

фотографиях фиг. 3 показаны прямые лучи недемпфированного a и демпфированного b излучателей, причем время экспонирования второго кадра вдвое больше времени экспонирования первого. На той же фигуре показаны поля косых лучей недемпфированного c и демпфированного d излучателей, а на фиг. 4 — графики распределения звукового давления (плотности потемнения) в косых пучках на расстоянии 32 мм от излучающей поверхности, полученные путем фотометрирования негативов фотографий фиг. 3 на регистрирующем микроденситометре. Как видно из графиков, амплитуда косых пучков в центральной части при демпфировании (фиг. 4, a) уменьшается приблизительно в 5 раз по сравнению со случаем недемпфированного излучателя (фиг. 4, b). Аналогичные распределения, снятые в других сечениях, показывают, что демпфирование снижает амплитуду звукового давления до 3 раз в прямом пучке и от 2,5 до 5 раз — в косых пучках. В результате равномерность поля существенно увеличивается, что непосредственно видно из фотографий (фиг. 3, a и b).

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Н. Каневский. Об анализе искажений поля плоского пьезоэлектрического излучателя. Докл. АН СССР, 1959, 129, 4, 766–768.
2. И. Н. Каневский, Б. А. Сахаров, В. А. Касьянов, М. М. Нисневич, С. Т. Рогова, Г. З. Обухова. Демпфер электроакустического преобразователя. Авт. свид. № 480199. Бюл. № 29 от 5.08.75 г.
3. Ультразвуковые преобразователи. Под ред. Е. Кикучи. М., «Мир», 1972.

Государственный научно-исследовательский
и проектный институт
редкометаллической промышленности

Поступила
19 мая 1975 г.
После исправления
24 мая 1976 г.

УДК 534.874.3

ОБ ОДНОЙ МОДЕЛИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗВУКА ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ НАД НЕОДНОРОДНОЙ ГРАНИЦЕЙ

С. Г. Касоев

В последнее время на основании ряда теоретических исследований [1, 2] сложилось представление, что наиболее сильные эффекты генерации звука следует ожидать при взаимодействии турбулентного пограничного слоя с неоднородностями границы. Этот теоретический вывод подтверждается результатами экспериментов [3, 4].

В настоящей работе рассмотрен один из механизмов генерации звука турбулентным пограничным слоем на неоднородных границах, обусловленный взаимодействием пограничного слоя с неоднородностями; использованы представления М. Д. Миллионщикова о турбулентном пограничном слое как о совокупности вихрей, катящихся по поверхности вязкого подслоя [5].

Предлагается плоская статистическая вихревая модель турбулентного пограничного слоя, состоящего из цепочек одинаковых линейных вихрей,двигающихся с одинаковой скоростью над границей. Расстояние между вихрями в цепочке — случайная величина, распределенная по экспоненциальному закону. Вихри в цепочке не взаимодействуют между собой, а взаимодействуют только с границей. Вследствие этого излучение каждого вихря носит характер импульса [6], а излучение цепочки вихрей является стационарным случайным импульсным процессом, теория которого хорошо развита в радиотехнике [7].

Распределение параметров в вихревом слое принято возможно более похожим на реальные течения: картина случайных флуктуаций скорости качественно соответствует представлению о турбулентном течении. Распределение по глубине слоя скорости сноса вихрей выбрано соответствующим реальному распределению средней скорости в турбулентном пограничном слое в виде $V=V_{\infty}(y/\delta)^{1/2}$, где V_{∞} — скорость сноса вихрей на поверхности пограничного слоя, y — высота цепочки над границей, δ — толщина пограничного слоя. Распределение размеров вихрей по глубине качественно также соответствует представлению о структуре турбулентного пограничного слоя $r=r_0(y/\delta)^{2/3}$ — наиболее крупные вихри находятся во внешнем элементарном слое. Вихревой слой представляет собой «замороженную» вихревую структуру, которая переносится как целое над границей и излучает звук только при взаимодействии каждого своего элемента с неоднородностью границы. Выбор такой модели объясняется стремлением выделить механизм шумообразования, обусловленный взаимодействием турбулентного пограничного слоя с неоднородностями границы.

Для элементарной вихревой цепочки энергетический спектр излучения пропорционален энергетическому спектру излучения отдельного вихря, поскольку одинаково-

вые вихри цепочки излучают импульсы постоянной длительности и амплитуды [7]:

$$(1) \quad G(\omega) = \frac{2\rho^2\omega^2}{T} |\Phi(\omega_1)|^2,$$

где $\Phi(\omega_1)$ — спектр потенциала поля излучения отдельного вихря цепочки от безразмерной частоты $\omega_1 = \omega y/V$, T — среднее время следования импульсов.

Интеграл спектральной плотности мощности равен среднему временному значению квадрата модуля давления:

$$(2) \quad \int_0^{\infty} G(\omega) d\omega = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} |p(t)|^2 dt = \overline{|p(t)|^2}.$$

С другой стороны, средняя по времени плотность потока акустической мощности в волновой зоне, где расходящуюся цилиндрическую волну от неоднородности можно считать плоской, выражается через акустическое давление

$$(3) \quad \bar{W} = \frac{1}{\rho c} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} |p(t)|^2 dt = \frac{1}{\rho c} \overline{|p(t)|^2}.$$

Сравнивая выражения (2) и (3) и используя (1), получим следующую формулу для средней плотности потока мощности излучения вихревой цепочки через спектр потенциала звукового поля одиночного вихря над неоднородной границей:

$$(4) \quad \bar{W} = \frac{2\rho c^3 M^4}{y^3 l(y)} \int_0^{\infty} |\Phi(\omega_1)|^2 \omega_1^2 d\omega_1,$$

где $l(y)$ — среднее расстояние между вихрями в элементарной вихревой цепочке, $M = \frac{V}{c}$ — число Маха.

Плотность потока мощности от всего пограничного слоя находится интегрированием выражения (4) по глубине слоя:

$$(5) \quad \bar{W} = 2\rho c^3 \delta^{-3} M_{\infty}^4 \int_v^1 \frac{\xi^{-20/7} d\xi}{l(\xi)} \int_0^{\infty} |\Phi(\omega_1)|^2 \omega_1^2 d\omega_1,$$

где $\xi = \frac{y}{\delta}$, $v = \frac{\delta_0}{\delta}$ — относительная толщина вязкого подслоя.

В качестве примера подставим в формулу (5) спектр звукового излучения элементарного вихря над жесткой плоскостью с ребром [6]. После несложных преобразований легко получить среднюю плотность потока мощности от вихревой модели над данной границей:

$$(6) \quad \bar{W} = 3\rho c^3 \pi \frac{\cos^2 \theta}{R_1} \left(\frac{h}{\delta}\right)^4 \delta M_{\infty}^5 \int_v^1 \frac{\xi^{-19/7} d\xi}{l(\xi)}.$$

Здесь сохранены обозначения работы [6]: R_1 , θ — полярные координаты точки наблюдения, h — высота ребра.

По формуле (6) можно, в частности, вычислить излучение звука турбулентным пограничным слоем на шероховатой поверхности в слабосжимаемой среде. Известно экспериментальное исследование влияния шероховатости вращающегося цилиндра на генерацию звука турбулентным пограничным слоем [8], в котором получена зависимость мощности излучения от числа Маха для различных шероховатостей в пределах $M_{\infty}^4 - M_{\infty}^6$. Это удовлетворительно согласуется с полученной теоретической зависимостью M_{∞}^5 .

Полученное согласие позволяет судить о возможности применения статистической вихревой модели для описания механизма генерации звука и о существенной роли описанного механизма шумообразования в слабосжимаемой среде на неоднородных границах.

Автор благодарит Л. М. Лямшева, под руководством которого выполнена настоящая работа.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. E. Flows Williams, L. H. Hall. Aerodynamic sound generation by turbulent flow in the vicinity of scattering half plane. J. Fluid Mech., 1970, 40, 4, 657-670.
2. D. G. Crighton, F. G. Leppington. Scattering of aerodynamic noise by a semi-infinite compliant plate. J. Fluid Mech., 1970, 43, 4, 721-736.
3. L. Maestrello. Use of turbulent model to calculate the vibration and radiation responses of a panel with practical suggestion for reducing sound level. J. Sound and Vibrat., 1967, 5, 3, 407-448.
4. L. Maestrello. The effect of length and thickness on the panel response due to turbulent boundary layer excitation. Proc. 5th Int. Congress on Acoustics, Lige, paper L 28.
5. М. Д. Миллионщиков. Основные закономерности течения в пристеночных слоях. Атомная энергия, 1970, 28, 4, 317-320.
6. С. Г. Касоев. Генерация звука линейным вихрем над жесткой плоскостью с ребром. Акуст. ж., 1976, 22, 1, 131-133.
7. Б. Р. Левин. Теория случайных процессов и ее применение в радиотехнике. М., «Советское радио», 1960.
8. L. N. Wilson. Experimental investigation of the noise generated by the turbulent flow around a rotating cylinder. J. Acoust. Soc. America, 1960, 32, 10, 1203-1207.

Акустический институт
Академии наук СССР

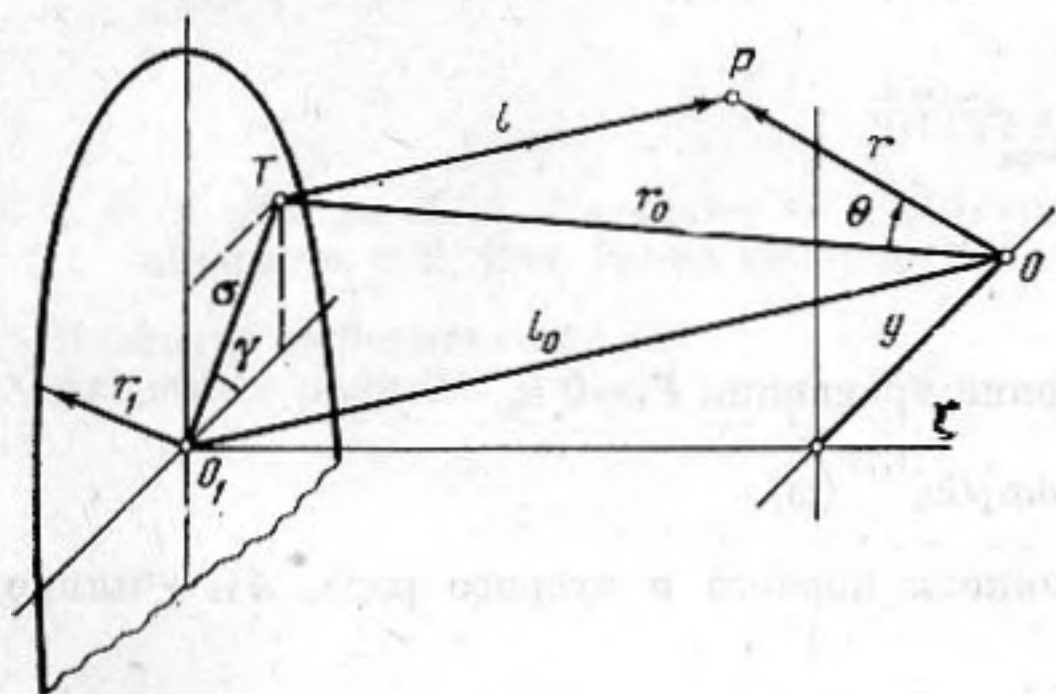
Поступила
10 февраля 1976 г.

УДК 534.2

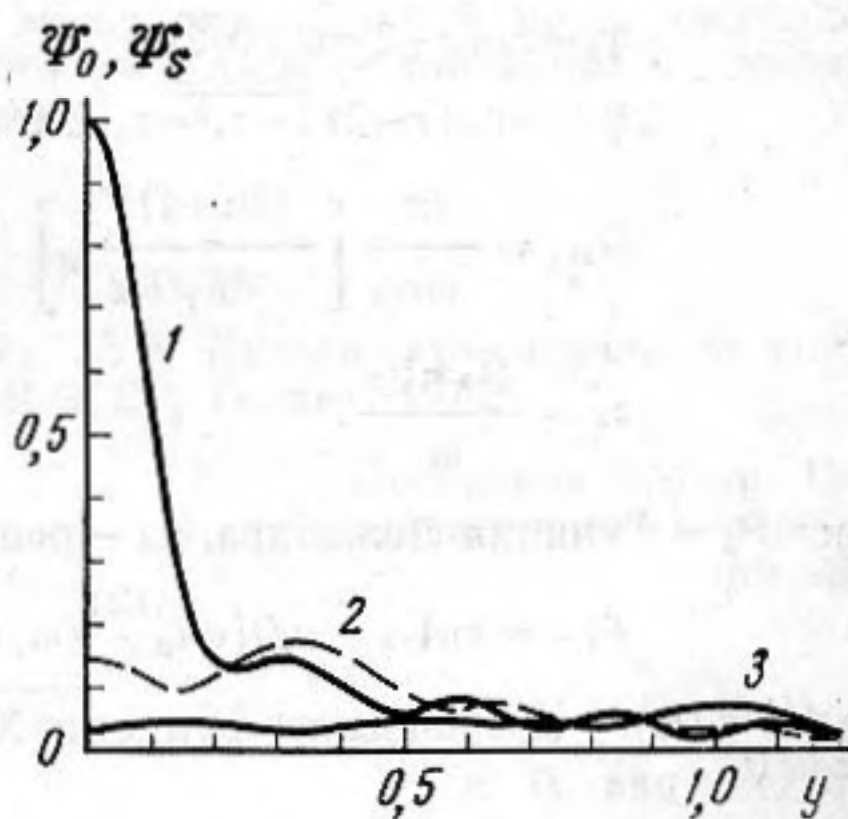
ВЫЧИСЛЕНИЕ ЭХО-СИГНАЛА НАПРАВЛЕННОГО ЗОНДИРУЮЩЕГО ИМПУЛЬСА ОТ СФЕРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ

Я. А. Метсавээр

Задача вычисления эхо-сигнала описана в безразмерных координатах так, что все линейные размеры длины определяются в единицах радиуса R оболочки. Безразмерное время τ определяется формулой $\tau = ctR^{-1}$, где t — время c — скорость звука в среде. Источник направленного зондирующего импульса принят состоящим из



Фиг. 1



Фиг. 2

большого числа элементарных точечных источников, расположенных на диске с радиусом r_1 и центром O_1 (фиг. 1). Зондирующий импульс давления такого источника может быть приближенно выражен интегралом

$$(1) \quad P_i = \int_0^{r_1} \int_0^{2\pi} p_i d\gamma d\sigma,$$

где p_i — давление, излучаемое элементарным точечным источником, расположенным в точке T с координатами γ, σ (фиг. 1). Далее рассматривается случай, когда эле-