

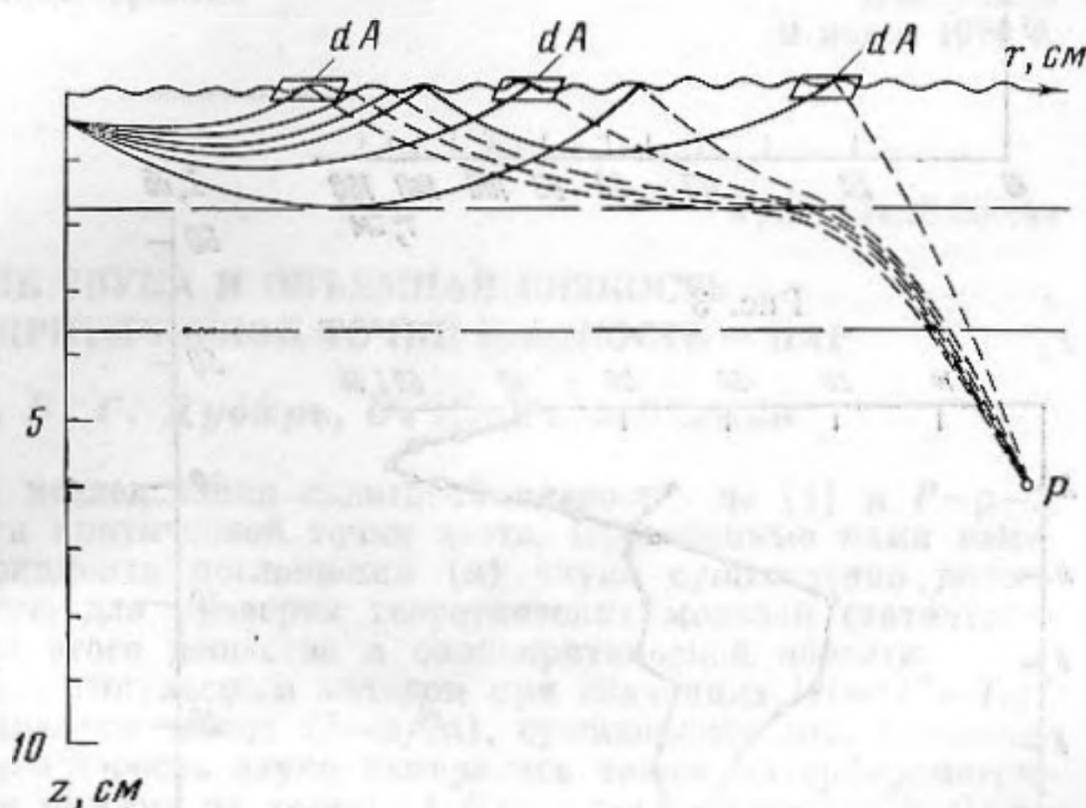
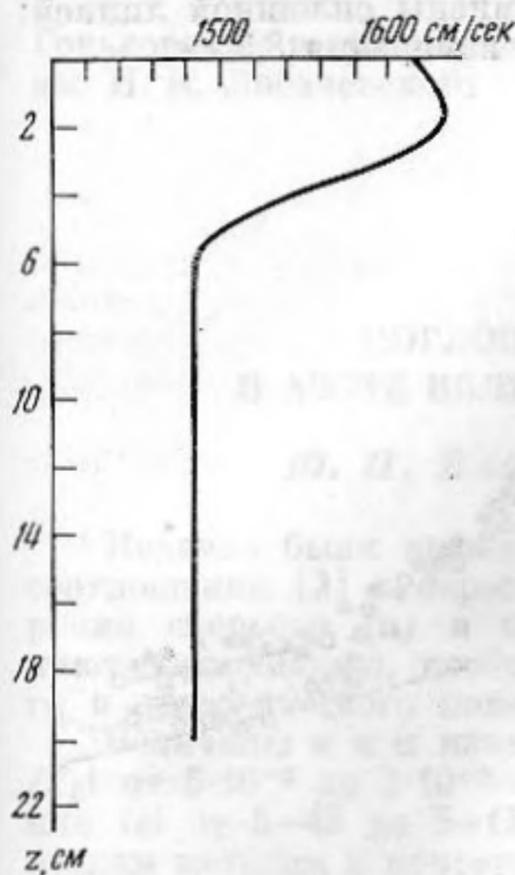
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.231

ОБ ОДНОМ СПОСОБЕ ОЦЕНКИ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ, РАССЕЯННОГО В ЗОНУ ТЕНИ

А. Н. Бархатов, М. А. Гулина

В работе [1] развита математическая модель для описания механизма проникновения звука в зону тени из поверхностного канала вследствие рассеяния на неровной поверхности. При использовании лучевой теории и аналитической записи индикатрисы рассеяния найдена полная интенсивность поля в произвольной точке зоны тени как результат сложения интенсивностей звука, рассеянного каждым элементарным участком неровной поверхности и приходящего в эту точку. При вычислении интенсивности учитывается лишь та часть поверхности, которая дает существенный вклад в поле в рассматриваемой точке. Эффект затененности и мно-



Фиг. 1. Вертикальный профиль скорости звука

Фиг. 2. Схематический ход рассеянных лучей в точку P

гократного рассеяния во внимание не принимается. Предполагается, что длина волны звука мала по сравнению с радиусом кривизны неровной поверхности.

Выражение для полной интенсивности поля в произвольной точке P представляется в следующем виде:

$$(1) \quad I_P = \int_S q_1 q_2 Q I_0 dA,$$

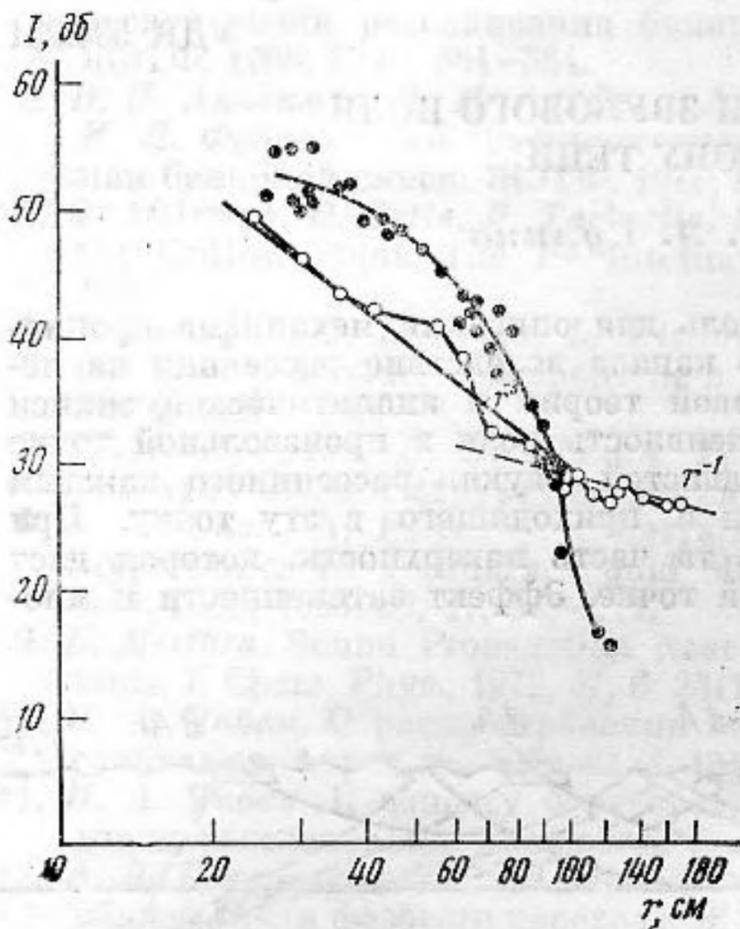
где  $dA$  — элементарный участок рассеивающей поверхности  $S$ ,  $I_0$  — интенсивность звука на единичном расстоянии от излучателя,  $q_1$  — фактор фокусировки звука по лучу, падающему на поверхность,  $q_2$  — фактор фокусировки по лучу, идущему в точку  $P$  от элементарной рассеивающей площадки,  $Q$  — индикатриса рассеяния (нормированная величина коэффициента рассеяния).

Этот метод расчета использован нами для оценки рассеянного неровной поверхностью поля, образующегося в слое скачка ниже горизонта максимума скорости

звука, в среде с билинейным вертикальным профилем звука (фиг. 1) по схеме, приведенной на фиг. 2.

Эксперименты по исследованию поля подтвердили предположение, что при наличии приповерхностного звукового канала проникновение в зону тени сигнала, рассеянного на неровной поверхности, более существенно, чем в том случае, когда у поверхности имеется однородный слой, так как многократное рассеяние звука в канале на неровностях поверхности способствует уходу энергии под слой скачка в зону тени.

Для оценки роли неровной поверхности в проникновении сигнала в зону тени выполнены измерения поля в экспериментальной гидроакустической ванне при одинаковых гидрологических условиях (фиг. 1) в случаях плоской и неровных поверхностей.



Фиг. 3. Зависимость уровня силы звука от расстояния в случае плоской (кружочки) и неровной поверхности (крестики); горизонт измерения 4,5 см ниже поверхности жидкости

Фиг. 4. Вертикальный разрез поля на расстоянии 80 см от излучателя в случаях плоской (кружочки) и неровной (крестики) границ

Фиг. 5. Горизонтальные разрезы поля под слоем скачка для случаев плоской (кружочки) и неровных поверхностей: № 1 (крестики) и № 2 (треугольники). Рассчитанные значения поля нанесены квадратами и соединены сплошной линией; горизонт измерения 8,5 см

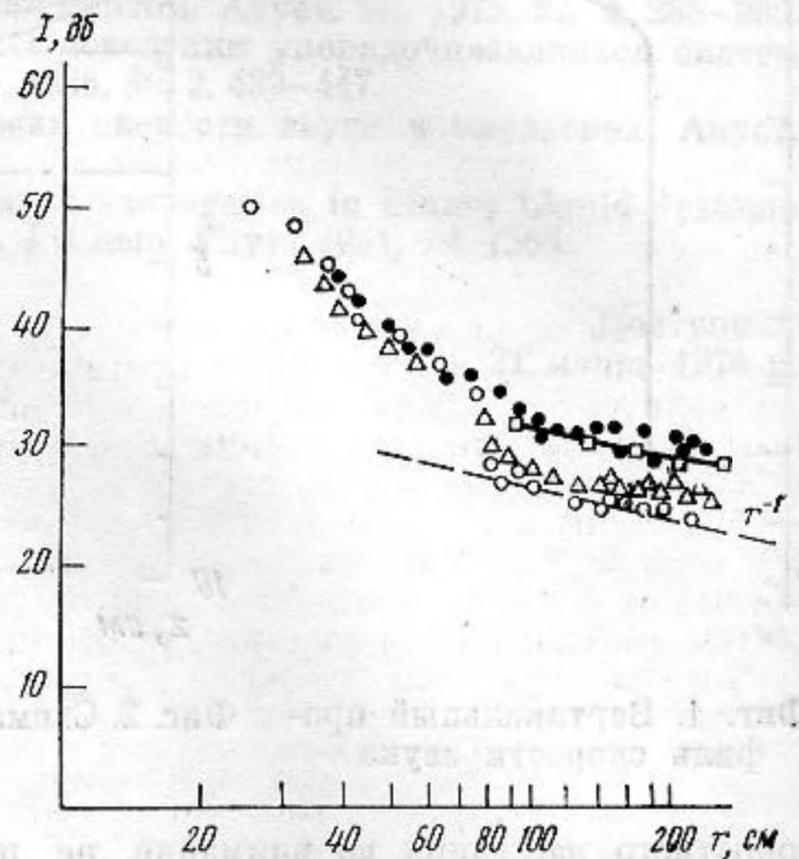
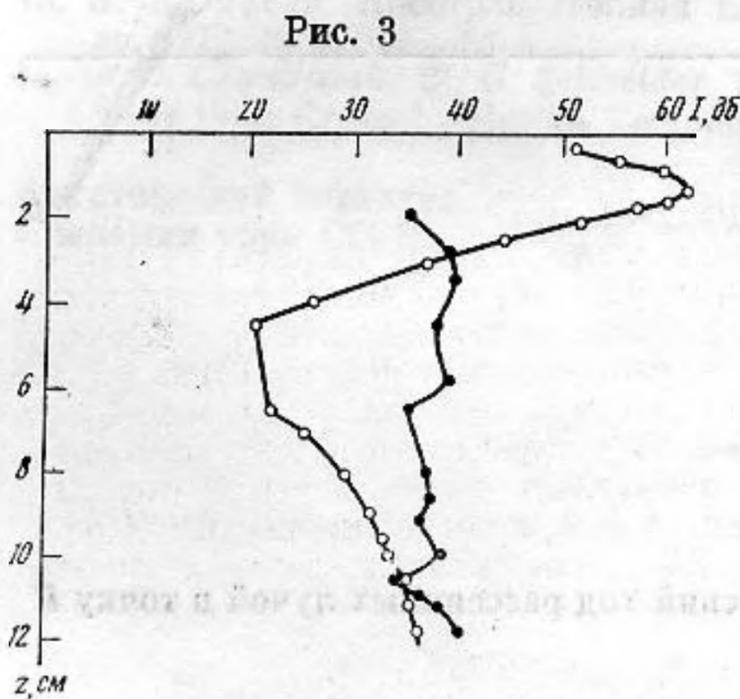


Рис. 3

Рис. 4

Рис. 5

На фиг. 3 приведены графики зависимости уровня силы звука от расстояния, снятые по максимальной величине сигнала на горизонте измерения  $z=4,5$  см для неподвижной модели неровной поверхности, изготовленной из пенопласта. Модель имела профиль трохойды со следующими параметрами: высота от подошвы до гребня — 8 мм, пространственный период — 40 мм, средний наклон неровностей к горизонту —  $\text{tg } \beta_0=0,2$ .

Из фиг. 3 следует, что уровень сигнала в зоне тени в случае неровной поверхности повышается в среднем до 6–10 дБ в дистанционном интервале от 25 до 80 см. Вертикальное распределение поля показано на фиг. 4. Видно, что распределение уровня силы звука по глубине становится более равномерным, если верхняя граница неровная. Увеличение уровня вследствие рассеяния на поверхности в области наибольшей затененности под слоем скачка достигает 14 дБ.

Опыты с другими моделями неровной поверхности позволили сделать вывод, что увеличение уровня интенсивности в зоне тени тем больше, чем больше параметр Рэлея  $R=2k\sigma \sin \chi$ . Например, поверхность № 1 с неровностями, распределенными по нормальному закону при максимальном значении  $R=2$ , давала увеличение уровня в области тени под слоем скачка в среднем 4–6 дБ в дистанционном интервале 50–200 см, а поверхность № 2, характеризуемая величиной  $R=0,16$ , — лишь около 1 дБ.

На фиг. 5 приведены результаты измерений под слоем скачка.

Для поверхности № 1 поле оценено в области тени по формуле (1) с заменой интеграла суммой интенсивностей звука по лучам, приходящим в данную точку. Коэффициент отражения от статистически неровной поверхности вычисляется по формуле, приведенной в [2]. Факторы фокусировки  $q_1$  и  $q_2$  рассчитаны на ЦВМ Минск-22, а  $Q$  — по формуле Исаковича для плавных неровностей «кирхгофского» типа, распределенных по нормальному закону [3] на БЭСМ-6 по программе на языке «Алгол».

Некоторое несовпадение расчетных данных с результатами измерений возможно объясняется неучтенной при расчете некогерентной составляющей рассеянного поля, а также дифракцией звука в зону тени.

Таким образом, можно сделать заключение, свидетельствующее в пользу рассмотренного метода оценки рассеянного поля в зоне тени с использованием лучевых представлений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. B. J. Schweitzer. Sound Scattering into the shadow Zone. J. Acoust. Soc. America, 1968, 44, 2, 525–530.
2. Ф. Г. Басс. Распространение радиоволн над статистически неровной поверхностью. Изв. вузов. Радиофизика, 1961, 4, 3, 476–483.
3. М. А. Исакович. Рассеяние волн от статистически шероховатой поверхности. Тр. Акуст. ин-та, 1969, № 5, 152–251.

Горьковский государственный университет  
им. Н. И. Лобачевского

Поступила  
9 июля 1974 г.

УДК 534.28:536.44

### ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА И ОБЪЕМНАЯ ВЯЗКОСТЬ В АЗОТЕ ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ ЖИДКОСТЬ — ПАР

Ю. П. Благой, Б. Г. Дударь, С. А. Михайленко

Недавно были выполнены исследования сдвиговой вязкости  $\eta_s$  [1] и  $P$ – $\rho$ – $T$  соотношений [2] в окрестности критической точки азота. Проведенные нами измерения скорости ( $u$ ) и коэффициента поглощения ( $\alpha$ ) звука существенно дополняют информацию, необходимую для проверки теоретических моделей статического и динамического поведения этого вещества в околоскритической области.

Величины  $u$  и  $\alpha$  измерялись импульсным методом при значениях  $|\varepsilon|=|(T-T_K)/T_K|$  от  $5 \cdot 10^{-2}$  до  $2 \cdot 10^{-3}$  в диапазоне частот ( $f=\omega/2\pi$ ), сужающемся при уменьшении  $|\varepsilon|$  от 5–45 до 5–15 МГц. Скорость звука измерялась также интерферометрическим методом в непрерывном режиме на частоте 1 МГц с погрешностью 0,3–0,5%. Полученные при этом значения в пределах 2–3% согласовались как с данными работы [3] ( $f=1,2$  МГц), так и с нашими результатами для частот 5–25 МГц в

$T, ^\circ\text{K}$	120	121	122	123	124	125	125,5	126
$u, \text{м/сек}$	318	301	279	258	232	200	182	163

диапазоне температур 121–125° К, имеющими погрешность 1,0–1,5%. Это свидетельствует об отсутствии в указанной области  $T$  и  $f$  дисперсии скорости, превышающей 5–7 м/сек. Погрешность измерения  $\alpha$  возрастала в указанном выше интервале  $|\varepsilon|$  от 4–6 до 10–15%. Измерительная аппаратура импульсного метода описана в работе [4], интерферометрического — в работе [5]. Исследуемый образец содержал 99,97%  $\text{N}_2$ , 0,02%  $\text{O}_2$ . Измерения проводились в жидкой фазе на линии насыщения с начальным заполнением объема измерительной камеры ( $\theta_K$ ) таким количеством вещества ( $m$ ), что  $m/\theta_K \approx \rho_K = 0,311 \text{ г/см}^3$ . Контроль проводился по упругости насыщенных паров вплоть до перехода через критическую точку ( $T_K=126,21^\circ \text{K}$ ,  $P_K=34,65 \text{ кг/см}^2$ ), так что можно было провести корректировку заполнения. Точность поддержания температуры составляла  $0,02^\circ \text{K}$ , точность контроля давления —  $0,1 \text{ кг/см}^2$ . В связи с большим поглощением не удавалось провести точные измерения ближе чем на  $0,20^\circ \text{K}$  к  $T_K$ , по этой же причине не проводились измерения и при  $T > T_K$ .