

ОСОБЕННОСТИ ПОЛЕЙ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ В ОКРЕСТНОСТИ КОНФИГУРАЦИИ “ПРЯМОЙ УСТУП–ОБРАТНЫЙ УСТУП”

© 2018 г. А. Ю. Голубев

Научно-исследовательский Московский комплекс ЦАГИ

105005 Москва, ул. Радио 17

e-mail: alexeygolubev@yandex.ru

Поступила в редакцию 19.02.2017 г.

На основе обобщения экспериментальных исследований представлена расчетная модель неоднородных полей пульсаций давления в окрестности конфигурации “прямой уступ–обратный уступ” с учетом сильной степени их взаимосвязи (глобальной корреляции). Показано, что при определении характеристик пульсаций давления, воздействующих на упругую конструкцию, глобальная корреляция представляется с помощью дополнительного неоднородного поля. Демонстрируется, что высокая степень взаимосвязи может приводить и к существенному изменению основных характеристик поля пульсаций давления в следе за конфигурацией, что учитывается в модели посредством корректировки его локальных свойств.

Ключевые слова: пульсации давления, конфигурация “прямой уступ–обратный уступ”, глобальная корреляция, спектральная плотность

DOI: 10.7868/S0320791918010094

ВВЕДЕНИЕ

Особую роль в практических приложениях турбулентности имеет представление о пристенных пульсаций давления как об одном из основных источников шума в салоне и кабине экипажа современных скоростных пассажирских самолетов. Шум в салоне в настоящее время является одной из ключевых характеристик самолета, непосредственно влияющей на его конкурентоспособность. Это приводит к тому, что исследования по определению пространственно-временной структуры аэроакустических полей на поверхности летательного аппарата являются весьма актуальными, а их результаты востребованными при проектировании бортовой конструкции.

В середине 80-х годов прошлого века Ефимцовым Б.М. [1, 2] на основе проведения комплекса трубных и летных экспериментов были определены основные зависимости характеристик однородного поля пульсаций давления невозмущенного турбулентного пограничного слоя от осредненных аэродинамических параметров. Однако особенности конструктивного исполнения летательных аппаратов приводят к тому, что помимо однородного поля на обтекаемой поверхности формируются дополнительные возмущения, наблюдаемые, в частности, в зонах с повышенным градиентом статического давления, в окрестности мелких геометрических неоднородностей, локальной сверхзвуковой зоны и так далее. Учи-

тывая, что основные характеристики этих полей изменяются по пространству в существенно большей степени, чем характеристики пульсаций давления невозмущенного пограничного слоя, эти поля принято называть неоднородными.

Повышенная интенсивность пульсаций давления в окрестности неоднородных полей приводит к существенному увеличению локального поступления звуковой энергии в салон, что вызывает необходимость их учета при проектировании конструкции. Одним из наиболее значимых являются поля пульсаций давления перед прямым и за обратным уступом. Достоверность методов прогноза шума от этих источников существенным образом определяется объемом информации об основных вероятностных характеристиках этих случайных по пространству и времени полей.

Изменение в окрестности выступов основных аэродинамических параметров – статического давления, средних скоростей, профилей скорости и других – показано, в частности, в работе Moss W.D., Baker S. [3]. Авторами демонстрируется, что в окрестности выступов возникают три зоны рециркуляции – перед прямым уступом, за обратным уступом и на ребре, обращенном к потоку.

Обширные экспериментальные исследования, посвященные изучению структуры полей пульсаций давления перед уступом большой (по сравнению с толщиной пограничного слоя) высоты, были выполнены в СССР научной школой под руко-

водством Ефимцова Б.М. В основном эти исследования велись при сверхзвуковых скоростях потока (число Маха 2 и более) с формированием перед уступом скачка уплотнения, сопровождающегося отрывом пограничного слоя ([4] и др.).

Велись экспериментальные исследования и за рубежом. Так, повышение спектральной плотности пульсаций давления перед прямыми и за обратными уступами отмечалось Farabee T.M. и Casarella M.J. [5] и др. Отмечается низкочастотный характер спектра пульсаций давления перед прямым уступом, а также существенное повышение спектральных уровней на низких и высоких частотах за обратным уступом. Кроме того, отмечалась повышенная степень коррелированности полей пульсаций давления за обратным уступом.

В работе Camussi R. [6] приводятся результаты исследований по обтеканию мелкой полости большой длины, что позволяет представить ее как отдельные конфигурации “прямой уступ” и “обратный уступ”. Исследовалось влияние параметров — числа Рейнольдса, толщины турбулентного пограничного слоя (ТПС) и осредненной по пространству турбулентной интенсивности. Приведенные результаты показывают, что в первом приближении влиянием длины мелкой полости, формирующейся между обратным и прямым уступом, на поле пульсаций давления перед прямым уступом можно пренебречь.

При рассмотрении локальных отрывных течений особая роль отводится конфигурации “прямой уступ—обратный уступ”, часто встречаемой на поверхности как гражданских, так и военных самолетов. Наблюдаемые неоднородные поля перед конфигурацией и в следе за ней оказываются друг с другом во взаимосвязи, наличие которой является весьма существенным фактором, влияющим на акустическое поле в салоне. В настоящее время в литературе нет работ, на основании которых можно было бы сделать вывод о значимости этого явления. В представленной ниже статье на основе исследований, проведенных при непосредственном участии автора, приведена модель полей пульсаций давления перед ней и в следе за ней с учетом взаимосвязи этих полей.

1. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЕЙ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ ПЕРЕД ПРЯМЫМ И ЗА ОБРАТНЫМ УСТУПОМ

Поле пульсаций давления имеет случайный характер, что приводит к необходимости использования для его описания вероятностного подхода. Мгновенное значение давления $P(\mathbf{x}, t)$ можно представить в следующем виде:

$$P(\mathbf{x}, t) = P(\mathbf{x}) + p(\mathbf{x}, t). \quad (1)$$

Здесь и далее угловые скобки означают осреднение по ансамблю реализаций процесса. Математическое ожидание $\langle P(\mathbf{x}, t) \rangle$, по существу, определяет пространственное распределение статического давления $P(\mathbf{x})$, а центрированная функция $p(\mathbf{x}, t)$ описывает случайное по пространству и времени поле пульсаций давления.

На уровне двухточечных моментов второго порядка поле $p(\mathbf{x}, t)$ описывается пространственно-временной корреляционной функцией

$$K(\mathbf{x}, \mathbf{x}', t, t') = \langle p^*(\mathbf{x}, t) p(\mathbf{x}', t') \rangle, \quad (2)$$

где \mathbf{x} и \mathbf{x}' — векторы, координирующие положение двух точек наблюдения в пространстве, а t и t' — два разных момента времени. Звездочка, как это принято, означает комплексно сопряженную величину.

Также поле пристеночных пульсаций давления можно описывать с помощью спектра пространственных корреляций $\Phi(\mathbf{x}, \mathbf{x}', \omega)$, связанного с функцией $K(\mathbf{x}, \mathbf{x}', \tau)$ соотношением

$$\Phi(\mathbf{x}, \mathbf{x}', \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} K(\mathbf{x}, \mathbf{x}', \tau) \exp(-i\omega\tau) d\tau. \quad (3)$$

При $\mathbf{x}' \rightarrow \mathbf{x}$ он вырождается в вещественную четную функцию частоты $\Phi(\mathbf{x}, \omega)$, которую обычно называют спектральной плотностью. Степень пространственной связи спектральных составляющих поля пульсаций давления описывается нормированным спектром пространственных корреляций

$$\varphi(\mathbf{x}, \mathbf{x}', \omega) = \frac{\Phi(\mathbf{x}, \mathbf{x}', \omega)}{[\Phi(\mathbf{x}, \omega)\Phi(\mathbf{x}', \omega)]^{1/2}}, \quad (4)$$

который обычно называют просто взаимным спектром. В общем случае он также имеет вещественную и мнимую части, и его можно представить в виде

$$\varphi(\mathbf{x}, \mathbf{x}', \omega) = |\varphi(\mathbf{x}, \mathbf{x}', \omega)| \exp(i \arg \varphi). \quad (5)$$

Основные характеристики двумерных полей пристенных пульсаций давления по потоку и в ортогональном направлении существенно различаются. Представляется целесообразным поле пульсаций давления на стенке описывать в ортогональной системе координат $\mathbf{x} = \{x_1, x_2\}$, одна из которых — например, x_1 — соответствует направлению потока. Для точек $\mathbf{x} = \{x_1, x_2\}$ и $\mathbf{x}' = \{x'_1, x'_2\}$ можно ввести разделяющий их вектор $\xi = \{\xi_1, \xi_2\}$, где $\xi_1 = x'_1 - x_1$, $\xi_2 = x'_2 - x_2$, а нормированный спектр пространственных корреляций представить в виде

$$\varphi = \varphi(x_1, x_2, \xi_1, \xi_2, \omega). \quad (6)$$

Для неоднородных полей пульсаций давления, как правило, наблюдается существенное изменение основных характеристик — степени взаимосвязи и конвективных свойств по измерительному пространству, в связи с чем для их описания в первом приближении используют понятия локального масштаба корреляции и локальной фазовой скорости. Локальный продольный масштаб корреляции определяется на основе измерения модуля продольного взаимного спектра $|\varphi(x_1, x_2, \xi_1, 0, \omega)|$ для двух точек наблюдения с координатами x_1, x_2 и $x_1 + \xi_1, x_2$ при фиксированном значении $|\xi_1|$ с помощью соотношения

$$\Lambda_1(x_1, x_2, \omega) = -|\xi_1| / \ln |\varphi(x_1, x_2, \xi_1, 0, \omega)|. \quad (7)$$

Аналогично определяется локальный поперечный масштаб корреляции пульсаций давления. Конвективные свойства спектральных составляющих поля пульсаций давления в направлении вектора $\xi = \mathbf{x}' - \mathbf{x}$ можно описать фазовой скоростью (U_{ph}), определяемой соотношением

$$U_{ph} = -\omega |\xi| / \arg \varphi.$$

На основе полученных данных об интенсивности спектральных компонент пульсаций давления в разных точках наблюдения $\Phi(x_1, x_2^0, \omega)$ можно определить и пространственный масштаб неоднородности поля по координате x_1 из соотношения

$$L(\omega) = \int_0^{\infty} \left[\Phi(x_1, x_2^0, \omega) / \Phi(x_1^0, x_2^0, \omega) \right] dx_1. \quad (8)$$

Здесь $\Phi(x_1^0, x_2^0, \omega)$ — максимальное значение спектральной плотности пульсаций давления в пространственном ее распределении по координате x_1 для случая двумерного течения.

Для пульсаций давления в окрестности уступов могут быть введены следующие определяющие параметры: высота уступа h и скорость потока U . Анализ размерностей позволяет получить безразмерное представление спектральной плотности, зависящее от пяти параметров подобия:

$$\Phi(\omega) U / q^2 h = F_1(M, Re, h/\delta^*, x_1/h, Sh). \quad (9)$$

Здесь q — скоростной напор, M — число Маха свободного потока, $Re = \delta^* U / \nu$ — число Рейнольдса, $Sh = \omega h / U$ — число Струхала, δ^* — толщина вытеснения пограничного слоя, ν — кинематическая вязкость воздуха. Эти безразмерные характеристики поля обычно представляются в виде функций числа Струхала, зависящих от $M, Re, h/\delta^*, x_1/h$ как от параметров. Аналогично определяются зависимости для безразмерного

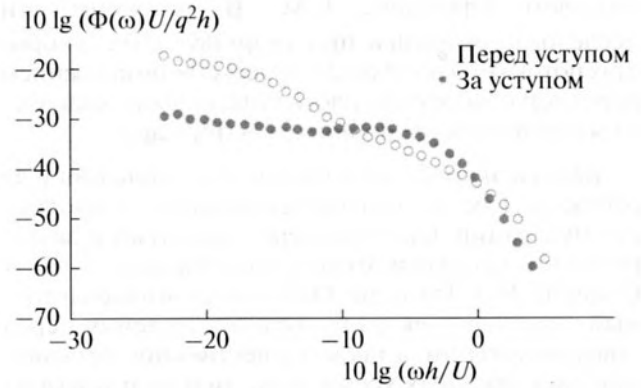


Рис. 1. Безразмерная спектральная плотность пульсаций давления перед прямым и за обратным уступом.

масштаба неоднородности, безразмерных локальных масштабов корреляции и безразмерной локальной фазовой скорости.

Важное практическое значение имеют изолированные конфигурации “прямой уступ” и “обратный уступ”, которые формируются, например, при нестыковке панелей обшивки фюзеляжа. Основные результаты определения характеристик полей пульсаций давления в окрестности этих конфигураций представлены в [7–12]. Так, на рис. 1 представлена безразмерная спектральная плотность пульсаций давления, регистрируемая перед прямым и за обратным уступом малой (по сравнению с толщиной пограничного слоя) высоты ($h/\delta^* = 0.29$). Основная энергия пульсаций давления перед уступом сосредоточена в области малых чисел Струхала. Интенсивность пульсаций давления за обратным уступом меньше, чем перед прямым уступом, и распределена по области малых и средних чисел Струхала.

При определенном сочетании размеров конфигурации и характеристик набегающего потока может наблюдаться существенная взаимосвязь полей пульсаций давления перед конфигурацией “прямой уступ–обратный уступ” и в следе за ней. В широком диапазоне изменения параметров это взаимодействие (глобальная корреляция) не сопровождается изменением локальных характеристик полей. Взаимодействие отдельных неоднородных полей пульсаций давления, связанное (как будет показано ниже) с переносом возмущений из зоны неоднородности, формируемой перед конфигурацией, в зону неоднородности, формирующуюся в ее следе, связано с возникновением конвективной глобальной неустойчивости потока и наличием когерентных структур в пограничном слое.

В частности, на рис. 2 представлено сравнение частотной зависимости модуля нормированного взаимного спектра пульсаций давления, измерен-

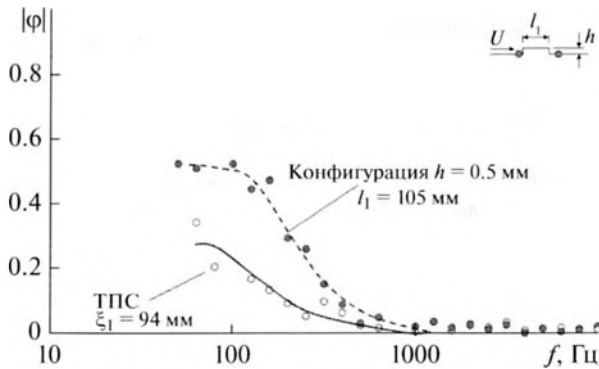


Рис. 2. Модуль нормированного взаимного спектра пульсаций давления перед конфигурацией “прямой уступ—обратный уступ” и в следе за ней по сравнению с ТПС.

ного между двумя приемниками, один из которых установлен перед конфигурацией, а другой в следе за ней, и между теми же приемниками, установленными в области невозмущенного потока, при практически одинаковом расстоянии между ними. Хорошо видно, что в достаточно протяженной области низких частот взаимная связь между пульсациями давления перед конфигурацией “прямой уступ—обратный уступ” и в следе за ней (глобальная корреляция) оказалась существенно более сильной по сравнению с наблюдаемой под невозмущенным турбулентным пограничным слоем.

Основные особенности глобальной корреляции представлены в работах [13–16]. В данных работах подробно исследовано влияние безразмерной высоты уступа, протяженности и ширины конфигурации, числа Маха, числа Струхала, положения точек наблюдения.

2. МОДЕЛЬ ПОЛЕЙ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ КОНФИГУРАЦИИ “ПРЯМОЙ УСТУП—ОБРАТНЫЙ УСТУП” С УЧЕТОМ ГЛОБАЛЬНОЙ КОРРЕЛЯЦИИ

Известно, что особенности внешнего возбуждения связаны с индуцируемыми вибрациями через спектральную плотность обобщенных сил $\Phi_{jkmn}^{(q)}$, определяемую соотношением (для определенности возьмем случай пластины)

$$\Phi_{jkmn}^{(q)} = \frac{1}{v_{jk} v_{mn}} \int_0^{l_1} \int_0^{l_2} \int_0^{l_1} \int_0^{l_2} \Phi_q(x_1, x_1', x_2, x_2', \omega) \times (10) \\ \times w_{jk}(x_1, x_2) w_{mn}(x_1', x_2') dx_1 dx_1' dx_2 dx_2',$$

где $\Phi_q(x_1, x_1', x_2, x_2', \omega)$ – спектр пространственных корреляций случайного поля пристенных пульсаций давления, определяющий интенсивность и

взаимную корреляцию спектральных составляющих в двух произвольных точках наблюдения; $w_{jk}(x_1, x_2)$, $w_{mn}(x_1', x_2')$ – собственные функции (формы собственных колебаний пластины) с индексами $j = 1, 2, 3, \dots$, $m = 1, 2, 3, \dots$ и $k = 1, 2, 3, \dots$, $n = 1, 2, 3, \dots$ соответственно в направлениях x_1 и x_2 ; v_{jk} , v_{mn} – нормы собственных функций, l_1, l_2 – размеры пластины.

С учетом структуры соотношения (10) на основе обобщения экспериментального материала, полученного в лабораторных экспериментах и на летающей лаборатории, спектр пространственных корреляций может быть представлен в виде суммы трех слагаемых: спектра пространственных корреляций неоднородного поля пульсаций давления перед конфигурацией $\Phi_1^f(x_1, x_1', x_2, x_2', \omega)$, спектра пространственных корреляций неоднородного поля пульсаций давления в следе за ней $\Phi_2^b(x_1, x_1', x_2, x_2', \omega)$ и дополнительного слагаемого, учитывающего глобальную коррелированность неоднородных полей $\Phi_3(x_1^f, x_1^b, x_2^f, x_2^b, \omega)$ перед конфигурацией и в следе за ней:

$$\Phi = \Phi_1^f(x_1, x_1', x_2, x_2', \omega) + \Phi_2^b(x_1, x_1', x_2, x_2', \omega) + (11) \\ + \Phi_3(x_1^f, x_1^b, x_2^f, x_2^b, \omega).$$

Выражение (11) позволяет представить степень взаимосвязи неоднородных полей перед конфигурацией “прямой уступ—обратный уступ” и в следе за ней в виде дополнительного неоднородного поля, пространственно-временная структура которого учитывается с помощью третьего слагаемого соотношения (11). Вклад этого неоднородного поля в колебания и акустическое излучение упругих конструкций проявляется через спектральную плотность обобщенных сил, представленной соотношением (10). Также, как будет показано ниже, могут трансформироваться и основные характеристики неоднородного поля в следе за ней, что учитывается вторым слагаемым.

Спектр пространственных корреляций перед конфигурацией может быть представлен в виде следующего мультипликативного соотношения:

$$\begin{aligned}
\Phi_1^f(x_1, x_1', x_2, x_2', \omega) &= \Phi_m^f(\omega) \times \\
&\times \exp\left(-\left(|x_{11}' - x_m| + |x_1 - x_m|\right)/2L\right) \times \\
&\times \exp\left(-2|x_1' - x_1|/\left[\Lambda_1(x_1') + \Lambda_1(x_1)\right]\right) \times \\
&\times \exp\left(-2|x_2' - x_2|/\left[\Lambda_2(x_1') + \Lambda_2(x_1)\right]\right) \times \\
&\times \exp\left(-2i\omega(x_1' - x_1)/\left[U_{ph}(x_{11}') + U_{ph}(x_1)\right]\right).
\end{aligned} \quad (12)$$

Здесь $\Phi_m^f(\omega)$ – спектральная плотность пристеночных пульсаций давления в точке максимума их интенсивности на частоте ω . Первый экспоненциальный множитель описывает спад интенсивности пульсаций давления относительно максимальной величины, второй – корреляцию спектральных составляющих в двух точках наблюдения в направлении потока, третий – корреляцию в ортогональном направлении, а четвертый – конвективные свойства поля.

Аналогично определяется спектр пространственных корреляций в следе за конфигурацией “прямой уступ–обратный уступ”.

Справедливо следующее соотношение для совместного члена спектра пространственных корреляций конфигурации “прямой уступ–обратный уступ” для точки (x_1^f, x_2^f) , расположенной перед конфигурацией, и точки (x_1^b, x_2^b) в следе за ней:

$$\begin{aligned}
\Phi_3(x_1^f, x_1^b, x_2^f, x_2^b, \omega) &= \\
&= \sqrt{\Phi_m^f} \exp(-(|x_1^f - x_m^f|/2L^f) \times \\
&\times \sqrt{\Phi_m^b} \exp(-(|x_1^b - x_m^b|/2L^b) \times \\
&\times |\phi_{f-b}| \exp(i * \arg \phi_{f-b}).
\end{aligned} \quad (13)$$

Здесь Φ_m^f , Φ_m^b , x_m^f , x_m^b , L^f , L^b , $\Lambda_2^f(x_1^f)$, $\Lambda_2^b(x_1^b)$ – максимальные спектральные плотности, координаты точек ее локализации, масштабы неоднородности, локальные поперечные масштабы корреляции пристеночных пульсаций давления перед конфигурацией “прямой уступ–обратный уступ” и в следе за ней соответственно;

$|\phi_{f-b}| = |\phi_{\max}| \exp(-2^*|x_2^f - x_2^b|/(\Lambda_2^f(x_1^f) + \Lambda_2^b(x_1^b)))k_\phi^f k_\phi^b$ – модуль нормированного взаимного спектра между точкой, расположенной перед конфигурацией “прямой уступ–обратный уступ” и в следе за ней;

$|\phi_{\max}|$ – модуль нормированного взаимного спектра между точкой локализации максимальной интенсивности поля пульсаций давления перед конфигурацией “прямой уступ–обратный уступ” и точкой максимальной интенсивности поля за этой конфигурацией;

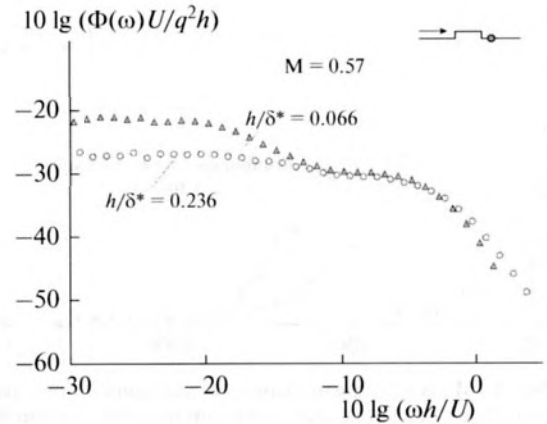


Рис. 3. Спектральная плотность пульсаций давления для двух значений безразмерной высоты ($h/\delta^* = 0.066$ и $h/\delta^* = 0.236$).

$$\begin{aligned}
|\phi_{\max}| &= f(h/\delta^*, l_1/h, Sh, M) = \\
&= \frac{0.65}{1 + 2\left(\frac{h}{\delta^*}\right)^2} F(Sh, l_1/h) \Psi(M).
\end{aligned} \quad (14)$$

При малой безразмерной высоте уступа может также наблюдаться и изменение локальных характеристик неоднородного поля пульсаций давления в следе за конфигурацией. Так, на рис. 3 при малой безразмерной высоте конфигурации иллюстрируется эффект увеличения интенсивности пульсаций давления в следе за конфигурацией для малой ее безразмерной высоты $h/\delta^* = 0.066$ (при этом наблюдается сильная взаимосвязь полей) и $h/\delta^* = 0.236$ (при таких h/δ^* взаимосвязь полей существенно ослабевает).

Фактически, можно говорить, что основные характеристики поля пульсаций давления в следе за конфигурацией в области малых значений чисел Струхала типичны для случая проявления неоднородного поля пульсаций давления перед конфигурацией “прямой уступ–обратный уступ”. На основании обобщения экспериментальных данных разность уровней интенсивности пульсаций давления ΔL перед конфигурацией “прямой уступ–обратный уступ” и в следе за ней (порождаемом глобальной коррелированностью), которая характеризуется сильной зависимостью от безразмерной высоты конфигурации и числа Маха и практически не зависит от числа Струхала, может быть определена с помощью следующего соотношения:

$$\Delta L = 10 \lg(0.5 \exp(-15h/\delta^*) / (1 + (M/1.2)^8)). \quad (15)$$

При увеличении числа Маха и безразмерной высоты уступа наблюдается практически полное вырождение трансформации этих зависимостей,

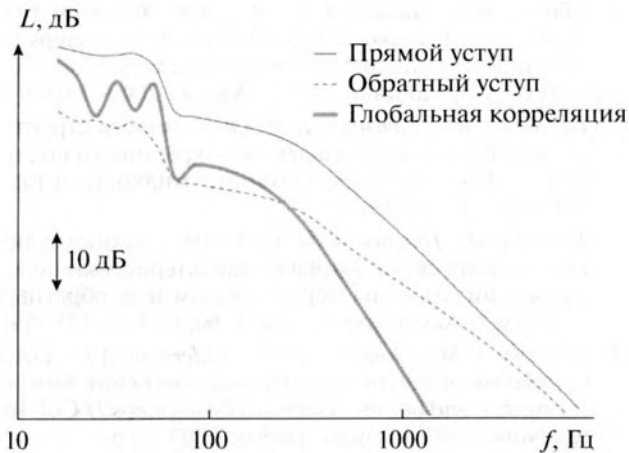


Рис. 4. Акустическое излучение пластины при высоте уступа 1 мм, $\delta = 0.1$ м при числе Маха $M = 0.7$ и высоте полета 10 км.

и основные характеристики поля пульсаций давления в следе за конфигурацией “прямой уступ—обратный уступ” становятся типичными для изолированной конфигурации “обратный уступ”.

Для определения относительного вклада различных слагаемых выражения (11) может быть отдельно выполнено численное интегрирование соотношения (10) для поля пульсаций давления перед прямым уступом, за обратным уступом и для глобальной корреляции. Это позволит провести оценку вклада глобальной корреляции в колебания, а впоследствии и в акустическое излучение панелей обшивки, и сравнить этот вклад с колебаниями и излучением, вызванными усилением интенсивности пульсаций давления по отдельности перед прямым уступом и за обратным уступом. Для расчета были выбраны следующие параметры: число Маха $M = 0.7$, высота полета 10 км, толщина дюралюминиевой пластины 1.0 мм, размеры 1×1 м. Расчет велся для $4 \times 4 = 16$ упругих мод для толщины пограничного слоя 0.1 м и для различных высот выступа.

Анализ выявляет следующие закономерности. При росте высоты уступа существенно растет интенсивность возмущений как перед прямым, так и за обратным уступом, что приводит к соответствующему увеличению вклада этих источников в вибрации и акустическое излучение пластины. Вклад глобальной корреляции при увеличении высоты ступеньки сначала несколько увеличивается, а затем начинает падать. При небольшой высоте ступеньки на низких частотах уровень вибрации, обусловленный глобальной корреляцией, находится между вкладом от прямого уступа и вкладом от обратного уступа. При увеличении частоты вклад глобальной корреляции спадает быстрее всех остальных источников, т.е. глобальная корреляция может оказаться важной при ана-

лизе вибраций и акустического излучения лишь на низких частотах, причем ни в одной спектральной области ее вклад не является доминирующим. На высоких частотах или при большой высоте уступа явление глобальной корреляции становится несущественным. Данные закономерности иллюстрируются результатами расчетов для высоты конфигурации 1 мм, представленными на рис. 4.

Следует отметить, что явление глобальной корреляции наблюдается в широком диапазоне изменения чисел Маха, Рейнольдса, типоразмеров конфигураций. Основным параметром, влияющим на явление глобальной корреляции, является безразмерная высота конфигурации, увеличение которой приводит к практически полному вырождению глобальной корреляции и распаду взаимодействующего поля на два независимых аэродинамических поля — поля пульсаций давления перед прямым уступом и за обратным уступом. Однако для всей обтекаемой поверхности летательного аппарата, характеризующейся малыми высотами выступов, явление глобальной корреляции будет наблюдаться практически на всей обтекаемой поверхности самолета, поэтому использование моделей двух независимых полей будет приводить к недооценке излучаемого шума. При совсем малых безразмерных высотах конфигурации первый сомножитель выражения (14) (а также выражение (15)) будет стремиться к постоянному значению, при этом наблюдается снижение интенсивности как перед прямым, так и за обратным уступом, что приводит к эквивалентному снижению и вклада от глобальной корреляции, который непосредственно связан с этими двумя неоднородными полями.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе обобщения трубных и летных экспериментов разработана расчетная модель полей пульсаций давления в окрестности конфигурации “прямой уступ—обратный уступ” с учетом степени их взаимосвязи. Представленная расчетная модель позволяет учесть взаимосвязь между неоднородными полями с помощью дополнительного неоднородного поля, воздействующего на упругую конструкцию. Показано, что спектр пространственных корреляций может быть представлен в виде суммы трех слагаемых: спектра пространственных корреляций перед конфигурацией “прямой уступ—обратный уступ”, в следе за конфигурацией и слагаемого, учитывающего степень глобальной взаимосвязи между этими полями. Показано, что уменьшение безразмерной высоты конфигурации сопровождается не только увеличением степени взаимосвязи полей, но и трансформацией основных характеристик поля пульсаций давления в следе за конфигурацией, и что вклад от глобальной корреляции в акустическое излучение

пластин в области низких частот находится между вкладом от прямого и обратного уступов.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации по Соглашению о предоставлении субсидии №14.625.21.0038 (идентификатор проекта RFMEFI62516X0038).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ефимцов Б.М.* Критерии подобия спектров пристеночных пульсаций давления турбулентного пограничного слоя // *Акуст. журн.* 1984. Т. 30. № 1. С. 58–61.
2. *Ефимцов Б.М.* Характеристики поля пристеночных пульсаций давления при больших числах Рейнольдса // *Акуст. журн.* 1982. Т. 28. № 4. С. 491–497.
3. *Moss W.D., Baker S.* Re-circulating flows associated with two-dimensional steps // *Aeronaut. Q.* 1980. P. 151–172.
4. *Бибко В.Н., Ефимцов Б.М., Кузнецов В.Б.* Пульсации давления на пластине перед уступом // *Ученые записки ЦАГИ.* 1986. Т. 17. № 3. С. 9–19.
5. *Farabee T.M., Casarella M.J.* Measurements of fluctuating wall pressure for separated/reattached boundary layer flows // *ASME J. Vib. Acoust. Stress Reliab. Des.* 1986. V. 108. P. 301–307.
6. *Camussi R., Guj G., Ragni A.* Wall pressure fluctuations induced by turbulent boundary layers over surface discontinuities // *J. Sound Vibr.* 2006. V. 294. P. 177–204.
7. *Efimtsov B.M., Kozlov N.M., Kravchenko S.V., Andersson A.O.* Wall pressure-fluctuation spectra at small backward-facing steps // *AIAA paper 2000-2053.* 10 p.
8. *Efimtsov B.M., Kozlov N.M., Kravchenko S.V., Andersson A.O.* Wall pressure-fluctuation spectra at small forward-facing steps // *AIAA paper 99-1964.* 11 p.
9. *Efimtsov B.M., Golubev A.Yu., Rizzi S.A., Andersson A.O., Rackl R.G., Andrianov E.V.* Influence of small steps on wall pressure fluctuation spectra measured on TU-144LL flying laboratory // *AIAA paper 2002-2605.* 9 p.
10. *Голубев А.Ю., Ефимцов Б.М.* Особенности структуры полей пульсаций давления в окрестности выступов // *Известия РАН. Механика жидкости и газа.* 2015. № 1. С. 55–66.
11. *Бибко В.Н., Голубев А.Ю.* Основные закономерности влияния скоса потока на характеристики полей пульсаций давления перед прямым и за обратным уступом // *Акуст. журн.* 2014. Т. 60. № 5. С. 483–491.
12. *Efimtsov B.M., Golubev A.Yu., Andersson A.O.* Local correlation of wall pressure fluctuations before forward facing step and behind backward facing steps // *Col. Inter. Noise 2007. Istanbul, Turkey, 2007.* 10 p.
13. *Efimtsov B.M., Golubev A.Yu., Andersson A.O.* Pressure fluctuations from turbulent flow over combination of forward-facing and backward-facing steps // *Col. "The 19-th International Congress on Sound and Vibration". Lisbon, Portugal, 2005.* 8 p.
14. *Голубев А.Ю., Ефимцов Б.М.* Взаимная корреляция полей пристенных пульсаций давления перед конфигурацией “прямой уступ–обратный уступ” и в следе за ней // *Ученые записки ЦАГИ.* 2015. Т. 46. № 1. С. 30–41.
15. *Голубев А.Ю., Ефимцов Б.М.* Параметрические исследования взаимной корреляции полей пристенных пульсаций давления, порождаемых регулярными каскадами идентичных комбинаций “прямой уступ–обратный уступ” // *Ученые записки ЦАГИ.* 2015. Т. 46. № 2. С. 41–53.
16. *Efimtsov B.M., Golubev A.Yu., Andersson A.O.* Global cross-correlation between pressure fluctuation fields before and after combination of forward facing and backward facing steps // *Col. Inter Noise 2007. Istanbul, Turkey, 2007.* 10 p.