

6. Горская Н. С., Раевский М. А. О многократном рассеянии низкочастотных акустических волн на поверхностном волнении. — Акуст. журн., 1986, т. 32, № 2, с. 165–171.
7. Зайцев В. Ю., Раевский М. А. О трансформации пространственно-временного спектра волнового поля в волноводе со случайной границей. — Изв. вузов. Радиофизика, 1985, т. 28, № 1, с. 65–75.
8. Нечаев А. Г. Корреляционные характеристики звука в волноводе со статистически неровной стенкой. — Изв. вузов. Радиофизика, 1982, т. 25, № 3, с. 291–300.

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
24.V.1985

УДК 534.121

КОЛЕБАНИЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПАНЕЛИ В ПОЛЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ

Ефимцов Б. М.

При экспериментальном изучении колебаний тонкостенных конструкций в поле турбулентных пульсаций давления авторы опубликованных работ ограничивались лабораторными испытаниями пластин в аэродинамических трубах, например [1–3] и др. Ниже приводятся экспериментальные данные о колебаниях цилиндрической панели малой кривизны, установленной на поверхности самолета в зоне, где ее колебания определялись воздействием пульсаций давления турбулентного пограничного слоя.

После завершения исследований пульсаций давления на самолете [4] в той же зоне фюзеляжа заподлицо с обтекаемой поверхностью была установлена тонкая ($h=0,8$ мм) слегка изогнутая ($R=6$ м) панель из алюминиевого сплава в жесткой раме. Схема панели с координатами точек измерений и габаритными размерами показана на фиг. 1. Колебания панели измерялись на тех же режимах полета, что и пульсации давления. Сигналы от двух виброприемников регистрировались синхронно, что позволило определить не только спектры в двух точках, но и оценить нормированный спектр пространственных корреляций (взаимный спектр) при фиксированном расстоянии между точками наблюдения.

При проведении экспериментальных исследований уделялось серьезное внимание возможным вибропомехам от разных источников и, прежде всего, от силовой установки самолета из-за ее интенсивного акустического и механического воздействия на панель. Для их оценки была выполнена серия специальных экспериментов, которая показала существенное (более 10 дБ) превышение полезных сигналов над фоном помех при $M \geq 0,43$ в области $f > 100$ Гц.

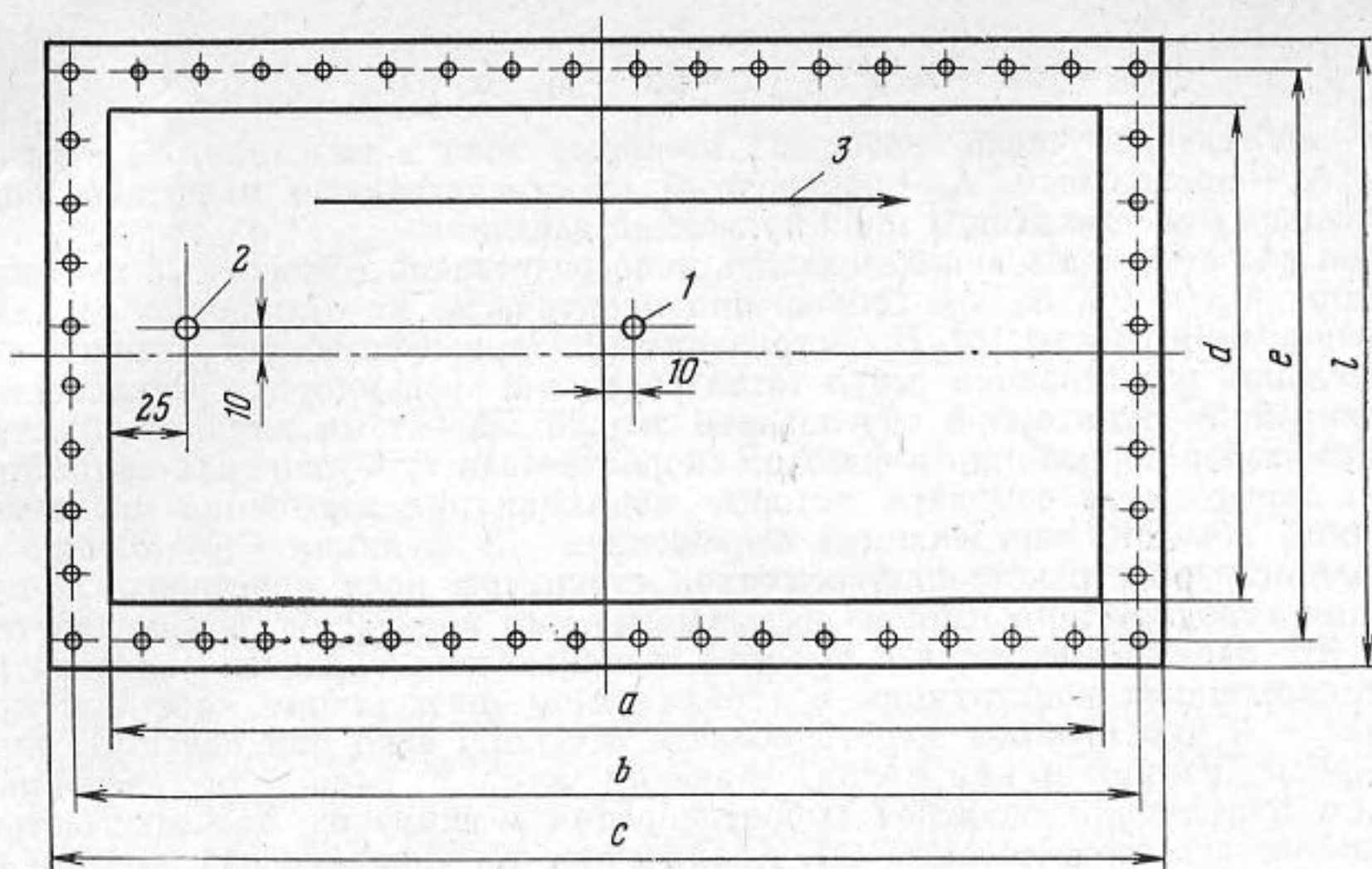
Низкочастотная часть всех измеренных спектров виброускорений панели в узких ($\Delta f = 0,06f$) полосах частот характеризовалась ярко выраженными максимумами в окрестности ее низших собственных частот. Мнимая часть взаимного спектра на частотах этих максимумов была близка к нулю, а вещественная принимала значения, мало отличающиеся от +1 или -1 (в зависимости от формы колебаний). На частотах, где не обнаруживалось резонансное возбуждение панели, вещественная и мнимая части взаимного спектра виброускорений мало отличались от соответствующих функций поля пульсаций давления. Из этого следует, что поле виброускорений панели в основном формировалось в результате суперпозиции вынужденных стоячих и бегущих волн, возбуждаемых конвектирующим полем турбулентных пульсаций давления.

В широких (октавных) полосах частот резонансные свойства панели из-за эффекта осреднения в явном виде не обнаруживались. Связь между вибрациями в точках 1 и 2 в октавных полосах частот в среднем оказывалась более существенной по сравнению со связью между турбулентными пульсациями давления. Октавные спектры нормальных ускорений в точках 1 и 2 на частотах в окрестности и выше $f = 250$ Гц практически не различались. Это обусловлено существенной пространственной однородностью действующего на панель поля турбулентных пульсаций давления.

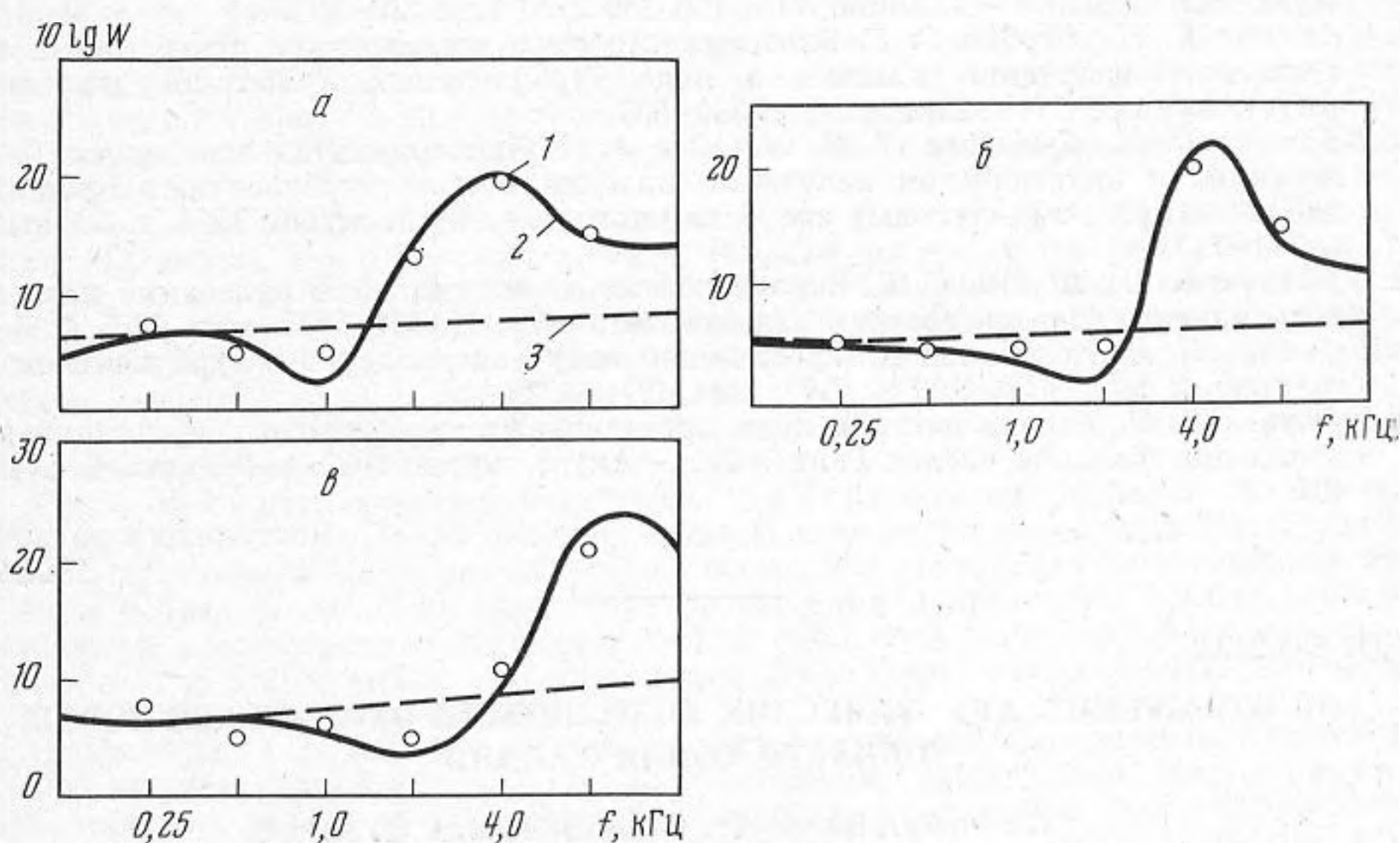
Результаты измерения в октавных полосах частот здесь (фиг. 2) используются только для иллюстрации усиления колебания панели, связанного с увеличением скорости полета. При таких сравнительных измерениях искажения, связанные с влиянием присоединенной массы виброприемника (~ 2 г), оказываются несущественными. Что касается абсолютных измерений, то приемник с такой присоединенной массой при $h = 0,8$ мм вносит искажения, превышающие 10% на частотах $f > 1$ кГц [2]. Величиной $\overline{\dot{w}_1^2(f, \Delta f)}$ на фиг. 2 обозначен средний квадрат виброускорений панели в октавных полосах со средней частотой f при большем, а $\overline{\dot{w}_2^2(f, \Delta f)}$ — при меньшем значениях числа M полета самолета на одной высоте.

Фактическое усиление колебаний при увеличении M показано точками на фиг. 2. Сплошной кривой на каждом графике показано ожидаемое усиление колебаний на основе расчетных оценок по соотношению

$$W = \frac{\overline{\dot{w}_1^2(f, \Delta f)}}{\overline{\dot{w}_2^2(f, \Delta f)}} = \frac{F_1(\beta) \Phi_{q1}(f)}{F_2(\beta) \Phi_{q2}(f)} \quad (1)$$



Фиг. 1. Схема панели в жесткой раме: 1 — первая точка измерений, 2 — вторая точка измерений, 3 — направление потока; ее габаритные размеры в мм: $a=320$, $b=345$, $c=360$, $d=160$, $e=185$, $l=200$



Фиг. 2. Усиление колебаний панели при увеличении числа M : $a - 0,43 \div 0,75$, $b - 0,56 \div 0,9$, $c - 0,87 \div 1,61$; 1 — эксперимент; 2 — расчет по соотношениям (1) и (3), 3 — ожидаемое усиление только за счет увеличения интенсивности пульсаций давления в соответствии с [6]

Соотношение (1) непосредственно следует из асимптотического выражения для спектральной плотности нормальных ускорений цилиндрической панели $\Phi_{\ddot{w}}(f)$ в поле турбулентных пульсаций давления

$$\Phi_{\ddot{w}}(f) \approx \frac{\Phi_q(f) F(\beta) \tilde{n}(f)}{2(\rho h)^2 \eta}, \quad (2)$$

которое получается таким же образом, как и аналогичное соотношение для пластины [5]. Здесь $\Phi_q(f)$ — спектральная плотность турбулентных пульсаций давления, действующих на панель; $\tilde{n}(f)$ — отношение плотности частот собственных колебаний цилиндрической панели к плотности частот собственных колебаний пластины с теми же размерами, ρ — плотность материала панели; η — определяемый из эксперимента коэффициент потерь; $F(\beta)$ — функция безразмерных параметров:

$$F(\beta) = \frac{\beta^{1/2} \alpha_2}{2^{1/2} \alpha_4 \alpha_6^2} \left[\alpha_5 (\alpha_4 - \alpha_3)^{1/2} - 2 \alpha_1 \beta (\alpha_4 + \alpha_3)^{1/2} + \frac{2^{1/2} \alpha_1 \alpha_4 (\alpha_5 + 2\beta)}{\alpha_2 (\alpha_2^2 \beta + 1)^{1/2}} \right], \quad (3)$$

$$\beta = (k_q/\chi)^2, \quad k_q = 2\pi f/U_\Phi, \quad \alpha_1 = (k_q \Lambda_1)^{-1}, \quad \alpha_2 = (k_q \Lambda_2)^{-1}, \quad \alpha_3 = \beta(1 - \alpha_1^2) - 1,$$

$$\alpha_4 = (\alpha_3^2 + 4\alpha_1^2\beta^2)^{1/2}, \quad \alpha_5 = \beta\alpha_2^2 - \alpha_3, \quad \alpha_6 = (\alpha_5^2 + 4\beta^2\alpha_1^2)^{1/2},$$

где κ — собственное число свободных изгибных волн в пластине, U_ϕ — фазовая скорость, Λ_1 — продольный, Λ_2 — поперечный пространственные масштабы корреляции спектральных составляющих поля пульсаций давления.

При расчетах здесь использовались непосредственно измеренные на самолете [4] величины $\Phi_q(f)$, U_ϕ , Λ_1 , Λ_2 . Однако они практически не отличались от полученных из соотношений работы [6]. Представленный материал позволяет говорить об удовлетворительном согласовании результатов расчета и эксперимента. Отклонение сплошной кривой от пунктирной обусловлено только эффектами влияния пространственных масштабов корреляции и фазовой скорости поля турбулентных пульсаций давления на поверхности самолета, которые меняются при изменении числа M полета.

Таким образом, определяемая выражением (3) функция $F(\beta)$ хорошо отслеживает влияние пространственно-временной структуры поля пристеночных пульсаций давления турбулентного слоя на вызываемые ими колебания тонких пластин и оболочек. Это дает возможность с высокой степенью достоверности определить колебания тонкостенных конструкций в турбулентном пограничном слое при произвольном числе M (по крайней мере в области $M \leq 1,61$), если они известны при каком-либо одном (например, при малом) значении числа M . Если таких сведений не имеется, то для оценки спектров виброускорений в широких полосах частот можно воспользоваться соотношением (2). Аналогичное соотношение для пластин получило экспериментальное подтверждение в работах [2, 3].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Maestrello L.* Measurement and analysis of the response field of turbulent boundary layer excited panels. — *J. Sound Vib.*, 1965, v. 2, № 3, p. 270–292.
2. *Ефимцов Б. М., Шубин С. Е.* Экспериментальное исследование колебаний и акустического излучения пластин в поле турбулентных пульсаций давления. — *Акуст. журн.*, 1977, т. 23, вып. 4, с. 584–590.
3. *Ефимцов Б. М., Кудисова Л. Я., Лебедев А. А.* Экспериментальные данные о колебаниях и акустическом излучении пластин в поле турбулентных пульсаций давления при сверхзвуковых скоростях потока. — *Акуст. журн.*, 1984, т. 30, вып. 5, с. 714–715.
4. *Ефимцов Б. М., Шубин С. Е.* Вероятностные характеристики пульсаций давления пограничного слоя на поверхности самолета. — *Тр. ЦАГИ*, 1975, вып. 1655, с. 3–14.
5. *Ефимцов Б. М.* Колебания и акустическое излучение пластин в турбулентном пограничном слое. — *Тр. ЦАГИ*, 1971, вып. 1371, с. 39–46.
6. *Ефимцов Б. М.* Характеристики поля пристеночных турбулентных пульсаций давления при больших числах Рейнольдса. — *Акуст. журн.*, 1982, т. 28, вып. 4, с. 491–497.

Поступило в редакцию
18.X.1985

УДК 534.222.2

ОБ ОТРАЖЕНИИ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ ОТ ОКОЛОЗВУКОВОЙ ОБЛАСТИ СОПЛА ЛАВАЛЯ

Карabutов А. А., Сапожников О. А.

Задача о распространении акустических возмущений в потоках газа в трубах возникла достаточно давно (см., например, [1, 2]). Определенную сложность представляет случай, когда скорость потока мало отличается от местной скорости звука — при этом решение линейного приближения расходится [3]. Из-за невозможности аналитического решения нелинейных уравнений обычно приходится обращаться к различным численным методам [4–7]. Однако именно в околозвуковой области задача может быть существенно упрощена [8, 9], так как появляется малый параметр $\mu \sim |M-1|$, где M — число Маха потока. В данной работе рассматривается отражение от этой области возмущений ступенчатого вида, причем отличие от работы [10] анализируется нестационарная задача.

Уравнения гидродинамики для квазиодномерного изэнтропического течения однородного газа в канале переменного сечения могут быть записаны в квадратичном приближении в виде [2]:

$$\frac{1}{c_0} \frac{\partial L}{\partial t} + [\epsilon L + (2-\epsilon)R] \frac{\partial L}{\partial x} = -\frac{1}{2} \frac{\partial f}{\partial x}, \quad (1)$$

$$\frac{1}{c_0} \frac{\partial R}{\partial t} + [2 + \epsilon R + (2-\epsilon)L] \frac{\partial R}{\partial x} = \frac{1}{2} \frac{\partial f}{\partial x}. \quad (2)$$

Здесь $f = \ln(A_0/A)$, A — площадь поперечного сечения канала, A_0 — ее характерное значение; в рассматриваемом случае сужающегося-расширяющегося канала (сопло Лавалья) A_0 соответствует критическому сечению, т.е. сечению с минимальной