

УДК 541.64.534.2

ДИСПЕРСИЯ СКОРОСТИ ЗВУКА И КВАНТОВО-МЕХАНИЧЕСКОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ МЕТИЛЬНЫХ ГРУПП В ПОЛИКАРБОНАТЕ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ¹

© 1998 г. И. И. Перепечко, В. А. Данилов, В. В. Нижегородов

Московский государственный технический университет "МАМИ"
105839 Москва, Б. Семеновская, 38

Поступила в редакцию 10.12.97 г.

Принята в печать 18.02.98 г.

Исследованы температурные зависимости скорости продольных и сдвиговых упругих волн в ПК в интервале температур 4.2–240 К, измеренные на ультразвуковых (5 МГц), и низких (продольные – 250 Гц, сдвиговые – 1 Гц) частотах. Обнаружено возрастание скорости упругих волн при понижении температуры вплоть до самых низких температур. Рассчитана дисперсия скорости продольных и сдвиговых упругих волн во всем интервале температур и установлена связь между характером температурной зависимости этой дисперсии и релаксационными процессами, протекающими в ПК как при самых низких (вблизи 4.2 К), так и при более высоких температурах.

Одной из наименее изученных проблем акустической спектроскопии полимеров является вопрос о дисперсии (частотной зависимости) скорости распространения упругих волн. Это в первую очередь относится к области стеклообразного состояния полимеров. В литературе имеются лишь отрывочные сведения о частотной зависимости скорости упругих волн в полимерах. Как правило это экспериментальные данные, полученные при какой-либо одной температуре, или результаты расчетов, основанных на использовании принципа Вильямса–Ландела–Ферри [1]. Зависимости такого типа обычно приводятся для области температур $T > T_g$ (T_g – температура стеклования) и отсутствуют для значений $T < T_g$.

Практически нет сведений о температурной зависимости дисперсии скорости упругих волн в полимерах. Между тем для релаксационных процессов термоактивационного типа величина дисперсии должна меняться с изменением температуры [2, 3]. В связи с этим представляло интерес, используя современные экспериментальные возможности, изучить зависимость дисперсии скорости упругих волн от температуры в полимере с хорошо изученными релаксационными процессами, механизмы которых более или менее ясны.

Наиболее показательным было бы изучение дисперсии скорости упругих волн в таком полимере при $T \rightarrow 0$ К, где, согласно представлениям классической (неквантовой) релаксационной тео-

рии, релаксационные процессы должны быть "выморожены". В этом случае можно было ожидать, что зависимость величины дисперсии скорости упругих волн от температуры позволит получить дополнительную информацию о механизме релаксационных процессов, протекающих в полимерах.

В качестве такого объекта исследования мы выбрали ПК на основе бисфенола А, который предполагалось исследовать методами акустической спектроскопии в интервале температур 4.2–240 К. Механизмы релаксационных процессов в ПК при низких температурах достаточно хорошо изучены [4].

Цель настоящей работы – изучение температурной зависимости скорости упругих волн в ПК в интервале 4.2–293 К на нескольких частотах, лежащих в диапазоне $1 - 5 \times 10^6$ Гц. Это позволило изучать температурную зависимость дисперсии скорости упругих волн при изменении частоты в 10^4 раз в случае продольных волн и при изменении частоты в 10^6 раз в случае сдвиговых волн.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Исследовали отечественный ПК марки "Дифлон" с плотностью $1.203 \text{ г}/\text{см}^3$ и $M = 2.5 \times 10^4$.

Для измерения скорости упругих волн использовали три различных метода, типичных для соответствующего диапазона частот.

По результатам измерения скоростей продольных ультразвуковых волн ($f = 5$ МГц) в неограниченной среде c_l и сдвиговых волн c_t были

¹ Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 97-03-32853).

определенны динамические модули упругости – модуль Юнга E , модуль сдвига G' и модуль всестороннего сжатия K_s' . Используя эти результаты, мы рассчитали скорость продольных ультразвуковых волн в стержне ($f = 5$ МГц) по формуле

$$c_{2II} = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (1)$$

Скорость ультразвуковых упругих волн измеряли импульсно-фазовым методом на установке, описанной в работе [3].

Одновременно проводили прямые измерения E и скорости продольных упругих волн в стержне, связанные формулой

$$c_{1II} = \sqrt{\frac{G'}{\rho}} \quad (2)$$

(ρ – плотность полимера), с помощью метода вынужденных резонансных колебаний консольно закрепленного образца [3]. Экспериментальная установка позволяла проводить измерения E и c_{1II} в интервале температур 4.2–540 К на частотах 250–200 Гц.

Для определения динамического модуля сдвига G' и низкочастотной скорости сдвиговых волн

$$c_{1I} = \sqrt{\frac{G'}{\rho}} \quad (3)$$

использовали автоматизированный обратный крутильный маятник [3, 5]. В этом случае c_{1I} и G' измеряли в интервале 77–540 К на частоте 1 Гц. Здесь и далее индекс “2” относится к ультразвуковым, а индекс “1” – к низким частотам.

Относительная погрешность определения скоростей продольных и сдвиговых волн в интервале 4.2–293 К не превышала 1%. Для сопоставления результатов определения скорости продольных волн, полученных на ультразвуковых частотах ($f_2 = 5$ МГц), с результатами низкочастотных измерений c_{1II} ($f_1 = 250$ Гц) нам пришлось воспользоваться формулой (1), подставив в нее значения E , найденные из ультразвуковых измерений. Значения c_{2II} сопоставляли с c_{1II} . Для сдвиговых волн такой проблемы не существует. Результаты измерений на ультразвуковых частотах c_{2I} можно непосредственно сравнивать с величинами c_{1I} , полученными на ультразвуковых частотах.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты изучения скоростей продольных и сдвиговых волн в ПК представлены на рис. 1. Их анализ показывает, что при понижении температуры от 293 К до 4.2 К скорости продольных c_I и сдвиговых c_I волн монотонно возрастают, и лишь при одной температуре перехода T_n (в случае уль-

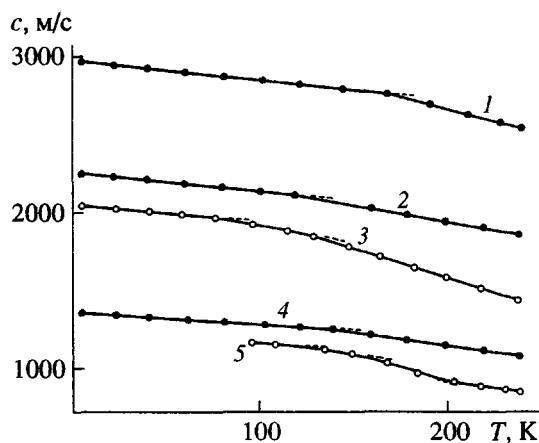


Рис. 1. Температурные зависимости скорости упругих волн в ПК: 1 – c_{2I} ($f_2 = 5$ МГц); 2 – c_{2II} ($f_2 = 5$ МГц); 3 – c_{1II} ($f_1 = 250$ Гц); 4 – c_{2I} ($f_2 = 5$ МГц); 5 – c_{1I} ($f_1 = 1$ Гц).

тразвуковых измерений) виден излом на графике $c = f(T)$. Выше и ниже T_n скорости продольных и сдвиговых волн линейно зависят от температуры и хорошо описываются известной эмпирической формулой [6]. На зависимостях $c_{2I} = f(T)$ этот переход наблюдается при $T_n = 170$ К (продольные ультразвуковые волны в неограниченной среде) и при $T_n = 120$ К на зависимости $c_{2II} = f(T)$ (продольные ультразвуковые волны в стержне). Аналогичные температурные переходы были обнаружены и при низкочастотных измерениях, как например, на зависимости $c_{1II} = f(T)$ при $T_n = 80$ К. В случае сдвиговых волн на частоте 5 МГц этот переход наблюдается при 140 К, а при измерениях на частоте 1 Гц (зависимость $c_{1I} = f(T)$) $T_n = 122$ К (рис. 1). Указанный температурный переход при повышении частоты смещается в сторону более высоких температур; его природа достаточно хорошо выяснена [4, 7]. Переход связан с тем, что при $T > T_n$ размораживается релаксационный процесс, обусловленный вращением метильных групп в ПК. Зависимость T_n от частоты указывает на то, что релаксационный процесс, разыгрывающийся при $T > T_n$, термоактивационного типа. Энергия активации данного процесса $U = 13$ кДж/моль.

Анализ результатов, приведенных на рис. 1, показывает, что на всех зависимостях $c = f(T)$ ниже T_n наблюдается линейное возрастание скорости упругих волн при понижении температуры. Это свидетельствует о существовании при $T < T_n$ релаксационного процесса, который не вымораживается при понижении температуры вплоть до 4.2 К.

Другой отличительной чертой зависимостей $c = f(T)$ является наличие дисперсии скорости упругих волн при $T \rightarrow 0$, которая остается практически постоянной в довольно широком интервале

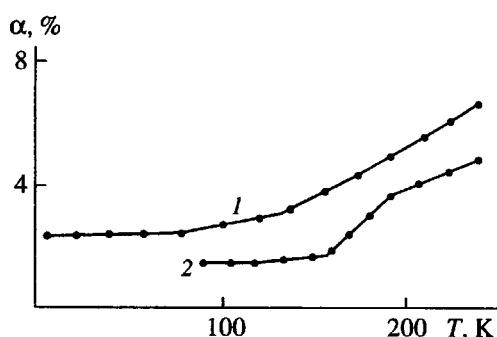


Рис. 2. Температурные зависимости дисперсии скорости продольных (1) и сдвиговых волн (2).

температур. Частотная зависимость скорости упругих волн хотя и невелика, но вполне измерима. Так, например, разность $c_{2\text{II}} - c_{1\text{II}} = 200 \text{ м/с}$ при 5 К и очень слабо зависит от температуры вплоть до 80 К, при этом ее величина в несколько раз превышает возможную погрешность эксперимента. При измерениях скорости сдвиговых волн разность $c_{2\text{I}} - c_{1\text{I}} = 110 \text{ м/с}$ при 100 К. Интересно, что в первом случае такое изменение скорости упругих волн соответствовало изменению частоты в 2.5×10^4 раз, а во втором – в 5×10^6 раз.

В связи с этим становится понятно, почему в качестве количественного критерия дисперсии мы предложили [7] использовать параметр

$$\alpha = \frac{\Delta c \times 100\%}{c \lg f_2/f_1} \quad (4)$$

Здесь $\Delta c = c_2 - c_1$, а скорости упругих волн c_2 и c_1 соответствуют частотам f_2 и f_1 . Ранее [7] указывалось, что параметр α имеет простой физический смысл: он показывает величину дисперсии скорости распространения упругих волн при изменении частоты в 10 раз.

Результаты расчетов параметров дисперсии для продольных α_1 и сдвиговых α_2 волн приведены на рис. 2. Эти результаты позволяют сделать два важных вывода. Во-первых, во всем исследованном интервале температур (вплоть до 4.2 К) существует отличная от нуля дисперсия скорости упругих волн. Данный факт подтверждает наш вывод о том, что в ПК вплоть до самых низких температур существует релаксационный процесс [4].

Во-вторых, в случае как продольных, так и сдвиговых волн при низких температурах имеются области, в которых α_1 и α_2 почти не зависят от температуры и малы по величине. Например, для продольных волн величина α_1 в интервале 4.2–80 К изменяется в пределах –2.3–2.4%, тогда как в интервале 4.2–133 К параметр α_1 изменяется от 2.3 до 3.1%, а при 240 К $\alpha_1 = 6.6\%$. В случае сдвиговых волн параметр α_2 меняется от 1.5% при 90 К до 1.9% при 160 К, тогда как в интервале 90–240 К – от

1.5 до 4.9%. Таким образом, как для продольных, так и сдвиговых волн при низких температурах существуют интервалы температур, в которых дисперсия скорости упругих волн мала и практически не зависит от температуры.

В связи с этим возникает вопрос о том, какой в принципе должна быть температурная зависимость дисперсии скорости упругих волн для единичного релаксационного процесса термоактивационного типа? Простой анализ зависимости α от параметра ωt ($\omega = 2\pi f$ – круговая частота, t – время релаксации), проведенный в предположении, что для полимера справедлива модель линейного стандартного вязкоупругого тела, показывает, что для индивидуального релаксационного процесса $\alpha \rightarrow 0$, как при $\omega t \rightarrow 0$ (высокие температуры), так и при $\omega t \rightarrow \infty$ (низкие температуры), и проходит через максимум на зависимостях $\alpha = f(\omega t)$ или $\alpha = f(T)$.

Между тем, из приведенных выше (рис. 2) экспериментальных данных следует, что на самом деле при $T \rightarrow 0$ $\alpha = \text{const}$ и не стремится к нулю. Таким образом, при $T < T_n$ в ПК существует дисперсия скорости звука, которая не может быть связана с классическим релаксационным процессом термоактивационного типа.

Экспериментальные результаты (рис. 1 и 2) подтверждают сделанный ранее на основе исследований, проведенных методами акустической спектроскопии и ЯМР [4, 7], вывод о том, что в полимерах, содержащих метильные группы при $T < T_n$ сохраняется релаксационный процесс нетермоактивационного типа. Известно [4], что в таком полимере как ПК при $T \rightarrow 0$ возможно лишь движение метильных групп. Классическое вращение групп CH_3 ниже 40 К невозможно, поскольку высота потенциального барьера, препятствующего их вращению, составляет 8.4 кДж, а энергия групп CH_3 при этих условиях значительно ниже. В настоящее время достаточно хорошо известно [4], что в ПК при $T \rightarrow 0$ сохраняется реориентационное движение групп CH_3 в результате их квантово-механического туннелирования через потенциальный барьер. Это подтверждается и результатами, приведенными на рис. 2.

Анализ этих данных позволяет заключить, что квантово-механическому туннелированию метильных групп при $T \rightarrow 0$ соответствует интервал на графике $\alpha = f(T)$, где при $T \rightarrow 0$ величина дисперсии практически не зависит от температуры. Такие же результаты были получены ранее [7] при исследовании эпоксидного полимера на основе бисфенола А (т.е. содержащего группы CH_3). Представляет интерес выяснить, какова же величина дисперсии скорости звука в полимерах, содержащих группы CH_3 , при $T \rightarrow 0$.

У исследованного нами ПК в интервале 4.2–80 К величина $\alpha_l = 2.3\%$, а у отверженной эпоксидной смолы (ЭС) ЭД-20 при этих условиях $\alpha_l = 4\%$. Соответственно для сдвиговых волн дисперсия составляет при 90 К $\alpha_l = 1.5\%$ (ПК) и $\alpha_l = 2\%$ (ЭС). Таким образом, оказалось, что химическое строение полимера существенно влияет на величину дисперсии скорости упругих волн при $T \rightarrow 0$. Несмотря на то, что в обоих полимерах при таких условиях дисперсия скорости звука обусловлена квантово-механическим туннелированием метильных групп, величина дисперсии скорости звука α_l оказалась в 2 раза выше у ЭС. Данный факт указывает на то, что интенсивность реориентационного движения групп CH_3 в ЭС при $T \rightarrow 0$ существенно выше, чем у ПК. Не исключено, что это связано с тем, что наличие поперечных сшивок у ЭС препятствует в какой-то мере сближению соседних цепей сетки при $T \rightarrow 0$ и создает тем самым более благоприятные условия для движения групп CH_3 .

Интересной особенностью зависимостей $\alpha_l = f(T)$ и $\alpha_r = f(T)$ является наличие двух изломов (рис. 2). Действительно, α_l и α_r в интервале 4.2–240 К практически линейно зависят от температуры, и лишь в двух точках скачком изменяется температурный коэффициент дисперсии скорости упругих волн. На зависимости $\alpha_l = f(T)$ эти изломы наблюдаются при 80 и 133 К. Еще более резко выражен этот эффект в случае сдвиговых волн. На зависимости $\alpha_r = f(T)$ изломы наблюдаются при 157 и 195 К.

Интересно, что график функции $\alpha_r = f(T)$ напоминает в известной степени график зависимости $c = f(T)$ для индивидуального релаксационного процесса [3], когда он хорошо разрешим (рис. 3). В настоящее время известно, что такие изломы на графиках $c = f(T)$ обычно указывают на температуры, соответствующие началу T_1 и окончанию T_2 релаксационного процесса. Если каждый излом на графике $\alpha = f(T)$ также рассматривать как температурный переход, то на каждой зависимости $\alpha = f(T)$ таких переходов два: один из них (например, на графике $\alpha_r = f(T)$) при $T_1 = 157$ К можно рассматривать как начало "размораживания" релаксационного процесса; второй при $T_2 = 195$ К – как температуру завершения процесса.

Известно [4], что в ПК возможны следующие виды молекулярного движения: 1) при наиболее низких температурах вплоть до 0 К возможно реориентационное движение метильных групп, обусловленное их квантово-механическим туннелированием; 2) при дальнейшем повышении температуры начиная с 80 и до 170 К (в зависимости от частоты, на которой проводятся измерения) проявляется классическое (не носящее квантово-механический характер) вращение метильных групп; 3) при более высоких температурах (195–

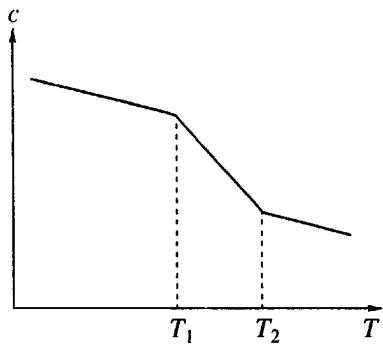


Рис. 3. Зависимость $c = f(T)$ для индивидуального релаксационного процесса.

200 К) становится возможным "заторможенное" вращение фениленовых групп в основной цепи ПК.

Если сопоставить эти факты с видом зависимостей $\alpha_l = f(T)$ и $\alpha_r = f(T)$ (рис. 3), то можно сделать следующие выводы: область температур (от 4.2 до 80 К на графике $\alpha_l = f(T)$ и до 122 К на зависимости $\alpha_r = f(T)$), в которой величина дисперсии мала (2.3% для α_l) и практически не зависит от температуры, обусловлена квантово-механическим туннелированием групп CH_3 ; "размораживанию" классического вращения метильных групп соответствует область, где дисперсия начинает уже заметно зависеть от температуры (от 80 до 133 К на графике $\alpha_l = f(T)$); дальнейшее возрастание дисперсии скорости упругих волн при повышении температуры связано с тем, что на еще не завершившийся полностью релаксационный процесс, обусловленный размораживанием вращения групп CH_3 , накладывается новый релаксационный процесс. Этот новый процесс может быть обусловлен как размораживанием вращения групп CH_3 , находящихся в более плотно упакованных областях ("антикриSTALLических" кластерах) в случае дисперсии скорости продольных волн, так и размораживанием вращения фениленовых групп в случае сдвиговых волн. Именно наложением нового релаксационного процесса, по-видимому, объясняется продолжающийся быстрый рост дисперсии при $T > 133$ К для продольных волн и при $T > 195$ К для сдвиговых волн. Если обозначить температурные переходы, наблюдавшиеся в виде изломов на зависимостях $\alpha = f(T)$ через T_1 и T_2 , начиная с низких температур, то результаты сравнительного изучения дисперсии скорости упругих волн в ПК и отверженной ЭС можно представить в таблице.

Анализ этой таблицы приводит к весьма любопытным выводам. В интервале $T_2 - T_1 = 133-80$ К изменение дисперсии α_l в случае ПК невелико и составляет всего 0.7%. Для ЭС изменение α_l в аналогичном интервале ($T_1 = 100$ К, $T_2 = 210$ К) составляет 5%. Следовательно, в двух полимерах,

Величина дисперсии α в ПК и ЭС при некоторых температурах

Температура	$\alpha_l, \%$		$\alpha_t, \%$	
	ПК	ЭС	ПК	ЭС
$T < T_1$	2.3–2.4	4	1.5	2
T_1	2.4	4	1.5	2
T_2	3.1	9	1.9	4.7
$T = 240 \text{ K} > T_2$	6.6	9.1	4.9	7.4

содержащих группы CH_3 , "размораживание" вращения метильных групп сопровождается различным изменением величины дисперсии, отличающимся в 7 раз. Однако, если оценить общее изме-

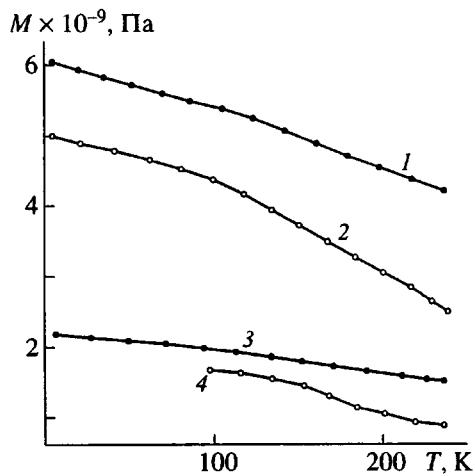


Рис. 4. Температурные зависимости динамических модулей упругости ПК: 1 – E_2' ($f_2 = 5 \text{ МГц}$); 2 – E_1' ($f_1 = 250 \text{ Гц}$); 3 – G_2' ($f_2 = 5 \text{ МГц}$); 4 – G_1' ($f_1 = 1 \text{ Гц}$).

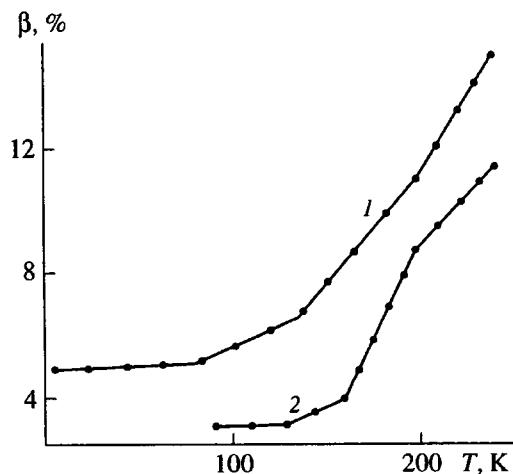


Рис. 5. Температурные зависимости дисперсии динамических модулей Юнга (1) и сдвига (2).

нение величины дисперсии скорости продольных волн от T_1 до 240 К, то окажется, что отличие $\Delta\alpha_l$ в данном случае для обоих полимеров будет не столь большим. Например, для ПК такое изменение составляет 4.2%, а для ЭС – 5%. Все это, возможно, указывает на то, что второй релаксационный процесс, который начинает проявляться при $T > T_2$, также связан с подвижностью метильных групп. Тем не менее остается непонятным существенное несовпадение температур T_1 и T_2 на графиках $\alpha = f(T)$ для продольных и сдвиговых волн.

Известно, что динамический модуль упругости зависит от частоты [1–3]. Однако иногда полагают, что в области хорошо развитого стеклообразного состояния дисперсией динамических модулей можно пренебречь. Результаты проведенных нами измерений динамического модуля Юнга E' на частотах $f_1 = 200 \text{ Гц}$ и $f_2 = 5 \text{ МГц}$ и динамического модуля сдвига G' на частотах $f_1 = 1 \text{ Гц}$ и $f_2 = 5 \text{ МГц}$ представлены на рис. 4.

Ранее было показано [7], что в качестве параметра, характеризующего частотную зависимость модуля упругости, можно использовать величину

$$\beta = \frac{\Delta M \times 100\%}{M_1 \lg f_2/f_1}, \quad (5)$$

где M – любой из динамических модулей упругости (вместо M можно взять E' , G' и т.д.), $\Delta M = M_2 - M_1$; M_1 и M_2 – модули, измеренные на частотах f_1 и f_2 . Результаты, приведенные на рис. 4, показывают, что даже при $T \rightarrow 0$ дисперсия динамических модулей упругости сохраняется. Наиболее заметной является зависимость от частоты динамического модуля Юнга E' . При повышении частоты в 2.5×10^4 раз E' возрастает не менее чем на 20%.

Результаты расчетов параметра дисперсии β динамических модулей E' и G' показывают (рис. 5), что характер зависимости параметров дисперсии β_l и β_t от температуры в значительной степени аналогичен зависимостям $\alpha_l = f(T)$ и $\alpha_t = f(T)$. При повышении температуры от 4.2 К β_l очень слабо увеличивается от 4.8 (4.2 К) до 5.1% при 80 К, т.е. в этом интервале температур практически не изменяется. При повышении температуры от 80 до 133 К β_l возрастает линейно с температурой от 5.1 до 6.5%. При $T > 133 \text{ К}$ увеличение дисперсии с повышением температуры проявляется сильнее, и при 200 К $\beta_l = 11.2\%$. Выше 200 К наблюдается более сильный рост дисперсии, и при $T = 240 \text{ К}$ $\beta_l = 15\%$, а это уже довольно высокая величина дисперсии. Интересно отметить, что во всем исследованном интервале температур дисперсия модуля Юнга β_l линейно зависит от температуры, и лишь в трех точках ($T_1 = 80 \text{ К}$, $T_2 = 133 \text{ К}$ и $T_3 = 200 \text{ К}$) скачком изменяется температурный коэффициент параметра β_l . Если каждую из указанных точек

рассматривать как некоторый температурный переход, соответствующий началу или завершению индивидуального релаксационного процесса, то анализ зависимости $\beta_l = f(T)$ приводит к выводу, что в интервале 80–200 К в ПК наблюдаются по крайней мере две релаксационные области. Одна из них заключена в области 80–133 К; вторая протягивается от 133 до 200 К. Возрастание β_l при $T > T_3$ свидетельствует о том, что при этих условиях в ПК проявляется следующий релаксационный процесс. Предположения механизма релаксационных процессов, возможных в интервале 80–200 К, были изложены выше.

Причины, обусловливающие зависимости $\beta_l = f(T)$, в значительной степени те же, что и зависимости $\beta_r = f(T)$. Интересно, что во всем исследованном интервале температур величина дисперсии динамического модуля Юнга E' превышает дисперсию модуля сдвига G' .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ferry J.D. Viscoelastic Properties of Polymers. New York: Wiley, 1980.
2. Михайлов И.Г., Соловьев В.А., Сырников Ю.П. Основы молекулярной акустики. М.: Наука, 1964.
3. Перепечко И.И. Акустические методы исследования полимеров. М.: Химия, 1973.
4. Перепечко И.И. Свойства полимеров при низких температурах. М.: Химия, 1977.
5. Максимов А.В., Кузымин В.П., Перепечко И.И. // Высокомолек. соед. А. 1989. Т. 31. № 9. С. 1912.
6. Perepechko I.I. // Proc. 10 Int. Conf. on Composite Materials. Whistler, British Columbia, Canada, 1995. V. 5. P. 445.
7. Перепечко И.И., Данилов В.А., Нижегородов В.В. // Высокомолек. соед. Б. 1996. Т. 38. № 8. С. 1438.

Sound Velocity Dispersion and Quantum-Mechanical Tunneling of Methyl Groups in Polycarbonate at Low Temperatures

I. I. Perepechko, V. A. Danilov, and V. V. Nizhegorodov

*Moscow State Technical University of Automobile and Tractor Machine Building (MAMI),
Bol'shaya Semenovskaya ul. 38, Moscow, 105839 Russia*

Abstract—Temperature dependence of the velocity of longitudinal and shear elastic waves in polycarbonate was studied in the range 4.2–240 K. The measurements were performed at ultrasonic (5 MHz) and low (250 and 1000 Hz for the longitudinal and shear waves, respectively) frequencies. It was found that the velocity of elastic waves increased as the temperature was decreased down to the lower boundary of the temperature interval. The dispersion of velocity of the longitudinal and shear elastic waves was calculated for the entire temperature range studied. A relationship between the character of the temperature variation of the velocity dispersion and the relaxation processes in polycarbonate was established at both very low (near 4.2 K) and higher temperatures.