

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Богородский, В. П. Гаврило, В. С. Григорьев, А. В. Гусев. О некоторых механизмах звукообразования при разрушении образцов льда в жидкости. Акуст. ж., 1969, 15, 2, 184 — 188.
2. В. В. Богородский, В. П. Гаврило. Физические методы исследования напряженного состояния ледяного покрова. Тр. ААНИИ, 1974, 316, 59 — 69.
3. В. В. Богородский, А. В. Гусев. Подледные шумы (обзор). Акуст. ж., 1968, 14, 2, 153 — 162.
4. В. П. Гаврило, А. В. Гусев, А. П. Поляков. О возможности акустической регистрации напряженного состояния ледяного покрова. Тр. ААНИИ, 1970, 295, 166 — 174.
5. В. И. Арабаджи. О звуке, возникающем при дроблении льда. Акуст. ж., 1968, 14, 3, 457 — 458.

Арктический и антарктический
научно-исследовательский институт

Поступила
4 марта 1977 г.

УДК 539.213

ЗВУКОВЫЕ ВОЛНЫ В ВЫСОКООРИЕНТИРОВАННЫХ ПОЛИМЕРАХ

А. З. Голик, Ю. Ф. Забашта

В экспериментальных исследованиях акустических свойств высокоориентированных полимеров в последние годы достигнут значительный прогресс (см., например, [1]): исследована зависимость скорости звука от молекулярной ориентации для полимеров различных классов, установлена связь некоторых особенностей в поведении скорости звука с надмолекулярной структурой и т. д.

Важным для интерпретации экспериментов является вопрос о характере дисперсионных уравнений и их связи с надмолекулярной структурой высокоориентированных полимеров.

Дисперсионные уравнения для таких полимеров, по-видимому, впервые были получены в работе [2]. В этой работе рассматривалась так называемая модель «цепной структуры», которая характеризуется идеальной параллельной упаковкой цепей. Расчет производился в континуальном приближении: изучался континуум, обладающий осевой симметрией и состоящий из параллельных стержней, каждый из которых соответствовал отдельной цепи. Слабое взаимодействие между стержнями (цепями) делает возможным распространение вдоль цепи изгибных колебаний. Для изгибной жесткости стержня (цепи) Δ справедливо неравенство

$$(1) \quad \Delta \ll \lambda l^4,$$

где λ — модуль растяжения вдоль цепи, l — диаметр стержня (межцепное расстояние). Условие (1) позволило получить дисперсионные уравнения для рассматриваемой модели путем введения поправок, содержащих Δ , в известное выражение для осесимметричного кристалла [3].

Модель идеально упакованных параллельных цепей, использованная в [2], идеализирует строение высокоориентированных полимеров. Как известно [4], основным элементом структуры высокоориентированного полимера является фибрилла, вдоль которой расположены, чередуясь друг с другом, упорядоченные и неупорядоченные (внутрифибриллярные) участки. Фибриллы уложены параллельно и отделены друг от друга межфибриллярными неупорядоченными областями. Поскольку в неупорядоченных областях, как внутри-, так и межфибриллярных, параллельная укладка цепей нарушена, расчет, проведенный в [2], оказывается в данном случае неприменимым.

Изолированная фибрилла при континуальном рассмотрении может быть представлена в виде стержня. Являясь составной частью ориентированной полимерной системы, фибрилла сохраняет свою индивидуальность, что обусловлено значительным преобладанием внутрифибриллярного взаимодействия над межфибриллярным. Последнее обстоятельство позволяет представить ориентированный полимер в виде континуума, состоящего из слабо взаимодействующих стержней, каждый из которых моделирует определенную фибриллу. Особенность стержня как акустической системы заключается в том, что в нем могут распространяться изгибные волны. Эта особенность в определенной степени сохраняется и при агрегации стержней, причем проявляется тем более четко, чем слабее взаимодействие между стержнями.

Таким образом, континуальная модель [2], может быть использована и для фибриллярных полимеров с той разницей, что в качестве элементарного стержня будет выступать не цепь, а фибрилла. Однако последняя обладает заметной изгибной жесткостью

$$(2) \quad \Delta \approx \lambda l^4,$$

поэтому подход, использованный в [2], здесь применить не удастся, и для исследования акустических свойств приходится привлекать моментную теорию упругости [5].

Цель данной работы — получение на основании моментной теории упругости дисперсионных уравнений для фибриллярных полимеров.

Согласно [5], уравнения движения записываются в виде

$$(3) \quad s_{nm,m} + \frac{1}{2} e_{inm} (\mu_{ij,jm} + \rho Y_{i,m}) + \rho X_n = 0,$$

где s_{nm} — симметричная часть тензора напряжений, e_{inm} — альтернативный тензор, μ_{ij} — тензор моментных напряжений, ρ — плотность, X и Y — векторы относящейся к единице массы объемной силы и объемного момента, соответственно.

Наряду с известным соотношением

$$(4) \quad s_{nm} = \lambda_{nmpq} u_{pq},$$

где λ_{nmpq} и $u_{pq} = \frac{1}{2} (u_{p,q} + u_{q,p})$ — тензоры модулей упругости и деформации соответственно, u — вектор смещения, моментная теория упругости вводит выражение

$$(5) \quad \mu_{ij} = \nu_{ijrs} \chi_{rs},$$

где ν_{ijrs} — тензор изгибно-крутильных модулей, $\chi_{rs} = \frac{1}{2} e_{rhl} u_{l,hs} = \Omega_{r,s}$ — тензор

изгиба-кручения, Ω_r — компоненты вектора вращения.

Учитывая, что $Y_i = -\beta_{ik} \ddot{\Omega}_k$, где β_{ik} — тензор моментов инерции, отнесенных к единице массы, $X_n = -\ddot{u}_n$, и подставляя в (1) выражение

$$(6) \quad u_q = u_{0q} \exp [i(kr - \omega t)],$$

где k — волновой вектор, ω — частота колебаний, получаем систему уравнений,

$$(7) \quad [a_{nq} - \rho \omega^2 (\delta_{nq} + b_{nq})] u_q = 0,$$

где

$$a_{nq} = \lambda_{nmpq} k_m k_p - \frac{1}{4} \nu_{ijrs} e_{inm} e_{rhq} k_h k_s k_j k_m,$$

$$b_{nq} = \frac{1}{4} \beta_{ik} e_{inm} e_{kfj} k_f k_m.$$

Система (7) имеет нетривиальное решение в случае

$$(8) \quad |a_{nq} - \rho \omega^2 (\delta_{nq} + b_{nq})| = 0.$$

Учитывая, что изгибно-крутильные колебания могут распространяться лишь вдоль оси цепей, обозначенной индексом 3, а также предполагая осевую симметрию среды, находим компоненты тензора ν_{ijrs} , отличные от нуля

$$(9) \quad \nu_{1313} = \nu_{2323} = a, \quad \nu_{1331} = \nu_{2332} = b.$$

Поскольку направления осей 1 и 2 произвольны, расположим, следуя [3], вектор k в плоскости 1, 3, так, что $k_2 = 0$. При этом отличные от нуля компоненты матриц a_{nq} и b_{nq} имеют вид

$$(10) \quad a_{11} = \lambda_{11} k_1^2 + \lambda_{44} k_3^2 + \frac{a k_3^4}{4},$$

$$a_{13} = (\lambda_{13} + \lambda_{44}) k_1 k_3 - \frac{a k_1 k_3^3}{4},$$

$$a_{22} = \lambda_{66} k_1^2 + \lambda_{44} k_3^2 + \frac{a k_3^4}{4} - \frac{b k_1^2 k_3^2}{4},$$

$$a_{31} = (\lambda_{13} + \lambda_{44}) k_1 k_3 - \frac{a}{4} k_3^4, \quad a_{33} = \lambda_{44} k_1^2 + \lambda_{33} k_3^2 + \frac{a}{4} k_1 k_3^3,$$

$$b_{11} = b_{22} = b_{31} = b_{32} = \frac{\beta}{4} k_3^2, \quad b_{13} = b_{33} = \frac{\beta}{4} k_1 k_3.$$

В (10) приняты матричные обозначения для тензора λ_{ntpq} . Для упрощения тензор β_{ik} считаем приведенным к главным осям, причем главные значения β предполагаются одинаковыми.

Решая (8), получаем соотношение

$$(11) \quad \rho\omega_1^2 = \frac{a_{22}}{1+b_{22}},$$

$$(12) \quad \rho\omega_{2,3}^2 = A \pm \sqrt{A^2 - B},$$

где

$$A = \frac{a_{11}(1+b_{33}) + a_{33}(1+b_{11}) + b_{13}a_{31} + b_{31}a_{13}}{2[(1+b_{11})(1+b_{33}) - b_{13}b_{31}]},$$

$$B = \frac{a_{11}a_{33} - a_{13}a_{31}}{(1+b_{11})(1+b_{33}) + b_{13}b_{31}}.$$

Объем, трактуемый в континуальной теории как «бесконечно малый», для данной модели не должен быть меньше, чем l^3 , где $l \approx 10^{-6}$ см — диаметр фибриллы. Поэтому континуальная теория применима для случая, когда волновые числа по крайней мере на порядок превышают $1/l$. Поскольку $\beta \approx l^2$, то справедливо неравенство $b_{ng} \ll 1$, и формулы (11), (12) приобретают вид

$$(13) \quad \rho\omega_1^2 = a_{22} = \lambda_{66}k_1^2 + \lambda_{44}k_3^2 + \frac{ak_3^4}{4} - \frac{bk_1^2k_3^2}{4},$$

$$(14) \quad \rho\omega_{2,3}^2 = A_1 \pm \sqrt{A_1^2 - B_1},$$

где $A_1 = \frac{1}{2}(a_{11} + a_{33})$, $B_1 = a_{11}a_{33} - a_{13}a_{31}$.

Для высокоориентированных полимеров справедливы неравенства [4] $\lambda_{11}, \lambda_{13}, \lambda_{12}, \lambda_{44} \ll \lambda_{33} = \lambda$, что позволяет записать (14) в виде

$$(15) \quad \rho\omega_{2,3}^2 = \frac{1}{2} \left\{ \frac{a}{4} k_3^4 + \frac{a}{4} k_1 k_3^3 + \lambda k_3^2 \pm \sqrt{\left(\frac{a}{4} k_3^4 - \frac{a}{4} k_1 k_3^3 - \lambda k_3^2 \right)^2 + \frac{a^2}{4} k_1 k_3^7} + \lambda_{11} k_1^2 \left[1 \pm \frac{\frac{a}{4\lambda} k_3^2 - \frac{a}{4\lambda} k_1 k_3 - 1}{\sqrt{\left(\frac{a}{4\lambda} k_3^2 - \frac{a}{4\lambda} k_1 k_3 - 1 \right)^2 + \frac{a^2}{4\lambda^2} k_1 k_3^3}} \right] + \lambda_{44} \left[k_1^2 + k_3^2 \pm \frac{(k_3^2 - k_1^2) \left(\frac{a}{4\lambda} k_3^2 - \frac{a}{4\lambda} k_1 k_3 - 1 \right) - \frac{a}{2\lambda} (k_1 k_3^3 + k_1^2 k_3^2)}{\sqrt{\left(\frac{a}{4\lambda} k_3^2 - \frac{a}{4\lambda} k_1 k_3 - 1 \right)^2 + \frac{a^2}{4\lambda^2} k_1 k_3^3}} \right] \pm \frac{\lambda_{13}}{2} \frac{\frac{a}{\lambda} (k_1^2 k_3^2 + k_1 k_3^3)}{\sqrt{\left(\frac{a}{4\lambda} k_3^2 - \frac{a}{4\lambda} k_1 k_3 - 1 \right)^2 + \frac{a^2}{4\lambda^2} k_1 k_3^3}} \right\}.$$

Формулы (13) и (15) представляют собой искомые дисперсионные уравнения для полимеров с фибриллярной структурой.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. И. Перепечко. Акустические методы исследования полимеров. М., «Химия», 1973.
2. И. М. Лифшиц. О тепловых свойствах цепных и слоистых структур при низких температурах. ЖЭТФ, 1952, 22, 4, 475 — 486.
3. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Теория упругости. М., «Наука», 1965.
4. Ф. Х. Джейл. Полимерные монокристаллы. Л., «Химия», 1968.
5. В. Т. Койгер. Моментные напряжения в теории упругости. Механика, 1965, 3 (91), 89 — 105.

Киевский государственный университет
им. Т. Г. Шевченко

Поступила
11 января 1977 г.

УДК 534.322.3+534.141.4

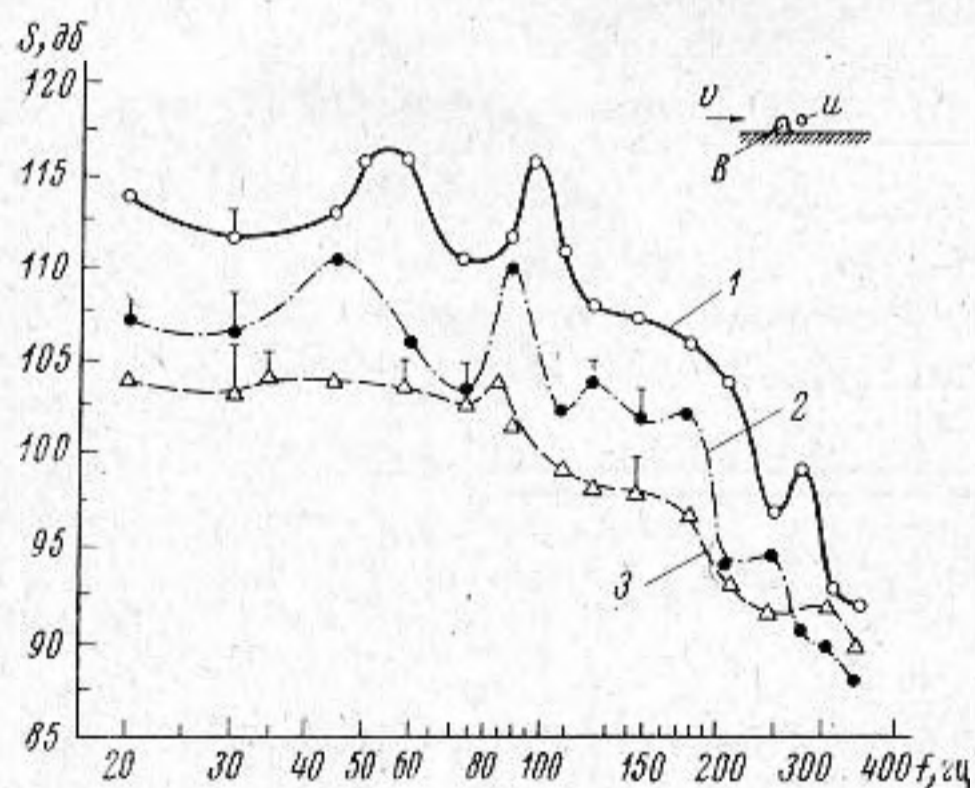
ШУМЫ ОБТЕКАНИЯ ПОТОКОМ ВОЗДУХА ОДИНОЧНОГО ВЫСТУПА

Е. М. Зотов

Вихреобразование, возникающее при двухстороннем обтекании потоком воздуха твердых тел, как известно [1], приводит к генерации звука. Для объяснения ряда явлений, связанных, например, с процессом обтекания ветровым потоком одиночных выступов различной высоты и формы, а также, по-видимому, и взволнованной поверхности моря, целесообразно исследовать процесс вихреобразования при одностороннем обтекании препятствий.

В данной работе были проведены экспериментальные исследования шума, возникающего при обтекании потоком воздуха одиночных выступов с цилиндрической поверхностью. Исследование шумов обтекания проводилось в аэродинамической трубе закрытого типа с незамкнутым потоком сечением $50 \times 50 \text{ см}^2$, с коэффициентом поджатия 4. Скорость потока воздуха в трубе определялась с помощью измерительной трубки типа ЦАГИ с микроманометром. Исследовались спектры шумов ближнего поля. В работе использовалась измерительная установка, состоящая из акустического зонда с конденсаторным микрофоном типа ЗА-4, усилителя типа УПУ-4 и анализатора гармоник типа АСЧХ-1. Диапазон рабочих частот составлял 20–400 гц. Анализатор был снабжен электронно-лучевой трубкой, с экрана которой спектры шумов фотографировались.

Измерение спектров шумов обтекания в аэродинамической трубе осложняется тем, что в потоке воздуха наряду с шумами вихрей обтекания возникают шумы



Относительная спектральная плотность шума одностороннего обтекания одиночного выступа при разных скоростях потока (v , м/сек). Кривая 1 — 10,3, 2 — 8,2, 3 — 6,2

вихрей, частоты которых определяются как скоростью потока, так и параметрами самой трубы. В трубе присутствуют и внешние шумы, вовсе не связанные с потоком. Совокупное воздействие всех шумов на микрофон в точке измерения определяет уровень собственных шумов свободной аэродинамической трубы. Соотношения уровней энергии собственных шумов свободной аэродинамической трубы и уровней шумов в присутствии препятствий были получены при разных скоростях потока на различных частотах для случая двухстороннего обтекания цилиндрического стержня. Опыты показали, что уровень максимума энергии в полученном спектре шума обтекания в фиксированной точке трубы, например на первой гармонике, превышает уровень собственного шума трубы на той же частоте и при той же скорости потока примерно на 12–14 дБ.

При исследованиях одностороннего обтекания препятствиями служили металлические цилиндрические стержни различных диаметров. Стержни располагались в рабочей части аэродинамической трубы на расстоянии 1,5 м от входа потока, вплотную к нижней и боковым стенкам трубы так, чтобы создавались условия одностороннего обтекания. Ось стержня ориентировалась перпендикулярно генеральному направлению скорости потока воздуха. «Жало» акустического зонда помещалось вблизи обтекаемого препятствия с подветренной стороны так, чтобы расстояние от точки измерения шума как до самого препятствия, так и до нижней