при разных импеданцах экрана. В случае $g=10$ и $\gamma<0{,}5$ импеданц излучения изменяется несущественно при значительных изменениях угла α, при $\gamma>0{,}5$ с увеличением податливости экрана растет реактивная составляющая импеданца излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *М. Д. Смарышев.* Направленность гидроакустических антенн. Л., «Судостроение», 1973.
2. *V. Mangulis.* Nearfield pressure for an infinite array of strips. Trans. IREE. Son. ultrason. 1966, SU-13, 2, 49–53.
3. *Ю. Ю. Добровольский.* Акустическое поле бесконечной решетки пульсирующих колец на импеданцном цилиндре. Акуст. ж., 1974, *20*, 6, 838–842.

Поступила
11 июля 1975 г.
После исправления
19 мая 1976 г.

УДК 534.232

ОБ УВЕЛИЧЕНИИ ОДНОРОДНОСТИ ПОЛЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

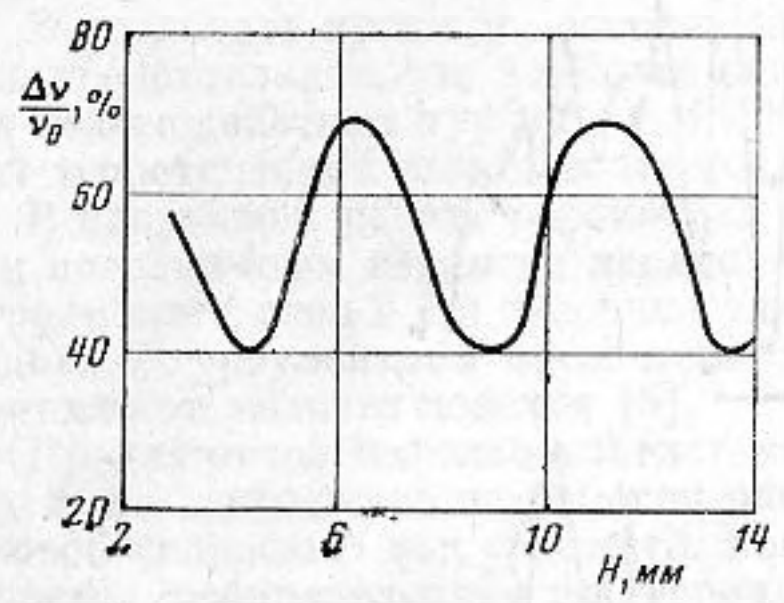
И. Н. Каневский, М. М. Нисневич, С. Н. Озерецкий

При работе плоских пьезоэлектрических излучателей наблюдается неоднородное распределение амплитуды по поверхности излучателя, приводящее к излучению косых пучков [1]. Нами исследована возможность ослабления с помощью механического демпфирования паразитных колебаний пьезоэлектрических излучателей в частном случае, когда излучатель имеет вид круглой пластины с радиусом $a=5$ *мм*.

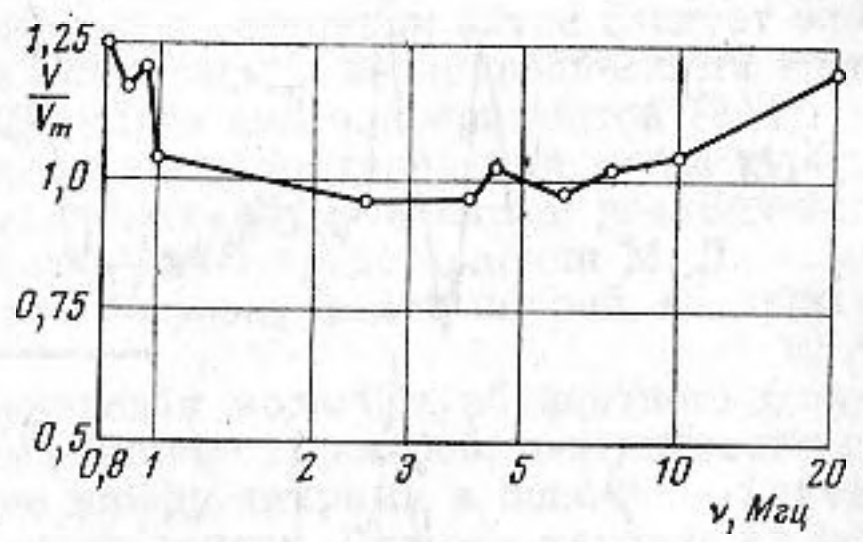
Пластины из пьезокерамики ЦТС-19 демпфировались путем нанесения на заднюю поверхность слоя токопроводящей самотвердеющей галлиевой пасты [2] с волновым сопротивлением $\rho c_д=20\cdot10^6$ *кг/м²сек* и коэффициентом затухания $\alpha\approx5\cdot10^{-2}$ *дб/м* на частоте 1 *Мгц*. Демпфер обладает хорошей адгезией к посеребренной поверхности пьезопластины, что обеспечивает надежный акустический контакт пластины с демпфером без применения дополнительных склеек. На фиг. 1 приведен график зависимости относительной ширины полосы пропускания преобразователя $\Delta\nu/\nu_0$ от толщины демпфера H. Эта зависимость имеет осциллирующий характер, причем существуют значения $H=H_{min}$, при которых полоса пропускания преобразователя становится минимальной. Это наблюдается, когда толщина демпфера равна целому числу полуволн в его материале на основной частоте радиальных колебаний пьезоэлемента ν_{R1}. Эта частота определяется уравнением [3]

$$2(1-\sigma)J_0(\omega a/c_п)=\Lambda_1(\omega a/c_п),$$

где $J_0(x)$ — функция Бесселя нулевого порядка, $\Lambda_1(x)$ – ламбда-функция первого порядка, $\sigma\approx0{,}27$ — коэффициент Пуассона и $c_п$ – скорость звука в пьезокерамике, $\omega=2\pi\nu_R$, а ν_R – частота радиальных колебаний пластины. Если γ_1 – первый корень уравнения, то неблагоприятные толщины $H_{min}^{(n)}=n(c_д/c_п)\nu_1/\pi a$ при $n=1, 2, 3, \ldots$, а оптимальные толщины, при которых полоса пропускания максимальна, равны $H_{opt}^{(n)}=(2n-1)(c_д/c_п)\gamma_1/2\pi a$.

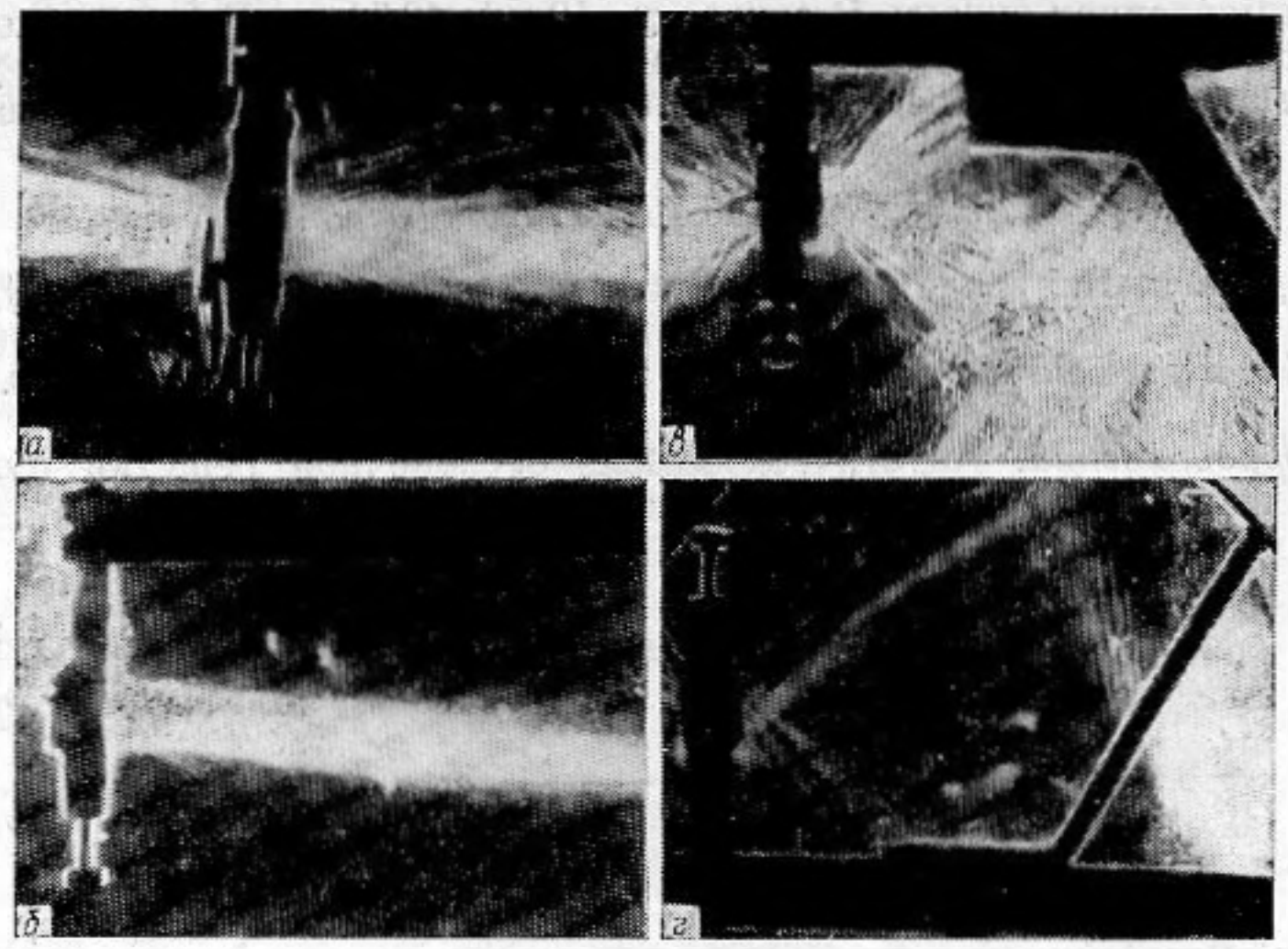


Фиг. 1. Зависимость полосы пропускания преобразователя от толщины демпфера

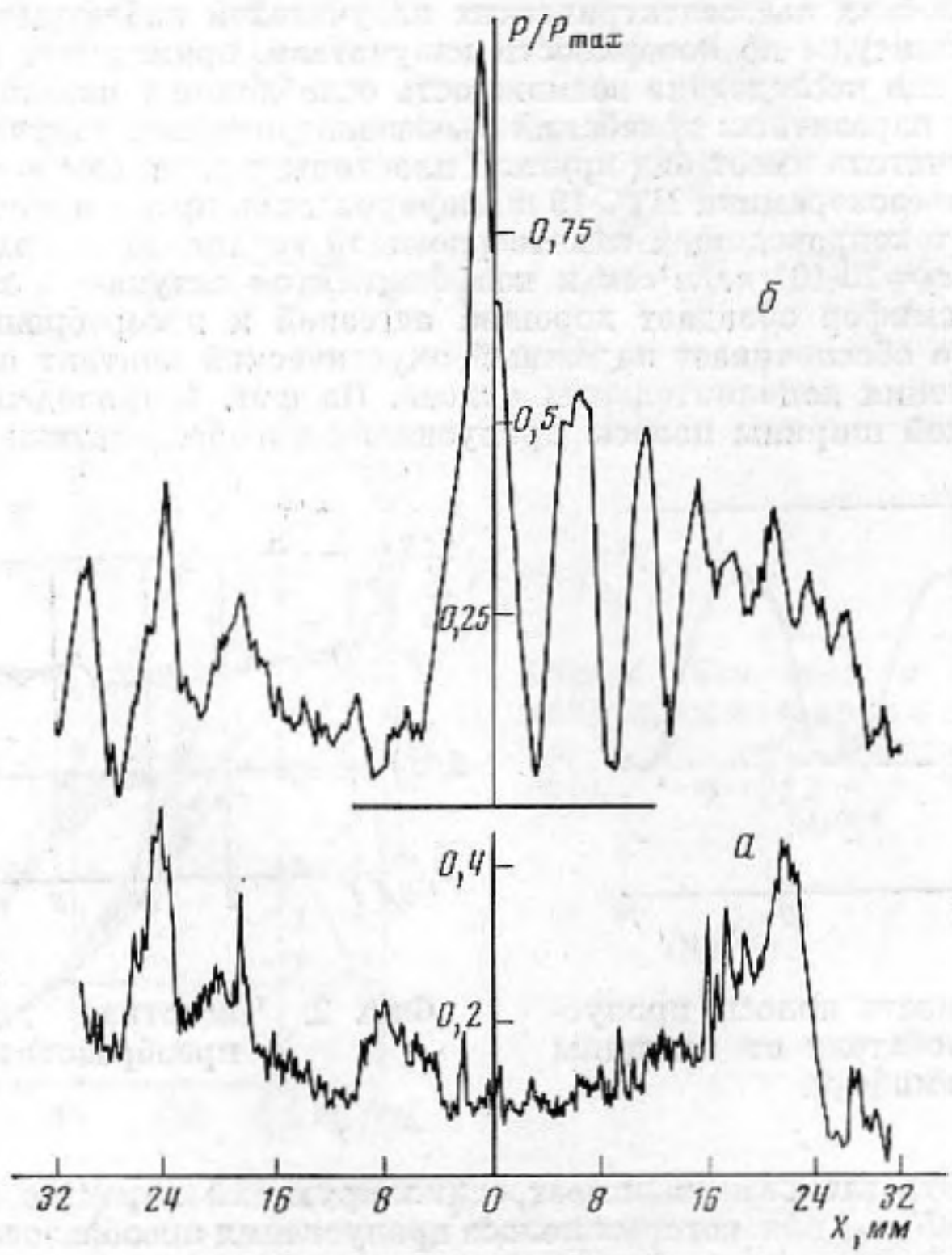


Фиг. 2. Частотная характеристика преобразователя

На фиг. 2 приведена частотная характеристика преобразователя в диапазоне частот от 0,8 до 20 *Мгц*. Как видно, в этом диапазоне относительное изменение ампли-



Фиг. 3. Фотографии прямого луча (*а*, *б*) и косых пучков (*в*, *г*) недемпфированного (*а*, *в*) и демпфированного (*б*, *г*) излучателей



Фиг. 4. Распределение звукового давления в косых пучках недемпфированного (*а*) и демпфированного (*б*) излучателей

туды напряжения на преобразователе V/V_m не превосходит 25%, а в диапазоне от 1 до 10 *Мгц* — 5%.

Для исследования степени подавления косых пучков поле излучателя фотографировалось теневым методом и определялось отношение интенсивностей косого и прямого пучков демпфированной и недемпфированной пьезопластин. Прямой луч фотографировался, когда ось излучателя была параллельна кромке ножа теневой установки, а косые лучи – когда ось излучателя была параллельна к кромке ножа. На

фотографиях фиг. 3 показаны прямые лучи недемпфированного *а* и демпфированного *б* излучателей, причем время экспонирования второго кадра вдвое больше времени экспонирования первого. На той же фигуре показаны поля косых лучей недемпфированного *в* и демпфированного *г* излучателей, а на фиг. 4 – графики распределения звукового давления (плотности потемнения) в косых пучках на расстоянии 32 *мм* от излучающей поверхности, полученные путем фотометрирования негативов фотографий фиг. 3 на регистрирующем микроденситометре. Как видно из графиков, амплитуда косых пучков в центральной части при демпфировании (фиг. 4, *а*) уменьшается приблизительно в 5 раз по сравнению со случаем недемпфированного излучателя (фиг. 4, *б*). Аналогичные распределения, снятые в других сечениях, показывают, что демпфирование снижает амплитуду звукового давления до 3 раз в прямом пучке и от 2,5 до 5 раз – в косых пучках. В результате равномерность поля существенно увеличивается, что непосредственно видно из фотографий (фиг. 3, *а* и *б*).

ЛИТЕРАТУРА

1. *И. Н. Каневский.* Об анализе искажений поля плоского пьезоэлектрического излучателя. Докл. АН СССР, 1959, *129*, 4, 766–768.
2. *И. Н. Каневский, Б. А. Сахаров, В. А. Касьянов, М. М. Нисневич, С. Т. Рогова, Г. З. Обухова.* Демпфер электроакустического преобразователя. Авт. свид. № 480199. Бюл. № 29 от 5.08.75 г.
3. Ультразвуковые преобразователи. Под ред. Е. Кикучи. М., «Мир», 1972.

Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности

Поступила 19 мая 1975 г.
После исправления 24 мая 1976 г.

УДК 534.874.3

ОБ ОДНОЙ МОДЕЛИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗВУКА ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ НАД НЕОДНОРОДНОЙ ГРАНИЦЕЙ

С. Г. Касоев

В последнее время на основании ряда теоретических исследований [1, 2] сложилось представление, что наиболее сильные эффекты генерации звука следует ожидать при взаимодействии турбулентного пограничного слоя с неоднородностями границы. Этот теоретический вывод подтверждается результатами экспериментов [3, 4].

В настоящей работе рассмотрен один из механизмов генерации звука турбулентным пограничным слоем на неоднородных границах, обусловленный взаимодействием пограничного слоя с неоднородностями; использованы представления М. Д. Миллионщикова о турбулентном пограничном слое как о совокупности вихрей, катящихся по поверхности вязкого подслоя [5].

Предлагается плоская статистическая вихревая модель турбулентного пограничного слоя, состоящего из цепочек одинаковых линейных вихрей, двигающихся с одинаковой скоростью над границей. Расстояние между вихрями в цепочке — случайная величина, распределенная по экспоненциальному закону. Вихри в цепочке не взаимодействуют между собой, а взаимодействуют только с границей. Вследствие этого излучение каждого вихря носит характер импульса [6], а излучение цепочки вихрей является стационарным случайным импульсным процессом, теория которого хорошо развита в радиотехнике [7].

Распределение параметров в вихревом слое принято возможно более похожим на реальные течения: картина случайных флуктуаций скорости качественно соответствует представлению о турбулентном течении. Распределение по глубине слоя скорости сноса вихрей выбрано соответствующим реальному распределению средней скорости в турбулентном пограничном слое в виде $V=V_\infty(y/\delta)^{1/7}$, где V_∞ – скорость сноса вихрей на поверхности пограничного слоя, y – высота цепочки над границей, δ – толщина пограничного слоя. Распределение размеров вихрей по глубине качественно также соответствует представлению о структуре турбулентного пограничного слоя $r=r_0(y/\delta)^{6/7}$ — наиболее крупные вихри находятся во внешнем элементарном слое. Вихревой слой представляет собой «замороженную» вихревую структуру, которая переносится как целое над границей и излучает звук только при взаимодействии каждого своего элемента с неоднородностью границы. Выбор такой модели объясняется стремлением выделить механизм шумообразования, обусловленный взаимодействием турбулентного пограничного слоя с неоднородностями границы.

Для элементарной вихревой цепочки энергетический спектр излучения пропорционален энергетическому спектру излучения отдельного вихря, поскольку одинако-