

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

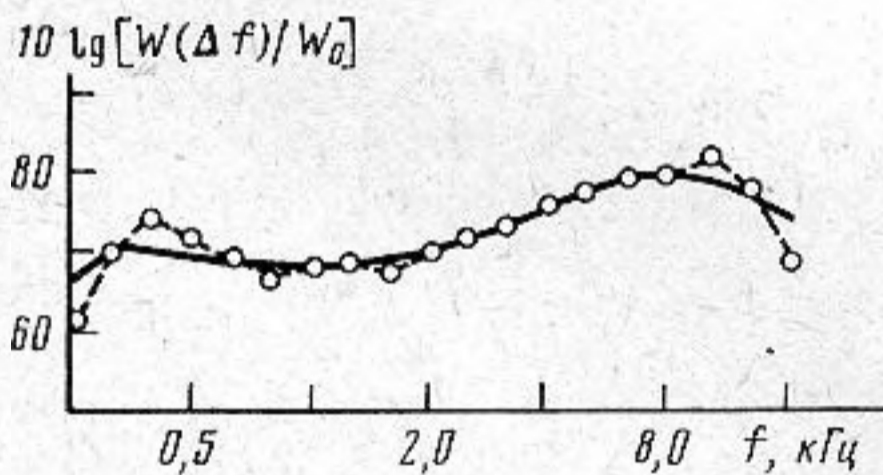
УДК 534.121.1

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О КОЛЕБАНИЯХ И АКУСТИЧЕСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ ПЛАСТИНЫ В ПОЛЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ ПРИ СВЕРХЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ ПОТОКА

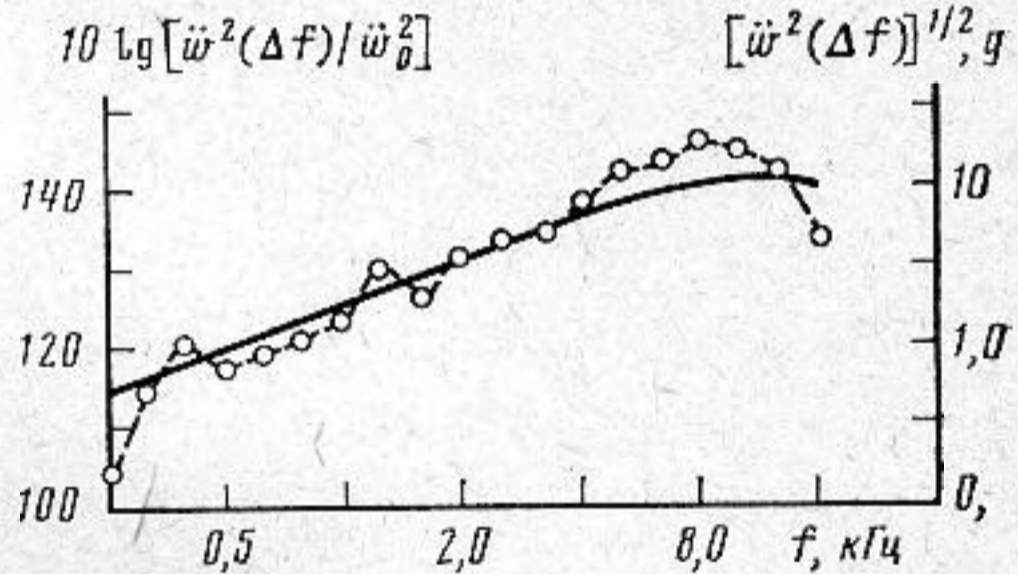
Ефимцов Б. М., Кудисова Л. Я., Лебедев А. А.

Из литературных источников известны результаты экспериментальных исследований акустического излучения пластины в поле турбулентных пульсаций давления только при числах $M \ll 1$ [1-3]. Ниже приводятся экспериментальные данные о колебаниях и звуковой мощности, излучаемой пластиной, при $M > 1$.

Измерения выполнены на специальной установке, представляющей собой малозумную сверхзвуковую аэродинамическую трубу, оборудованную реверберационной камерой. На боковой стенке рабочей части трубы реализуется развитый турбулентный пограничный слой толщиной $\delta \approx 20$ мм с нулевым градиентом среднего давления. Тонкая ($h = 1,3$ мм) прямоугольная в плане пластина площадью $S = 0,316 \times 0,122$ м² из алюминиевого сплава ($\rho = 2,7 \cdot 10^3$ кг/м³) устанавливалась в проеме заподлицо с обтекаемой стенкой. Другой стороной она через проем была акустически связана с реверберационной камерой. Статическое давление с обеих сторон пластины поддерживалось одинаковым. Звуковая мощность, излучаемая пластиной, определялась стандартным методом реверберационной камеры. Колебания измерялись с помощью миниатюрного (0,4 г.) виброприемника.



Фиг. 1



Фиг. 2

На фиг. 1 в качестве примера точками показан измеренный в $1/3$ октавных полосах частот спектр звуковой мощности, излучаемой пластиной при $M = 1,5$. Полученные спектры имеют ярко выраженный максимум в окрестности $f = 0,4$ кГц, соответствующий резонансному возбуждению пластины на нижней собственной частоте. Сплошной кривой на фиг. 1 показан спектр звуковой мощности, рассчитываемый по формуле

$$W(\Delta f) = \frac{\Phi_q(f) F(\beta) S \cdot \Delta f \eta_n}{4\pi \rho h f \eta} \quad (1)$$

Эта формула следует из соотношений работы [4] в предположении, что спектральная плотность пристеночных турбулентных пульсаций давления $\Phi_q(f)$, функция безразмерных параметров $F(\beta)$ практически не меняются в пределах рассматриваемой ширины частотной оси Δf . Функция $F(\beta)$, характеризующая степень согласованности поля внешних сил с упруго-инерционными свойствами пластины, рассчитывалась в соответствии с работой [4]. Входящие в нее характеристики поля пульсаций давления (пространственные масштабы корреляции спектральных составляющих и фазовая скорость) определялись в соответствии с универсальными соотношениями работы [5], исходя из непосредственно измеренных осредненных параметров турбулентного пограничного слоя на стенке трубы. В соответствии с [5] расчетным путем определялась и спектральная плотность пульсаций давления. Из всех величин, вхо-

ящих в формулу (1), экспериментально (в соответствии с [6]) определялось только отношение коэффициента потерь на излучение ($\eta_{из}$) к общему коэффициенту потерь (η).

Сопоставление представленных на фиг. 1 спектров свидетельствует об удовлетворительном совпадении расчетных и экспериментальных данных даже в окрестности низшей собственной частоты пластины, где использование формулы (1), вообще говоря, не следует считать корректным. Сходимость в этой области существенным образом обусловлена эффектом осреднения в относительно широких полосах частот. Еще меньшее различие можно наблюдать при сопоставлении рассчитанных и измеренных спектров в октавных полосах частот.

Аналогичные результаты получаются при измерениях колебаний пластины. На фиг. 2 показан измеренный в $1/3$ октавных полосах частот осредненный по поверхности спектр нормальных ускорений пластины, возбуждаемой пристеночными турбулентными пульсациями давления при $M=1,5$. Слева шкала графика размечена уровнями среднеквадратичных значений нормальных ускорений относительно порогового значения $\dot{w}=10^{-5}$ м/с², а справа – среднеквадратичными значениями ускорений в единицах g . Сплошной кривой на фиг. 2 показан спектр нормальных ускорений, рассчитанный по формуле

$$\dot{w}^2(\Delta f) = \frac{\Phi_q(f)F(\beta)\Delta f}{2(\rho h)^2\eta}, \quad (2)$$

которая получается из соотношений работы [7] при тех же допущениях, что и формула (1). В этом случае также наблюдается удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ludwig G. R. An experimental investigation of the sound generated by thin steel panels excited by turbulent flow. 1962, UTIA Report 87.
2. Maestrello L. Measurement of noise radiated by boundary layer excited panels. – J. Sound Vib., 1965, N 2, p. 100–115.
3. Ефимцов Б. М., Шубин С. Е. Экспериментальное исследование колебаний и акустического излучения пластины в поле турбулентных пульсаций давления. – Акуст. журн., 1977, т. 23, № 4, с. 584–590.
4. Ефимцов Б. М. Применение энергетического статистического метода для оценки акустического излучения пластин при псевдозвуковом нагружении. – Тр. ЦАГИ, 1978, вып. 1902, с. 3–8.
5. Ефимцов Б. М. Характеристики поля пристеночных турбулентных пульсаций давления при больших числах Рейнольдса. – Акуст. журн., 1982, т. 28, № 4, с. 491–497.
6. Ткачев А. А. Виброакустические характеристики пластин с подкрепляющими элементами. – Тр. ЦАГИ, 1982, вып. 2133, с. 71–75.
7. Ефимцов Б. М. Колебания и акустическое излучение пластин в турбулентном пограничном слое. – Тр. ЦАГИ, 1971, вып. 1371, с. 39–46.

Поступило в редакцию
13.IV.1984

УДК 534.222

АКУСТИКО-ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ АНАЛОГИЯ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ В ЖИДКОСТИ

Кобелев Ю. А., Островский Л. А.

Задача о колебаниях газовых пузырьков, находящихся на близком расстоянии друг от друга, под действием звука интересна для разнообразных приложений, связанных со спектроскопией пузырьков, изучением поглощения звука в пузырьковой среде, поведения пузырька вблизи стенки и т. д. Такая задача рассматривалась в ряде работ [1, 2] в предположении, что длина звуковой волны λ велика по сравнению с расстоянием между пузырьками L , которое, в свою очередь, много больше радиусов пузырьков a_j , так что взаимодействие лишь мало изменяет резонансные свойства пузырьков. Отказ от последнего предположения ($L \gg a_j$) означает существенное нарушение радиальной симметрии колебаний пузырька и в результате приводит к серьезному усложнению задачи.

Здесь хотели бы обратить внимание на возможность использования метода изображений для решения подобных задач. Как известно, при условии $a_j \ll \lambda$ давление в пузырьке практически постоянно и, следовательно, его поверхность эквипотенциальна (в пренебрежении поверхностным натяжением, что для воды возможно, если $a_j \gg 1$ мкм). Это позволяет воспользоваться аналогией с электростатикой: поле скоростей в жидкости вокруг пузырька соответствует напряженности электростатического поля E вокруг проводящего тела той же формы, а величиной, аналогичной плотности поверхностного заряда на проводнике, служит величина нормальной компоненты скорости v_n непосредственно на поверхности пузырька S . Полному же заряду Q (точнее, Q/ϵ , где ϵ – диэлектрическая проницаемость) соответствует величина