

УДК 532.517.4

О РАССЕЯНИИ ВОЛНЫ НА ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУЕ

В. Г. Гавриленко, М. С. Ковнер, А. И. Мартьянов

Проводится экспериментальное и теоретическое исследование рассеяния ультразвука на турбулентной осесимметричной затопленной струе. Приведены выражения для спектра мощности дифрагированного поля. По результатам измерений находится среднеквадратичное значение пульсационной скорости. Оценивается влияние неоднородного по сечению распределения скорости на спектр мощности сигнала, рассеянного в плоскости, содержащей струю.

В течение долгого времени основными методами исследования нерегулярных течений были так называемые зондовые, при которых датчики параметров движения вводились непосредственно в поток. В последнее десятилетие с развитием радиофизических методов получают распространение бесконтактные исследования. Так, например, в [1] приводятся результаты теоретического и экспериментального изучения влияния атмосферной турбулентности на прохождение и рассеяние электромагнитных волн. В [2] изучался спектр амплитудных флуктуаций акустической волны, прошедшей через турбулентную струю. Подробный теоретический анализ рассеяния в случае нестационарной турбулентной среды приведен также в [3].

Изучение диаграммы рассеяния, а также спектра сигнала, рассеянного турбулентной струей, позволяет судить о характере параметров движения и, в частности, о спектре пульсаций, профиле скоростей, о флуктуациях различных характеризующих поток величин.

Настоящая работа посвящена в основном экспериментальному изучению рассеяния ультразвука на турбулентной затопленной струе жидкости с целью выяснения возможности определения по характеристикам рассеянного поля некоторых характеристик течения.

Свободная осесимметричная струя может считаться достаточно хорошо изученным объектом в большом диапазоне чисел Рейнольдса [4]. Это обстоятельство позволяет выполнить некоторые теоретические оценки характеристик рассеянного сигнала и сравнить с ними экспериментально полученные результаты.

Рассматривая простейшую модель течения, для которой все средние параметры внутри струи полагаются постоянными, можно получить выражение для частотного спектра мощности рассеянного ультразвукового сигнала в приближении однократного рассеяния и в предположении об изотропности турбулентности [1]:

$$(1) \quad \Psi(\omega') \sim \frac{V}{R^2} k^4 \left(\frac{\partial c}{\partial n} \right)^2 U_p(\mathbf{k} - k\mathbf{n}, \omega' - \omega),$$

где V — рассеивающий объем, R — расстояние от объема V до точки наблюдения, ω и \mathbf{k} — частота и волновой вектор падающей волны, \mathbf{n} — единичный вектор в направлении рассеяния, $U_p(\mathbf{k}\Omega)$ — пространственно-временной спектр мощности флуктуирующего параметра $p(\mathbf{R}t)$, c — скорость звука. Интегрирование (1) по всем частотам дает величину, пропорцио-

нальную рассеянной в данном направлении мощности:

$$(2) \quad S \sim \frac{V}{R^2} k^4 \left(\frac{\partial c}{\partial p} \right)^2 \Phi_p(\mathbf{k} - k\mathbf{n}),$$

где $\Phi_p(\mathbf{k})$ — пространственный спектр мощности параметра p . При выводе соотношений (1), (2) предполагалось, что скорость течения значительно меньше средней скорости волны, а наименьший масштаб временных флуктуаций параметра p значительно превосходит период зондирующего сигнала.

Принимая в качестве исходной модель спектра Колмогорова — Обухова, которая удовлетворительно подтверждена опытными данными для приземного слоя атмосферы [1], и учитывая конечность внешнего масштаба турбулентности, получаем

$$(3) \quad \Phi_p(\mathbf{k}) \sim (\kappa^2 + \kappa_0^2)^{-1/2} \exp(-\kappa^2/\kappa_m^2),$$

где $\kappa_0 = 2\pi/L$, $\kappa_m = 2\pi/l$, L и l — соответственно внешний и внутренний масштабы турбулентности [5].

Учет временных флуктуаций, обусловленных турбулентным перемешиванием, приводит к пространственно-временному спектру в виде: [1]

$$(4) \quad U_p(\mathbf{k}, \Omega) = \Phi_p(\mathbf{k}) (2\pi\kappa^2 \langle v^2 \rangle / 3)^{-1/2} \exp \left[- \frac{(\Omega + \kappa v_0)^2}{2\kappa^2 \langle v^2 \rangle / 3} \right].$$

где v_0 — средняя скорость потока, $\langle v^2 \rangle$ — средний квадрат пульсаций скорости.

Экспериментальное исследование рассеяния звуковой волны на турбулентной затопленной струе проводилось в гидроакустическом бассейне. Поток жидкости имел на выходе цилиндрического сопла диаметром 1 см скорость ~ 25 м/сек. Размеры системы позволяли проводить измерения в непрерывном режиме излучения: на рабочих частотах порядка нескольких Мгц отраженный от стенок бассейна сигнал был пренебрежимо мал. Температура воды в бассейне и в струе была одинаковой. Установка позволяла определять полное пространственное распределение поля волны. В качестве приемника и излучателя ультразвука использовались пьезокерамические пластинки диаметром 4 см с резонансной частотой 6,4 Мгц. Ширина диаграмм направленности излучателя и приемника была $\sim 1^\circ$. Излучающая пластинка помещалась на расстоянии 40 см от оси струи, диаметр пятна засветки не превышал 5 см.

Как известно, вытекающая со значительной скоростью струя содержит значительное количество газовых пузырьков кавитационного происхождения, размеры которых различаются в довольно широких пределах. Однако заметное влияние на распространение звука оказывают лишь пузырьки резонансного размера. Для нашей рабочей частоты этот размер составлял $\sim 8 \cdot 10^{-5}$ см. Концентрация таких пузырьков является флуктуирующим параметром p . Хотя известно, что траектории движения пузырьков в потоке не полностью повторяют движение жидкости, собственные движения пузырьков в настоящей работе не учитывались. В [6] было рассмотрено движение газового пузырька в гидродинамическом поле и показано, что для пузырьков размером $\sim 10^{-4}$ см отклонение траектории пузырька от траектории движения жидкости не очень велико. На этом основании с некоторым приближением можно считать, что пузырьки повторяют движение жидкости и являются консервативной пассивной примесью.

На фиг. 1 точками приведены результаты измерения диаграммы рассеяния в плоскости, перпендикулярной струе. Там же представлена кривая зависимости $S(\theta)$, построенная по формуле (2) для спектра (4). В пределах точности, с которой проводились измерения, эксперимент подтверждает правильность выбранной статистической модели турбулентного движения.

В той же плоскости изучалась зависимость временного спектра мощности принимаемого сигнала от угла рассеяния θ . Указанный спектр симметричен относительно частоты падающей волны и имеет приблизительно гауссову форму. Его характерная ширина увеличивается с ростом угла рассеяния θ . Из (1) с учетом (3) имеем для ширины спектра:

$$(5) \quad \Delta\omega = (2\sqrt{2}/\sqrt{3}) \omega (\sqrt{\langle v^2 \rangle}/c) \sin \theta/2.$$

На фиг. 2 приведено сравнение измеренного уширения спектра (точки) с вычисленным по формуле (5) (сплошная кривая); вычисления проводились для значения $\sqrt{\langle v^2 \rangle} = 1,7$ м/сек.

На фиг. 3 изображены спектры мощности рассеянного в плоскости струи под различными углами сигнала. Засвеченный участок находился на расстоянии 24 см от среза сопла. Для сравнения при угле 20° приведен соответствующий спектр в перпендикулярной струе плоскости, смещенный вправо на 7 кГц.

Из данных фиг. 3 легко видеть, что при рассеянии в плоскости струи измеренные спектры получаются значительно более широкими, чем при рассеянии в плоскости, перпендикулярной струе. При этом максимум не лежит на частоте $\Omega = -(\mathbf{k} - k\mathbf{n}) \mathbf{v}_0$, как это следует из (1) и (3) для определения величины Ω (проводилось независимое измерение скорости v_0 с помощью трубки Пито). Такое несоответствие можно объяснить тем, что в реальном случае распределение параметров по сечению струи не равномерно. На частотный спектр наиболее существенное влияние оказывает неоднородность средней скорости потока и различие в интенсивности рассеяния для различных участков струи. Оценки показывают, что для достижения согласия с экспериментом необходимо учитывать оба указанных фактора одновременно.

Рассмотрим для простоты случай малых пульсаций скорости при небольших углах рассеяния. Тогда спектр мощности примет вид

$$(6) \quad \Psi \sim \int_0^{\infty} f(r) \delta[\Omega + kv(r)] r dr.$$

Здесь r — расстояние от центра струи, функция $f(r)$ характеризует интенсивность рассеяния, $\Omega = \omega' - \omega$, k — проекция вектора рассеяния на направление средней скорости, $v(r)$ — модуль средней скорости, $\delta[\Omega + kv(r)] - \delta$ — функция.

Вычисление интеграла (6) приводит к выражению

$$(7) \quad \Psi \sim r_0 f(r_0) / |kv'(r_0)|,$$

где расстояние r_0 определяется из условия

$$(8) \quad \Omega + kv(r_0) = 0,$$

а $v'(r_0)$ — производная средней скорости при $r = r_0$.

Экспериментально измеренные профили скорости в струях [4] можно аппроксимировать зависимостью

$$(9) \quad v = v_0 \exp(-r^2/e^2).$$

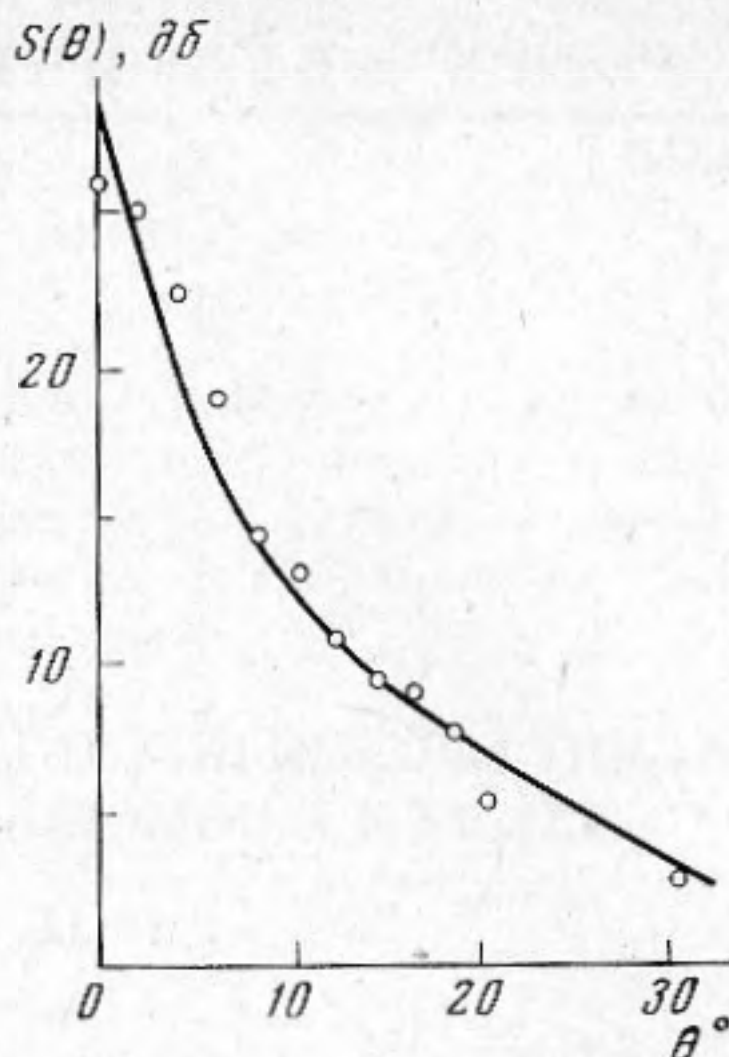
Предположим, что интенсивность рассеяния пропорциональна квадрату производной от средней скорости [3]:

$$(10) \quad f(r) = [v'(r)]^2.$$

Подстановка (9) и (10) в (7), (8) дает

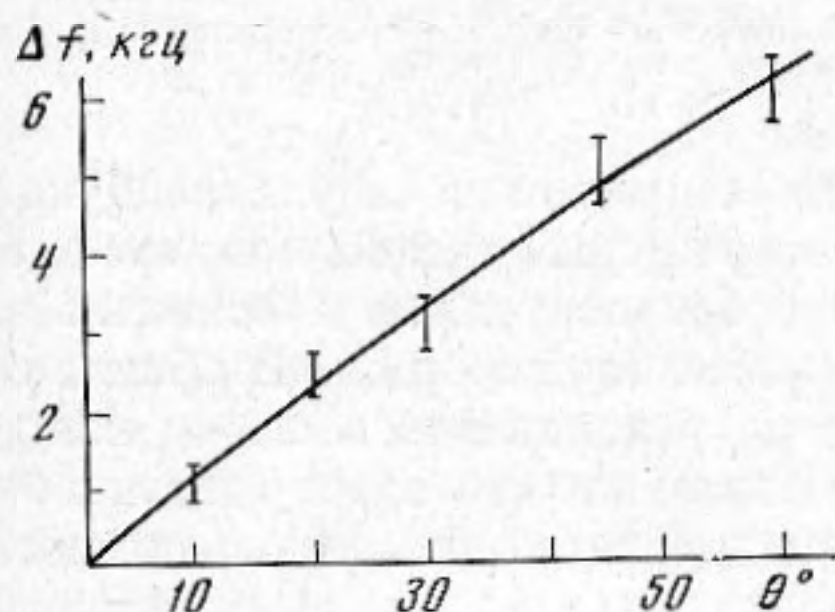
$$\Psi \sim \Omega \ln \sqrt{-kv_0/\Omega}.$$

Фиг. 1. Диаграмма рассеяния ультразвука в плоскости, перпендикулярной струе



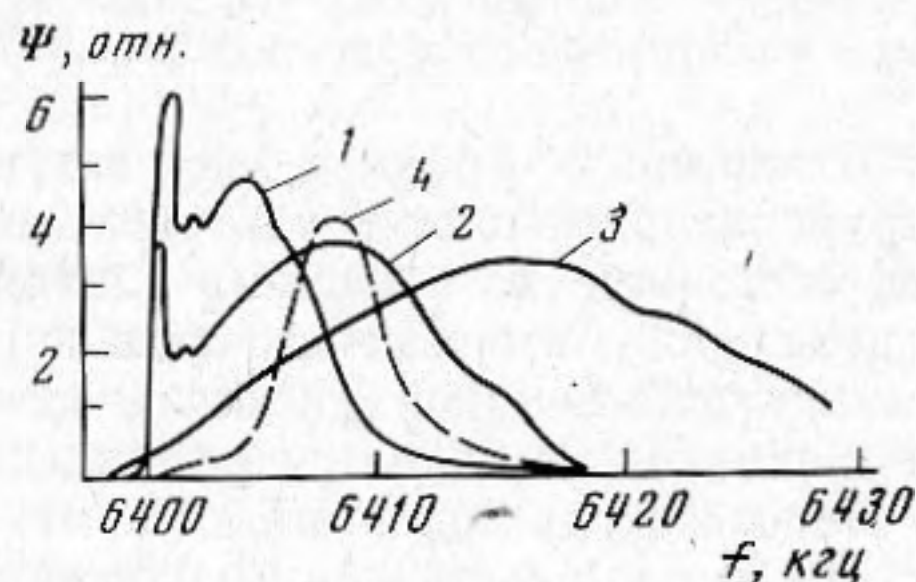
Фиг. 1

Фиг. 2. Зависимость ширины спектра рассеянного сигнала от угла рассеяния



Фиг. 2

Фиг. 3. Спектры мощности рассеянных в плоскости струи сигналов (кривая 1 - $\theta=10^\circ$, 2 - $\theta=20^\circ$, 3 - $\theta=45^\circ$) и рассеянного в перпендикулярной плоскости сигнала (кривая 4 - $\theta=20^\circ$)



Фиг. 3

Такой спектр качественно похож на полученный экспериментально (Фиг. 3). Для более точного совпадения с опытными данными в последней модели необходимо учесть также наличие пульсаций скорости и их неоднородность по сечению.

Таким образом, открывается возможность не только определения спектра турбулентных пульсаций, но и установление распределения параметров как по сечению струи, так и вдоль ее оси путем сравнения экспериментальных данных с расчетными для различных теоретических моделей. При этом расчеты следует проводить, по-видимому, с помощью ЭВМ.

Авторы признательны А. Н. Акимову, А. И. Капустину и И. Я. Королеву за помощь в проведении эксперимента, а также А. Н. Бархатову за интерес к работе и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Татарский. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М., «Наука», 1967.
2. G. Wittek. Amplitude modulation of ultrasound waves by Turbulent water Flows. *Acustica*, 1972, 27, 7, 7-14.
3. Frank Lane. Frequency effects in the radar return from turbulent weakly ionized missile wakes. Amer. Institute of Aeronautics and Astronautics, 1967, 23, 1, 1-20.
4. Л. А. Вулис, В. П. Кашкаров. Теория струй вязкой жидкости. М., «Наука», 1965.
5. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954.
6. В. И. Ильичев, А. А. Канзеба, Г. Н. Кузнецов, А. Т. Листров. Движение газового пузырька в гидродинамическом поле обтекаемого тела. *Тр. Акуст. ин-та*, 1969, вып. VI, 136-144.

Горьковский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Поступила
1 ноября 1976 г.