

кул, падающих на поверхность. Остальные обозначения см. в работе [2]. Членами выше первого порядка по  $l/\lambda$  здесь и ниже мы пренебрегаем.

В результате элементарных, но громоздких выкладок, которые мы здесь не приводим, было показано, что возникающие при учете скольжения и скачка температуры поправки к величине коэффициента поглощения, найденной Константиновым, проявляются только в членах порядка выше первого.

Исключение составляет случай очень больших углов падения, где эта поправка имеет порядок  $(l/\lambda^{1/2})$  (основной член — нулевого порядка). В частности, для значения угла падения, при котором поглощение максимально, в предельных случаях, когда тело является идеальным проводником тепла, или идеальным теплоизолятором, было найдено следующее выражение:

$$\cos \theta_{\max} = \begin{cases} \sqrt{2} (\alpha_1 + \alpha_2) \left[ 1 - \alpha_3 \left( 1 - \frac{1}{2\alpha_3} \frac{\alpha_4 + \alpha_5}{\alpha_1 + \alpha_2} \right) \right], & v_T = \infty, \\ \sqrt{2} \alpha_2 (1 - \alpha_6), & v_T = 0, \end{cases}$$

а коэффициент поглощения в этом случае равен

$$\frac{D_{\max} - D_{\max, k}}{D_{\max, k}} = \begin{cases} (2 - \sqrt{2}) \alpha_3 \left( 1 - \frac{1}{2\alpha_3} \frac{\alpha_4 + \alpha_5}{\alpha_1 + \alpha_2} \right), & v_T = \infty \\ (2 - \sqrt{2}) \alpha_6 & v_T = 0 \end{cases}$$

здесь

$$\alpha_1 = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \sqrt{\frac{\omega v'}{2c_1^2}}, \quad \alpha_2 = \sqrt{\frac{\omega \eta'}{2\gamma c_1^2}}, \quad \alpha_4 = \gamma^{-3/2} a_{22} \frac{\alpha_1}{\alpha_2},$$

$$\alpha_3 = \frac{1}{2} \gamma^{-3/2} \left[ (\gamma - 1) \frac{a_{10}}{\alpha_1} + \frac{a_{22}}{\alpha_2} \right], \quad \alpha_5 = \gamma^{-3/2} (\gamma - 1) a_{10} \frac{\alpha_2}{\alpha_1},$$

$$\alpha_6 = \frac{1}{2} \gamma^{-3/2} \frac{a_{22}}{\alpha_2}; \quad D_{\max, k} = 2(\sqrt{2} - 1).$$

Величины  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_6$  имеют порядок  $(l/\lambda)^{1/2}$ ,  $\alpha_4$  и  $\alpha_5$  порядка  $l/\lambda$ .

Авторы выражают благодарность М. И. Каганову и Л. Э. Рикенглазу за обсуждение работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Р э л е й. Теория звука. т. 2, стр. 307, М. ГТТИ, 1955.
2. Б. П. Константинов. О поглощении звуковых волн при отражении от твердой границы. Ж. техн. физ., 1939, 9, 226.
3. Н. G r a d. Comm. Pure and Appl. Math., 1949, 2, 331; см. также сб. «Механика», 1952, 5, 77.

Главное управление по использованию атомной энергии при Совете Министров СССР Поступила в редакцию 25 августа 1960 г.

#### К ВОПРОСУ О РАСПРОСТРАНЕНИИ ЗВУКА В ВОЛНОВОДЕ, ИМЕЮЩЕМ ОТРОСТКИ НА СТЕНКАХ

А. Д. Ланин

В работе [1] было получено точное решение задачи о распространении звука в волноводе, имеющем на стенке отросток прямоугольного сечения («канавку»), расположенный перпендикулярно оси волновода. В настоящей работе дано обобщение этого решения на случай, когда отросток расположен под произвольным углом к оси волновода (фиг. 1)



Метод решения обобщенной задачи аналогичен методу, изложенному в работе [1], с той лишь разницей, что в рассматриваемом случае поле в отрезке следует искать в виде

$$P_1(X, Y, z) = \sum_{n, q} M_{nq} \cos(K_{nX} X) \cos[\zeta_{nq}(h_1 + Y)] \cos(K_{qz} z),$$

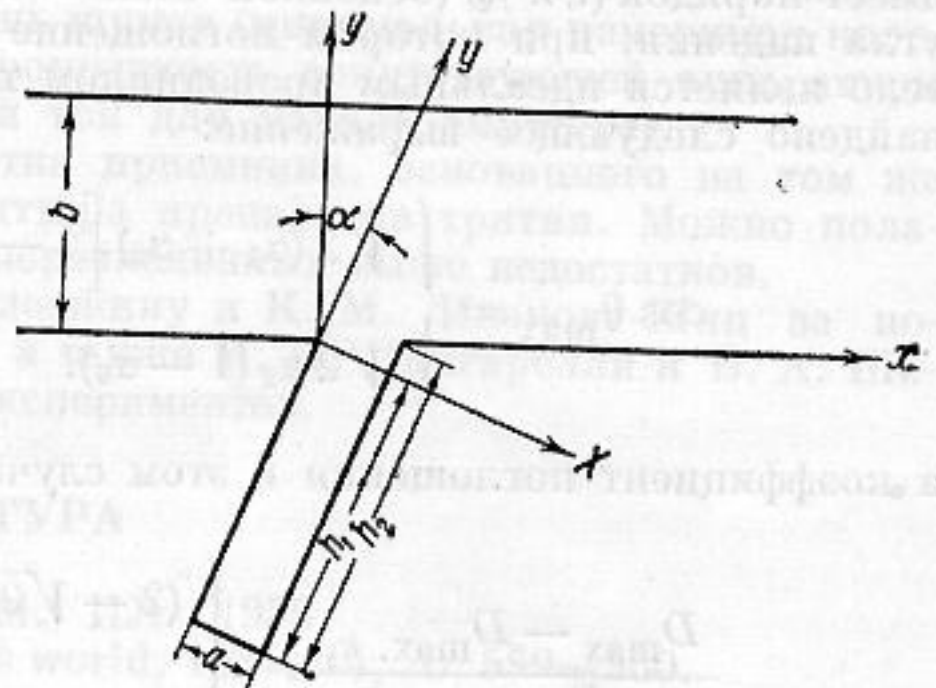
где

$$K_{nX} = n\pi/a, \quad K_{qz} = q\pi/d,$$

$$\zeta_{nq} = \sqrt{K^2 - K_{nX}^2 - K_{qz}^2}.$$

Выполняя соответствующие расчеты и используя те же обозначения, что и в работе [1], мы получим для амплитуд прошедших и отраженных нормальных волн дифрагированного поля следующие формулы:

$$A_{mq} = \sum_n F_{mnq} M_{nq}, \quad B_{mq} = -\sum_n F_{mnq}^* M_{nq}, \quad (1)$$



Фиг. 1

$$\text{где } F_{mnq} = \frac{\cos \alpha}{\theta_m b \xi_{mq} \gamma_{mnq}} \left\{ \xi_{mq} \zeta_{nq} [(K_{nX}^2 - \xi_{mq}^2) + (K_{nX}^2 + \zeta_{nq}^2) \sin^2 \alpha] \times \right. \\ \left. \times [(-1)^n e^{-i \frac{\xi_{mq} a}{\cos \alpha}} \sin(\zeta_{nq} h_2) - \sin(\zeta_{nq} h_1)] + i \sin \alpha (\xi_{mq}^2 (\zeta_{nq}^2 - K_{nX}^2) + \right. \\ \left. + (K_{nX}^2 + \zeta_{nq}^2) [(K_{nX} \cos \alpha)^2 - (\zeta_{nq} \sin \alpha)^2] [(-1)^n e^{-i \frac{\xi_{mq} a}{\cos \alpha}} \cos(\zeta_{nq} h_2) - \cos(\zeta_{nq} h_1)] \right\};$$

$$\gamma_{mnq} = \{[(K_{nX} \cos \alpha)^2 + (\zeta_{nq} \sin \alpha)^2 - \xi_{mq}^2]^2 - 4(K_{nX} \cos \alpha)^2 (\zeta_{nq} \sin \alpha)^2\};$$

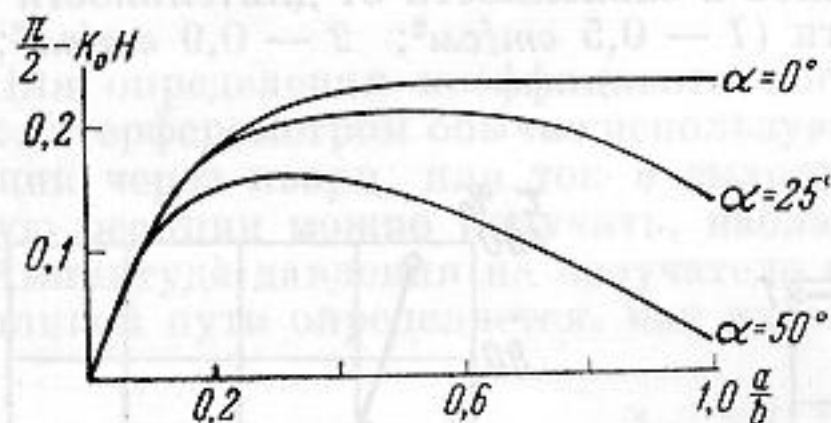
$M_{nq}$  — решения бесконечной системы алгебраических уравнений

$$\sum_n \frac{\zeta_{np} \operatorname{tg} \alpha [K_{eX}^2 + K_{nX}^2 - (\zeta_{np} \operatorname{tg} \alpha)^2] M_{np}}{\{[K_{eX}^2 + K_{nX}^2 - (\zeta_{np} \operatorname{tg} \alpha)^2]^2 - 4K_{eX}^2 K_{nX}^2\}} [(-1)^{l+n} \sin(\zeta_{np} h_2) - \sin(\zeta_{np} h_1)] + \\ + \sum_{m, n} \frac{M_{np}}{\theta_m b \gamma_{mnp}} \left\{ \cos^2 \alpha \frac{[1 + (-1)^{l+1} e^{i \frac{\xi_{mp} a}{\cos \alpha}}]}{[(K_{eX} \cos \alpha)^2 - \xi_{mp}^2]} (\sin \alpha \{ (K_{nX}^2 + \zeta_{np}^2) [(K_{nX} \cos \alpha)^2 - \right. \\ \left. - (\zeta_{np} \sin \alpha)^2] + \xi_{mp}^2 (\zeta_{np}^2 - K_{nX}^2) \} [(-1)^{l+n} \cos(\zeta_{np} h_2) - \cos(\zeta_{np} h_1)] + \right. \\ \left. + i \zeta_{np} \xi_{mp} [(K_{nX}^2 - \xi_{mp}^2) + (K_{nX}^2 + \zeta_{np}^2) \sin^2 \alpha] [(-1)^{l+n} \sin(\zeta_{np} h_2) + \sin(\zeta_{np} h_1)] \right\} + \\ + 2 \sin \alpha \frac{[(-1)^{l+n} \cos(\zeta_{np} h_2) - \cos(\zeta_{np} h_1)]}{\{[K_{eX}^2 + K_{nX}^2 - (\zeta_{np} \operatorname{tg} \alpha)^2]^2 - 4K_{eX}^2 K_{nX}^2\}} (K_{nX}^2 [(\zeta_{np}^2 - \xi_{mp}^2) + \\ + (K_{nX}^2 + \zeta_{np}^2) \cos^2 \alpha] [K_{nX}^2 - K_{eX}^2 - (\zeta_{np} \operatorname{tg} \alpha)^2] + \zeta_{np}^2 [(K_{nX}^2 - \xi_{mp}^2) + \\ + (K_{nX}^2 + \zeta_{np}^2) \sin^2 \alpha] [K_{eX}^2 + K_{nX}^2 - (\zeta_{np} \operatorname{tg} \alpha)^2]) \left. \right\} = \\ = \frac{i \xi_{rs} \delta_{s, p} \cos \alpha}{[(K_{eX} \cos \alpha)^2 - \xi_{rs}^2]} \{1 + (-1)^{l+1} e^{i \frac{\xi_{rs} a}{\cos \alpha}}\}. \quad (2)$$

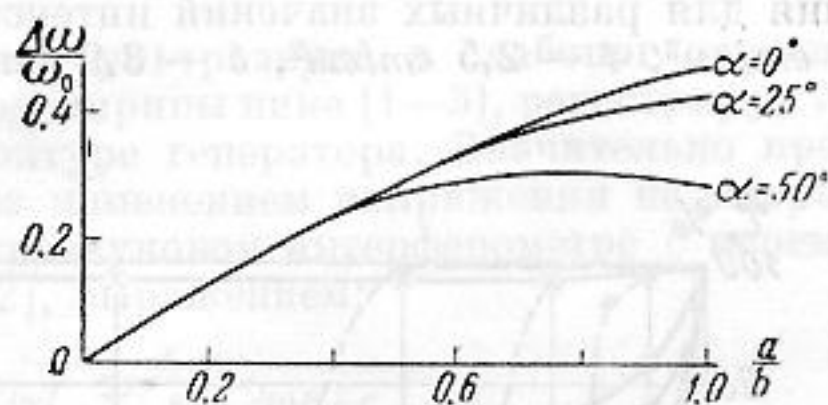


Решения системы уравнений (2) удобно искать численно редуцированным методом. Подставляя полученные значения  $M_{nq}$  в формулы (1), найдем амплитуды нормальных волн дифрагированного поля в волноводе.

Ниже приведены расчетные графики, полученные указанным способом при  $H \equiv \frac{1}{2}(h_1 + h_2) = b$  и падающей нормальной волне нулевого номера. На фиг. 2



Фиг. 2



Фиг. 3

представлены графики величины  $\pi/2 - K_0 H$  — приведенной разности четверти длины волны звука частоты  $\omega_0$ , при которой происходит полное отражение, и «длины» отростка  $H$  в функции  $a/b$  при различных значениях  $\alpha$ . На фиг. 3 представлены графики относительной ширины частотной кривой  $\Delta\omega/\omega_0$  на уровне 0,7 для амплитуды прошедшей нулевой нормальной волны в функции  $a/b$ . Эти графики показы-

вают, что при  $\frac{Ka}{\cos \alpha} \lesssim 0,2$  частотные характеристики волновода практически не зависят от угла  $\alpha$ ; при  $\frac{Ka}{\cos \alpha} > 0,2$  увеличение угла  $\alpha$  эквивалентно уменьшению «длины» отростка  $H$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Д. Л а п и н, О распространении звука в волноводе, имеющем прямоугольные канавки на стенках. Акуст. ж., 1950, 6, 2, 237—243.

Акустический институт АН СССР  
Москва

Поступила в редакцию  
8 июня 1960 г.

#### К ВОПРОСУ ИССЛЕДОВАНИЯ ЗАВИСИМОСТИ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ ЭМУЛЬСИИ ОТ ИНТЕНСИВНОСТИ УЛЬТРАЗВУКА

С. А. Недужий

С 1958 г. нами проводится работа по изучению механизма образования эмульсии типа вода — масло и масло — вода под действием ультразвука [1]. В процессе работы была исследована зависимость характера образования эмульсии от интенсивности ультразвука. В настоящем сообщении приводятся некоторые результаты исследований, представляющие самостоятельный интерес.

При работе в реакционном сосуде цилиндрической формы (внутренний диаметр 29 мм) со стенками из стекла толщиной 1,5 мм, в поле стоячей волны на частоте 22 кгц с интенсивностью на преобразователе до 4 вт/см<sup>2</sup>, наблюдалось образование эмульсии двух типов масло — вода (м/в) и вода — масло (в/м). Дном реакционного сосуда служила упруго натянутая пленка из лавсана толщиной 10 ÷ 25 мк. Интенсивность на преобразователе определялась методом трех вольтметров, а также относительным измерением при помощи щупа (приемника давления), находившегося постоянно на определенном расстоянии от излучателя.

Исследование проводилось на паре дистиллированная вода — дибутилфталат (д. б. ф. —  $\rho = 1,0426$  г/см<sup>3</sup> и  $c = 1,604$  м/сек при 25°). За исходное количество были взяты полуволновые объемы двух жидких фаз (высота слоя каждой компоненты соответственно составляла  $\frac{1}{2}\lambda$ ), причем граница раздела помещалась в узле давления. Так как плотности обеих компонент различны, то исходные жидкости располагались в виде двух несмешивающихся слоев. Такой подход к выбору количеств обеих компонент обладает рядом преимуществ перед случаем, когда при выборе исходят из рецептурных соображений. Во-первых, относительный избыток обеих компонент позволяет наблюдать одновременное образование эмульсий двух типов, что важно, так как имеются предположения о влиянии акустических условий на тип образуемой эмульсии [2, 3]. Во-вторых, при общей высоте столба, равной двум полуволнам соответственно в двух жидких фазах, для каждого слоя получается только два узла давления — на границе раздела и на внешней границе слоя. В этом случае процесс коагуляции, который наиболее интенсивно протекает в поле стоячей волны [4, 5], сводится к минимуму.