гой среде уже нет распространяющихся от ее границы акустических волн; в этом случае все волны затухают по экспоненциальному закону.

Рассмотрим теперь передаточную функцию $|\Phi(\chi, \omega, H)|$ для тонкой пластины, находящейся в жидкости. В этом случае можно воспользоваться результатами работы [3]. На фиг. 2 представлены результаты расчета этой функции для параметров $b=0{,}37$, $\beta=7{,}5$, $kH=0{,}16$ и коэффициентов потерь 0,02 и 0,1 ($\beta=f_{гр}/f$; $f_{гр}$ – граничная частота [3]; f – линейная частота; $b\beta=\rho c/\omega m_0$, ρc – волновое сопротивление жидкости, m_0 – масса единицы поверхности пластины). Из фиг. 2 следует, что передаточная функция для пластины имеет максимальное значение при $\chi=q_1\approx\sqrt{\beta}[1+2b\sqrt{\beta}]^{1/4}$, соответствующем безразмерному волновому числу изгибных волн в пластине, соприкасающейся с жидкостью двумя сторонами [3]. Для χ, превышающих q_1, эта функция существенно уменьшается.

Из анализа результатов, представленных на фиг. 2 и 3, следует, что в твердом полупространстве происходит менее интенсивное ослабление компонент пространственно-временного спектра турбулентных пульсаций, чем в жидкости за пластиной. Причиной этого является наличие сдвиговых волн в твердом полупространстве, которые в данном примере до $\chi^2=21$ или до $\chi^2=225$ не имеют экспоненциального затухания (в отличие от продольных волн в твердом теле и в жидкости за пластиной).

Таким образом, из приведенного рассмотрения следует, что изгибно-колеблющаяся пластина наиболее эффективно отфильтровывает компоненты спектра пульсаций давления.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Шендеров Е. Л.* Излучение звука упругими пластинами при возбуждении статистически распределенными силами // Акуст. журн., 1980, Т. 26, № 6, С. 913–921.
2. *Могилевский М. И.* Излучение звука пластиной под действием движущихся гармонических сил // Акуст. журн., 1981, Т. 27, № 3, С. 453–454.
3. *Евсеев В. Н., Иванов В. С., Романов В. Н.* Об определении звукового давления, создаваемого пластиной с ребрами жесткости под воздействием случайной нагрузки // Акуст. журн., 1981, Т. 27, № 2, С. 220–227.
4. *Романов В. Н.* Излучение звука пластиной, возбуждаемой неоднородным полем случайных сил // Акуст. журн., 1985, Т. 31, № 2, С. 239–245.
5. *Macl B. R.* Sound Radiation from fluid loaded orthogonally stiffened plates // J. Sound Vibration, 1981, V. 79(3), P. 439–452.
6. *Aupperle F. A., Lambert R. P.* Acoustic radiation from plates excited by flow noise // J. Acoust. Soc. Amer., 1953, V. 26, № 2, P. 223–245.
7. *Francis S. H., Slazak M., Berryman J. G.* Response of elastic cylinders to convective flow noise. I. Homogeneous, layered cylinders // J. Acoust. Soc. Amer., 1984, V. 75, № 1, P. 166–172.
8. *Бреховских Л. М.* Волны в слоистых средах.– М.: Изд-во АН СССР, 1957.
9. *Шендеров Е. Л.* Волновые задачи гидроакустики.– Л.: Судостроение, 1972.

Поступило в редакцию
11.III.1986

УДК 534.833

ОБ АКТИВНОЙ ЗВУКОИЗОЛЯЦИИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ

Вялышев А. И., Дубинин А. И., Тартаковский Б. Д.

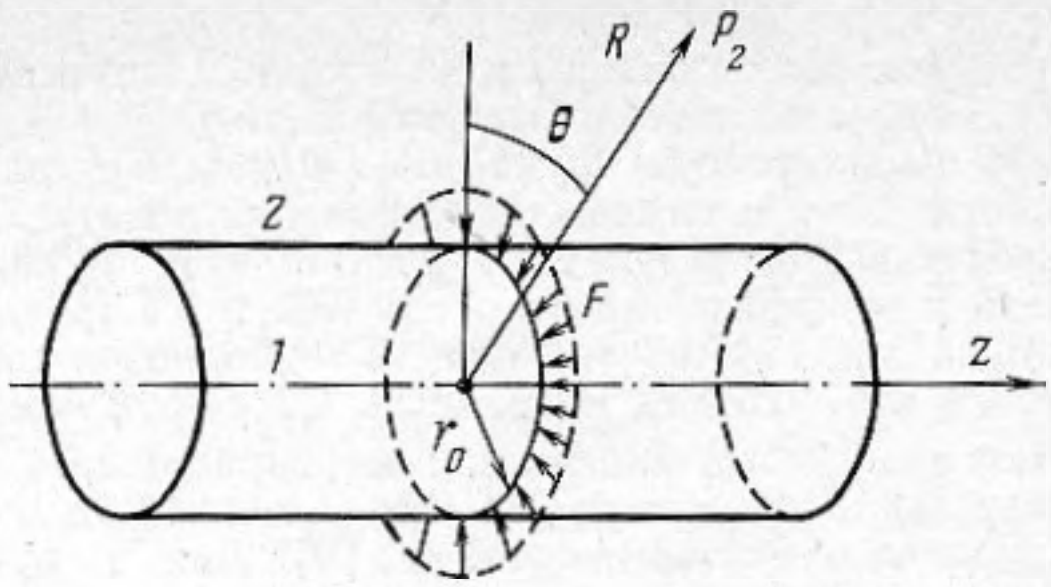
Рассмотрим возможность применения метода компенсации для увеличения звукоизоляции тонкой бесконечной цилиндрической оболочки. На оси оболочки радиусом r_0 и толщиной h, заполненной средой с плотностью ρ_1 и скоростью распространения звука c_1, в сечении $z=0$ находится точечный ненаправленный источник объемной скорости $\delta(r)$, создающий во внешней по отношению к оболочке среде с параметрами ρ_2 и c_2 звуковое поле p_0 с частотой ω (фиг. 1).

Для уменьшения мощности звука, прошедшего через оболочку, совершающую осесимметричные колебания, приложим к оболочке в сечении $z=0$ нормальную кольцевую силу $F\delta(z)$, создающую во внешней среде звуковое поле p_k.

Мощность звука вне оболочки

$$E \simeq R^2 \int_0^{\pi/2-\varepsilon} |p_2(\theta)|^2 \cos\theta \, d\theta, \tag{1}$$

где θ – угол между нормалью к поверхности оболочки и направлением на точку наблюдения, $p_2(\theta)=p_0(\theta)+p_k(\theta)$, ε – малая величина (исключается близкий к оболочке участок поверхности сферы большого радиуса, по которой проводится интегрирование).



Фиг. 1. Схема расположения источника звука и кольцевой силы на оболочке: *1* — среда с параметрами ρ_1, c_1; *2* — среда с параметрами ρ_2, c_2

Минимизируя (1) по действительной и мнимой частям F, находим силу $F_{опт}$, соответствующую максимальному ослаблению

$$F_{опт} = -\int_0^{\pi/2} p_0(\theta) p_k^*(\theta) \cos\theta \, d\theta \Big/ \int_0^{\pi/2} |p_k(\theta)|^2 \cos\theta \, d\theta, \tag{2}$$

и предельную величину относительного ослабления E (величину активной звукоизоляции)

$$\frac{\Delta E}{E} = 1 - \left| \int_0^{\pi/2} p_0(\theta) p_k^*(\theta) \cos\theta \, d\theta \right|^2 \Big/ \int_0^{\pi/2} |p_0(\theta)|^2 \cos\theta \, d\theta \int_0^{\pi/2} |p_k(\theta)|^2 \cos\theta \, d\theta. \tag{3}$$

Звуковые давления внутри $p_{1(0,k)}$ и вне $p_{2(0,k)}$ оболочки удовлетворяют уравнениям Гельмгольца. Представляя $p_{1(0,k)}$ и $p_{2(0,k)}$ в виде интегралов Фурье, выразим трансформанты $\tilde{p}_{1(0,k)}$, $\tilde{p}_{2(0,k)}$ через функции Бесселя:

$$\tilde{p}_{1(0,k)} = A_{(0,k)} H_0^{(1)}[(k_1^2 - k_z^2)^{1/2} r] + V_{(0,k)} J_0[(k_1^2 - k_z^2)^{1/2} r], \qquad k_1 = \omega/c_1. \tag{4}$$

Неизвестные $A_{(0,k)}$ определяются из условий на оси оболочки: $A_0 = i\omega\rho_1/4$, $A_k = 0$. Трансформанты $\tilde{p}_{2(0,k)}$ удовлетворяют условию излучения

$$\tilde{p}_{2(0,k)} = W_{(0,k)} H_0^{(1)}[(k_2^2 - k_z^2)^{1/2} r], \qquad k_2 = \omega/c. \tag{5}$$

Величины V_0, W_0 имеют смысл коэффициентов отражения и прохождения, а V_k, W_k — коэффициентов излучения [1] и определяются из граничных условий при $r = r_0$: непрерывности радиальной компоненты колебательной скорости $\tilde{v}_r$ и скачке звукового давления $\tilde{p}_1 - \tilde{p}_2 = \tilde{F} - \tilde{v}_r Z_м$. Применив преобразование Фурье по z к системе дифференциальных уравнений осесимметричных колебаний оболочки [2], находим нормальный импеданс оболочки $Z_м$. Переходя от цилиндрической системы координат к сферической (подстановкой $z = R\sin\theta$, $r = R\cos\theta$, $k_z = k_2 \sin\theta$), получим

$$Z_м = \frac{i\rho_0 c_0}{n_{02} k_2 r_0} \frac{h}{r_0} \left[1 - \sigma^2 \frac{\sin^2\theta}{n_{02}^2 - \sin^2\theta} - (n_{02} r_0 k_0)^2 + \left(\frac{h}{r_0}\right)^2 \frac{(k_2 r_0 \sin\theta)^4}{12} \right], \tag{6}$$

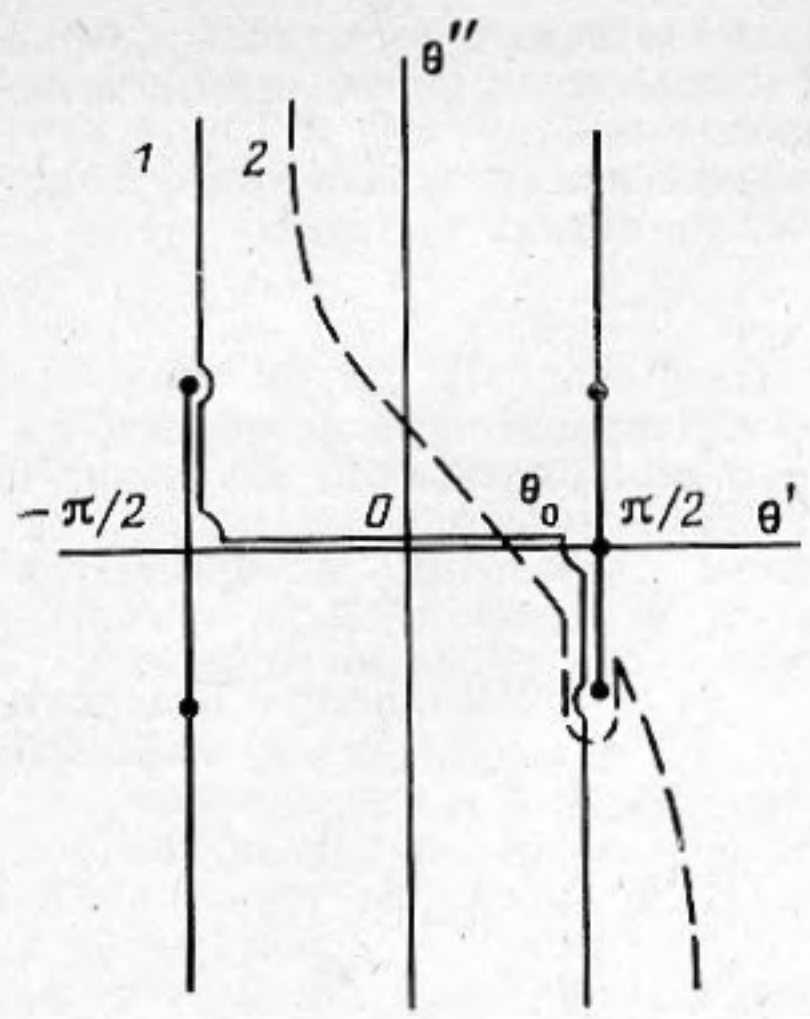
где σ — коэффициент Пуассона, $C_0 = [E_0/\rho_0(1-\sigma^2)]^{1/2}$ — скорость продольных волн в пластине, ρ_0 и E_0 — плотность и модуль Юнга материала оболочки, $n_{02} = c_2/c_0$.

Введем, согласно [1], импедансы бегущей $Z_{бег}^{(1,2)}$ и стоячей $Z_{ст}^{(1)}$ волн:

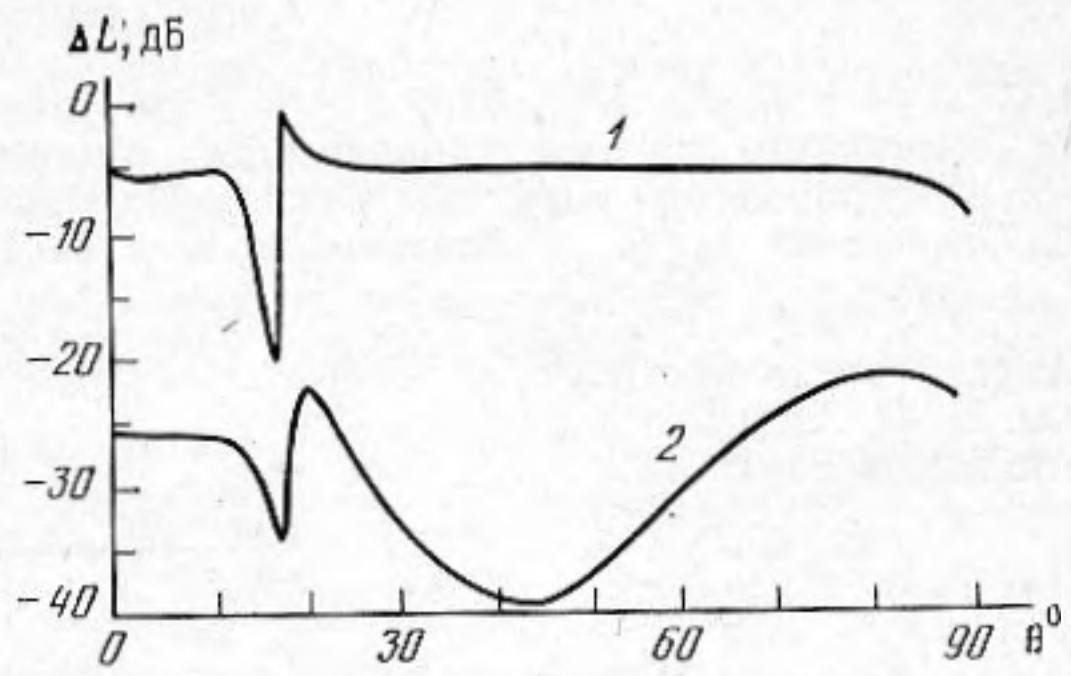
$$Z_{бег}^{(1)} = \frac{\rho_1 c_1}{i\cos\theta_1} \frac{H_0^{(1)}(k_1 r_0 \cos\theta_1)}{H_1^{(1)}(k_1 r_0 \cos\theta_1)}; \qquad Z_{бег}^{(2)} = \frac{\rho_2 c_2}{i\cos\theta} \frac{H_0^{(1)}(k_2 r_0 \cos\theta)}{H_1^{(1)}(k_2 r_0 \cos\theta)};$$
$$Z_{ст}^{(1)} = \frac{\rho_1 c_1}{i\cos\theta_1} \frac{J_0(k_1 r_0 \cos\theta_1)}{J_1(k_1 r_0 \cos\theta_1)}; \qquad n_{21} = c_1/c_2, \qquad \cos\theta_1 = (1 - n_{21}^2 \sin^2\theta)^{1/2}. \tag{7}$$

Радиальные скорости $v_{бег}^{(1,2)}$ в бегущих волнах внутри и вне оболочки определяются соотношениями

$$v_{бег}^{(1)} = \frac{\cos\theta_1}{\rho_1 c_1} H_1^{(1)}(k_1 r_0 \cos\theta_1), \qquad v_{бег}^{(2)} = \frac{\cos\theta}{\rho_2 c_2} H_1^{(1)}(k_2 r_0 \cos\theta). \tag{7a}$$



Фиг. 2



Фиг. 3

Фиг. 2. Пути интегрирования в плоскости θ: *1* – Г, *2* – $Г_1$

Фиг. 3. Угловое распределение звукового давления до и после приложения силы: $n_{21}=0{,}2$; $k_2r_0=1$; $-k_1r_0=5$; $h/r_0=0{,}01$ (*1* – в отсутствии силы $F_{опт}$; *2* – при приложении силы $F_{опт}$)

Коэффициенты прохождения и излучения удобно выражаются через импедансы

$$W_0=\frac{Z^{(1)}_{бег}-Z^{(1)}_{ст}}{Z^{(2)}_{бег}-Z^{(1)}_{ст}+Z_м}\,\frac{v^{(1)}_{бег}}{v^{(2)}_{бег}},$$
$$W_k=\frac{F}{Z^{(2)}_{бег}-Z^{(1)}_{ст}+Z_м}\,\frac{1}{v^{(2)}_{бег}}. \tag{8}$$

Звуковые поля $p_{20}(\theta)$ и $p_{2k}(\theta)$ с учетом обозначений (6)–(8) описываются соотношениями

$$p_0(\theta_0)=\int\limits_Г W_0(\theta)H_0^{(1)}(k_2R\cos\theta_0\cos\theta)\exp(ik_2R\sin\theta_0\sin\theta)\cos\theta\,d\theta,$$
$$p_k(\theta_0)=\int\limits_Г W_k(\theta)H_0^{(1)}(k_2R\cos\theta_0\cos\theta)\exp(ik_2R\sin\theta_0\sin\theta)\cos\theta\,d\theta. \tag{9}$$

Интегралы (9) могут быть приближенно вычислены при больших значениях k_2R методом перевала. При θ_0, не слишком близких к $\pi/2$, используется асимптотика функции $H_0^{(1)}(k_2R\cos\theta_0\cos\theta)$ для больших значений аргумента. Исходный контур интегрирования Г деформируется в перевальный $Г_1$ (фиг. 2) с обходом разреза комплексной плоскости θ, начинающегося в точке ветвления подынтегральной функции $\frac{\pi}{2}-i\,\mathrm{arcch}\,\frac{c_2}{c_1}$ $(c_2\geqslant c_1)$. Интегрируя по перевальному пути, получим (опуская постоянные множители)

$$p_{20}(\theta_0)=\frac{W_0(\theta_0)}{R},\qquad p_{2k}(\theta_0)=\frac{W_k(\theta)}{R}. \tag{10}$$

Интегралы по берегам разреза при увеличении k_2R экспоненциально убывают и становятся пренебрежимо малыми по сравнению с интегралом по перевальному пути. Подставляя (10) в (2) и (3), можно определить величину компенсирующей силы и предельную величину достигаемого ослабления мощности звука, прошедшего через оболочку (величину активной звукоизоляции).

В качестве примера рассмотрим изменение звукоизоляции стальной оболочки в случае $n_{21}=0{,}2$; $k_1r_0=5$; $k_2r_0=1$ и $h/r_0=0{,}01$ при приложении к ней оптимальной силы F, определенной из соотношения (2).

Ослабление мощности звука, прошедшего через оболочку, составит $\alpha=10\lg\frac{\Delta E}{E}\approx$ ≈ 24 дБ (фиг. 3). Аналогичный расчет для одинаковых сред $k_1r_0=k_2r_0=5$ дает эффект $\alpha_0\approx 0{,}3$ дБ.

Различие эффектов объясняется тем, что в случае разных сред прохождение звука через оболочку ограничено углом полного внутреннего отражения. Для $n_{21}=$

$=0{,}2-\theta_n\approx14°$. Диаграмма направленности излучения точечного источника близка к диаграмме направленности излучения кольцевой силы, что и определяет возможность ослабления мощности звука путем компенсации.

Таким образом, использование метода компенсации может существенно увеличить звукоизоляцию тонких цилиндрических оболочек на низких частотах.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гельфгат В. И., Михайлов Р. И.* Поле точечного ненаправленного источника, помещенного на оси тонкостенного цилиндра.— В кн.: Колебания, излучение и демпфирование упругих структур. М.: Наука, 1973, с. 46—49.
2. *Тимошенко С. П., Войновский-Кригер С.* Пластины и оболочки. М.: Физматгиз, 1963.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
19.XI.1985

УДК 534.2+539.2

ОГРАНИЧЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО МЕТОДА ИССЛЕДОВАНИЯ ОРИЕНТАЦИИ В ПОЛИМЕРАХ

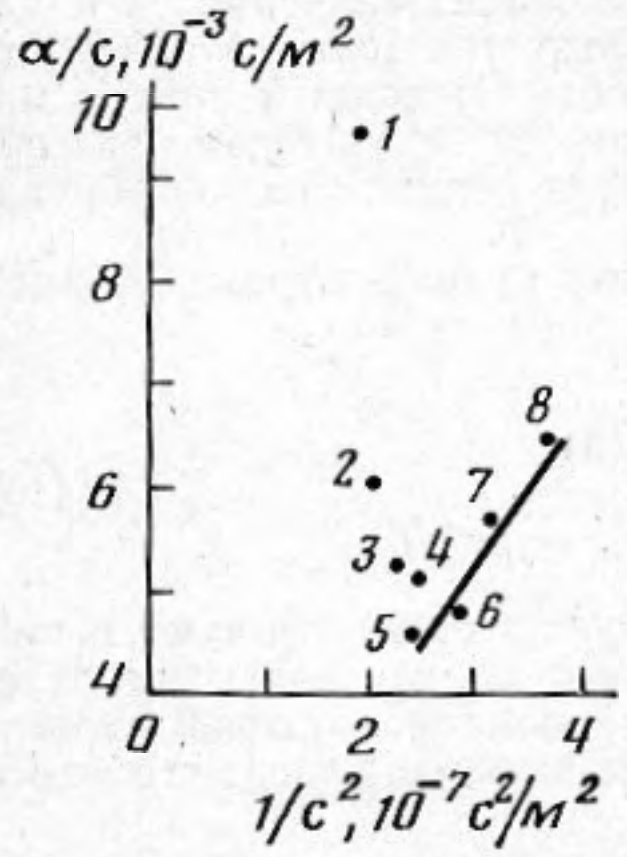
Генина М. А., Забашта Ю. Ф., Юнусов Б. Х.

Как известно [1–3], акустический метод исследования ориентации в полимерах основывается на теоретической зависимости, связывающей скорость звука c и параметр ориентации $\langle s\rangle$, представляющий собой среднее значение величины $s=1/2(3\cos^2\theta-1)$, где θ – угол между осью вытяжки и направлением директора в данной точке. При выводе этой зависимости использовалась расчетная модель, в основу которой были положены два предположения: о неизменности структуры и упругих свойств физически бесконечно малых объемов при вытяжке и об отсутствии корреляции между модулями упругости в разных точках материала. В данном сообщении рассматривается вопрос: как проверить, что указанные предположения справедливы и, следовательно, применим акустический метод исследования ориентации.

В работе [4] получена зависимость

$$\alpha/c=A+B/c^2, \tag{1}$$

где α – коэффициент поглощения звука, A и B – константы, выраженные через молекулярные параметры. Вывод этой формулы основывался на той же модели, которая использовалась для получения зависимости между c и $\langle s\rangle$. Поэтому формулу (1) можно использовать для того, чтобы проверить, справедлива ли расчетная модель, положенная в основу упомянутого акустического метода. Покажем на примере, что невыполнение предположений, положенных в основу расчетной модели, приводит к нарушению линейной зависимости α/c от $1/c^2$.



Зависимость α/c от $1/c^2$ для поликапроамидного волокна с различной степенью вытяжки: *1* – $\lambda=4{,}2$; *2* – $\lambda=3{,}8$; *3* – $\lambda=2{,}8$; *4* – $\lambda=2{,}5$; *5* – $\lambda=2{,}0$; *6* – $\lambda=1{,}7$; *7* – $\lambda=1{,}3$; *8* – $\lambda=1{,}0$

Как известно [5], в поликапроамидных волокнах различных λ-степеней вытяжек структура элементарных объемов не изменяется вплоть до вытяжек $\lambda^*=2{,}5-4$, где происходит переход из одной кристаллической модификации в другую. Последнее означает, что свойства и структура элементарных объемов в этом интервале вытяжек изменяется. Следовательно, при $\lambda=\lambda^*$ нарушается одно из предположений, положенных в основу расчетной модели, и при $\lambda=\lambda^*$ должна нарушаться линейность зависимости α/c от $1/c^2$.

На фигуре приведена зависимость α/c от $1/c^2$ для поликапроамидных волокон различной степени вытяжки, которая принимала значения 1; 1,3; 1,7; 2; 2,5; 2,8; 3,8; 4,2. Методика акустического эксперимента описана в работе [6]. Измерения проводились при комнатной температуре на частоте 92 кГц. Как видно из фигуры, при $\lambda<\lambda^*$ зависимость α/c от $1/c^2$ линейна, а при λ^* эта линейность нарушается. Следовательно, отклонение зависимости α/c от $1/c^2$ от линейности действительно связано с изменением структуры элементарных объемов.

Приведенный пример показывает, что применение