

УДК 532.517.4

О СПЕКТРЕ СИГНАЛА, РАССЕЯННОГО НА ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ЗВУК  
ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУЕ*А. Н. Бархатов, В. Г. Гавриленко, А. И. Мартынов*

На основании сопоставления полученных теоретических и экспериментальных результатов делается вывод о том, что спектр мощности звукового сигнала, рассеянного под небольшим углом на турбулентной сильно поглощающей струе, определяется в основном профилем средней скорости и распределением коэффициента поглощения и рассеяния по сечению струи. Найден закон распределения газовых пузырьков по сечению осесимметричного потока.

Один из современных методов бесконтактного определения структуры турбулентных течений заключается в анализе частотного спектра рассеянного сигнала и последующем сопоставлении экспериментальных результатов с теорией. Однако известные теоретические расчеты рассеяния волн в случайно-неоднородных средах были выполнены, как правило, без учета поглощения звука или на основе предположения о его малости (см., например, [1, 2]).

В работе [3] проведено экспериментальное и теоретическое исследование спектра ультразвуковой волны, рассеянной на осесимметричной затопленной турбулентной струе воды в таком диапазоне частот, когда резонансное поглощение волны пузырьками газа, содержащимся в струе, мало. Это обеспечивало малость затухания волны и позволяло не учитывать его в теоретической модели.

Между тем представляет интерес изучение рассеяния звука более низкой частоты, когда значительная часть пузырьков кавитационного происхождения, содержащихся в струе, эффективно взаимодействует с волной и обуславливает сильное затухание последней [4, 5]. Аналогичная ситуация может возникнуть и в других задачах по рассеянию волн. Строгий теоретический анализ поля, рассеянного на поглощающей турбулентной струе, весьма затруднителен, поэтому ниже делается попытка рассмотреть некоторые вопросы рассеяния на упрощенной модели потока. Предполагается, что струя является цилиндрической, обладает аксиальной симметрией и имеет размеры, значительно превышающие длину падающей плоской звуковой волны. Средние значения скорости потока и концентрации пузырьков считаются плавными функциями расстояния от оси симметрии. Это позволяет описывать затухание падающей волны, а также волн, однократно рассеянных на микропузырьках газа, в приближении геометрической акустики.

Для плотности потока энергии падающей волны в точке  $C$  (фиг. 1) мы имеем выражение

$$(1) \quad W(C) = W_0 \exp \left[ -\sigma_e \int_A^C n(x, b) dx \right],$$

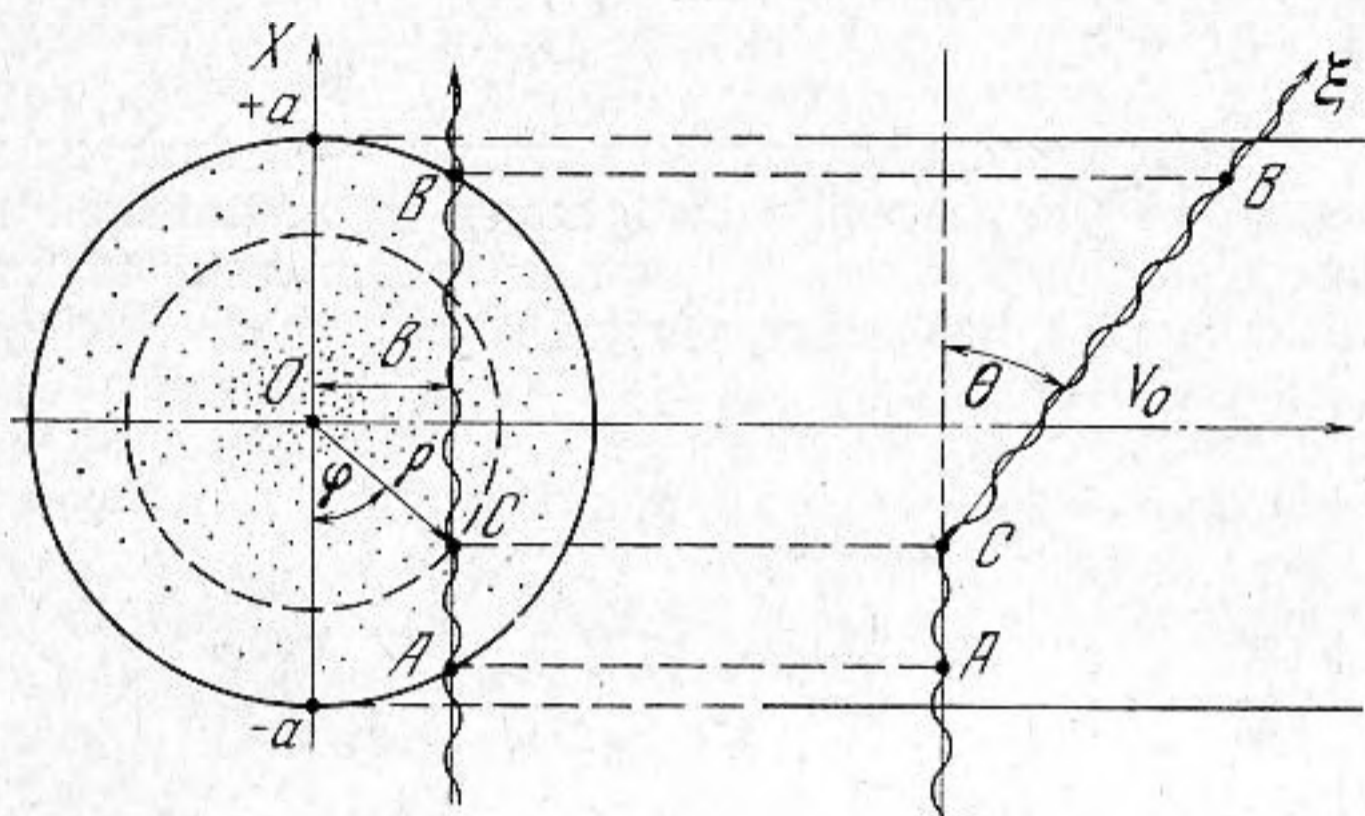
где  $\sigma_e$  — сечение поглощения отдельного пузырька,  $W_0$  — плотность потока энергии плоской волны, падающего на струю,  $n(x, b)$  — концентрация



пузырьков вдоль линии распространения сигнала. Звук, однократно рассеянный под углом  $\theta$  элементом объема  $dV$  в окрестности точки  $C$  (фиг. 1), ослабляется внутри струи. Плотность потока рассеянного поля на расстоянии  $R \gg a$  от центра облученной звуком области струи определяется выражением

$$(2) \quad dW = \frac{n(C) \sigma_e W(C) dV}{4\pi R^2} \exp \left[ -\sigma_e \int_c^B n(\xi, b) d\xi \right].$$

Здесь  $\sigma_e$  — сечение рассеяния одного пузырька,  $dV = h \rho d\rho d\varphi$ ,  $h$  — длина облученного участка струи,  $n(\xi, b)$  — концентрация пузырьков вдоль направления, определяемого углом  $\theta$ .



Фиг. 1. Разрезы струи

Выражение (2) написано в предположении, что резонансные для волны данной частоты пузырьки расположены случайно, а рассеяние изотропно.

Предположим далее, что частота рассеянного поля определяется в основном доплеровским смещением, обусловленным движением рассеивателей со средней скоростью потока. Такое предположение оправдано для большей части струи, где пульсационные скорости турбулентного течения значительно меньше средней [6]. При этом рассеяние под данным углом участками струи, отстоящими на одинаковых расстояниях  $\rho$  от оси, происходит на одной и той же частоте, т. е.

$$(3) \quad f = f(\rho).$$

Примем профиль средней скорости потока в виде [6]

$$(4) \quad V(\rho) = v_0 \exp(-\mu \rho^2 / d^2),$$

где  $v_0$  — скорость потока в центре струи,  $\mu$  — безразмерный коэффициент,  $d$  — некоторый характерный размер.

Используя формулу (2) с учетом выражений (1), (3) и (4), мы получим выражение для спектра мощности рассеянного сигнала

$$(5) \quad W(f) = \frac{W_0 \sigma_e n(f) h c d f}{4\pi R^2 \mu f_0 v_0 \sin \theta} \exp \left( \mu \frac{\rho^2}{d^2} \right) \times \\ \times \int_0^{\pi} \exp \left[ -\sigma_e \left( \int_A^C n(x, b) dx + \int_c^B n(\xi, b) d\xi \right) \right] d\varphi,$$

где  $c$  — скорость звука в воде,  $f_0$  — частота падающей плоской волны.



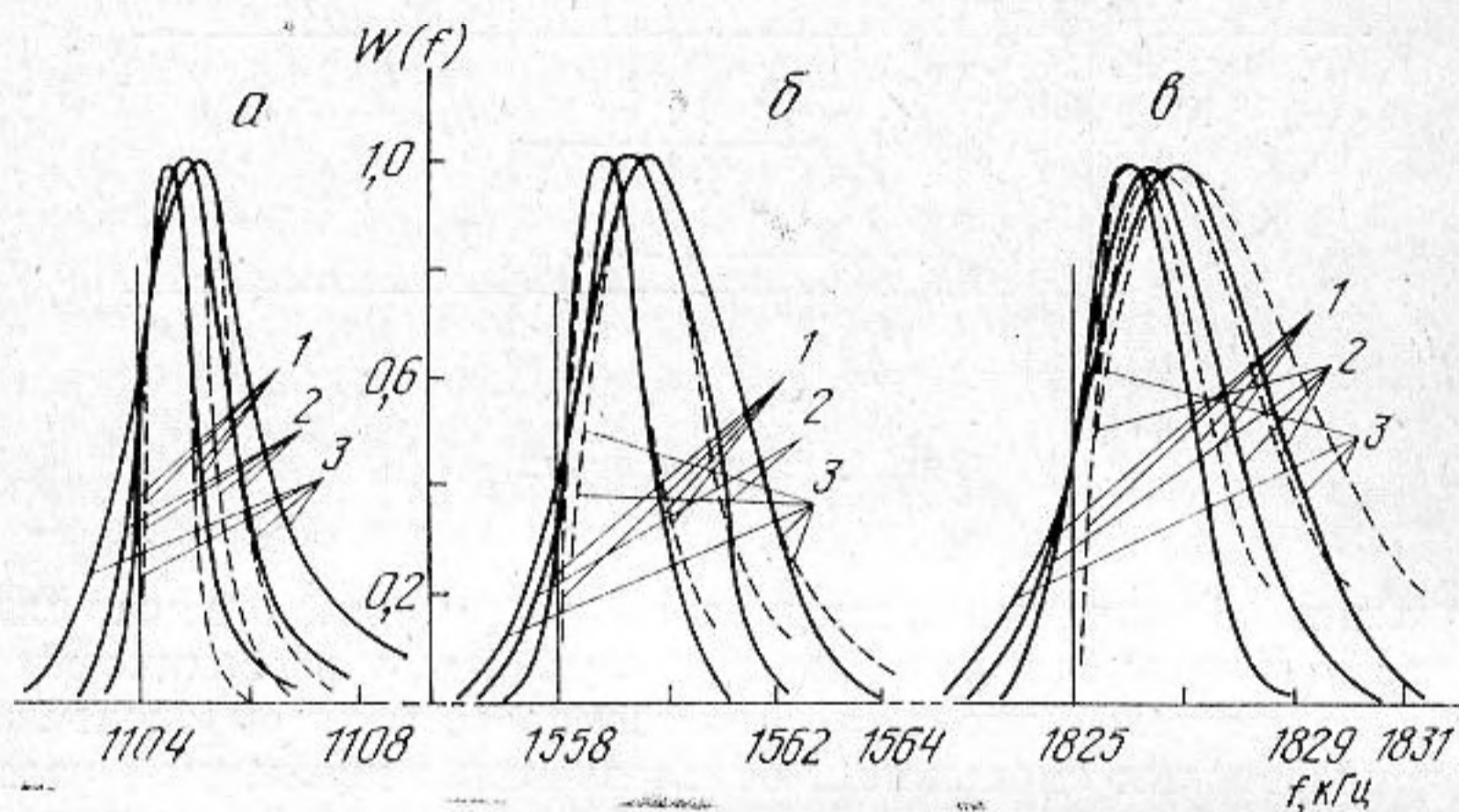
Одной из задач при построении теоретической модели является установление вида зависимости концентрации резонансных пузырьков от расстояния  $\rho$ . Для этой цели выражение (5) использовалось для вычислений на ЭВМ при различных функциях  $n(\rho)$ , и по наилучшему совпадению с экспериментальными данными была выбрана зависимость вида

$$n(\rho) = n_0 \exp(-\beta \rho^2/d^2)$$

при  $\beta = 2\mu = 0,6$  (для  $d = 1$  см). Для нахождения  $n_0$  были использованы экспериментальные данные о затухании узкого звукового пучка, прошедшего поперек струи через ее центр. При этом  $n_0$  вычислялось по формуле

$$n_0 = 2 \ln K / \sigma_e \int_{-a}^{+a} \exp(-\beta x^2) dx,$$

где  $K = P_0/P$ ,  $P_0$  — амплитуда падающей волны,  $P$  — амплитуда прошедшей волны,  $a$  — радиус струи, равный 4 см (размер  $a$  оценивался по ширине визуально наблюдаемой области струи при заполнении ее искусственно введенными большими пузырьками воздуха).



Фиг. 2. Спектры мощности рассеянных сигналов

Экспериментальное исследование спектра рассеянного поля проводилось в гидроакустическом бассейне. Струя воды, вытекающая из сопла, создающего кавитационный режим течения, в месте облучения, отстоящем от среза сопла на расстоянии  $\sim 25$  см, имела максимальную скорость  $\sim 8,4$  м/сек. Широкополосные излучатель и приемник ультразвука, изготовленные из пьезокерамических пластинок диаметром  $\sim 4$  см, помещались соответственно на расстоянии 20 и 50 см от оси струи. Волновой вектор в падающей волне был перпендикулярен оси струи. Диаметр пятна облучения на частотах 500–2000 кГц не превышал 10 см. Коэффициент прохождения волны  $1/K$  изменялся от 0,005 на частоте 500 кГц до 0,25 на частоте  $\sim 2000$  кГц. Спектры рассеянного поля определялись в плоскости струи для нескольких углов рассеяния  $\theta$  от 0 до  $45^\circ$  спектроанализатором с полосой фильтра промежуточной частоты  $df \sim 30$  гц.

На фиг. 2 сплошными линиями изображены экспериментальные спектры мощности для трех значений частоты падающего сигнала и соответствующих этим частотам коэффициентов  $K$ : а —  $f_0 = 1104$  кГц,  $K = 79$ , б —  $f_0 = 1558$  кГц,  $K = 8,6$ , в —  $f_0 = 1825$  кГц,  $K = 6,2$ , при трех углах рассеяния для каждой частоты: 1 —  $\theta = 20^\circ$ , 2 —  $\theta = 30^\circ$ , 3 —  $\theta = 45^\circ$ . Там же представлены штриховыми линиями теоретически рассчитанные спектры. Интенсивность спектральных компонентов на графиках дана в отн. ед.; за единицу принята максимальная интенсивность для каждого угла рассеяния. Необ-



ходимые для теоретических расчетов значения  $\sigma_e$  и  $\sigma_s$  были взяты из работы [4].

Из хода кривых на фиг. 2 видно, что для приведенных значений углов рассеяния рассмотренная теоретическая модель дает удовлетворительное согласие с экспериментальными данными, причем полученные спектры существенно отличаются от спектров при рассеянии на струе с тем же профилем скорости при слабом поглощении [3].

Сравнивая теоретические и экспериментальные данные, нужно все же отметить, что в некоторых областях спектра они отличаются довольно значительно. В первую очередь это относится к области малых и отрицательных значений смещения частоты рассеянной волны по отношению к частоте падающей. Наблюдаемые на опыте отрицательные смещения отсутствуют в рассмотренной теоретической модели, не учитывающей турбулентные пульсации скорости, которые на краях струи могут превосходить величину средней скорости в этой области. Аналогичным образом можно, по-видимому, качественно объяснить и расширение экспериментального спектра при рассеянии волны с частотой 1104 кГц (фиг. 2, а). Однако при количественном рассмотрении высокочастотной части этих спектров обнаруживается, что величина расширения превосходит значение, которое определяется доплеровским расширением благодаря наличию пульсационной скорости. Это, видимо, связано с тем, что при хаотическом движении рассеивающих пузырьков в поле затухающей волны происходит сильная случайная амплитудная модуляция их излучения, приводящая к дополнительному расширению спектра. На более высоких частотах (при меньшем поглощении) экспериментальные кривые оказываются наоборот уже теоретических (фиг. 2, в). Это можно понять, если учесть, что в центральной области струи, ответственной за высокочастотную часть спектра, концентрация пузырьков настолько велика, что их нельзя рассматривать в качестве независимых рассеивателей. Наличие определенной корреляции между ними приводит, как известно [1], к сужению диаграммы рассеяния и, следовательно, уменьшению рассеянного под углом  $\theta$  сигнала с большим смещением частоты.

Подводя итоги, можно на основании полученных данных сделать вывод, что спектр сигнала, рассеянного под небольшим углом на турбулентной сильнопоглощающей струе, определяется в основном профилем средней скорости потока и распределением коэффициента поглощения и рассеяния по сечению струи. Это дает возможность на основании анализа рассеянного сигнала получать информацию о диссипативных и структурных характеристиках струи при известной форме течения.

Авторы благодарят Н. И. Морозову за помощь при проведении вычислительных работ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М., «Наука», 1967.
2. Lane F. Frequency effects in the radar return from turbulent weakly ionized missile wakes. Amer. Inst. of Aeron. and Astron., 1967, 23, 1, 1-20.
3. Гавриленко В. Г., Ковнер М. С., Мартыанов А. И. О рассеянии волны на турбулентной струе. Акуст. ж., 1977, 23, 5, 706-709.
4. Сизов А. Н. Диссипация энергии звуковых волн на маленьких газовых пузырьках. ПМТФ, 1975, 4 (92), 66-74.
5. Исакович М. А. Общая акустика. М., «Наука», 1973.
6. Вулис Л. А., Кошкарров В. П. Теория струй вязкой жидкости. М., «Наука», 1965.

Горьковский государственный университет  
им. Н. И. Лобачевского

Поступила  
12 июня 1978 г.