформации выше температуры стеклования характеризуются одним  $\alpha$ -процессом релаксации, тогда деформация может быть описана вместо обобщенной модели (рис. 2, а) простой моделью (рис. 2, б). Тогда в уравнении (1)  $\tau = \tau_\alpha = \eta_A/E_A$ . Учтем, что  $\tau_\alpha$  зависит от температуры в соответствии с известным уравнением Вильямса – Ландела – Ферри. В этом случае модель  $E_1 = E_A$  практически соответствует модулю стеклообразного состояния (для эластомеров  $E_A = E_0 = 2 \cdot 10^3 \text{ МПа}$ ), а  $E_2$  есть сумма  $E_B + E_C + \dots + E_M$ , т. е. высокоэластичный модуль сетки, образованной всеми физическими узлами. Модуль  $E_2$  определялся из наклона приближенно линейного участка  $BB$  (рис. 3, а). При  $-46^\circ$   $E_2 = 5,5 \text{ МПа}$ , а при  $23^\circ$   $E_2 = 0,072 \text{ МПа}$ . Модуль  $E_1 = 2 \cdot 10^3 \text{ МПа}$  практически не зависит, а модуль  $E_2$  существенно зависит от температуры. Это объясняется тем, что с повышением температуры число физических узлов сетки эластомера уменьшается в связи с разрушением менее прочных узлов, поэтому уменьшается и модуль высокой эластичности  $E_2$ .

Время релаксации сегментальной подвижности, входящее в уравнение (1), определялось при различных температурах по формуле

$$\tau_\alpha = B_0 e^{U_\alpha/kT}, \quad (6)$$

где  $B_0=5 \cdot 10^{-12}$  с — период колебания сегмента около временного положения равновесия,  $U_\alpha$  — энергия активации сегментального процесса релаксации [9], которая зависит от температуры в соответствии с уравнением Вильямса — Ландела — Ферри, по формуле

$$U_\alpha = \frac{U_\infty}{1 - T_0/T}, \quad (7)$$

где  $T_0=T_c-50^\circ$ ;  $T_c$  — стандартная температура стеклования, для каучука СКМС-30 АРКМ-15 она равна 218 К, следовательно  $T_0=168$  К. Как видно, при  $T=T_0$   $U_\alpha \rightarrow \infty$ , а при  $T \rightarrow \infty$   $U_\alpha=U_\infty$  (для эластомера СКМС-30 АРКМ-15

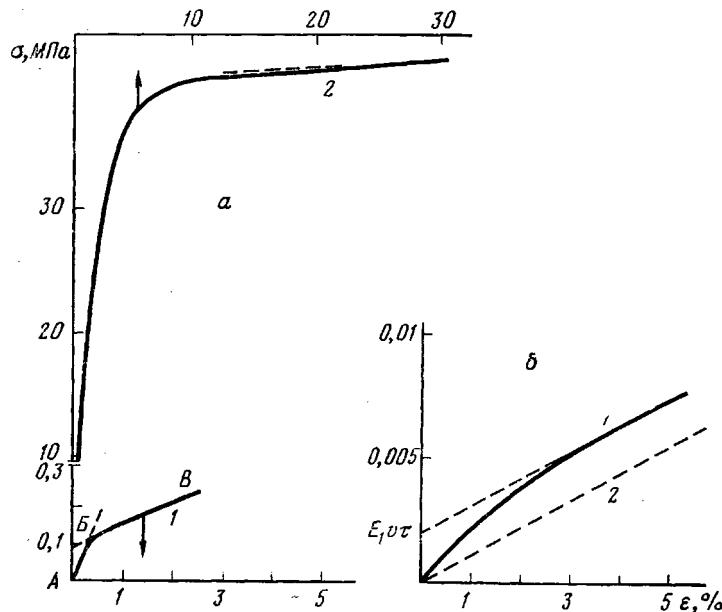


Рис. 3. Экспериментальная (1) и расчетная (2) кривые растяжения несшитого эластомера СКМС-30 АРКМ-15 при  $-46^\circ$  (а) и  $23^\circ$  (б)

$U_\infty=12$  кДж/моль). По формуле (7) были определены значения энергии активации при температурах  $-46$  и  $23^\circ$ , и после подстановки в уравнение (1) всех постоянных были рассчитаны кривые деформации, приведенные на рис. 3 (кривые 2).

Как видно, расхождение между расчетной зависимостью и экспериментальной кривой значительно. Следовательно,  $\alpha$ -процессом релаксации невозможно описать экспериментальные кривые деформации выше  $T_c$ . Это расхождение заставило предположить, что физический смысл модуля  $E_1$  выше  $T_c$  иной. В самом деле, из наклона начальных участков  $AB$  кривых растяжения, определяющих значение модуля  $E^{(0)}=E_1+E_2$  в уравнении (4), следует, что  $E_1$  для температур  $-46$  и  $23^\circ$  соответственно равен 32,5 и 0,019 МПа. Таким образом,  $E_1$  выше температуры стеклования на несколько порядков меньше модуля упругости в стеклообразном состоянии. Это значит, что время релаксации, характерное для процесса деформирования в переходной области, выше  $T_c$  связано с другими релаксационными явлениями.

Из прежних данных [5—7] известно, что выше  $T_c$  при малых деформациях наблюдаемые процессы деформации являются нелинейными (время релаксации  $\tau$  зависит от напряжения  $\sigma$ ). Наши данные показывают, что экспериментальная кривая деформации может быть описана уравнением (1), если считать, что  $\tau$  зависит от напряжения. Это подтверждает

рис. 4, а, где наблюдается некоторая зависимость времени релаксации от напряжения, что указывает на слабую нелинейность релаксационного процесса. При напряжении  $\sigma \rightarrow 0$  время релаксации обозначим  $\tau^{(0)}$ .

Зависимость  $\lg \tau^{(0)}$  от температуры для неспитого и спитого эластомера приведена на рис. 4, б, из которого следует, что выше  $T_c$  в пределах 15–20° наблюдается спад времени релаксации (кривая 3) в соответствии с температурной зависимостью энергии активации по уравнениям (6) и (7). При температурах выше –40° наблюдается подъем экспериментальных кривых 1 и 2.

Расхождение между экспериментальными кривыми и рассчитанной для  $\tau_a$  свидетельствует о включении новых механизмов релаксации. Оч-

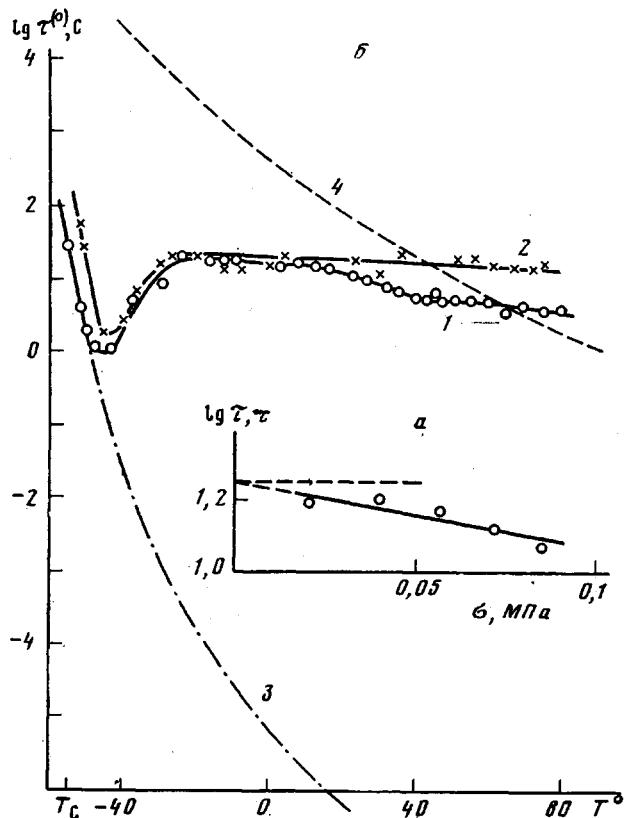


Рис. 4. Зависимость логарифма времени релаксации от напряжения, полученная из деформационной кривой эластомера СКМС-30 АРКМ-15 при температуре –18° (скорость растяжения  $2 \cdot 10^{-3} \text{ 1/c}$ ) (а) и температурная зависимость времен релаксации, полученных из кривых растяжения с постоянной скоростью, равной  $2 \cdot 10^{-3} \text{ 1/c}$  (б): 1 – неспитый; 2 – спитый эластомер; 3, 4 – расчетные кривые для  $\alpha$ - и  $\lambda_1$ -процесса соответственно

видно, релаксационный процесс, связанный с подвижностью свободных сегментов, отступает на второй план, а на первое место выдвигаются процессы с большими временами релаксации, которые уже наблюдаются в обычном масштабе времени (в соответствии с обобщенной моделью, рис. 2, а).

Для выяснения природы наблюданной температурной зависимости времени релаксации (рис. 4, б) была измерена температурная зависимость гистерезисных потерь. Испытания проводили на электронной разрывной машине «Инстрон», время цикла «нагружение – разгрузка» составляло 60 с, что соответствует частоте  $v = 1,67 \cdot 10^{-2} \text{ 1/c}$ . Поскольку в данной работе

исследуется область малых деформаций, максимальная деформация в цикле составляла 5%.

На рис. 5 приведена температурная зависимость коэффициента гистерезисных потерь (спектр внутреннего трения) для спицтого эластомера. Как видно, кроме  $\alpha$ -максимума при температуре  $-50^\circ$ , наблюдаются также три слабо выраженных максимума: первый — в интервале температур от  $-25$  до  $5^\circ$ , который в дальнейшем будем обозначать  $\lambda'$ -максимумом (температура перехода  $T=-13^\circ$ ); второй —  $\lambda_1$ -максимум в интервале от  $10$  до  $20^\circ$  (температура перехода  $T_1=15^\circ$ ) и третий —  $\lambda_2$ -максимум в интервале от  $50$  до  $70^\circ$  (температура перехода  $T_2=56^\circ$ ). На основании этих

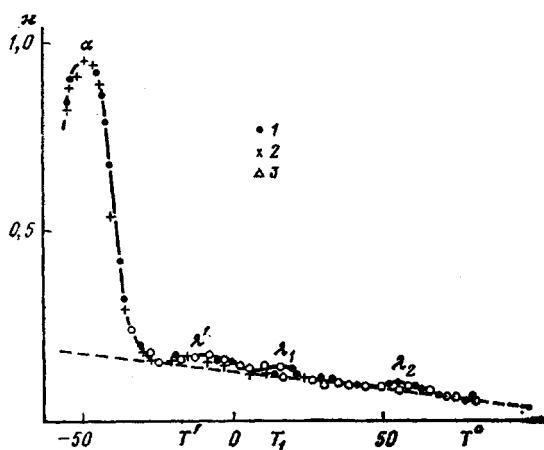


Рис. 5

Рис. 5. Спектр внутреннего трения спицтого эластомера. Точки 1-3 соответствуют трем образцам

Рис. 6. Непрерывный спектр времен релаксации резины на основе СКМС-30 АРКМ-15 при  $23^\circ$

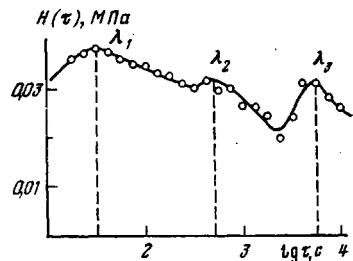


Рис. 6

данных можно предположить, что плато на кривых 1 и 2 (рис. 4, б) объясняется наличием  $\lambda'$ -релаксационного процесса, природа которого не до конца выяснена [10].

Кроме спектра внутреннего трения для спицтого эластомера были получены непрерывные спектры времен релаксации в интервале времен от  $10$  с до  $10^4$  с при различных температурах (от  $14$  до  $80^\circ$ ) из изотерм релаксации напряжения (первое приближение). В качестве примера, на рис. 6 приведен непрерывный спектр времен релаксации спицтого эластомера при  $23^\circ$ . На спектре имеются три максимума, соответствующие трем дискретным временам релаксации ( $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ ,  $\lambda_3$ ) [2, 3] ( $\tau_1=0,4 \cdot 10^2$ ,  $\tau_2=0,5 \cdot 10^3$  и  $\tau_3=0,5 \cdot 10^4$  с). Из температурной зависимости дискретных времен релаксации была определена энергия активации  $U$ . Для всех  $\lambda$ -процессов она равна  $55$  кДж/моль. Значения предэкспоненциальных коэффициентов  $B$  определялись по известной формуле для времен релаксации

$$\tau_i = B_i e^{U/kT} \quad (8)$$

$$B_1 = 1,5 \cdot 10^{-8}, B_2 = 1,3 \cdot 10^{-7} \text{ и } B_3 = 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ с.}$$

Каждому  $\lambda$ -процессу релаксации должен соответствовать на спектре внутреннего трения максимум, который свидетельствует о существовании отдельного релаксационного механизма с наивероятным временем  $\tau_i$ . Расчитаем температуры  $\lambda$ -переходов для условий, соответствующих приведенным на рис. 6 данным, из известного соотношения

$$\omega \tau_i = C, \quad (9)$$

где для эластомеров постоянная  $C \approx 10$ ,  $\omega = 2\pi\nu = 0,105$ , а температура перехода входит в формулу (8). Расчет приводит к следующим значениям:  $T_1=16$ ,  $T_2=46$  и  $T_3=89^\circ$  для  $\lambda_1$ -,  $\lambda_2$ - и  $\lambda_3$ -процессов релаксации соответственно.

Интересен прежде всего  $\lambda_1$ -переход, поскольку является ближайшим к  $\lambda'$ -переходу. Из данных рис. 5 следует, что температура перехода, соответствующая размытому  $\lambda_1$ -максимуму, равна  $15^\circ$ , тогда как расчет по уравнению (9) дает температуру  $16^\circ$ . Этот же  $\lambda$ -процесс релаксации на рис. 4, б соответствует расчетной кривой 4 по формуле (8). Как видно, время релаксации такого процесса по порядку величины совпадает с экспериментальными значениями (кривые 1, 2) в интервале температур  $30-60^\circ$ .

Следовательно, можно считать, что в переходной области выше  $T_c$  кинетика деформации эластомера определяется  $\lambda'$ -процессом релаксации. При высоких температурах ( $>30^\circ$ ) доминирующим при деформировании является  $\lambda_1$ -процесс релаксации. Релаксационные процессы  $\lambda_2$  и  $\lambda_3$  в на-

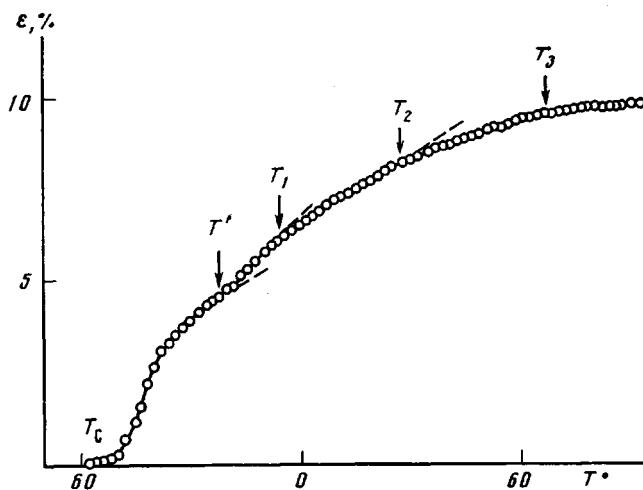


Рис. 7. Термомеханическая кривая спицового эластомера

ших условиях опыта не проявляются, поскольку физические узлы, соответствующие им, относительно стабильны (большие времена релаксации). В интервале температур от  $-30$  до  $30^\circ$  (рис. 4, б) кинетику деформации определяет в основном  $\lambda'$ -релаксационный процесс.

Чувствительным методом наблюдения релаксационных переходов является метод термомеханических кривых [11–13]. Точки излома на термомеханических кривых, отражающих температурную зависимость деформации при заданном малом напряжении, соответствуют температурам релаксационных переходов.

Для того чтобы уточнить природу наблюдавшихся релаксационных процессов (рис. 4), рассмотрим особенности термомеханических кривых. Так, из рис. 7, где приведена термомеханическая кривая спицового эластомера, видно, что термомеханическая кривая имеет четыре излома при температурах  $T' = -22^\circ$ ,  $T_1 = -5^\circ$ ,  $T_2 = 28^\circ$  и  $T_3 = 68^\circ$ , которые соответствуют релаксационным переходам. Температура перехода  $T'$ , по-видимому, соответствует  $\lambda'$ -процессу релаксации, другие температуры – трем  $\lambda$ -процессам.

Расчет эффективных времен релаксации при переменной температуре проводится согласно работам [14, 15] по формуле

$$\int_{\tau_0}^{\tau_p} \frac{d\eta}{\tau[T(t)]} = 1, \quad (10)$$

где  $\tau_p$  – искомое время релаксации,  $\tau$  – время релаксации при постоянной температуре, равной мгновенному значению  $T(t)$ . При расчете использовали значения энергии активации и предэкспоненциальные коэффициенты  $\lambda$ -процессов релаксации, полученные методом релаксационной спектромет-

рии. Тогда для спитого эластомера эффективное время релаксации  $\tau_p$  на термомеханической кривой, рассчитанное согласно формуле (10), для  $\lambda_1$ -процесса составляет  $1,6 \cdot 10^3$ , для  $\lambda_2$ -процесса —  $2,3 \cdot 10^3$  и для  $\lambda_3$ -процесса —  $3,3 \cdot 10^3$  с. С другой стороны, полученные данные можно сравнить со временем нагревания, необходимым для достижения каждой температуры перехода, начиная от температуры стеклования  $T_c$  (скорость нагревания  $w=0,035$  град/с). Соответственно получим  $t_1=1,7 \cdot 10^3$ ,  $t_2=2,9 \cdot 10^3$  и  $t_3=4,3 \cdot 10^3$  с. Как видно, времена релаксации  $\tau_p$  близки по величине к временам нагревания до температур переходов  $T_1$ ,  $T_2$  и  $T_3$ .

Таким образом, трем  $\lambda$ -процессам релаксации соответствуют три излома на термомеханической кривой (рис. 7).

Бойером [16–19] для ряда полимеров наблюдались переходы при температурах  $T_{1,i}$  и  $T_{1,I}$ , которые лежат выше температуры стеклования. Природа этих переходов автором не установлена, но он предполагает, что это переходы в «жидком» структурном состоянии полимеров от одной структуры к другой. Как видно из термомеханических кривых (рис. 7) и спектра внутреннего трения (рис. 5), температура  $T'$  находится выше  $T_c$  на  $40^\circ$ , а температура  $T$ , на  $55$ – $65^\circ$ , что согласуется с данными Бойера и позволяет считать, что температуры  $T_{1,i}$  и  $T_{1,I}$  характеризуют не структурный, а релаксационные  $\lambda'$ - и  $\lambda_1$ -переходы.

Институт резиновой промышленности  
Институт физической химии АН СССР

Поступила в редакцию  
7 IX 1979

## ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Трелоар, Физика упругости каучука, Изд-во иностр. лит., 1953.
2. Г. М. Бартенев, Н. М. Лялина, В. И. Стороженко, Высокомолек. соед., A15, 1450, 1973.
3. Г. М. Бартенев, Н. М. Лялина, Высокомолек. соед., A12, 368, 1970.
4. A. R. Payne, Trans. and Proc., 40, 135, 1964; 39, 125, 1963.
5. Г. М. Бартенев, А. М. Кучерский, Высокомолек. соед., A12, 794, 1970.
6. G. M. Bartenew, J. Polymer Sci., 9, A-2, 1371, 1971.
7. Г. М. Бартенев, А. М. Кучерский, Г. И. Радаева, Высокомолек. соед., B19, 564, 1977.
8. G. M. Bartenew, A. M. Kutscherskii, G. I. Radaeva, Plaste und Kautschuk, 1978, № 5, 277.
9. Г. М. Бартенев, Н. М. Лялина, Высокомолек. соед., B18, 350, 1976.
10. Г. М. Бартенев, Ю. В. Зеленев, Курс физики полимеров, «Химия», 1976.
11. Б. Я. Тейтельбаум, М. П. Дианов, М. Г. Береговская, Г. А. Ягфарова, Каучук и резина, 1962, № 8, 3.
12. Б. Я. Тейтельбаум, Высокомолек. соед., 4, 655, 1962.
13. Н. Р. Прокопчук, В. В. Кренев, Г. Я. Резлер, А. А. Беспалов, Л. Н. Коржавин, В. Г. Баранов, С. Я. Френкель, Высокомолек. соед., A19, 1605, 1977.
14. А. А. Аскадский, Деформация полимеров, «Химия», 1973, стр. 448.
15. А. Я. Малкин, А. А. Аскадский, В. В. Коэрига, Методы измерения механических свойств полимеров, «Химия», 1978, стр. 336.
16. S. J. Stadnicki, J. K. Gillham, R. F. Boyer, J. Appl. Polymer Sci., 20, 1245, 1976.
17. C. A. Glandt, H. K. Toh, J. K. Gillham, R. F. Boyer, J. Appl. Polymer Sci., 20, 1277, 1976.
18. R. F. Boyer, Encyclopedia of Polymer Science and Technology, N. Y., 1977, 2, 745.
19. J. K. Gillham, R. F. Boyer, J. Macromolec. Sci., B13, 497, 1977.

## RELAXATIONAL PROCESSES IN ELASTOMERS AT SMALL STRAINS ACCORDING TO DATA OF RELAXATIONAL SPECTROMETRY, STRESS-STRAIN AND THERMOMECHANICAL CURVES

Bartenev G. M., Kucherskii A. M., Radayeva G. I.

### Summary

The relaxational processes at small strains in butadiene-methylstyrene elastomer have been studied by relaxational spectrometry and with the aid of stress-strain and thermomechanical curves. At the transition from glassy to rubber state  $\lambda'$  and  $\lambda$ -relaxation were revealed caused by the molecular mobility of various elements of supermolecular structure. The results obtained are in accordance with data of Boyer.