

УДК 541.64.539.3.535.36

## ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГИХ КОНСТАНТ НАГРУЖЕННОГО ПОЛИЭТИЛЕНТЕРЕФТАЛАТА МЕТОДОМ РАССЕЯНИЯ СВЕТА МАНДЕЛЬШТАМА-БРИЛЛЮЭНА

© 1996 г. И. И. Новак\*, М. Г. Сафьянникова\*\*, Ж. В. Черкасова\*\*\*

\* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук  
194021 Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

\*\* Институт высокомолекулярных соединений Российской академии наук  
199004 Санкт-Петербург, Большой пр., 31

\*\*\* Научно-исследовательский институт физики при Санкт-Петербургском государственном университете  
198904 Санкт-Петербург, Петродворец, Ульяновская ул., 1

Поступила в редакцию 10.01.95 г.

Исследовали влияние растягивающего напряжения на спектры упругих колебаний полиэтилентерефталата. Из данных смещения гиперзвуковых частот при различных ориентациях волнового вектора относительно направления напряжения вычислены силовые зависимости ряда констант упругих жесткостей. Значения модуля Юнга, найденные из данных спектра рассеяния Мандельштама-Бриллюэна нагруженных пленок, удовлетворительно согласуются с величинами, полученными на основе нелинейной молекулярно-кинетической теории растяжения полимеров.

Метод возбуждения оптическим излучением гиперзвуковых фононов широко используется для исследования упругих и фотоупругих свойств, фазовых превращений, взаимодействия фононов и других явлений, связанных с длинноволновыми акустическими колебаниями в твердых телах. Метод измерения рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (РМБ) незаменим в получении полного набора упругих констант второго и третьего порядков кристаллов любой симметрии.

В работе [1] измерены частоты РМБ плавленного кварца при различных направлениях волнового вектора относительно оси сжатия. На основе полученных данных вычислены изменения констант упругих жесткостей под действием нагрузки. Работы [2, 3] посвящены исследованию влияния всестороннего сжатия на спектр частот гиперзвуковых колебаний кристаллов CsCN и RbCN соответственно. Обнаружено уменьшение некоторых значений жесткости с ростом гидростатического давления.

В последние годы значительный интерес проявляется к исследованию упругих свойств высокопрочных полимеров. В работе [4] акустическими методами изучено изменение модуля Юнга волокон кевлара (арамида) под действием растягивающего напряжения. Полученные экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетными величинами, вычисленными на основе нелинейной теории упругости. Исследования модуля сдвига методом крутильных колебаний растянутых волокон из стекла, нейлона и кевлара представлены в работе [5]. Результаты экспери-

мента удовлетворительно согласуются с теоретическими расчетами. Изменение спектра РМБ под действием растяжения пленок ПЭТФ исследовано в работе [6]. Получены данные о вариации некоторых упругих констант с напряжением.

В работе [7] на основе общих термодинамических методов разработана молекулярно-кинетическая теория растяжения высокоориентированных полимерных волокон. Согласно этой теории, изменение модуля Юнга связано с деформацией и ориентацией макромолекул под действием напряжения.

Цель настоящей работы – исследование методом РМБ влияния растягивающей нагрузки на константы упругости высокоориентированных пленок ПЭТФ с целью экспериментальной проверки теории деформирования полимеров [7].

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Образцы для исследования рассеяния света готовили из неориентированной пленки толщиной 250 мкм и шириной 3 мм. Методом зонной вытяжки пленку сначала растягивали при 333 К до степени удлинения  $R = 4$ , а затем в несколько стадий дотягивали ее при 433 К до  $R = 6.2\text{--}6.7$ . Такой режим ориентационной вытяжки позволял получать достаточно прозрачные аморфно-кристаллические пленки, пригодные для исследования спектров РМБ. Изготовленный образец сечением 1.6 мм × 80 мкм устанавливали в специальное устройство, позволяющее с помощью калиброванной пружины растягивать его вдоль направления

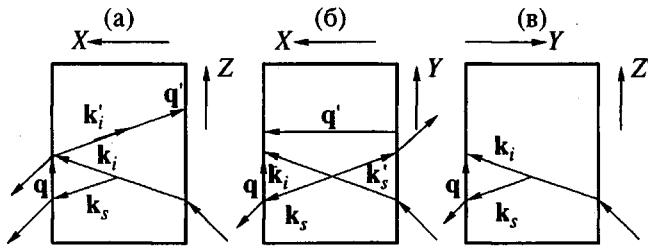


Рис. 1. Геометрии рассеяния.  $\mathbf{k}_i$ ,  $\mathbf{k}_s$  – волновые векторы возбуждающего света,  $\mathbf{k}_s$ ,  $\mathbf{k}'_s$  – волновые векторы рассеянного света,  $\mathbf{q}$ ,  $\mathbf{q}'$  – волновые векторы акустических фононов.

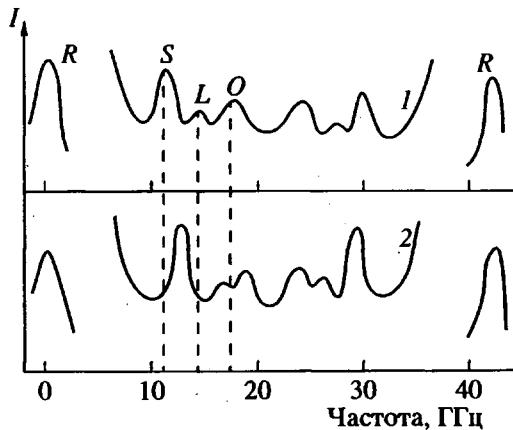


Рис. 2. Спектр РМБ до (1) и после (2) приложения напряжения  $F = 400$  МПа.  $S$  – аномальная волна,  $L$  и  $O$  – продольные колебания с волновыми векторами  $\mathbf{q}$  и  $\mathbf{q}'$  соответственно,  $I$  – интенсивность рассеяния света в относительных единицах,  $R$  – рэлеевский пик.

ориентационной вытяжки по оси  $Z$ . Максимальное разрывное напряжение составляло величину 450 МПа.

Спектры рассеяния пленок ПЭТФ возбуждали аргоновым лазером фирмы "Spectra-Physics" в одномодовом режиме с длиной волны 488 нм. Исследование спектров РМБ осуществляли с помощью пятипроходного интерферометра Фабри-Перо фирмы "Burleigh" с многоканальным анализатором ДАС-1. Для изменения спектрального разрешения свободный частотный интервал варьировали в пределах 6.1–42.3 ГГц.

Спектры РМБ исследовали при различных ориентациях волнового вектора гиперзвука относительно направления растяжения, используя три геометрии рассеяния, представленные на рис. 1. Угол между плоскостью пленки и лучом лазера составлял  $45^\circ$ .

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Пленке ПЭТФ можно приписать гексагональную симметрию с осью шестого порядка, направленной вдоль ориентационной вытяжки  $Z$  [8]. Уп-

ругие свойства и интенсивность спектра РМБ определяются тензором упругих констант жесткостей  $C_{11}$ ,  $C_{33}$ ,  $C_{44}$ ,  $C_{12}$ ,  $C_{13}$  и постоянными Покельса –  $P_{11}$ ,  $P_{33}$ ,  $P_{44}$ ,  $P_{12}$ ,  $P_{13}$  соответственно. Если волновой вектор  $\mathbf{q}$  параллелен оси растяжения (рис. 1а), то из решения векового уравнения получим следующую скорость упругих волн:

$$\rho v_1^2 = C_{33}, \quad \rho v_{11}^2 = \rho v_{12}^2 = C_{44}, \quad (1)$$

где  $v_1$ ,  $v_{11}$  и  $v_{12}$  – скорость продольной и поперечных вырожденных колебаний,  $\rho$  – плотность образца ( $\rho = 1380$  кг/м<sup>3</sup>). В геометрии рассеяния 1б с волновым вектором  $\mathbf{q}$ , перпендикулярным направлению нагрузки, скорость гиперзвука связана с жесткостью соотношениями

$$\begin{aligned} \rho v_1^2 &= C_{11}, \quad \rho v_{11}^2 = C_{44}, \\ \rho v_{12}^2 &= C_{66} = (C_{11} - C_{12})/2 \end{aligned} \quad (2)$$

Анализ выражения (2) показал, что поляризация сдвиговых волн, распространяющихся со скоростью  $v_{11}$ , параллельна оси растяжения, а поляризация колебаний, имеющих скорость  $v_{12}$ , перпендикулярна направлению ориентационной вытяжки пленки. В геометрии рассеяния 1в, в которой пленка повернута вокруг оси  $Y$  на угол  $45^\circ$ , скорость упругих волн определяется соотношениями

$$\rho v_{11}^2 = (C_{44} + C_{66})/2 \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \rho v_{12}^2 &= C_{44} + (C_{11} + C_{33})/2 - \\ &- [(C_{11} - C_{33})^2/2 + (C_{13} + C_{44})^2]^{1/2} \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \rho v_1^2 &= C_{44} + (C_{11} + C_{33})/2 + \\ &+ [(C_{11} - C_{33})^2/2 + (C_{13} + C_{44})^2]^{1/2} \end{aligned} \quad (5)$$

Для всех геометрий рассеяния скорость продольных и поперечных колебаний связана с частотой гиперзвука  $v$  и длиной волны лазерного луча в вакууме  $\lambda$  выражением

$$v = v\lambda/\sqrt{2} \quad (6)$$

Рисунок 2 иллюстрирует результаты измерения спектра РМБ ориентированной пленки ПЭТФ ( $R = 6.5$ ) в геометрии рассеяния 1а до (кривая 1) и после нагружки (кривая 2) при поляризации падающего и рассеянного света в плоскости  $XZ$ . Видно, что в спектре ненагруженной пленки проявляются три полосы  $S$ ,  $L$  и  $O$  с частотами 11.64, 14.46 и 17.70 ГГц соответственно. Для их отнесения исследовали спектры РМБ пленок ПЭТФ различной степени ориентационной вытяжки. Установлено, что при  $R > 5$ , наряду с полосами  $L$  и  $O$ , появляется аномальная частота  $S$  11.64 ГГц, которая может быть связана с умень-

шением толщины пленки при вытяжке. Подобные запрещенные правила отбора моды, обусловленные поверхностными эффектами, наблюдали в работах [8, 9]. Частоту 17.70 ГГц можно отнести к продольному колебанию с волновым вектором фона  $\mathbf{q}'$ , и оно возбуждается лучом лазера с волновым вектором  $\mathbf{k}_i$ , отраженным от поверхности пленки. В этом случае угол рассеяния составляет величину  $180^\circ$ . Частота 14.46 ГГц относится к продольной моде, связанной с волновыми векторами  $\mathbf{k}_i$ ,  $\mathbf{k}_s$  и  $\mathbf{q}$ . Отнесение двух последних колебаний  $O$  и  $L$  к продольным колебаниям согласуется с правилами отбора.

Если возбуждающий луч поляризован в плоскости  $XZ$ , а рассеянный свет – по оси  $Y$ , то обнаруживается единственная частота 3.32 ГГц, которую (в соответствии с правилами отбора) следует отнести к сдвиговым колебаниям со смещением вдоль оси  $Y$ .

Используя формулы (1) и (6) для ненагруженной пленки определили величину жесткости

$$C_{33} = 34.3 \text{ ГПа} \quad \text{и} \quad C_{44} = 1.78 \text{ ГПа}$$

Как видно из рис. 2, частота всех мод увеличивается вместе с напряжением. При снятии нагрузки спектр РМБ полностью восстанавливается. Изменение частот  $S$ ,  $L$ ,  $O$  и сдвиговой моды  $C$  ( $v = 3.22$  ГГц) под действием напряжения детально показано на рис. 3.

В схеме рассеяния 1б при поляризации возбуждающего и рассеянного света, ориентированных в плоскости  $XY$ , проявляется частота 6.63 ГГц, которую, согласно правилам отбора, отнесли к продольному колебанию с волновым вектором  $\mathbf{q}'$ , нормальным к направлению растяжения  $Z$ . Эта частота слабо зависит от нагрузки, уменьшаясь на 1.5% при возрастании напряжения до 400 МПа. При помощи соотношений (2) и (6) вычислили для ненагруженной пленки величину жесткости  $C_{11} = 7.2$  ГПа.

В схеме рассеяния 1в при поляризациях возбуждающего и рассеянного света в плоскости  $YZ$  активны квазипродольная и квазипоперечные моды, смещения которых  $U_1$  и  $U_{12}$  лежат в плоскости  $XZ$ . Новая система координат  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  образована в результате поворота на угол  $45^\circ$  вокруг оси  $Y$  старой системы координат  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$ , связанной с осями гексагональной симметрии. В силу того, что волны распространяются под углом  $45^\circ$  к оси симметрии шестого порядка, амплитуда квазипродольного колебания не совпадает с его волновым вектором. В этих же условиях угол между смещением сдвиговой волны  $U_{12}$  и его вектором  $\mathbf{q}$  отличается от  $90^\circ$ .

Как следует из опытов, в спектрах рассеяния по схеме 1в вместо разрешенных квазипродольной и квазипоперечной мод проявляется одна ча-

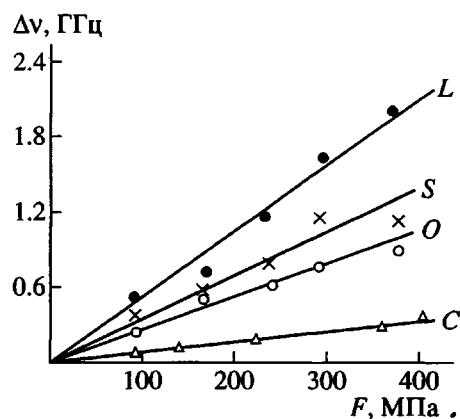


Рис. 3. Изменение частот  $\Delta v$  РМБ под действием напряжения  $F$ ,  $C$  – сдвиговая мода.

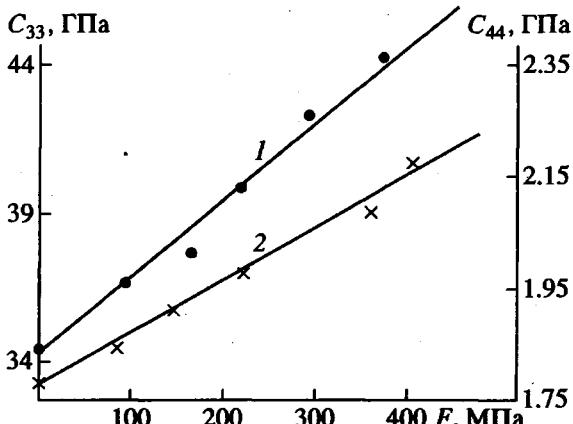


Рис. 4. Влияние растягивающего напряжения  $F$  на величину жесткости  $C_{33}$  (1) и  $C_{44}$  (2).

стота 4.56 ГГц. Анализ формул (4), (5) и (6) показал, что она характеризует квазидвиговую волну со смещением  $U_{12}$ , лежащим в плоскости  $XZ$ . Квазипродольная волна по неизвестным причинам не проявляется. Подставив в выражение (4) величину скорости квазипродольной волны, плотности и жесткости  $C_{11}$ ,  $C_{33}$  и  $C_{44}$  для ненагруженной пленки, вычислили  $C_{13} = 6.2$  ГПа.

Теперь на основе данных о смещении частот акустических колебаний, измеренных в разных геометриях рассеяния, найдем упругую жесткость  $C_{11}$ ,  $C_{33}$ ,  $C_{44}$  и  $C_{13}$  в нагруженных пленках ПЭТФ.

Результаты расчетов представлены на рис. 4. На изменение величины жесткости  $C_{11}$  и  $C_{13}$  растягивающее напряжение оказывает слабое влияние. При нагрузке 400 МПа  $C_{11}$  уменьшается на 3%, а  $C_{13}$  возрастает на ту же величину.

Обратимся теперь к вычислению в растянутых по оси  $Z$  пленках ПЭТФ модуля Юнга, который

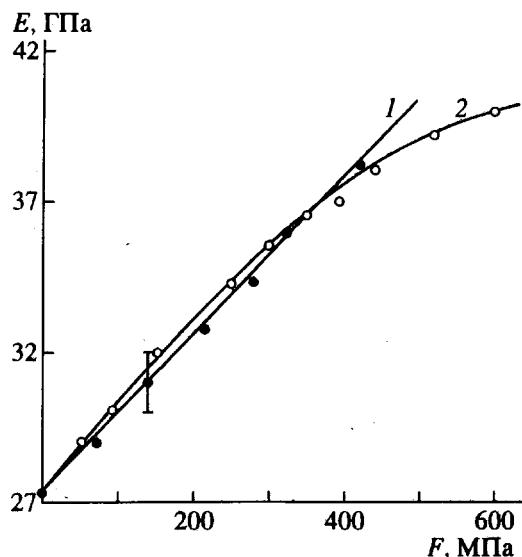


Рис. 5. Зависимость модуля Юнга  $E$  от напряжения  $F$ :  
1 – экспериментальные данные, 2 – расчет.

для гексагональной симметрии определяется выражением

$$E = C_{33} - 2 \frac{C_{13}^2}{C_{11} + C_{12}} \quad (7)$$

В формуле (7) значение  $C_{12}$  неизвестно. Анализ правил отбора показал, что в схеме рассеяния 1в сдвиговая мода, связанная с величиной  $C_{12}$  (уравнение (3)), запрещена. В геометрии рассеяния 1б поперечное колебание, поляризованное по оси  $X$  и определяемое волновыми векторами  $\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s$  и  $\mathbf{q}$ , неактивно, поэтому измерить величину  $C_{12}$  невозможно. Поперечная мода, поляризованная по оси  $Y$  и характеризуемая волновыми векторами  $\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s'$  и  $\mathbf{q}'$ , по правилам отбора не запрещена, но из-за сильного рэлеевского рассеяния спектр РМБ зарегистрировать не удается. Поэтому ограничились измерением жесткости  $C_{12}$  в неориентированной пленке:  $C_{12} = 4.77$  ГПа. Заметим, что величины  $C_{12}$  и  $C_{13}$  в изотропной пленке совпадают. Это позволяет считать, что  $C_{12}$  под действием напряжения изменяется также незначительно, как и жесткость  $C_{13}$ . В нашем случае положили, что  $C_{12}$  от напряжения не зависит. Рисунок 5 (прямая 1) иллюстрирует зависимость модуля Юнга от напряжения. Видно, что его величина растет вместе с напряжением по линейному закону.

Рассмотрим теперь, в какой мере полученные экспериментальные данные согласуются с расчетами на основе молекулярно-кинетической теории, для построения которой были выдвинуты следующие предположения.

1. Пленка полимера образована из равномерно распределенных по объему макромолекул, ори-

ентированных преимущественно по оси ее вытяжки.

2. Макромолекулы представляют собой бесконечно длинные свободносочлененные цепи с упругими звеньями жесткости  $k$  и длиной  $l$  в недеформированном состоянии.

3. При растяжении образца его деформация равна средней деформации молекулярных цепей.

4. На каждое звено макромолекулы окружающие его соседние звенья оказывают ориентирующее действие при растяжении полимера.

Для проверки условия 1 оценим молекулярную ориентацию пленок ПЭТФ. Фактор ориентации  $g$  определяется соотношением [8]

$$g = (\langle 3 \cos^2 \theta \rangle - 1)/2 = 1 - v_{10}/v_1, \quad (8)$$

где  $v_{10}$  и  $v_1$  – частота продольной волны в изотропной и вытянутой пленках соответственно,  $\theta$  – угол между звеном цепи и осью ориентационной вытяжки полимера. Вычисления на основе данных спектров РМБ показали, что для предельно вытянутой пленки ПЭТФ с  $R = 6.5$  угол ориентации  $\theta = 0.4^\circ$ . Это свидетельствует о высокой степени преимущественной ориентации макромолекул вдоль оси вытяжки образца. Как следует из молекулярно-кинетической теории, потенциальная энергия участков цепи макромолекулы состоит из трех частей.

1. Упругая энергия растяжения звеньев цепи

$$U_{\text{упр}} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N k(l_j - l)^2$$

2. Потенциальная энергия участка цепи в поле растягивающей силы  $f$

$$U_f = -(h \cdot n)f$$

( $h$  – расстояние между концами макромолекулы,  $n$  – единичный вектор силы  $f$ ).

3. Энергия, связанная с ориентирующим действием силы на звенья макромолекул

$$U_{\text{оп}} = \sum_{j=1}^N \alpha \theta_j^2$$

Затем, используя условия 1, 2 и 3 для деформированных цепей макромолекул, вычислили потенциал Гиббса, дифференцирование которого по растягивающей силе дает

$$\bar{x} = 1 + \bar{f} + \bar{T} \left[ \frac{1}{1 + \bar{f}} - \frac{2\bar{f} + 1}{\alpha_0 \tau_0} (\phi - \sqrt{\phi^2 - \tau_0}) \right], \quad (9)$$

где  $\bar{f} = f/(kl)$ ,  $\bar{T} = 2T/(k^2)$ ,  $\phi = 1 + \bar{f}(1 + \bar{f})/\alpha_0$  и  $\bar{x} = \langle h_x \rangle / (Nl)$ . В этих соотношениях  $T$  означает абсолютную температуру;  $\bar{f}$  и  $\bar{T}$  – безразмерные величины силы и температуры соответственно;  $Nl$  –

контурную длину макромолекулы;  $\bar{x}$  – ее удлинение;  $\langle h_z \rangle$  – среднее значение проекции вектора  $h$  на ось ориентационной вытяжки. Величины  $\alpha_0$  и  $\tau_0$  представляют собой безразмерные параметры. При дифференцировании выражения (9) по  $\bar{x}$  можно найти безразмерный модуль

$$\bar{E} = \delta \bar{f} / \delta \bar{x} = \left[ 1 - \bar{T} \left\{ \frac{1}{(1 + \bar{f})^2} + \frac{2}{\alpha_0 \tau_0} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left( \phi - \sqrt{\phi^2 - \tau_0} \right) + \frac{(1 + 2\bar{f})^2}{\alpha_0^2 \tau_0} \left( 1 - \frac{\phi}{\sqrt{\phi^2 - \tau_0}} \right) \right\} \right]^{-1} \quad (10)$$

Для сопоставления экспериментальных данных с расчетными необходимо установить связь между макромодулем  $E$  и напряжением  $F$  с их безразмерными аналогами  $\bar{E}$  и  $\bar{f}$ . Напряжение  $F$ , действующее на пучок ориентированных звеньев  $Q$ , проходящих нормально через  $1 \text{ см}^2$ , равно

$$F = Q \bar{f} \quad (11)$$

После несложных преобразований получим

$$E = 2T k_B Q \bar{E} / (\bar{T} l), \quad F = 2T k_B Q \bar{f} / (\bar{T} l), \quad (12)$$

где  $k_B$  – постоянная Больцмана. Из величины сечения элементарной ячейки кристаллической части ПЭТФ нашли, что  $Q = 4.71 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$  [10]. Полагали, что это значение сохраняется и в неупорядоченных аморфных областях полимера. Считая, что  $\bar{T} = 4.9 \times 10^{-4}$  и  $l = 1.6 \text{ нм}$  [11] для 300 К имеем

$$E = 49.7 \bar{E} \text{ ГПа}, \quad F = 49.7 \bar{f} \text{ ГПа} \quad (13)$$

Используя формулу (10), построим числовую зависимость  $\bar{E}$  от  $\bar{f}$  (рис. 6). При этом безразмерные величины  $\alpha_0$  и  $\tau_0$  равны соответственно  $2.18 \times 10^{-2}$  и 0.5. Видно, что сначала значение  $\bar{E}$  увеличивается почти линейно, затем с ростом силы  $\bar{f}$  его изменение замедляется. Из графической зависимости, представленной на рис. 6, для каждой пары значений  $\bar{f}$  и  $\bar{E}$  из выражения (13) вычислили напряжение  $F$  и модуль  $E$ . Результаты расчетов представлены на рис. 5 (кривая 2). Можно видеть, что в пределах погрешности измерений вычисленные значения модуля  $E$  согласуются с экспериментальными данными.

Сравним теперь для заданного напряжения деформации макромолекул в исследуемой пленке ПЭТФ. С этой целью, используя уравнение (9), построили зависимость безразмерной силы  $\bar{f}$  от удлинения макромолекулярной цепи  $\bar{x}$ , приравненного к удлинению образца, согласно требованию условия 3. Результаты расчетов представлены на рис. 7. Величина деформации, измеренная

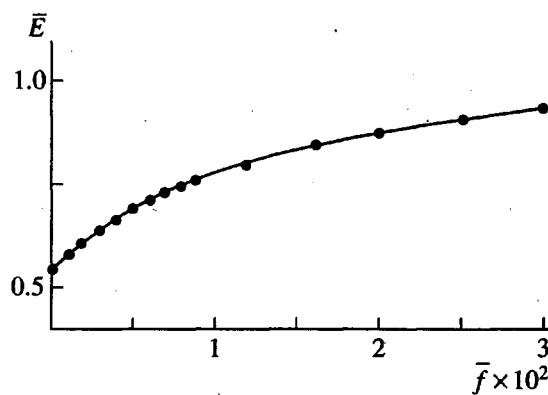


Рис. 6. Зависимость безразмерной величины модуля Юнга  $\bar{E}$  от безразмерной силы  $\bar{f}$ .

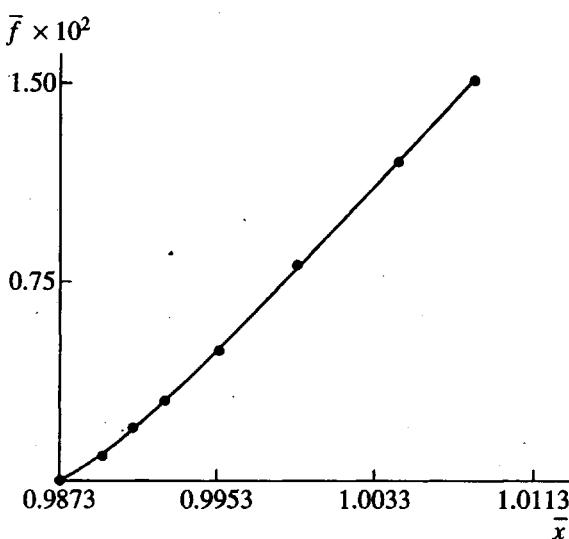


Рис. 7. Зависимость удлинения макромолекулярных цепей  $\bar{x}$  от безразмерной силы  $\bar{f}$ .

при напряжении  $F = 380 \text{ МПа}$  в нескольких пленках, лежит в пределах 2–2.5%. В то же время деформация макромолекул, вычисленная из графика рис. 7 при соответствующей безразмерной силе  $\bar{f} = 0.78 \times 10^{-2}$  (см. формулу (9)), равна 1.2%. Различие в значениях макро- и микродеформаций связано с тем, что дополнительное удлинение исследуемых образцов обусловлено проскальзыванием макромолекул, и этот эффект в отличие от растяжения полимерных цепей является в пленках ПЭТФ неупругим. Как уже отмечалось, спектр РМБ после снятия нагрузки полностью восстанавливается. Это показывает, что изменение частот акустических колебаний под действием напряжения обусловлено исключительно упругой деформацией макромолекул и не связано с пластическими свойствами образцов. Поэтому в расчетах силовой зависимости гиперзвукового

модуля на основе спектра РМБ учитывали только упругую деформацию макромолекул.

Таким образом, изменение модуля Юнга ПЭТФ под действием растяжения объясняется деформацией полимерных звеньев и их подориентацией, обусловленной межмолекулярным взаимодействием. Силовая зависимость модуля упругости, рассчитанная на основе молекулярно-кинетической теории, при не слишком больших нагрузках, удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными. Для дальнейшей экспериментальной проверки молекулярно-кинетической теории при больших напряжениях необходимо исследование спектров РМБ на пленках ПЭТФ с прочностью ~1000 МПа.

Зависимость потенциала Гиббса от величины угла  $\theta$  в четвертой степени указывает на то, что растяжение молекулярных цепей связано с ангармонизмом межатомных взаимодействий, определяющим такие физические свойства тел, как тепловое расширение, теплопроводность, процесс механического разрушения и другие явления. Согласно термофлуктуационной теории прочности твердых тел [12, 13], в основе механизма разрушения лежит процесс разрыва межатомных связей тепловыми флуктуациями, их накопление во времени до критической концентрации, при которой испытуемый образец распадается на части. Энергия активации процесса разрушения, как установлено на основе дилатонной модели в работах [14, 15], определяется коэффициентом термического расширения, связанным с параметром Грюнайзена. Это свидетельствует о том, что температурно-временная зависимость прочности

обусловлена нелинейностью межатомных сил взаимодействия.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Новак И.И., Кричева А.А., Смирнов А.П. // Физика твердого тела. 1980. Т. 22. № 11. С. 3344.
2. Strossner K., Hocheimer H.D. // J. Chem. Phys. 1985. V. 82. № 12. P. 5364.
3. Dultz W., Rechaber E. // Phys. Rev. 1983. V. 28. № 4. P. 2115.
4. Allen S.R., Roche E.J. // Polymer. 1989. V. 3. P. 996.
5. Allen S.R. // Polymer. 1988. V. 29. № 6. P. 1091.
6. Novak I.I., Saphiannikova M.G., Krivda A.A., Milagin M.P. // Abstrs for 25th Eur. Conf. on Macromol. Phys. "Orientation Phenomena in Polymers". St.-Petersburg, 1992. 16D. P. 244.
7. Абрамчук С.С., Протасов Д.Д. // Механика композит. материалов. 1987. № 1. С. 3.
8. Cavanagh P.B., Wang C.H. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. № 10. P. 5993.
9. Kruger J., Peetz L. // Polymer. 1978. V. 19. № 12. P. 1397.
10. Asturby W.T., Brown C.J. // Nature. 1946. V. 158. P. 871.
11. Трелоар Л. Физика упругости каучука. М.: Изд-во инострлит., 1953.
12. Журков С.Н. // Вест. АН СССР. 1968. № 3. С. 46.
13. Регель В.Р., Слуцкер А.И., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1974.
14. Журков С.Н. // Физика твердого тела. 1983. Т. 25. № 10. С. 3119.
15. Петров В.А. // Физика твердого тела. 1983. Т. 25. № 10. С. 3124.

### Study of the Elastic Constants of Loaded Poly(ethylene terephthalate) by Method of Mandel'shtam-Brillouin Light Scattering

I. A. Novak\*, M. G. Saf'yannikova\*\*, and Zh. V. Cherkasova\*\*

\* Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences  
Politekhnicheskaya ul. 26, St. Petersburg, 194021 Russia

\*\* Institute of Macromolecular Compounds, Russian Academy of Sciences  
Bol'shoi pr. 31, St. Petersburg, 199004 Russia

\*\*\* Research Institute of Physics, St. Petersburg State University  
Ul'yanovskaya ul. 1, Petrodvorets, St. Petersburg, 198904 Russia

**Abstract**—The effect of tensile stress on the spectra of elastic vibrations of poly(ethylene terephthalate) was studied. Using data on the shift of hypersonic frequencies at various orientations of the wavevector with respect to the direction of loading, the load dependence of the elastic rigidity constants was calculated. The Young's modulus determined using the Mandel'shtam-Brillouin light scattering spectra of loaded PET films agree well with the values obtained on the basis of a nonlinear molecular-kinetic theory of polymer stretching.