

при амплитудно-частотных искажениях разборчивость слогов после обучения достигает почти таких же значений, как и при приеме неискаженных слогов, и для этого достаточна небольшая тренировка к приему с такими искажениями. Совершенно необученные слушатели (четвертая группа) даже после многократного прослушивания искаженных слогов повышают количество правильно принятых слогов незначительно, и величина разборчивости слогов получается для них меньше, чем это следует при расчете разборчивости речи. Применение вводной фразы для тренировки почти не изменяет данных по сравнению с предыдущими данными, поэтому разборчивость слогов для третьей группы получилась почти такая же, как и для четвертой. Разборчивость слогов для артикулянтов (вторая группа) получилась гораздо выше, чем для необученных слушателей. Это объясняется тем, что артикулянты узнавали свои ошибки при проверке записей. Полученные для этой группы результаты согласуются с теорией разборчивости речи, что вполне понятно, так как в основу расчетных соотношений для артикуляционного метода положена такая проверка таблиц.

Таким образом, хотя восприятие звуков речи происходит по формантным картинкам, но при соответствующем обучении слушателей возможен прием речи с получением высокой разборчивости даже при значительных искажениях. Подобный метод равносильен обучению человека приему иностранной речи с переводом ее на свой язык.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фланаган Дж. Л. Анализ, синтез и восприятие речи. Пер. с англ. под ред. А. А. Пирогова. М., «Связь», 1968.
2. Вокодерная телефония, под ред. А. А. Пирогова. М., «Связь», 1974.
3. Сапожков М. А. Заметность амплитудно-частотных искажений речи. Электросвязь, 1974, 6, 23—25.

Московский электротехнический институт связи

Поступила
2 июня 1978 г.

УДК 534.26

О ВЛИЯНИИ СДВИГА, ИНЕРЦИИ ВРАЩЕНИЯ И ПРОДОЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ НА ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА ПЛАСТИНОЙ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЕЕ СОСРЕДОТОЧЕННОЙ СИЛОЙ

Ю. Д. Сергеев

В опубликованных к настоящему времени работах, посвященных исследованию излучения звука неограниченными упругими пластинами, их поперечные колебания описываются, как правило, классическим уравнением изгибных волн. Однако на частотах, близких к резонансу совпадения, точность этого уравнения недостаточна [1]. Кроме того, и продольные волны в пластине [2] могут оказать определенное влияние на излучение ею звука. Поэтому была рассмотрена задача об излучении звука возбуждаемой сосредоточенной поперечной гармонической силой упругой неограниченной пластиной в более точной постановке с использованием известных из работ [3, 4] уравнений изгибных и продольных колебаний. Пусть пластина одной стороной граничит с жидким полупространством. Соответствующая система уравнений имеет вид

$$(1) \quad \left(\Delta + \frac{\rho_{\text{п}} \omega^2}{\sigma_{\text{м}}} \right) \left(\mathcal{D} \Delta + \frac{\rho_{\text{п}} h^3}{12} \omega^2 \right) w - \omega^2 \rho_{\text{п}} h w = \\ = \left(1 - \frac{\mathcal{D}}{\mu \sigma h} \Delta - \frac{\rho_{\text{п}} h^2 \omega^2}{12 \sigma_{\text{м}}} \right) (F_0 \delta(x) - p|_{z=0}),$$

$$(2) \quad c_1 \Delta v + \omega^2 v = \frac{h}{4E_1} [(1 - \sigma_1^2) \omega^2 - c_1^2 \Delta] (F_0 \delta(x) + p|_{z=0}),$$

$$(3) \quad j\omega(w - v) = \zeta|_{z=0},$$

где p , ζ — звуковое давление и колебательная скорость в среде, w , v — компоненты поперечного смещения пластины при изгибных и продольных колебаниях; \mathcal{D} , μ , $\rho_{\text{п}}$, ν , h , c_1 — изгибная жесткость, модуль сдвига, плотность, коэффициент Пуассона,

толщина и скорость продольных волн в пластине; Δ — оператор Лапласа, $\delta(x)$ — дельта-функция,

$$E_1 = E/(1-\nu^2), \quad \sigma_1 = \nu/(1-\nu), \quad c_1 = \sqrt{E_1/\rho_{пл}},$$

σ — коэффициент, зависящий от ν (см. работу [3]). К системе (1) — (3) необходимо добавить уравнение Гельмгольца, описывающее звуковое поле в граничащей с пластиной среде, характеризуемой плотностью ρ и скоростью распространения волн сжатия c . Поскольку решение этой задачи при использовании метода интегрального преобразования Фурье аналогично достаточно подробно изложенному в известных работах, мы приведем только конечные результаты. Мощность потока излученной энергии волн определяется выражением

$$(4) \quad N = \frac{F_0^2}{\rho c} \frac{k}{2\pi} \int_0^1 \frac{(1+q_x)^2 \sqrt{1-x^2} dx}{(1-q_x)^2 + a^2 \beta_x^2 (1-x)^2},$$

где

$$(5) \quad \beta_x = 1 - \frac{\frac{(kh)^2}{12} \left[1 - \left(\frac{c_1}{c} x \right)^2 \right] x^2}{\frac{(kh)^2}{12} \frac{c^2}{c_{рэл}^2} \left[1 - \left(\frac{c_1}{c} x \right)^2 \right] - 1},$$

$$(6) \quad q_x = \left(\frac{kh}{2} \right)^2 \left(\frac{c}{c_1} \right)^2 \frac{1 - \sigma_1 - \left(\frac{c_1}{c} \right)^2}{1 - \left(\frac{c_1}{c} x \right)^2} \beta_x, \quad a = kht,$$

$$c_{рэл} = \sqrt{E\sigma/\rho_{пл}(1+\nu)2}, \quad c_1 = \sqrt{E/\rho_{пл}(1-\nu^2)}, \quad t = \rho_{пл}/\rho,$$

k — волновое число в граничащей с пластиной среде.

Величина q_x определяет вклад продольных колебаний пластины в излучение звука. При $kh \ll 1$, $q_x \approx 0$ продольные волны не влияют на излучение. Коэффициент β_x описывает спектральное изменение удельного механического сопротивления пластины по отношению к изгибным колебаниям. Если пренебречь сдвигом и инерцией вращения, то

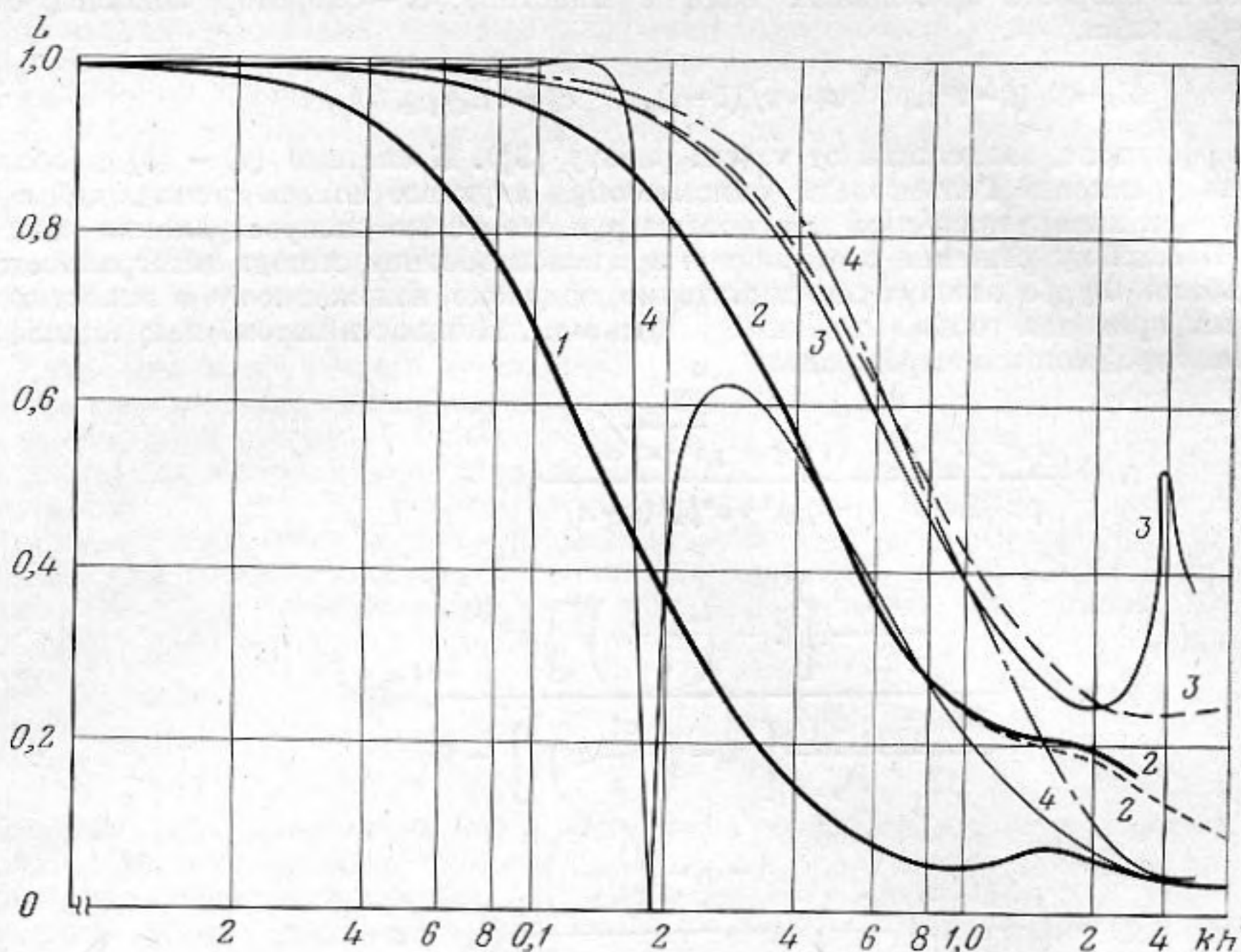
$$\beta_x = 1 - \frac{(kh)^2}{12} \left(\frac{c_1}{c} \right)^2 x^4.$$

При подстановке этой величины в формулу (4) получим выражение, совпадающее с аналогичным выражением, известным, например, из работы [5] при нулевых потерях в материале пластины. При $q_x = 0$ и малых kh интеграл в формуле (4) может быть вычислен; он равен $\pi/4$. В этом случае мощность потока не зависит от параметров материала пластины. Если пронормировать выражение (4) этим низкочастотным значением мощности, то получим

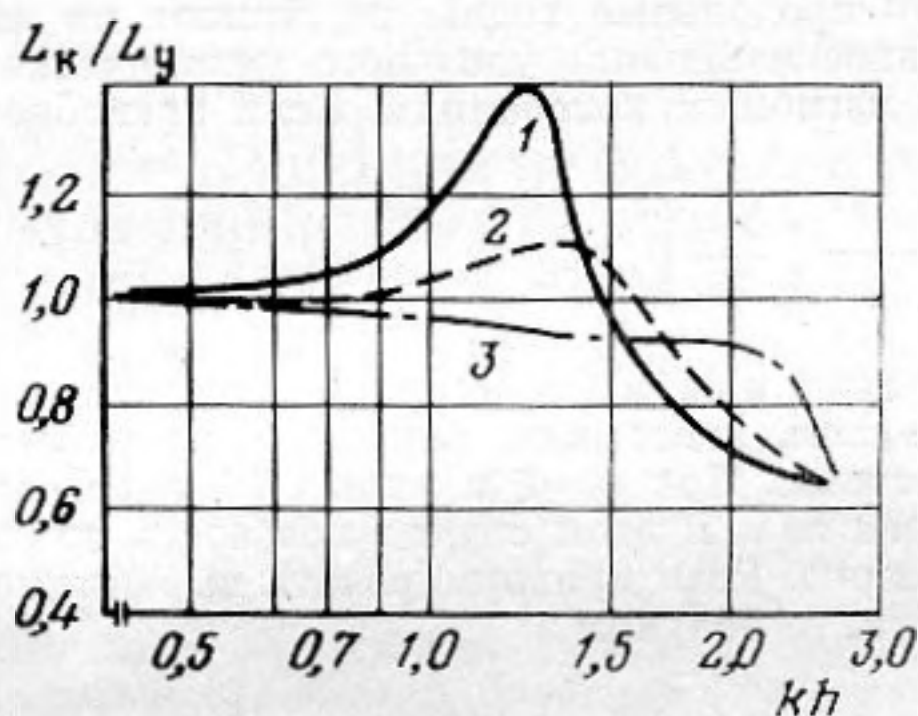
$$(7) \quad L = \frac{N}{N_{нч}} = \frac{4}{\pi} \int_0^1 \frac{(1+q_x)^2 \sqrt{1-x^2} dx}{(1-q_x)^2 + a^2 \beta_x^2 (1-x)^2}.$$

В соответствии с этим $N = \frac{F_0^2}{\rho c} \frac{k}{8} L$.

На фиг. 1 представлены результаты вычисления по формуле (7) для пластин из разных материалов в зависимости от волновой толщины. Расчет выполнялся с учетом и без учета продольных волн (соответственно штриховые и сплошные кривые). Параметры материалов задавались коэффициентами $r = c_1/c$, $\alpha = c/c_{рэл}$. Параметры среды определялись следующими величинами: $\rho = 1000 \text{ кг/м}^3$, $c = 1500 \text{ м/сек}$. Вклад продольных волн для пластин из наиболее жесткого из рассмотренных материалов настолько мал, что штриховая и сплошная кривые 1 практически совпали. Эти данные согласуются с результатами качественной оценки в работе [6]. При уменьшении жесткости и плотности материала пластины вклад продольных колебаний в излучение возрастает, что видно из сопоставления кривых 1, 2 и 3 на фиг. 1. Влияние продольных колебаний пластины на излучение ею звука оказывается наиболее существенным в том случае, когда скорость продольных волн в пластине меньше скорости волн сжатия в среде, что видно из сравнения сплошной и штриховой кри-



Фиг. 1. Характеристика излучения звука неограниченной пластиной в зависимости от ее волновой толщины: 1 - $\sigma_1=0,389$; $r=3,516$, $\alpha=0,514$, $t=7,8$; 2 - $\sigma_1=0,47$, $r=3,583$, $\alpha=0,516$, $t=2,7$; 3 - $\sigma_1=0,333$, $r=2,076$, $\alpha=0,858$, $t=1,6$; 4 - $\sigma_1=0,989$, $r=0,1$, $\alpha=18,9$, $t=1,2$; штриховые кривые - с учетом продольных волн, сплошные кривые - без учета продольных волн



Фиг. 2. Относительное изменение излучения звука пластиной при учете сдвига и инерции вращения в зависимости от ее волновой толщины: L_k - классическое уравнение изгибных волн, L_y - уточненное уравнение изгибных волн

вых 4 на фиг. 1. Сплошная кривая построена по данным расчета без учета продольных колебаний в пластине. При некотором kh величина L достигает в максимуме 1, а затем резко уменьшается до 0 из-за обращения в 0 знаменателя в выражении (5). Это условие с учетом $(c_1/c)^2 \ll 1$ может быть записано в виде $(kh)^2/12 \cdot \alpha^2 - 1 \approx 0$. Поскольку знаменатель определяет вклад сдвиговых деформаций в изгибных колебаниях, то при указанном условии сдвиговая составляющая в изгибных колебаниях оказывается преобладающей, и в связи с этим излучение звука пластиной уменьшается. В данном случае вся энергия возбуждения пластины, по-видимому, переходит в энергию поверхностной волны типа волн Рэлея. С учетом продольных колебаний, как это видно из графиков на фиг. 1, отмеченные особенности кривой L исчезают.

На фиг. 2 сопоставлены результаты расчета L с учетом и без учета сдвига и инерции вращения в пренебрежении продольными колебаниями пластины для жест-

ких материалов. Как можно видеть, более точная теория изгибных волн смещает максимум излучения звука пластиной вблизи резонанса совпадения в сторону более высоких kh .

Автор выражает благодарность М. Н. Михайлюк за помощь в выполнении расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Feit D.* Pressure Radiated by a Point — Excited Elastic Plate. *J. Acoust. Soc. America*, 1966, 40, 6, 1489—1494.
2. *Евсеев В. Н., Иванов В. С., Кирпичников В. Ю.* Излучение звука бесконечной тонкой пластиной, возбуждаемой продольной силой. *Акуст. ж.*, 1977, 23, 5, 731—737.
3. *Mindlin R. D.* Influence of Rotary Inertia and Shear on Flexural Motions of Isotropic Elastic Plates, *J. Appl. Mech.* March, 1951, 1, 18, 31.
4. *Лямшев Л. М.* Отражение звука тонкими пластинками и оболочками в жидкости. М., Изд-во АН СССР, 1955.
5. *Борисов Л. П., Тартаковский Б. Д.* Излучение звука бесконечной задемпфированной пластинкой. Сб.: Борьба с шумами и вибрациями. М., Стройиздат, 1966, 44—50.
6. *Гутин Л. Я.* Звуковое излучение бесконечной пластинки, возбуждаемой нормальной к ней сосредоточенной силой. *Акуст. ж.*, 1964, 10, 4, 431—434.

Поступила
16 мая 1978 г.
После исправления
4 октября 1978 г.