отсчитываемый от проекции на нее вектора $\mathbf{k}_0$, θ_0 – угол между векторами $\mathbf{n}_0$ и $\mathbf{U}_0$, см. рис. 1.). В этой системе координат (7) имеет вид

$$f(\theta, \theta_0, \varphi) = \frac{a^3 k_0 U_0}{c} \Phi(\theta, \theta_0, \varphi), \tag{8}$$

где $\Phi(\theta, \theta_0, \varphi) = (\sin\theta \sin\theta_0 \cos\varphi + \cos\theta \cos\theta_0)(1 - \sin\theta \sin\theta_0 \cos\varphi - \cos\theta \cos\theta_0) \cdot (\cos\theta - \cos\theta_0)$.

Нетрудно показать, что $\Phi(\theta, \theta_0, \varphi)$ имеет четыре экстремума, которые всегда лежат в плоскости, определяемой векторами $\mathbf{U}_0$ и $\mathbf{k}_0$. Учитывая, что эта плоскость отвечает условию $\cos\varphi = 1$, из (8) имеем

$$\Phi(\theta, \theta_0, \varphi=0) \equiv \Phi(\theta, \theta_0) = \cos(\theta - \theta_0)(1 - \cos(\theta - \theta_0))(\cos\theta - \cos\theta_0). \tag{9}$$

График модуля функции $\Phi(\theta, \theta_0)$ в полярных координатах для разных значений угла θ_0 приведен на рис. 2.

При помощи (8) можно вычислить сечение рассеяния $\sigma = \int |f|^2 do$, где do – элемент телесного угла. Воспользовавшись (8), получаем

$$\sigma = \frac{8\pi}{105} M^2 a^2 (k_0 a)^4 (5 + 83\cos^2\theta_0), \tag{10}$$

где $M = U_0/c$ – число Маха. Последний сомножитель в этом выражении, зависящий только от угла между векторами $\mathbf{U}_0$ и $\mathbf{k}_0$, описывает анизотропию рассеяния. Он показывает, что сечение рассеяния максимально, когда векторы $\mathbf{n}$ и $\mathbf{n}_0$ лежат вдоль одной прямой, и минимально, когда они ортогональны. По порядку величины сечение (10) $\sigma \sim M^2 (k_0 a)^4 a^2 \sim M^2 \sigma_0$, где σ_0 – сечение рассеяния плоской звуковой волны твердым шаром [7].

Все полученные выше результаты можно в неизменном виде применять для описания рассеяния звуковых волн потенциальной составляющей поля скорости вихря Хилла, поскольку вне ядра этот вихрь создает потенциальное течение, совпадающее с течением вокруг равномерно движущегося шара [8].

В заключение отметим, что тем же способом может быть рассмотрено рассеяние звука потенциальным потоком, образованным движением тела другой формы. Выражение для потенциала и скорости сохраняют при этом свой вид (6), изменяется только вектор $\mathbf{A}$ (этот вектор однозначно определяется формой тела и по-прежнему линейно связан с $\mathbf{U}_0$ [7]).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Лямшев Л. М., Скворцов А. Т.* Рассеяние звука вихревым солитоном // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 3. С. 477–481.
2. *Климов В. В., Прозоровский В. Л.* Рассеяние акустических волн на трехмерном вихре // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 1. С. 128–131.
3. *Howe M. S.* On the scattering of sound by a vortex ring // J. Sound Vib. 1983. V. 87. № 4. P. 567–571.
4. *Фабрикант А. Л.* Рассеяние звука вихревыми течениями // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 2. С. 262–267.
5. *Громов П. Р. и др.* Рассеяние звука тороидальным вихрем. Препринт № 59. Горький: ИПФ АН СССР, 1982.
6. *Головчанская А. Е., Лямшев Л. М., Скворцов А. Т.* Рассеяние звука трехмерными точечными вихрями // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 5. С. 805–808.
7. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1976. 736 с.
8. *Бэтчелор Дж.* Введение в динамику жидкости. М.: Мир, 1973. 758 с.

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

Поступило в редакцию
31.03.89

УДК 534.2:532

© 1990 г.

Л. А. Давидович, М. К. Карабаев, И. И. Шиндер

ПОГЛОЩЕНИЕ И СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКА ВБЛИЗИ «ДВОЙНОЙ» КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ РАССЛАИВАНИЯ

В последнее время проявляется значительный интерес к исследованию фазового перехода в системах с «двойной» критической точкой (ДКТ) [1, 2]. В некоторых бинарных растворах ДКТ может быть получена добавками в них примеси. При этом по мере увеличения (или уменьшения) концентрации примеси C нижняя $T_н$ и верх-

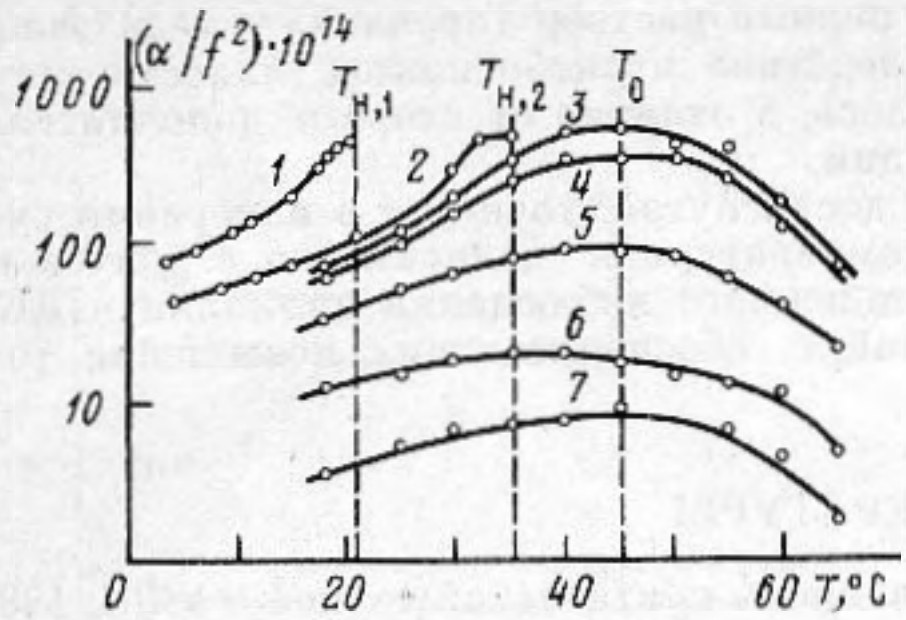

Рис. 1

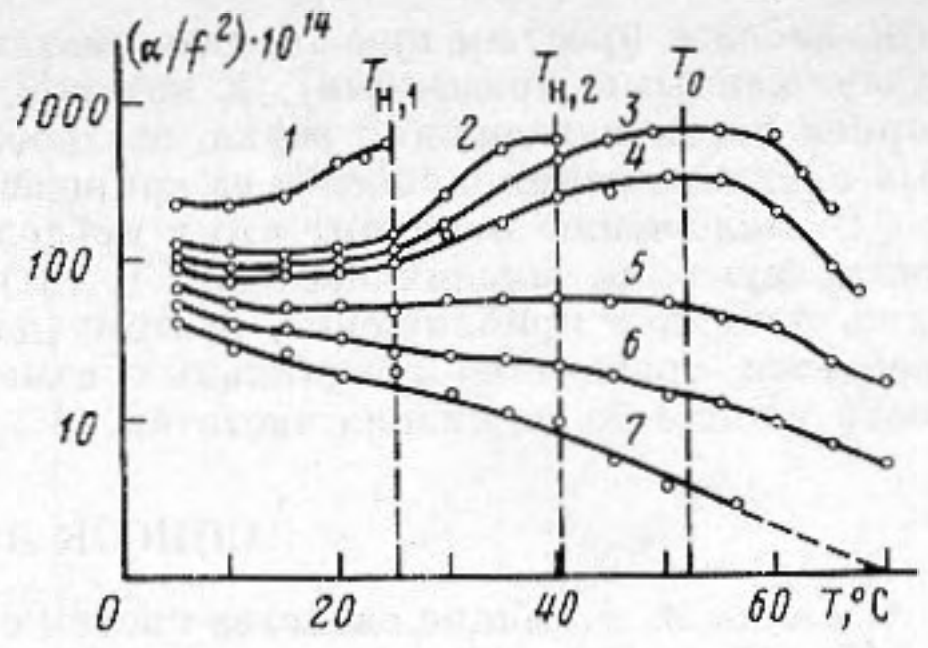

Рис. 2

Рис. 1. Зависимость α/f^2 от температуры в растворе пропанол – вода+NaCl на частоте 20 кГц при значениях концентрации примеси NaCl (мас.%): *1* – 5,877; *2* – 5,465; *3* – 5,383; *4* – 5,329; *5* – 5,003; *6* – 4,526; *7* – 3,819

Рис. 2. Зависимость α/f^2 от температуры в растворе 2-бутанол – вода+пропанол при значениях концентрации C примеси пропанола (мас.%): *1* – 6,393; *2* – 8,801; *3* – 9,42; *4* – 10,0; *5* – 12,0; *6* – 14,0; *7* – 16,0

няя $T_в$ критические температуры сближаются, образуя при перемещении линии нижних $T_н(C)$ и верхних $T_в(C)$ критических точек, которые при $C=C_0$, $T=T_0$ и $X=X_0$ (X – концентрация основных компонентов раствора) входятся в «двойной» критической точке. В области, ограниченной линиями $T_н(C)$ и $T_в(C)$, раствор расслаивается, а область, $C>C_0$ (или $C<C_0$), соответствует его абсолютной растворимости. Теория [1–3] предсказывает ряд специфических аномалий в характере критических явлений в ДКТ, причем особый интерес представляет поведение динамических, в том числе акустических свойств на низких частотах.

Ниже приводятся результаты измерений коэффициента поглощения α/f^2 и скорости c звука в двух растворах вблизи ДКТ: пропанол – вода+NaCl [4] с параметрами ДКТ (X_0=0,15 мольных долей пропанола в воде, C_0=5,380 мас.%, T_0 – 45,1° С); 2-бутанол – вода+пропанол (X_0=0,1 мольных долей 2-бутанола в воде, C_0=9,42 мас.%, T_0=52,2° С).

Две экспериментальные установки – реверберационная и резонаторная – позволяли проводить измерения в диапазоне частот от 0,02 до 2 МГц. Ячейка реверберационной установки, описанная в [5], имела объем 70 см³. Собственная добротность ячейки составляла величину ~10^4. Резонаторная установка [6] имела в качестве излучающего и приемного преобразователей пьезокварцевые пластины диаметром 70 мм с собственной частотой 1,5 МГц, расположенные на расстоянии 18 мм. Корпус резонаторной ячейки был изготовлен из цельного фторопласта. Юстировка пьезопреобразователей обеспечивалась с помощью трех винтов сжимающих или растягивающих фторопластовый корпус ячейки. Собственная добротность ячейки достигала значения 10^6. Погрешность измерений величины α/f^2 и c во всем частотном диапазоне составляла 5 и 0,1% соответственно.

На рис. 1 и 2 показаны результаты измерений температурной зависимости α/f^2, полученные при различном содержании примеси C вблизи ДКТ. Результаты измерений показывают, что, во-первых, кривая температурной зависимости α/f^2 имеет максимум в ДКТ, во-вторых, резкое возрастание величины α/f^2 наблюдается при приближении к линиям $T_н(C)$ и $T_в(C)$, в-третьих, при удалении в область значений C, соответствующих абсолютной растворимости системы, максимум на кривых $\alpha/f^2(T)$ резко уменьшается и почти исчезает. Характерно и то, что на данных частотах в ДКТ и на линиях $T_н(C)$ и $T_в(C)$ величина критического поглощения звука остается конечной, достигает своего амплитудного значения $\alpha_a(f)$. Все эти факты свидетельствуют, что наблюдаемая аномалия коэффициента поглощения звука вблизи ДКТ связана с релаксационным процессом, имеющим флуктуационную природу. Действительно, эксперимент по измерению частотной зависимости α/f^2, выполненный вблизи к ДКТ ($\Delta T=T_в-T_н\approx0$), обнаруживает во всем исследуемом диапазоне частот (0,02–2 МГц) наличие акустической релаксации по закону $\alpha/f^2\sim f^{-1}$.

Обработка данных акустической релаксации показала, что критическое поглощение звука в окрестности ДКТ может быть удовлетворительно описано динамическим скейлингом [7] в виде однородной функции от $\omega^*=\omega/\omega_c$ при условии, что критическая частота релаксации $\omega_c\sim|(T_н-T)/T_0|^{2-\alpha_к}|(T_в-T)/T_0|^{2-\alpha_к}$ ($\alpha_к$ – критический индекс), т. е. является функцией близости температуры системы T сразу к двум $T_н$ и $T_в$ критическим температурам, а не к одной $T_к$, как в случае уединенной критической точки. Другой результат, заслуживающий внимания, связан с отсутствием каких-либо особенностей величины амплитуды критического поглощения $\alpha_a\lambda$ в ДКТ, тогда как величина критической части теплоемкости $\Delta C\to0$ в ДКТ.

Данный результат свидетельствует о том, что термический характер акустической релаксации в критической точке переходит в ДКТ в релаксацию, характеризующуюся зависимостью корреляционной функции флуктуаций концентрации G от давления P, поскольку в самой ДКТ величина $dG/dP\to\infty$. Кроме того, выяснилось,

что наиболее простым при анализе оказался первый раствор (пропанол – вода+NaCl, с заряженными примесями), в котором, вследствие пренебрежимой малости регулярной части поглощения звука, не требовалось, в отличие от второго, дополнительных предположений о способе ее аппроксимации.

В заключение отметим, что в пределах достигнутой точности в измерении скорости звука на низких частотах (0,1%), температурная зависимость c допускает лишь линейное приближение, поэтому для надежного наблюдения аномалий в ДКТ требуется проведение специальных измерений c, обеспечивающих повышение точности на еще более низких частотах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Собянин А. А.* Общие свойства систем с «двойной» критической точкой // УФН. 1986. Т. 149. С. 325–328.
2. *Фабелинский И. Л., Кривохижа С. В., Чайков Л. Л.* Экспериментальные исследования бинарных жидких растворов с «двойной» критической точкой // УФН. 1986. Т. 149, С. 328–331.
3. *Анисимов М. А.* Критические явления в жидкостях и жидких кристаллах. М. Наука, 1987. С. 67–70.
4. *Давидович Л. А., Ахмедов Т. Х., Иноятходжаев М. У., Карабаев М. К.* Особенности фазового перехода в расслаивающихся растворах, содержащих заряженные примеси // ЖФХ. 1987. № 10. С. 2796–2798.
5. *Shinder J. J., Hudaiberdyev V. N., Davydovich L. A.* Acoustic method of resonance reverberation in small volumes of liquid // Material the 25-th Conference on Acoustics. Ultrasound-86. Bratislava, 1986. V. 1. C. 98–101.
6. *Eggers F., Funck Th.* Ultrasonic Measurements with Milliliter Liquid Samples in the 0.5–100 MHZ Range // Rev. Sci. Instrum. 1973. V. 44. № 8. P. 969–978.
7. *Bhattachrjee J. R., Ferrell R. A.* Dynamic scaling theory for the critical ultrasonic attenuation in a binary liquid. // Phys. Rev. A. 1981. V. 24. № 3. C. 1643–1647.

Отдел теплофизики
Академии наук УзССР

Поступило в редакцию
08.12.88

УДК 534.001.57

© 1990 г.

Р. А. Дудник, А. Б. Колпаков, Э. А. Фиаксель

КРИТЕРИИ ПОДОБИЯ ЗАДАЧИ О КОЛЕБАНИЯХ И ИЗЛУЧЕНИИ НЕОДНОРОДНОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ

Применение физического моделирования для исследования вынужденных колебаний и излучения сложных механических систем имеет важное практическое значение [1, 2]. При этом сопоставление результатов экспериментального исследования с расчетами [2] позволяет проверить адекватность использованных критериев подобия. Несмотря на то что сравнение удается провести лишь для простейших случаев, это облегчает построение оптимальных физических моделей рассматриваемых процессов для более сложных систем.

В настоящей работе проведено исследование возможности физического моделирования виброакустических характеристик колебательной системы типа цилиндрической оболочки (ЦО), имеющей неоднородность. Основное внимание уделялось анализу преимущественно азимутальных симметричных форм колебаний оболочки. В экспериментах проводились измерения резонансных частот ω_q и распределение колебательной скорости по поверхности оболочки $v_q(\varphi)$ для первых форм колебаний с номерами q ряда моделей ЦО, различающихся свойствами как оболочки, так и неоднородности.

Рассмотрены модели с жестко закрепленными массами, имеющими локальные и конечные размеры по азимуту, а также модели с упруго закрепленной массой.

Параметрами неоднородности (массы m_0 размера по азимуту φ_0) жестко закрепленной на поверхности оболочки массы m являлись $\eta=\varphi_0/2\pi$, $\alpha=m_0/m$.

В качестве неоднородности локальных размеров использовались цилиндры малых радиусов по сравнению с внутренним радиусом ЦО, $R_{\text{неодн}}=10^{-2}$ м, $a=10^{-1}$ м. Неоднородность конечных размеров по азимуту ($\eta=5\cdot10^{-2}$) имитировалась цилиндрическими сегментами, радиусы которых совпадали с внутренним радиусом оболочки. Длина цилиндров и сегментов выбиралась равной длине оболочек. Крепление неоднородностей осуществлялось с внутренней стороны ЦО при помощи винтов диаметром $3\cdot10^{-3}$ м. При оценке значений η при локальной по азимуту неоднородности предполагали, что ее размер определялся диаметром крепежных винтов ($\eta=10^{-3}$). Неоднородности изготавливались из различных материалов (сталь, латунь, алюминий), что позволило в условиях эксперимента получать изменение параметра α в пределах $\alpha=0\div0{,}8$. Модели исследуемых ЦО, различающиеся толщиной и длиной, изготавливались из стали.