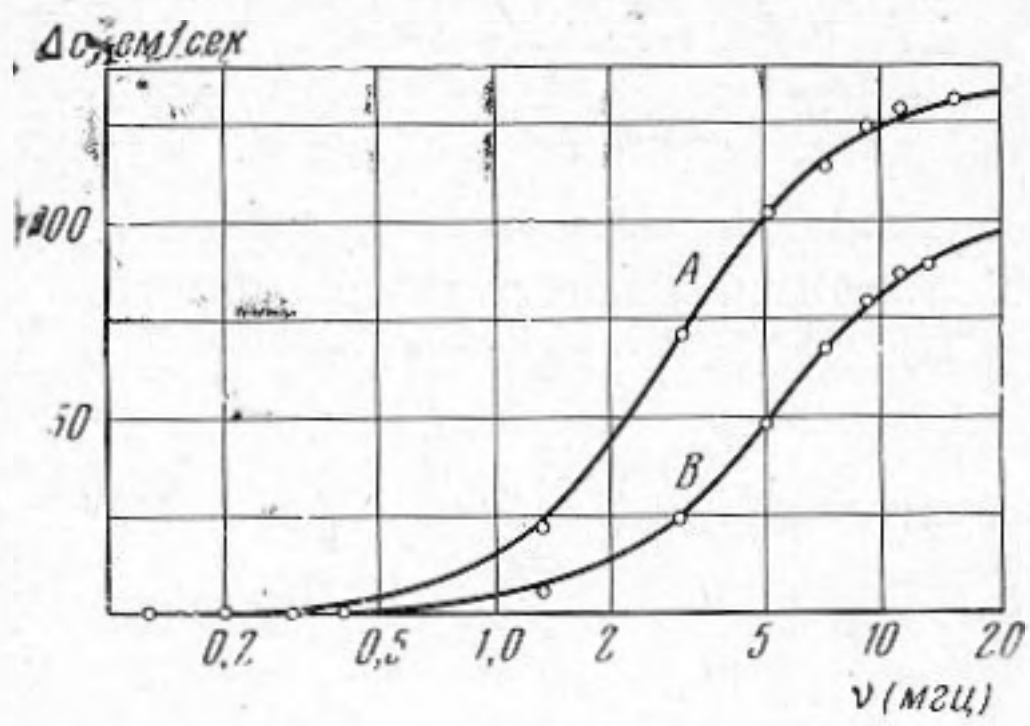
скорости ультразвука в каждом конкретном случае необходимо проводить тарировочные опыты и строить поправочную кривую на дифракцию с наименьшим количеством переменных, а не искать обобщенную функциональную зависимость $\Delta c / c = f(\lambda, z, D)$.

В заключение в качестве примера приводим результаты измерений дисперсии скорости ультразвука в изомасляной и изовалериановой кислотах марки «ч». Поправки на дифракцию вводились по кривой *1* фиг. 2. Ошибки измерения дисперсии с учетом неточности введения дифракционной поправки для интервалов частот 15—5; 15—0,4; 15—0,25; 15—0,15; 15—0,10 *Мгц* соответственно не превышали ±5, ±6, ±8, ±10, ±13 *см/сек*.



Фиг. 3

Полная дисперсия $c_\infty - c_0$ и частота релаксации ν_m в изомасляной кислоте, рассчитанные из экспериментальных данных в предположении одиночного релаксационного процесса, соответственно составили (106 ± 10) *см/сек* и $(5{,}2 \pm 0{,}3)$ *Мгц* при $t = 20{,}1°$ С. В изовалериановой кислоте $c_\infty - c_0 = (135 \pm 10)$ *см/сек* и $\nu_m = (2{,}9 \pm 0{,}2)$ *Мгц* при $t = 22{,}0°$ С. Здесь c_0 — скорость ультразвука на частотах $\nu \ll \nu_m$, c_∞ — на частотах $\nu \gg \nu_m$. Представленные на фиг. 3 кривые (*A* – для изовалериановой, *B* – для изомасляной кислот) являются расчетными, точки представляют экспериментальные данные. Значения c_0 равны соответственно $(1178{,}10 \pm 0{,}40)$ *м/сек* и $(1153{,}05 \pm 0{,}38)$ *м/сек*.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Кононенко, В. Ф. Яковлев. Прецизионный метод для измерения скорости ультразвука в жидкостях на частотах 0,8—30 *Мгц*. Акуст. ж., 1969, **15**, 1, 78—82.
2. В. Илгунас, О. Кубилюнене, А. Япертас. Прецизионный интерферометр для измерения скорости ультразвука в жидкостях в диапазоне частот 1—12 *Мгц*. Акуст. ж., 1964, **10**, 1, 54—59.
3. H. J. Mcskimin. Effect of diffraction velocity of sound. J. Acoust. Soc. America, 1961, **33**, 4, 539.
4. S. V. Subrahmanyam, V. Hyder Khan, C. V. Reghavan. Interferometric Measurement of Ultrasonic Velocity in Liquids-Effect of Diffraction. J. Acoust. Soc. America, 1969, **46**, 1, 272—273.
5. М. Б. Гитис, А. С. Химунин. О поправках на дифракцию при измерениях коэффициента поглощения и скорости звука. Акуст. ж., 1968, **14**, 3, 363—370.
6. П. Е. Краснушкин. О дифракционных эффектах при измерениях скорости и поглощения ультразвука, Докл. АН СССР, 1968, **181**, 6, 1361—1364.
7. К. М. Бурундуков, А. М. Лобанов. Способ прецизионного измерения дисперсии скорости ультразвука в жидкостях. Акуст. ж., 1970, **16**, 2, 311—313.
8. Сб. «Физическая акустика», т. 1, ч. А. Под редакцией У. Мэзона. М., «Мир», 1966, 345.

Тюменский государственный педагогический институт

Поступила 22 июня 1970 г.

УДК 534.222.2

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ СОБСТВЕННЫХ ПРОДОЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ СТЕРЖНЕЙ И АКУСТИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСНОГО ДЕТЕКТИРОВАНИЯ

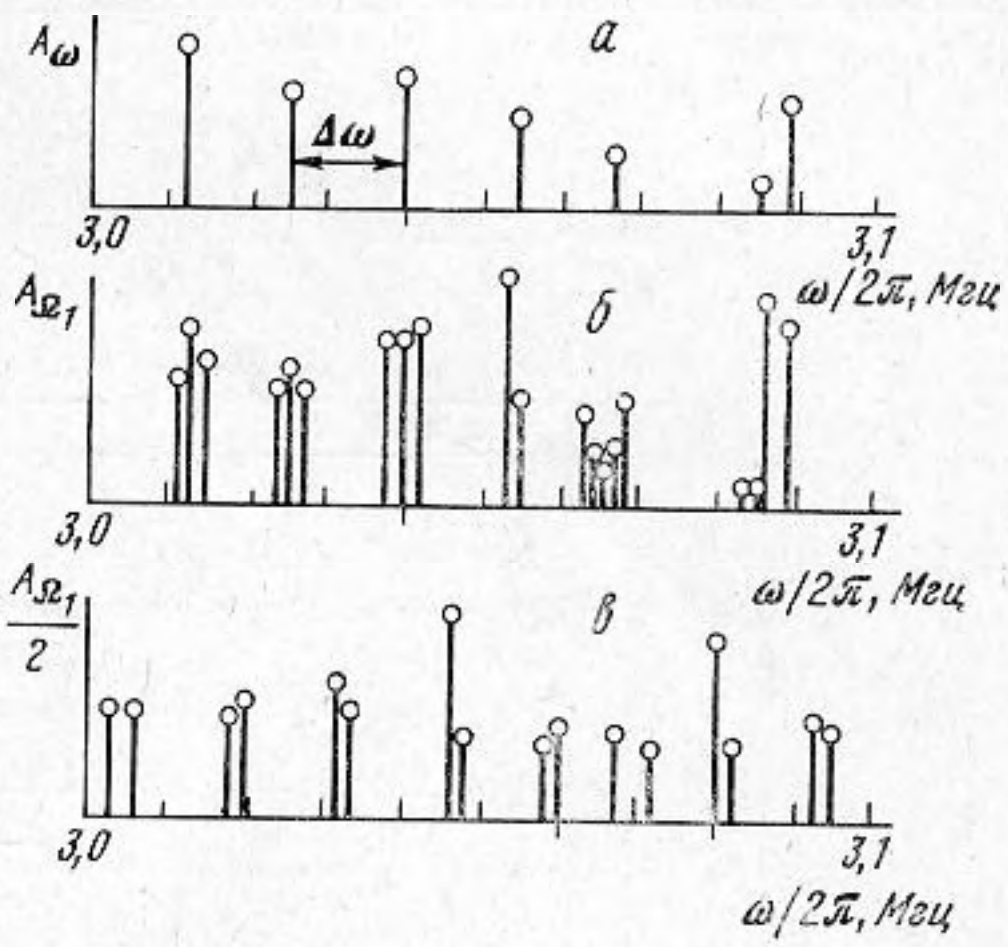
Л. К. Зарембо, В. Б. Пиотух, С. С. Секоян

Резонансное акустическое детектирование [1—3] является, по-видимому, одним из наиболее чувствительных методов исследования упругих нелинейных свойств твердого тела. Особенности детектирования определяются структурой линейных собственных колебаний акустического резонатора. Нами проведено детальное исследование линейных собственных частот резонаторов в виде цилиндрических стержней, что позволило выяснить некоторые дополнительные особенности детектирования.

Измерения проводились на стальных (сталь 60С2Н2А) и дюралюминиевых (Д16Т) стержнях диаметром (d) от 20 до 40 *мм* и длиной (L) от 160 до 700 *мм*, стержни подвергались термообработке и старению. Непараллельность торцев стержней не превышала ±5 *мк*. Стержни закреплялись посередине образующей тремя остриями винтов и вместе с держателем помещались в воздушный термостат, температура в

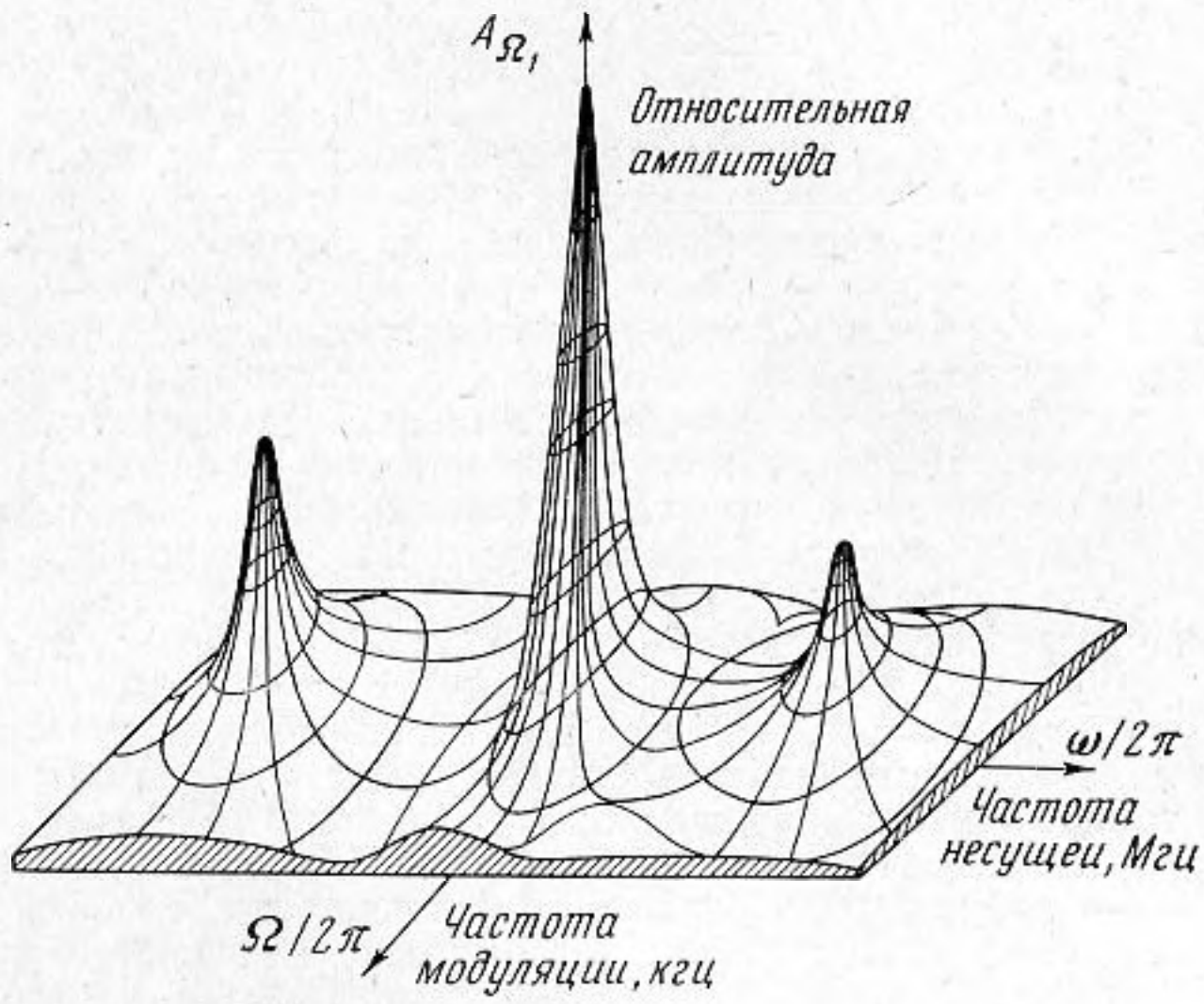
котором поддерживалась постоянной в пределах ±0,05° С. В диапазоне частот от 1 до 500 *кгц* возбуждение и прием колебаний производились бесконтактными магнитоиндукционными датчиками (на дюралюминиевые стержни приклеивались тонкие стальные пластинки). На более высоких частотах до 5 *Мгц* возбуждение и прием колебаний осуществлялись пьезопластинками кварца X-среза или керамики титаната бария, которые притирались на трансформаторном масле к торцам стержней.

Для возбуждения колебаний стержней применялись стандартные генераторы (в низкочастотной области Г3-33, в высокочастотной Г3-41), в которых для повышения стабильности частоты и плавности регулировки были введены некоторые усовершенствования. В результате внесенных конструктивных изменений удалось снизить кратковременную (порядка времени измерения резонансной кривой по десяти точкам) нестабильность частоты до уровня $\Delta f / f \sim 10^{-6}$. При добротностях стержней $\sim 10^4$ аппаратурное расширение резонансной кривой практически отсутствовало.



Фиг. 1

Спектр линейных резонансных колебаний был исследован в диапазоне частот от нескольких килогерц до 5 *Мгц*. Низкочастотная дисперсионная область продольных колебаний при $d / \lambda \lesssim 1$ исследовалась ранее в ряде работ [4, 5]; в этой области, как известно, фазовая скорость становится меньше скорости в тонком стержне c_0 (для стали $c_0 = 5{,}12 \cdot 10^5$ *см/сек*, для дюралюминия $c_0 = 5{,}20 \cdot 10^5$ *см/сек*). Естественно, что здесь из-за дисперсии спектр неэквидистантен. Далее в области $d / \lambda \gtrsim 1$ фазовая скорость имеет минимум, положение которого определить трудно из-за сложной структуры спектра различных мод колебаний; разделение продольной моды и других мод колебаний в этой области затруднительно. В области $d / \lambda \gtrsim 6$ фазовая скорость продольной моды становится близкой к скорости продольной волны в неограниченной среде; спектр собственных частот близок к эквидистантному, расстояние между соседними резонансами $\Delta\omega = \pi c_l / L$, где c_l – скорость звука в неограниченной среде (для стали $c_l = 5{,}92 \cdot 10^5$ *см/сек*, для дюралюминия $c_l = 6{,}39 \cdot 10^5$ *см/сек*). Следует отметить, что в этой области на почти эквидистантный спектр продольных колебаний (неэквидистантность ~5%) накладывается спектр резонансных колебаний по радиусу, расстояние между спектральными компонентами которого $\sim 1 / d$. Хотя амплитуда радиальных резонансов была меньше, чем амплитуда продольных, тем не менее они нарушали эквидистантность спектра. Характерная часть спектра колебаний стального стержня ($d = 20$ *мм*, $L = 250$ *мм*) показана на фиг. 1, *а*, где отмечен также период продольных резонансов $\Delta\omega$. Для

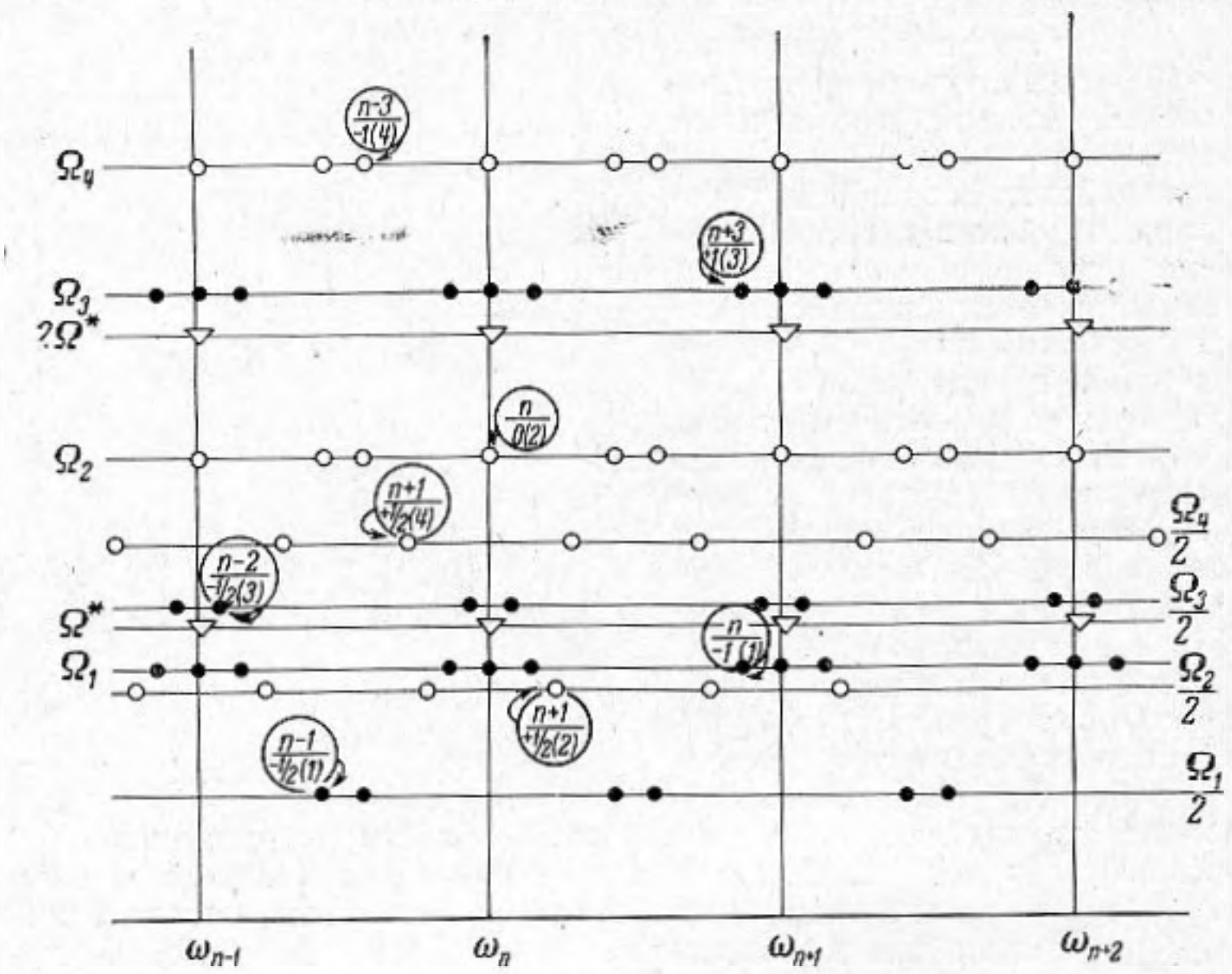


Фиг. 2

этого стержня можно выбрать участки шириной ~120 *кгц*, на которых радиальные моды не возбуждаются.

В том же диапазоне частот для некоторых резонансов были сняты резонансные кривые и определены добротности. Для стального стержня добротность Q в пределах ошибки измерений не зависела от частоты и колебалась около значения $\sim 10^4$, что при $Q = \pi / \alpha\lambda$ свидетельствовало о пропорциональности коэффициента поглощения α частоте: $\alpha / f = (2—5) \cdot 10^{-10}$ *см*$^{-1}$*гц*$^{-1}$. Следует, однако, отметить, что амплитуда резонансных колебаний при одинаковых условиях возбуждения варьировалась в довольно широких пределах (в несколько раз) даже в областях, где спектр был эквидистантным.

Остановимся несколько подробнее на качественных особенностях нелинейных резонансов при детектировании модулированной по амплитуде волны. В результате



Фиг. 3

нелинейного взаимодействия трех компонент высокочастотного сигнала $\omega_1 = \omega$, $\omega_2 = \omega + \Omega$, $\omega_3 = \omega - \Omega$, где ω — несущая частота, а Ω — частота модуляции, во втором приближении генерируется, вообще говоря, девять комбинационных частот, из которых три низкие: $\omega_4 = \omega_2 - \omega_1 = \Omega$, $\omega_5 = \omega_1 - \omega_3 = \Omega$ и $\omega_6 = \omega_2 - \omega_3 = 2\Omega$. Качественно ясно, что эффект детектирования мог бы быть максимальным при условии совпадения частот всех взаимодействующих волн с собственными частотами резонатора. Однако спектры резонаторов в виде цилиндрических стержней из-за дисперсии не позволяют осуществить такое полное резонансное детектирование. Наиболее простой случай — совпадение двух частот с собственными — легко реализуется. Это случай двойного резонанса. Число двойных резонансов достаточно велико. Вследствие возможности произвольного выбора частот ω и Ω амплитуда низкочастотного сигнала A_Ω при детектировании двумерна: $A_\Omega = \varphi(\omega, \Omega)$; характерный триплет для A_{Ω_1} показан на фиг. 2.

Схематически система нелинейных двойных резонансов в системе координат ω, Ω показана на фиг. 3 (спектр высокочастотных собственных резонансов условно эквидистантен, а низкочастотная дисперсия преувеличена). На схеме наличие резонанса отмечено точками и треугольниками. Точки соответствуют двойным резонансам (светлыми точками отмечены слабые, по условиям закрепления стержня, резонансы), треугольники — резонансам, при которых две высокочастотные компоненты сигнала совпадают с собственными частотами стержня, т. е. частота модуляции $\Omega^* = \Delta\omega$. Резонансы обозначены индексом $n / \pm i(s)$, смысл которого ясен из того, что при ω_n и Ω_s — собственных частотах — двойные резонансы возможны в точках с координатами $\omega = \omega_n \pm i\Omega_s$ и $i\Omega_s$, где $i = 1/2$, 1 или 0. При генерации частоты ω_6 во взаимодействии принимают участие лишь боковые частоты ω_2 и ω_3, поэтому на резонансах типа $n / \pm 1/2(s)$ имеются для каждого ω_n только дублеты; на резонансах типа $n / \pm 1(s)$ и $n / 0(s)$ триплеты. Двумерный спектр на фиг. 2 относится к резонансам типа $n / \pm i(1)$, где $i = 1{,}0$; $\omega_n / 2\pi = 3{,}01258$ *Мгц* в области спектра, близкого к эквидистантному.

Особенности детектирования исследовались при частотах несущей $\omega / 2\pi = 0{,}4 \div 3{,}5$ *Мгц*. В качестве примера данные детектирования $A_{\Omega_1} = \varphi(\omega)$ при $\Omega_1 / 2\pi = 12842{,}5$ *гц* для узкого диапазона частот приведены на фиг. 1, *б*. На фиг. 1, *в* по-

казаны дублеты, детектируемые, если частота модуляции равна половине Ω_1. Реальный спектр, как уже отмечалось выше, не строго эквидистантен, что привело к появлению дополнительных спектральных линий при детектировании: наряду с триплетами на фиг. 1, *б* наблюдались группы линий с двумя, четырьмя и пятью линиями.

Наблюдался также слабый эффект детектирования при $\Omega^* = \Delta\omega$. Хотя в этом случае две из трех высокочастотных компонент сигнала ω_1, ω_2, ω_3 совпадают с собственными частотами стержня, эффективность детектирования значительно снижается, так как детектируемая частота не является собственной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. К. Зарембо, В. А. Красильников, В. Н. Случ, О. Ю. Сухаревская. О некоторых явлениях при вынужденных нелинейных колебаниях акустических резонаторов. Акуст. ж., 1966, **12**, 4, 486—487.
2. О. Ю. Сухаревская. Нелинейная трансформация акустических поперечных волн в продольные при акустическом детектировании. Вестн. Моск. гос. ун-та. Физ. астрон., 1967, 2, 96—97.
3. Л. К. Зарембо, О. Ю. Сердобольская. О вынужденных стоячих волнах конечной амплитуды в твердых телах. Вестн. Моск. гос. ун-та. Физ. астрон., 1970, 1, 62—67.
4. С. С. Секоян, Е. К. Субботина. О нахождении модуля Юнга стали из результатов измерений резонансных частот продольных колебаний массивных цилиндров. В сб.: Применение ультраакустики к исследованию вещества, 1972, вып. 26.
5. R. E. Booker, T. H. Sagar. Velosity dispersion of lowest — order longitudinal mode in finite rods of circular cross section. J. Acoust. Soc. America, 1971, **49**, 5, pt. 2, 1491—1498.

Всесоюзный научно-исследовательский институт физикотехнических и радиотехнических измерений

Поступила 20 июля 1972 г.

УДК 534.8.081.7

ПРИМЕНЕНИЕ ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВОГО ВИБРАТОРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛИМЕРОВ В ЗВУКОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

Ю. В. Зеленев, П. В. Мелентьев, Л. М. Электрова

Ранее в работе [1] был описан резонансный метод измерения комплексного модуля сдвига на совершающих крутильные колебания стержнях со свободными концами.

Рассмотрим теперь крутильные колебания стержня, на один конец которого насажен диск с большим моментом инерции, а другой нагружен образцом из вязкоупругого материала. Эквивалентная схема такой механической системы представлена на фиг. 1, где $z_н$ — механическое сопротивление образца из вязкоупругого материала, $z_0 = i\omega\rho_1 I_1$ — механическое сопротивление диска; ρ_1 — плотность материала диска, ω — круговая частота и I_1 — момент инерции диска. Механические сопротивления z_1 и z_2 выражаются как

$$z_1 = i\rho c I \operatorname{tg}\frac{kl}{2}, \qquad z_2 = -\frac{i\rho c I}{\sin kl}, \tag{1}$$

где ρ, l, I — плотность, длина и момент инерции стержня, $k = \omega / c$, c — скорость распространения крутильных колебаний в стержне, $\dot{\theta}_{1,2} = i\omega\theta_{1,2}$ — амплитуда угловых колебательных скоростей сечений стержня при $x = 0$ и $x = l$ соответственно (фиг. 2), $\theta_{1,2}$ — углы поворота поперечного сечения стержня. Входное механическое сопротивление системы будет

$$z_{вх} = z_н + z_1 + \frac{(z_1 + z_0) z_2}{z_1 + z_2 + z_0}. \tag{2}$$

При отсутствии нагрузки ($z_н = 0$), учитывая, что $z_1 + z_2 / z_0 \ll 1$, и используя формулу (1), выражение (2) можно привести к виду:

$$z_{вх} = -i\rho c I \operatorname{ctg} kl - i\rho c I \frac{\alpha}{\sin^2 kl}, \tag{3}$$

где $\alpha = \rho c I / \rho$; ωI_1. Рассмотрим колебания системы вблизи резонанса ($z_{вх} = 0$); тогда из формулы (3) следует:

$$\operatorname{ctg} kl + \frac{\alpha}{\sin^2 kl} = 0. \tag{4}$$