

## ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Фокс-Вильямс. Гидродинамические шумы. В кн.: Подводная акустика. М., «Мир», 1970, 131—150.
2. Г. Шлихтинг. Теория пограничного слоя. М., «Наука», 1969.
3. Х. Хёня, А. Мауэ, К. Вестпфаль. Теория дифракции. М., «Мир», 1964.

Акустический институт  
Академии наук СССР

Поступила  
19 июля 1976 г.

УДК 534.222

### ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В ВЯЗКОЙ СРЕДЕ ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ ПУЧКА

*Л. К. Зарембо, И. П. Чунгузов*

В последнее время возник большой интерес к поведению ограниченных нелинейных звуковых пучков. В этом направлении выполнен ряд работ [1—3], основанных на приближенном решении уравнения Хохлова — Заболотской. Ранее рассматривалась также линейная задача о звуковом поле вблизи твердой границы [4]. «Жидкая» граница звукового пучка в вязкой среде, насколько нам известно, ранее не рассматривалась.

В данной работе в приближении Прандтля с точностью до величин второго порядка малости найдено поле вблизи плоской границы звуковой волны в несжимаемом «жидком» пограничном слое, причем дифракционные эффекты не учитывались. Показано, что даже в линейном приближении возникающие на границе вязкие волны приводят к значительной диссипации энергии, особенно на низких частотах. Имеется слабое боковое излучение второй гармоники.

Уравнения Прандтля имеют вид

$$(1) \quad \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2},$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0,$$

где  $u$  и  $v$ ,  $x$  и  $y$  — компоненты скорости соответственно,  $\nu = \mu/\rho_0$ ,  $\mu$  — сдвиговая вязкость,  $\rho_0$  — плотность,  $U(x, t)$  — скорость вдали от границы. По условию задачи  $U(x, t) = U_0 \cos(\omega t - kx)$  при  $y > 0$ , «жидкая» граница звукового поля находится при  $y = 0$ . Уравнения (1) решаются с условиями непрерывности скоростей и вязких напряжений при  $y = 0$ :

$$(2) \quad u_1|_{y=0} = u_2|_{y=0}; \quad v_1|_{y=0} = v_2|_{y=0},$$

$$\frac{\partial u_1}{\partial y} \Big|_{y=0} = \frac{\partial u_2}{\partial y} \Big|_{y=0}; \quad \frac{\partial v_1}{\partial y} \Big|_{y=0} = \frac{\partial v_2}{\partial y} \Big|_{y=0}$$

и

$$(3) \quad u_1 \rightarrow U(x, t) \quad \text{при } y \rightarrow +\infty,$$

$$u_2, v_2 \rightarrow 0 \quad \text{при } y \rightarrow -\infty.$$

Здесь индексы 1 и 2 относятся к компонентам скорости при  $y > 0$  и  $y < 0$  соответственно. Уравнения (1) с граничными условиями (2) и (3) решались методом последовательных приближений.

В первом приближении решение имеет вид

$$(4) \quad u_1'/U_0 = \cos(\omega t - kx) - 0,5 \exp(-y/\delta) \cos(\omega t - kx - y/\delta),$$

$$u_2'/U_0 = 0,5 \exp(y/\delta) \cos(\omega t - kx + y/\delta),$$

$$v_1'/kU = -y \sin(\omega t - kx) - 0,25\delta \exp(-y/\delta) \sqrt{2} \sin\left(\omega t - kx - y/\delta - \frac{\pi}{4}\right),$$

$$v_2'/kU_0 = 0,25\delta \exp(y/\delta) \sqrt{2} \cos\left(\omega t - kx + y/\delta + \frac{\pi}{4}\right),$$

где  $\delta = (2\nu/\omega)^{1/2}$  — толщина акустического пограничного слоя. Из (4) следует, что звуковое поле проникает в невозмущенную среду на расстоянии  $\sim \delta$ , траектории частиц

при  $y < 0$  эллиптические, длинная ось эллипса направлена под углом  $\alpha$  к оси  $x$ , определяемым из условия

$$(5) \quad \operatorname{tg} 2\alpha = \frac{k\delta}{1 - 0,5(k\delta)^2} \approx k\delta.$$

Естественно, что вязкий пограничный слой приводит к «размытию» границы звукового поля. Часть звуковой энергии трансформируется в вязкие волны и диссипируется в ранее невозмущенной среде. С этой точки зрения граница является дополнительным источником потерь и представляется интересным оценить долю рассеиваемой таким образом энергии. Интенсивность в волне вдали от границы  $\bar{I} = \rho_0 c_0 U_0^2 / 2$ , где  $c_0$  — скорость звука. Средний поток энергии через границу с учетом условия  $\delta \ll \lambda$   $\bar{P} \approx \mu u_2' \partial u_2' / \partial y$  и практически перпендикулярен границе. Доля потока, рассеиваемого через границу,

$$(6) \quad \eta = \frac{|\bar{P}_y|}{\bar{I}} = \frac{1}{4} \frac{\nu}{\delta c_0} = \frac{1}{4c_0} \sqrt{\frac{\nu\omega}{2}}.$$

Интересно также сравнить потери на границе пучка  $\Delta \bar{I}_{\text{гран.}}$  с потерями в объеме  $\Delta \bar{I}_{\text{объемн.}}$ . Учитывая, что коэффициент поглощения  $2\alpha = (4\mu/3 + \mu')\omega^2/\rho_0 c_0^3$  (где  $\mu'$  — объемная вязкость), отношение этих потерь для пучка квадратного сечения со стороной  $a$  можно записать в виде

$$(7) \quad \gamma = \frac{\Delta \bar{I}_{\text{гран.}}}{\Delta \bar{I}_{\text{объемн.}}} = \frac{2\eta}{\alpha a} = \frac{c_0^2 \rho_0}{\left(\frac{4}{3}\mu + \mu'\right) a} \left(\frac{\nu}{2\omega^3}\right)^{1/2};$$

$$\gamma = 1 \text{ при } \omega_0 = \frac{c_0^2 \rho_0}{\left(\frac{4}{3}\mu + \mu'\right) a} \frac{\mu}{2(ka)^2}. \text{ Например, для воды при } ka \approx 10 \text{ } \omega_0 \sim 10^9 \text{ гц,}$$

а при  $ka \approx 100$   $\omega_0 \sim 10^7$  гц. На частотах  $\omega < \omega_0$  потери на границе пучка превышают потери в объеме. Естественно, что в реальных условиях дифракционные эффекты делают структуру поля достаточно сложной и «сглаживают» градиенты. Рассмотренная упрощенная модель, однако, свидетельствует о том, что диссипация энергии из-за «излучения» вязких волн (особенно на низких частотах) может быть достаточно большой.

Решение уравнений второго приближения показывает, что вдоль границы пучка возникает стационарный поток:

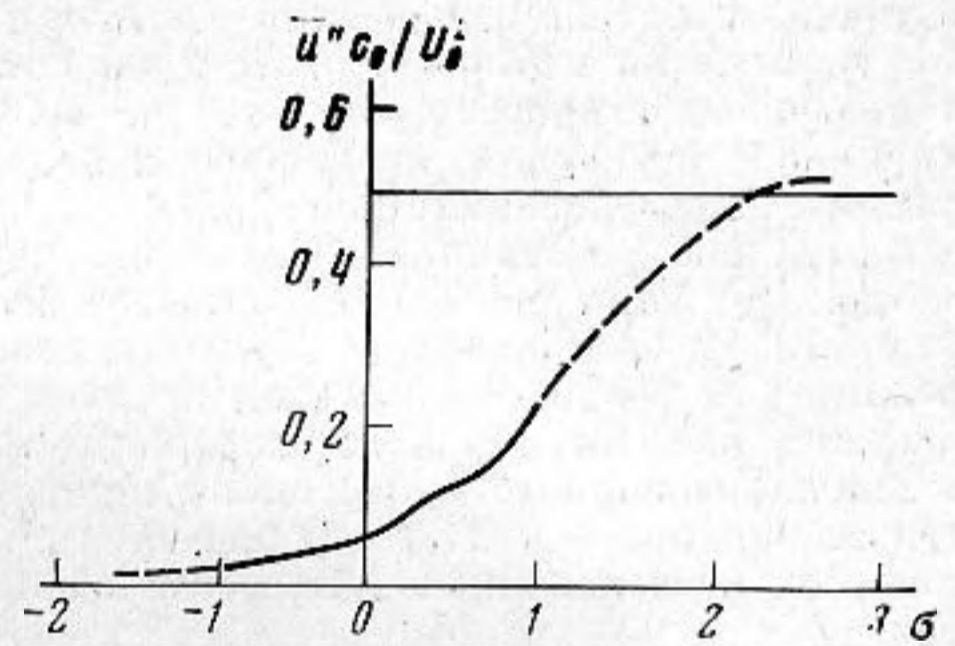
$$(8) \quad \begin{aligned} \bar{u}_1''/U_0 &= \\ &= 0,25M \left[ 0,25 \exp(-2\sigma) - \right. \\ &\quad \left. - \sqrt{2} \sigma \sin\left(\sigma + \frac{\pi}{4}\right) - \right. \\ &\quad \left. - 2 \exp(-\sigma) \cos \sigma + 2 \right], \end{aligned}$$

$$\bar{u}_2''/U_0 = 0,0625M \exp(2\sigma),$$

где  $\sigma = y/\delta$ ,  $M = U_0/c_0$ . Скорость течения по порядку величины совпадает с максимальной скоростью в поле стоячей волны вблизи границы [5]. Распределение скорости течения вблизи границы показано на фигуре. Помимо этого, генерируется вторая гармоника:

$$(9) \quad \begin{aligned} u_1''/U_0 &= 0,5M \{ 6 \exp(-\sigma) + \sigma \} \cos(2\omega t - 2kx - \sigma) - \sigma \sin(2\omega t - 2kx - \sigma) - \\ &\quad - (5\sqrt{2} + 3) \exp(-\sigma/\sqrt{2}) \cos(2\omega t - 2kx - \sigma/\sqrt{2}), \\ u_2''/U_0 &= 0,5M (3 - 5\sqrt{2}) \exp(\sigma/\sqrt{2}) \cos(2\omega t - 2kx + \sigma/\sqrt{2}), \\ v_1''/k\delta U_0 &= 0,5M \{ -(5\sqrt{2} + 6) \exp(-\sigma/\sqrt{2}) \sin(2\omega t - 2kx - \sigma/\sqrt{2} - \pi/4) - \\ &\quad - 7 \exp(-\sigma) [\cos(2\omega t - 2kx - \sigma) + 0,5(\sigma \exp(-\sigma) - 1) \sin(2\omega t - 2kx - \sigma)] + \\ &\quad + 3 \sin(2\omega t - 2kx) \}, \\ v_2''/k\delta U_0 &= 0,5M (5\sqrt{2} - 6) \exp(\sigma/\sqrt{2}) \sin(2\omega t - 2kx + \sigma/\sqrt{2} - \pi/4). \end{aligned}$$

Как видно из (9), имеется слабое порядка  $k\delta$  боковое излучение второй гармоники.



Акустическое течение в пограничном слое вблизи границы пучка

## ЛИТЕРАТУРА

1. Е. А. Заболотская, Р. В. Хохлов. Квазиплоские волны в нелинейной акустике ограниченных пучков. Акуст. ж., 1969, 15, 1, 40—47.
2. Е. А. Заболотская, Р. В. Хохлов. Сходящиеся и расходящиеся звуковые пучки в нелинейных средах. Акуст. ж., 1970, 16, 1, 49—54.
3. О. В. Руденко, С. И. Солуян, Р. В. Хохлов. Ограниченные квазиплоские пучки периодических возмущений в нелинейной среде. Акуст. ж., 1973, 19, 6, 871—876.
4. Б. П. Константинов. О поглощении звуковых волн при отражении от твердой границы. ЖТФ, 1939, 9, 3, 226—231.
5. Н. Schlichting. Berechnung ebener periodischer Grenzsichts Strömungen. Phys. Z., 1932, 33, 8, 327—335.

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова, физический факультет

Поступила  
25 ноября 1975 г.

УДК 534—14.012

### ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ И ПОГЛОЩЕНИЯ ЗВУКА В НЕКОТОРЫХ ОРГАНИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЯХ НА ГИПЕРАКУСТИЧЕСКИХ ЧАСТОТАХ

О. И. Зиновьев, Д. А. Расулмухамедова, М. Г. Халиулин

Измерение скорости распространения и коэффициента поглощения звука в гигагерцевом диапазоне частот имеет большое значение для изучения методом акустической спектроскопии кинетики быстрых и сверхбыстрых реакций, протекающих в жидкостях. Проведение подобных исследований позволяет во многих случаях установить механизмы молекулярных процессов, обуславливающих акустическую дисперсию в жидкой фазе, и определить их кинетические характеристики [1, 2]. Однако изучение акустических параметров в диапазоне частот выше 3 ГГц связано с существенными трудностями вследствие очень сильного поглощения звука в жидкостях и пьезопреобразователях и вследствие других потерь в акустических трактах. Надежные измерения скорости и поглощения звука на частотах от ~2 до ~6—7 ГГц стали возможными лишь в последнее время благодаря усовершенствованию методов изучения спектров рэлеевского рассеяния света.

Нами были измерены скорость и поглощение звука на гиперзвуковых частотах в интервале температур от —40 до 50°С в *n*-октиловом, *n*-нониловом, дециловом, вторичном бутиловом, третичном амиловом спиртах и в этиловом эфире молочной кислоты. Исследования проводились при помощи установки с фотоэлектрической регистрацией рассеянного излучения; подробное описание установки приводится в работе [3]. Угол рассеяния составлял 90°. Источником излучения служил He—Ne лазер ЛГ-75. Сканирование осуществлялось изменением давления в камере с интерферометром Фабри—Перо. Для исключения ошибок, обусловленных вкладом анизотропного рассеяния в поляризованную составляющую, спектры поляризованного  $I_z$  и деполаризованного  $I_x$  рассеяния записывались отдельно. При этом использовалась призма Франка—Риттера. В экспериментах было установлено, что интенсивность  $I_x$  для всех исследованных жидкостей очень мала и представляет собой непрерывный фон.

Скорость распространения гиперзвуковых волн  $c_T$  определялась по смещению компонент Манделштама—Бриллюэна  $\Delta\nu$  с помощью формулы

$$(1) \quad c_T = \frac{\Delta\nu c \lambda_0}{2n \sin \theta/2},$$

где  $c$  — скорость света,  $\lambda_0 = 6328 \text{ \AA}$  — длина волны возбуждающего света,  $n$  — показатель преломления,  $\theta$  — угол рассеяния.

Амплитудный коэффициент поглощения звука  $\alpha$  определялся из соотношения

$$(2) \quad \alpha = \frac{\pi c \delta\nu_{\text{м.б.}}}{c_T},$$

где  $\delta\nu_{\text{м.б.}}$  — истинная полуширина компонент Манделштама—Бриллюэна.

Анализ распределения интенсивности в спектрах прямого и рассеянного света показал, что аппаратная функция  $a(\nu)$  есть функция Гаусса, а наблюдаемые компоненты Манделштама—Бриллюэна представляют собой функции Фойгта. Ширина лоренцевого манделштам-бриллюэновского спектра  $\delta\nu_{\text{м.б.}}$  определялась путем исключения гауссовой аппаратной функции ширины  $\delta\nu_T$  из наблюдаемой фойгтовой функции ширины  $\delta\nu_\Phi$  по графику, приведенному в работе [4]. Суммарная случай-