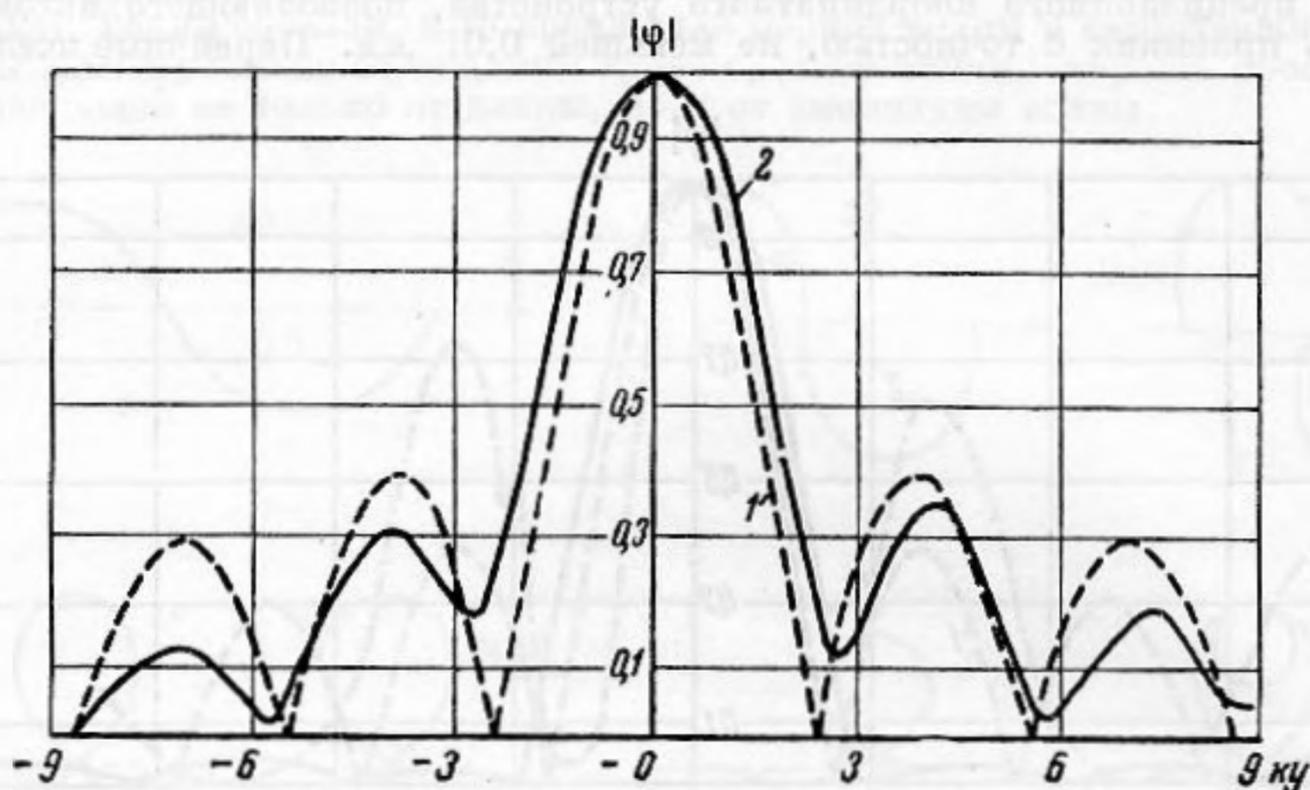


туд колебаний поверхности излучателя. Было установлено, что амплитуда колебаний распределена по поверхности излучателя неравномерно; эта неравномерность явно периодична. На фиг. 3 дан пример распределения амплитуд при работе излучателя в воздухе: жидкий краситель, покрывающий равномерно тонким слоем поверхность излучателя, при колебаниях последнего собирается в максимумах смещений. Такая же картина получена фотодиффузионным методом при работе излучателя в жидкости. Все это очень напоминает искажения поля плоского излучателя [3], обусловленные, в основном, продольными стоячими волнами в материале излучателя конечных размеров. Неоднородное периодическое распределение амплитуд эквивалентно наличию



Фиг. 4

на поверхности излучателя двух волн, бегущих навстречу друг другу и дающих излучение под углами к нормали к колеблющейся поверхности; это излучение искажает поле и понижает коэффициент усиления преобразователя.

Для уменьшения искажений поля можно выбрать такую частоту возбуждения преобразователя, чтобы колебание, создающее паразитное излучение, имело минимальную амплитуду. На фиг. 4 кривая 2 дает распределение потенциала в фокальной области полуцилиндрического излучателя с резонансной частотой 830 кГц при работе на частоте 764 кГц. Это распределение достаточно хорошо совпадает с теоретическим (кривая 1). Измеренный коэффициент усиления (9,4) отличается только на 4% от теоретического (9,8). Однако метод исправления поля путем работы преобразователя на нерезонансной частоте применим только в том случае, когда не нужно больших интенсивностей. Для устранения косых пучков при работе излучателя на резонансной частоте мы применили полуволновый фильтр, изготовленный из дюраля и расположенный коаксиально перед излучающей поверхностью. Пример распределения поля при наличии фильтра показан на фиг. 1 (кривая 3); видно, что после введения фильтра значительно понизились вторичные максимумы, что вызвало резкое возрастание коэффициента усиления, который даже несколько превысил расчетное значение (на 23%).

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Н. Каневский, Л. Д. Розенберг. Расчет звукового поля в фокальной области цилиндрической фокусирующей системы. Акуст. ж., 1957, 3, 1, 46—61.
2. Е. В. Романенко. Миниатюрные пьезоэлектрические приемники ультразвука. Акуст. ж., 1957, 3, 4, 342—347.
3. И. Н. Каневский. Об анализе искажений поля плоского пьезоэлектрического излучателя. Докл. АН СССР, 1959, 129, 4, 766—768.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
3 августа 1959 г.

ОБ ИЗГИБНОЙ ВОЛНЕ «РЭЛЕЕВСКОГО» ТИПА

Ю. Б. Коненков

Рассмотрим тонкую полубесконечную пластину, совершающую изгибные колебания. Вдоль края такой пластины может распространяться изгибная волна, обладающая свойствами, аналогичными свойствам рэлеевской волны [1] в полубесконечном пространстве.

Фаза волны меняется вдоль края пластины, величина же смещения экспоненциально убывает при удалении от границы. Таким образом, энергия волны оказывается

сосредоточенной в узкой полосе вблизи края пластины. В дальнейшем эту волну мы будем именовать изгибной волной «рэлеевского» типа, или просто изгибной рэлеевской волной.

Пусть нижняя поверхность пластины совпадает с координатной плоскостью $z = 0$, а свободный край расположен вдоль прямой $x = 0$ (см. фигуру).

Прямой подстановкой можно убедиться, что функция

$$U(x, y) = e^{i\lambda y} (e^{\alpha x} + a e^{\beta x}) \quad (1)$$

является решением дифференциального уравнения динамического изгиба пластины [2]

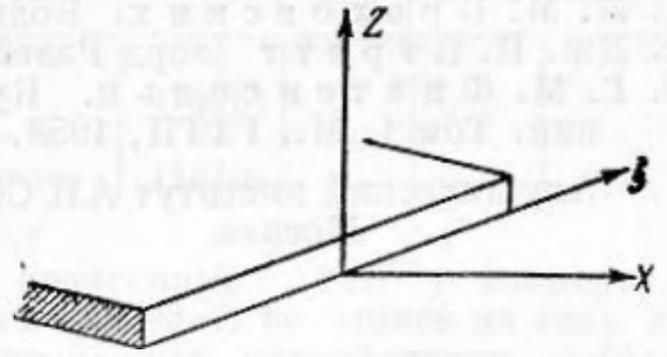
$$\nabla^2 \nabla^2 U - k^4 U = 0, \quad (2)$$

если положить

$$\alpha = \sqrt{\lambda^2 + k^2}, \quad \beta = \sqrt{\lambda^2 - k^2}, \quad (3)$$

где $U(x, y)$ — смещения элементов пластины из

положения равновесия, $k = \sqrt[4]{\frac{12\rho(1-\sigma^2)}{Eh^2}} \omega$ —



волновое число изгибных колебаний, E — модуль Юнга, σ — коэффициент Пуассона, ρ — плотность материала пластины, ω — круговая частота возбуждения, h — толщина пластины.

Выражение (1) должно удовлетворять граничным условиям, соответствующим отсутствию при $x = 0$ перерезывающей силы и изгибающего момента

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \sigma \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} &= 0 \\ \frac{\partial^3 U}{\partial x^3} + (2 - \sigma) \frac{\partial^3 U}{\partial x \partial y^2} &= 0 \end{aligned} \right\} x = 0. \quad (4)$$

Подставляя (1) в (4) и учитывая (3), мы получаем

$$[(\lambda^2 + k^2) + a(\lambda^2 - k^2)] - \sigma[1 + a]\lambda^2 = 0.$$

$$[(\lambda^2 + k^2)^{1/2} + a(\lambda^2 - k^2)^{1/2}] - (2 - \sigma)[(\lambda^2 + k^2)^{1/2} + a(\lambda^2 - k^2)^{1/2}]\lambda^2 = 0.$$

Исключая a , мы находим уравнение для волнового числа изгибной рэлеевской волны

$$\frac{[\lambda^2(1 - \sigma) - k^2]^2 (\lambda^2 + k^2)^{1/2}}{[\lambda^2(1 - \sigma) + k^2]^2 (\lambda^2 - k^2)^{1/2}} = 1. \quad (5)$$

Поскольку левая часть этого уравнения как функция от λ при изменении λ на сегменте $(k, k/\sqrt{1 - \sigma})$ меняется от бесконечности до нуля, то по второй теореме Коши [3] должно существовать такое λ_0 ,

$$k < \lambda_0 < \frac{k}{\sqrt{1 - \sigma}}, \quad (6)$$

при котором эта функция примет значение, равное единице. При этом λ уравнение (5) удовлетворится.

Т а б л и ц а

Вещество	σ	Отношение C_p/C	Вещество	σ	Отношение C_p/C
Резина	0,5	0,9891	Алюминий	0,37	0,9949
Свинец	0,45	0,9935	Латунь	0,32	0,9987

Из (6) следует, что изгибная рэлеевская волна обладает наименьшей скоростью распространения по сравнению с остальными видами волн в тонкой пластине. Отличие скорости рэлеевских волн от скорости изгибных волн больше в пластинах из материалов с большим коэффициентом Пуассона.

Решением уравнения (5) является выражение:

$$\lambda = \frac{k}{\sqrt[4]{(1-\sigma) \left[3\sigma - 1 + \sqrt{(3\sigma - 1)^2 + (1-\sigma)(3+\sigma)} \right]}}$$

Полученное отсюда отношение скоростей изгибных рэлеевских волн C_p и обычных изгибных волн C в пластинах из разных веществ приведено в таблице.

Выражаю благодарность М. А. Исаковичу и Л. М. Бреховских за ряд полезных критических замечаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Бреховских. Волны в слоистых средах. М., Изд-во АН СССР, 1957.
2. Дж. В. Стретт (лорд Рэлей). Теория звука. Том 1, М., ГТТИ, 1955.
3. Г. М. Фихтенгольц. Курс дифференциального и интегрального исчисления. Том 1. М., ГТТИ, 1958.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
23 октября 1959 г.

ВОДОРОДНАЯ СВЯЗЬ И СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКА В ЖИДКОСТЯХ

А. Е. Луцкий, А. Н. Панова

Влияние комплексов, образующихся за счет водородных связей между молекулами, на скорость распространения звука (c) в жидкостях продолжает оставаться недостаточно изученным [1—4]. В случае фенолов влияние такого рода ассоциации молекул может быть обнаружено сравнением поведения изомерных замещенных фенола с прочной внутримолекулярной водородной связью у ортоизомера. В табл. 1 приведены результаты измерения значения c в расплавах орто-, мета- и пара-нитрофенолов и для сравнения орто-, мета- и пара-нитроанизолов (для последних измерения проведены лишь при одной температуре). Измерения производились на ультразвуковом дефектоскопе УЗД-7Н; температура поддерживалась с точностью $\pm 0,2^\circ$.

Таблица 1

Скорость распространения звука c (м/сек) изомерных нитрофенолов и нитроанизолов

Температура (°C)	Нитрофенолы			Нитроанизолы		
	о—	м—	п—	о—	м—	п—
90,5	—	—	—	1443	1442	1480
100,0	1399	1594	—	—	—	—
110,0	1367	1577	—	—	—	—
115,0	1348	1563	1638	—	—	—
125,0	1312	1538	1606	—	—	—
135,0	1272	1512	1575	—	—	—
140,0	1253	1502	1559	—	—	—

Приведенные в таблице значения c являются средними из многократных определений. Поскольку точность отдельного измерения невысока (± 11 м/сек), последующие расчеты приводятся нами лишь для оценки качественных, а не строго количественных соотношений.

В табл. 2 даны рассчитанные значения волнового сопротивления — ρc (ρ — плотность вещества), коэффициента адиабатической сжимаемости — $\beta_{ад}$, «постоянной» РАО ($c^{1/2}v$) и (для нитрофенолов) термического коэффициента $\Delta c/\Delta t$ в интервале 115—140°C. При расчетах использованы данные для плотности, приведенные в [5—6].

У нормальных (неассоциированных) дизамещенных бензола (толуидинов, хлортолуолов, нитротолуолов, дихлорбензолов, ксилолов и других) [1] изомерия по положению почти не вызывает различия в значениях c , ρc и $\beta_{ад}$. Это подтверждается и полученными данными для нитроанизолов. Иное имеет место у нитрофенолов, у которых значения c и ρc заметно изменяются в ряду о— < м— < п—, а значение $\beta_{ад}$, наоборот, в ряду о— > м— > п—. При этом значения $c_{о-}/c_{п-}$ и $(\rho c)_{о-}/(\rho c)_{п-}$ при одинаковой температуре оказываются равными 0,8, $(\beta_{ад})_{о-}/(\beta_{ад})_{п-}$ (при 125°C) 1,55, а $(c^{1/2}v)_{о-}/(c^{1/2}v)_{п-}$ 0,97—0,99, т. е. почти одинаково у изомеров.