АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2001, том 47, № 2, с. 264–272

УДК 534.222

ШУМ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА ГЛАДКОЙ И ШЕРОХОВАТОЙ ПЛАСТИНЕ ПРИ МАЛЫХ ЧИСЛАХ МАХА

© 2001 г. А. В. Смольяков

Центральный научно-исследовательский институт им. акад. А.Н. Крылова
196158 Санкт-Петербург, Московское шоссе, 44
E-mail: albert@krylov.spb.su

Поступила в редакцию 19.04.2000 г.

Представлены результаты вычислений спектральных уровней квадрупольного шума, излучаемого пограничным слоем на гладкой поверхности. Найдены явные зависимости уровней шума от числа Рейнольдса для низкочастотного и высокочастотного диапазонов. Показано, что логарифмическая зона профиля скорости ответственна за участок спектра квадрупольного шума с гиперболическим спадом по частоте. Развит метод расчета дипольного шума пограничного слоя на шероховатой поверхности, основанный на рассмотрении совместной плотности вероятности для турбулентных флуктуаций скорости и случайных размеров бугорков шероховатости. Две свободные константы в этой теории найдены в специально поставленном опыте. Показано, что шероховатость заметно увеличивает уровни излучения пограничного слоя в некотором диапазоне частот.

Излучение шума турбулентными потоками постоянно привлекает внимание многих исследователей, о чем можно судить, например, по обзору [1]. Акустическое излучение пограничного слоя на аэродинамически (гидродинамически) гладкой пластине теоретически исследовалось в работах [2–4]. Результаты оказались не полностью совпадающими друг с другом не только потому, что в этих работах использовались разные исходные опытные данные, но также из-за различий принятых теоретических концепций. Шум пограничного слоя на шероховатой поверхности, исследовался теоретически в работах [5–7] только для ситуаций, когда элементы шероховатости не выступают за пределы вязкого подслоя и обтекаются без отрыва потока.

В данной статье подход к исследованию турбулентного шума пограничного слоя на гладкой поверхности не претерпел принципиальных изменений по сравнению с [2, 3]. Прежние результаты уточнены в количественном отношении и, что важнее, представлены с использованием нескольких новых способов нормировки спектра, которые позволяют отчетливо продемонстрировать роль инерционных и вязких сил в потоке при генерации шума на низких и высоких частотах. Шум пограничного слоя на шероховатой поверхности здесь исследован для развитой шероховатости, когда элементы шероховатости превышают как минимум на порядок толщину вязкого подслоя и обтекаются с отрывом потока. Развитый метод опирается на новые экспериментальные результаты.

Основная идея, использованная в [2, 3], (а позднее и в [8] при определении псевдозвуковых турбулентных давлений) состоит в следующем. Для характерных масштабов скорости v и длины ℓ турбулентных пульсаций в потоке со сдвигом средней скорости $dU/dy \neq 0$ приняты соотношения:

$$v \sim (\overline{u_1 u_2})^{1/2}, \quad \ell = (\overline{u_1 u_2})^{1/2}(dU/dy), \qquad (1)$$

Здесь U – средняя скорость в пограничном слое на расстоянии y от обтекаемой поверхности; $\overline{u_1 u_2}$ – одноточечная корреляция продольной u_1 и нормальной к стенке u_2 компонент турбулентных флуктуаций скорости. Вычисление масштабов (1) с помощью простых соотношений полуэмпирической теории турбулентности [9–10] позволяет определить вклады в звуковое излучение от разных частей пограничного слоя, пульсационное движение в которых различным образом зависит от сил вязкости и инерции.

Так же как и прежде, здесь интенсивность I квадрупольного акустического излучения (мощность излучения с единицы площади обтекаемой поверхности) определялась из соотношения, полученного с помощью соображений о размерностях величин:

$$I = k\rho c_0^{-5}\int_0^\infty \varepsilon^{7/2}\left(\frac{dU}{dy}\right)^{9/2} dy, \qquad (2)$$

где ρ – массовая плотность среды, c_0 – скорость звука, $\varepsilon = \overline{u_1 u_2}/(dU/dy)$ – вихревая вязкость, k – эмпирическая постоянная, которая определена после решения аналогичной задачи о мощности излучения холодными дозвуковыми турбулент-

ными струями, шум которых надежно регистрируется [11].

В отличие от [2] вместо $k = 20.4$ здесь принято $k = 43$ после более тщательного анализа опытных данных [11] и учета замечания, сделанного в [4] по поводу работ [2, 3], о необходимости принять во внимание отражение звука от пластины. Менее существенные количественные уточнения затронули и некоторые другие константы. При вычислении коэффициента местного трения c_w на обтекаемой поверхности формула Шлихтинга [10] заменена более точной формулой Фолкнера $c_w = 0.0263 R_x^{-1/7}$, где $R_x = U_0 x/\nu$, U_0 – скорость потока на внешней границе пограничного слоя, x – расстояние от передней кромки пластины и ν – кинематическая вязкость. Толщина пограничного слоя δ, толщина вытеснения δ^* и толщина потери импульса θ теперь вычисляются по формулам

$$\delta = (\nu/U_\tau)\exp[0.41(U_0/U_\tau - 7.4)];$$
$$\delta^*/\delta = 0.385 R_x^{-0.07}, \quad \theta/\delta = 0.209 R_x^{-0.05}, \tag{3}$$

где $U_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho} = U_0\sqrt{c_w/2}$ – динамическая скорость, τ_w – напряжение трения на обтекаемой поверхности. Первая из формул (3) получена в [8], а две другие являются аппроксимациями (рис. 1) результатов численного интегрирования, также выполненного в [8], соответствующих выражений $(1 - U/U_0)$ и $(U/U_0)(1 - U/U_0)$ по всей толщине пограничного слоя.

В результате переработки результатов [2, 3] с учетом указанных выше уточнений спектр квадрупольного турбулентного шума $P(\omega)$ в нормировке "внутренними" масштабами скорости U_τ и длины ν/U_τ пограничного слоя теперь описывается следующими формулами

$$\frac{P(\omega)U_\tau^2}{\tau_w^2\nu} = M^4(c_w/2)^2 \times$$
$$\times \begin{cases} 2.208\times10^{-4}\bar{\omega}^{7/2}R_\tau^{9/2}[3.09 - \ln(\bar{\omega}R_\tau)]^{-1/2} \\ \text{при } \bar{\omega} \le \Omega \\ 50.82\bar{\omega}^{5/2}(1.23/\bar{\omega} - 1)^{7/2} \quad \text{при } \Omega \le \bar{\omega} \le 1.23. \end{cases} \tag{4}$$

Здесь $\bar{\omega} = \omega\nu/U_\tau^2$, $\Omega = 16.0625/R_\tau$, $R_\tau = U_\tau\delta/\nu$ и $M = U_0/c_0$ – число Маха.

На рис. 2 показаны безразмерные спектры (4) для нескольких значений чисел Рейнольдса R_x и R_τ, однозначная связь между которыми $R_\tau = \exp[0.41(8.72 R_x^{1/14} - 7.4)]$ легко устанавливается с помощью упоминавшейся формулы Фолкнера и первой из формул (3). Видно, что спектры излучения в низкочастотных областях, обусловленные преимущественно крупномасштабной инер-

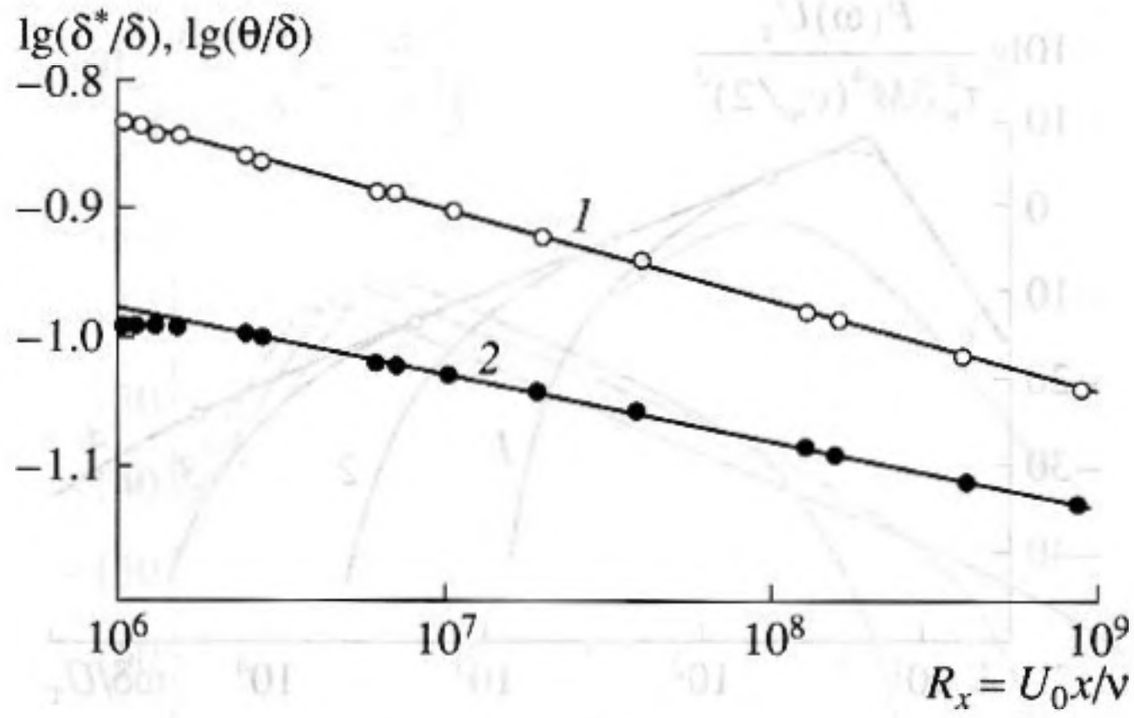

Рис. 1. Зависимость отношений толщины вытеснения δ^* и толщины потери импульса θ к толщине пограничного слоя δ в функции от числа Рейнольдса R_x; ○, ● – результаты численного интегрирования, — аппроксимации (3): *1* – для δ^*/δ, *2* – для θ/δ.

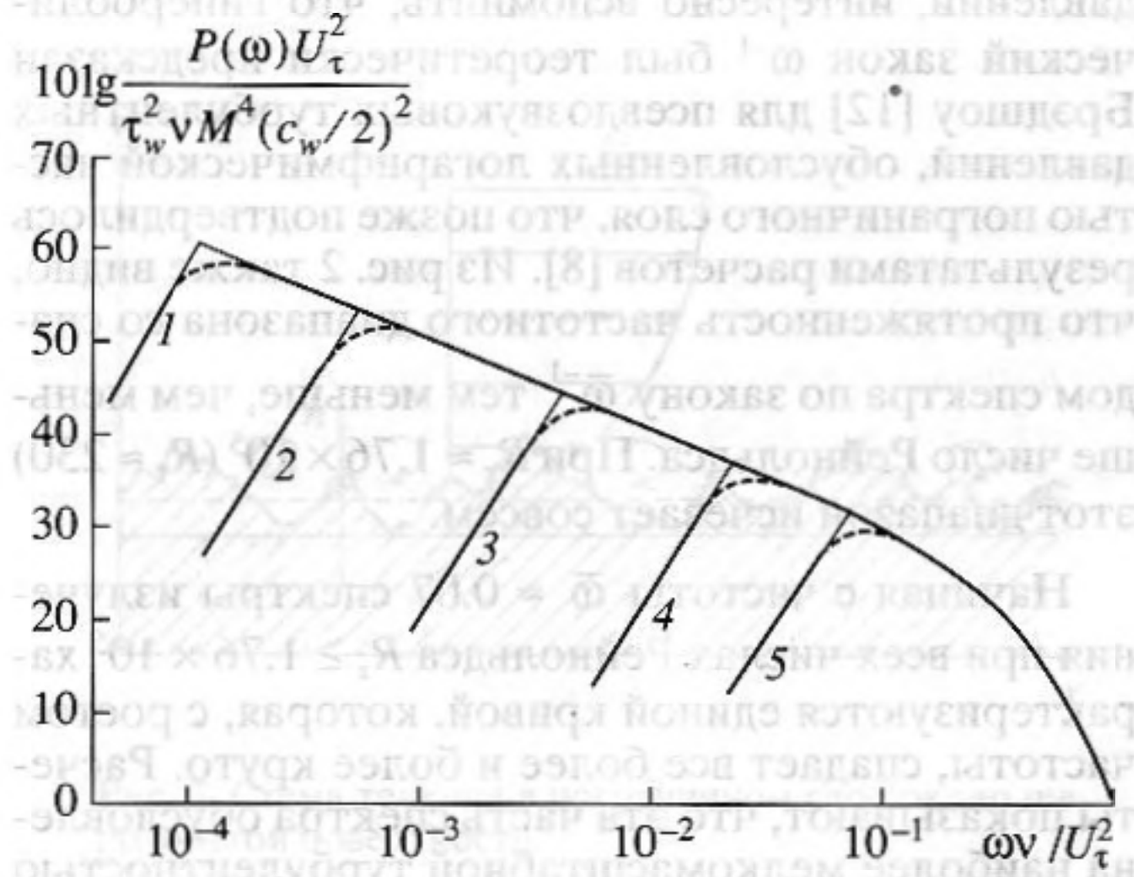

Рис. 2. Спектры квадрупольного шума, нормированные "внутренними" масштабами. *1* – $R_x = 5\times10^8$, $R_\tau = 1.5\times10^5$; *2* – 10^8, 2.95×10^4; *3* – 10^7, 3.91×10^3; *4* – 10^6, 704; *5* – 1.76×10^5, 230.

ционной турбулентностью во внешней части пограничного слоя, образуют семейство кривых, которые достаточно быстро возрастают с ростом частоты и которые расположены на безразмерных частотах $\bar{\omega}$ тем более низких, чем выше число Рейнольдса.

После достижения граничной частоты $\Omega = 16.0625/R_\tau$ спектры при всех числах Рейнольдса приобретают форму единой универсальной зависимости $P(\omega)U_\tau^2/[\tau_w^2\nu M^4(c_w/2)^2] \approx 50.82\,(1.23)^{7/2}/\bar{\omega} = 104.88/\bar{\omega}$, которая, как показали расчеты, обусловлена турбулентным движением в логарифмической части пограничного слоя. В связи с этим результатом, полученным здесь для звуковых

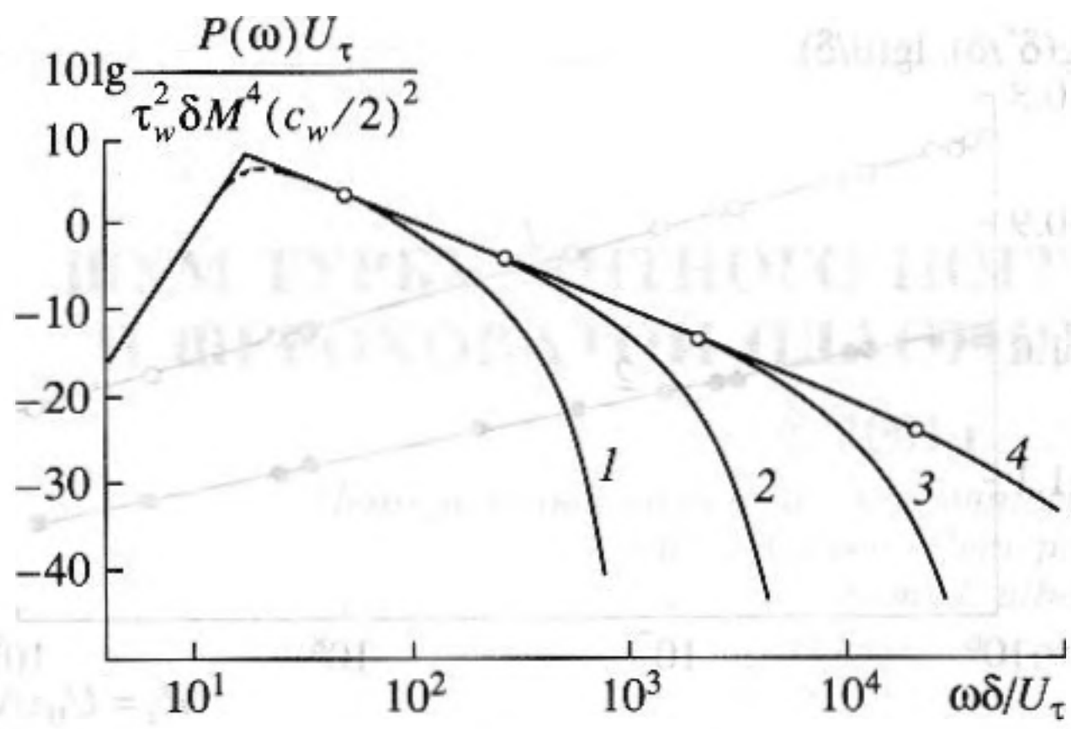

Рис. 3. Спектры квадрупольного шума, нормированные "внешним" масштабом длины. *1* – $R_x = 10^6$, *2* – 10^7, *3* – 10^8, *4* – 10^9.

давлений, интересно вспомнить, что гиперболический закон ω^{-1} был теоретически предсказан Брэдшоу [12] для псевдозвуковых турбулентных давлений, обусловленных логарифмической частью пограничного слоя, что позже подтвердилось результатами расчетов [8]. Из рис. 2 также видно, что протяженность частотного диапазона со спадом спектра по закону $\bar{\omega}^{-1}$ тем меньше, чем меньше число Рейнольдса. При $R_x \approx 1.76 \times 10^5$ ($R_\tau \approx 230$) этот диапазон исчезает совсем.

Начиная с частоты $\bar{\omega} \approx 0.07$ спектры излучения при всех числах Рейнольдса $R_x \geq 1.76 \times 10^5$ характеризуются единой кривой, которая, с ростом частоты, спадает все более и более круто. Расчеты показывают, что эта часть спектра обусловлена наиболее мелкомасштабной турбулентностью в вязком подслое и в буферной зоне пограничного слоя, расположенных в непосредственной близости к пластине, где силы вязкости в потоке превалируют над инерционными.

Резкие изломы спектров излучения на границах $\bar{\omega} = \Omega$ между низкими и средними частотами являются следствием упрощений, сделанных при использовании размерного анализа, которые позволили получить решение (4) в простой аналитической форме. Следует ожидать, что, в действительности, вместо изломов будут иметь место более плавные переходы от одной части спектра к другой, как, например, показано пунктирными линиями на рис. 2.

На рис. 3 представлены спектры излучения в другой нормировке, при которой использован "внешний" масштаб длины – толщина пограничного слоя δ, определяющая движение крупномасштабных инерционных вихревых структур во внешней части пограничного слоя. Видно, что такая нормировка совмещает в единую кривую все семейство низкочастотных спектров рис. 2. Эта кривая описывает безразмерные спектры $P(\omega)U_\tau/[\tau_w^2 M^4(c_w/2)^2\delta]$ в диапазоне безразмерных частот $0 < \omega\delta/U_\tau \leq 16.0625$, за пределами которого спектры начинают убывать сначала как $(\omega\delta/U_\tau)^{-1}$, а затем более круто. Можно также видеть, что, в противоположность нормировке, использованной на рис. 2, спектры на рис. 3 на средних и, особенно, на высоких частотах отчетливо расслаиваются по числу Рейнольдса, простираясь тем дальше в область высоких частот $\omega\delta/U_\tau$, чем выше число Рейнольдса. Светлыми кружками на рис. 3 указаны концы гиперболических участков спектра, которые соответствуют безразмерной частоте $\omega\nu/U_\tau^2 \approx 0.07$ на рис. 2. Получение соответствующих формул, использованных для построения спектров на рис. 3, не представляет труда на основе зависимостей (4) и очевидного соотношения между "внешним" и "внутренним" масштабами длины $\delta = (\nu/U_\tau)R_\tau$.

При нормировке псевдозвуковых турбулентных давлений часто применяются "смешанные" (по терминологии [13]) масштабы скорости и длины U_0 и δ^*, использование которых позволяет получить безразмерные спектры шума в форме

$$\frac{P(\omega)U_0}{\tau_w^2\delta^*} = M^4(c_w/2)^2\Phi\left(\frac{\omega\delta^*}{U_0}, R_x\right). \quad (5)$$

В соответствии с (2) формулы (4) и (5) описывают спектры шума, излученного с единицы поверхности пластины. Если размеры пластины конечны, но велики насколько, что можно не принимать в расчет дополнительный шум от обтекания ее краев [14], то в правые части формул (4) и (5) следует добавить множитель $S/(2\pi r^2)$. Он указывает на то, что суммарная энергия излучения увеличивается пропорционально площади S обтекаемой поверхности и приблизительно равномерно распределена по поверхностям $2\pi r^2$ всех полусфер, расположенных над пластиной достаточно далеко от нее ($r^2 \gg S$). После домножения правых частей (4) или (5) на $S/(2\pi r^2)$ можно обе части этих соотношений пронормировать безразмерным отношением (S/r^2), в результате чего спектры излучения для любых (но достаточно больших значений S и r при условии $r^2 \gg S$) будут описываться зависимостями типа

$$\frac{P(\omega)U_0}{\tau_w^2\delta^*}\left(\frac{r^2}{S}\right) = \frac{M^4}{2\pi}\left(\frac{c_w}{2}\right)^2\Phi\left(\frac{\omega\delta^*}{U_0}, R_x\right). \quad (6)$$

Такая нормировка используется в альтернативной оценке [4] спектра излучения турбулентного шума пограничного слоя. На рис. 4 для числа Маха $M = 10^{-2}$ показана оценка [4, Fig. 9.16], безразличная к изменению числа Рейнольдса, наряду с результатами наших расчетов для разных чисел

Рейнольдса. Обе оценки зависят от числа Маха одинаковым образом ($P(\omega) \sim M^4$), что соответствует квадрупольному характеру излучения пограничного слоя на гладкой поверхности. Видно, что оценка [4] прогнозирует более высокие уровни излучения в области высоких безразмерных частот $\omega\delta^*/U_0$, но в результате ее экстраполяции в область низких частот она, по-видимому, будет давать более низкие уровни, чем наша оценка. Эти различия, вряд ли имеют большое практическое значение для малых чисел Маха, поскольку обе оценки дают столь низкие уровни, что их можно рассматривать как некоторые идеализированные пределы, к которым следует стремиться при проектировании инженерных сооружений, но которые вряд ли будут достигнуты в ближайшем будущем из-за неизбежного присутствия более мощных акустических источников другой природы. Однако для больших чисел Маха собственный шум пограничного слоя не всегда является пренебрежимо малым, поэтому различие прогнозов настораживает. Сейчас трудно указать истинную причину различий в уровнях, прогнозируемых разными методами. Можно высказать осторожное предположение, что возможная причина кроется в том, что оценка [4, (9.52)] косвенно опирается на результаты измерений частотно-волновых спектров турбулентных давлений как на гладких, так и на шероховатых поверхностях [4, рис. 8.30]. Как будет показано ниже (рис. 9), шероховатость существенно увеличивает уровень шума именно на высоких частотах.

Квадрупольные источники звука различной интенсивности и частоты расположены по всей толщине пограничного слоя за исключением самой поверхности [2, 3], где турбулентные пульсации скорости обращаются в нуль. На поверхности жесткой пластины отсутствуют также дипольные источники звука [15–17], если пластина гладкая. Наличие шероховатости на обтекаемой поверхности меняет ситуацию количественно и качественно. Во-первых, шероховатость увеличивает трение потока на поверхности и, тем самым, интенсифицирует турбулентные флуктуации скорости по всей толщине пограничного слоя, что, в свою очередь, приводит к некоторому усилению квадрупольного излучения пропорционально произведению $\tau_w^2 c_w^2$ в соответствии со структурой формул (4–6). Во-вторых, что более принципиально, обтекание бугорков шероховатости сопровождается возникновением совокупности локальных отрывов потока, а это, как известно, приводит к возникновению дипольного излучения, которое при малых числах Маха значительно интенсивнее, чем квадрупольное.

На рис. 5 показана схема течения в пограничном слое около шероховатой поверхности. Средняя скорость обтекания бугорков шероховатости составляет, как известно [10], $8.5U_\tau$ в режиме раз-

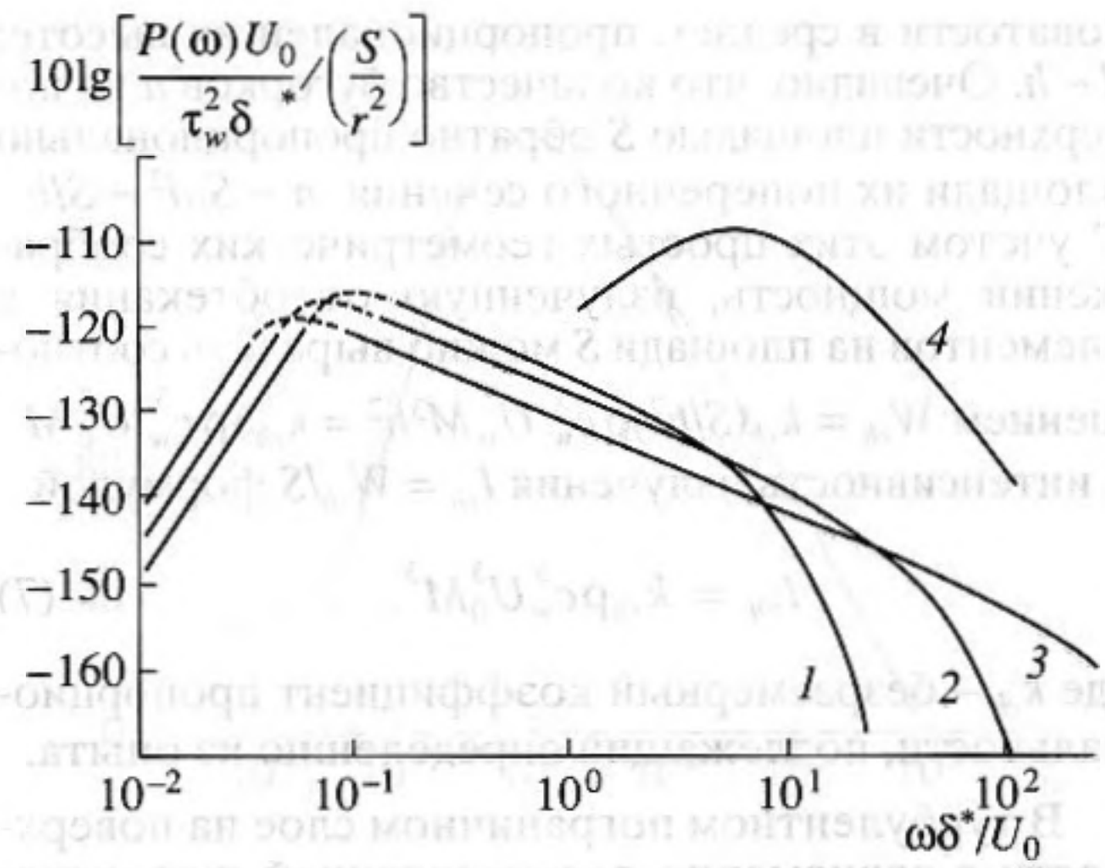

Рис. 4. Спектры квадрупольного шума на расстоянии r от пластины площадью S при числе Маха $M = 10^{-2}$. *1* – $R_x = 10^7$, *2* – 10^8, *3* – 10^9, *4* – оценка [4].

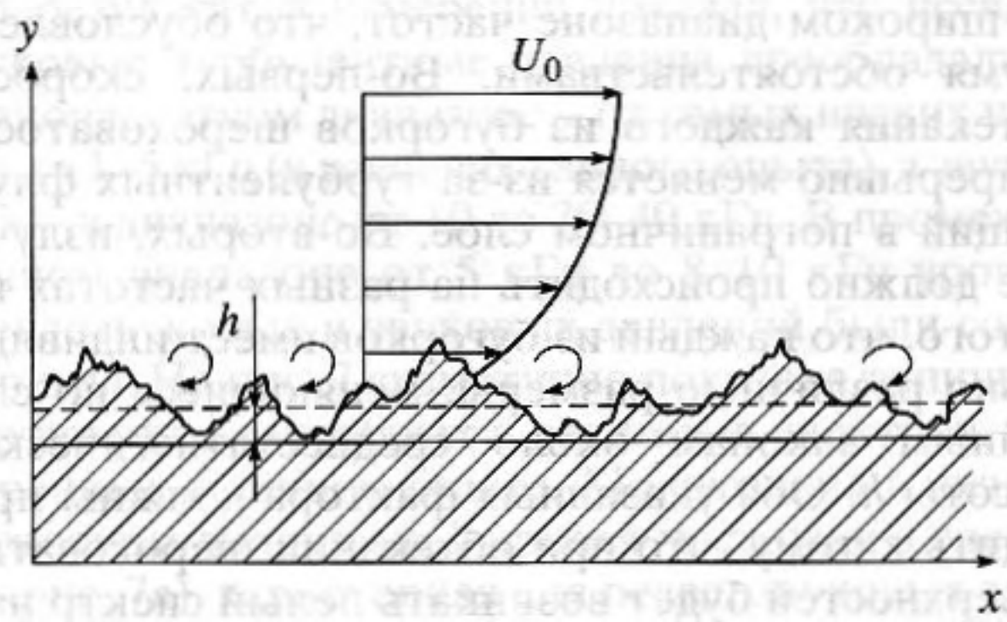

Рис. 5. Схема течения в пограничном слое около шероховатой поверхности.

витой шероховатости $R_h^* = U_\tau h/\nu \geq 70$ (h – среднестатистическая высота бугорков). Известно, что дипольное излучение вихревой природы при отрыве потока за плохо обтекаемым препятствием, например, за цилиндром, имеет выраженную частоту Струхаля $f = Sh(U/d)$, где U – скорость потока, d – размер поперечного сечения плохо обтекаемого тела, Sh – число Струхаля, равное примерно 0.2 для цилиндров. Известно также, что мощность такого излучения характеризуется зависимостью $W \sim \rho U^6 c_0^{-3} Ld$, где c_0 – как и прежде, скорость звука и L – длина цилиндра. Учитывая, что средняя скорость обтекания бугорков шероховатости равна $8.5U_\tau$ и что $U_\tau = U_0\sqrt{c_w/2}$, мощность излучения от одного элемента шероховатости с высокой h и с поперечным размером d определим зависимостью $W \sim \rho c_w^3 U_0^3 M^3 hd$, где $M = U_0/c_0$ – число Маха. Примем, что поперечный размер бугорков шеро-

ховатости в среднем пропорционален их высоте: $d \sim h$. Очевидно, что количество бугорков n на поверхности площадью S обратно пропорционально площади их поперечного сечения, $n \sim S/d^2 \sim S/h^2$. С учетом этих простых геометрических соображений мощность, излученную от обтекания n элементов на площади S можно выразить соотношением $W_{rh} = k_{rh}(S/h^2)\rho c_w^3 U_0^3 M^3 h^2 = k_{rh} S\rho c_w^3 U_0^3 M^3$, а интенсивность излучения $I_{rh} = W_{rh}/S$ формулой

$$I_{rh} = k_{rh}\rho c_w^3 U_0^3 M^3, \tag{7}$$

где k_{rh} – безразмерный коэффициент пропорциональности, подлежащий определению из опыта.

В турбулентном пограничном слое на поверхности с равномерно распределенной шероховатостью возникает статистическая совокупность локальных отрывов потока на элементах шероховатости. Возникающее при этом излучение вихревого звука происходит не на одной частоте Струхаля, а в некотором, по-видимому, достаточно широком диапазоне частот, что обусловлено двумя обстоятельствами. Во-первых, скорость обтекания каждого из бугорков шероховатости непрерывно меняется из-за турбулентных флуктуаций в пограничном слое. Во-вторых, излучение должно происходить на разных частотах из-за того, что каждый из бугорков имеет индивидуально различные размеры, меняющиеся по случайным законам около среднестатистической высоты h. Оба указанных фактора должны приводить к тому, что при обтекании шероховатых поверхностей будет возникать целый спектр частот излучения.

Случайную турбулентную скорость U_s обтекания элементов шероховатости с достаточной степенью точности можно описать нормальным законом распределения вероятности с математическим ожиданием 8.5 U_τ и дисперсией U_τ^2:

$$w_1(U_s) = \frac{1}{U_\tau\sqrt{2\pi}}\exp\left[-\frac{(U_s - 8.5U_\tau)^2}{2U_\tau^2}\right]. \tag{8}$$

О вероятности распределения $w_2(h_s)$ случайных размеров h_s бугорков шероховатости надежные сведения отсутствуют, но правдоподобными законами представляются вероятности типа релеевского, максвелловского или χ^2 – распределения, которые исключают вероятность отрицательных высот бугорков шероховатости и задают практически нереализуемую вероятность чрезмерно больших значений случайной величины h_s. Воспользуемся частным видом χ^2 – распределения [18]:

$$w_2(h_s) = \frac{6}{h\Gamma(6)}\left(\frac{6h_s}{h}\right)^5\exp\left(-\frac{6h_s}{h}\right). \tag{9}$$

где $\Gamma(x)$ – гамма-функция, и $h = \int_0^\infty h_s w_2(h_s)dh_s$ – среднестатистическая высота бугорков шероховатости.

Функции распределения (8) и (9) относятся к взаимно-независимым случайным величинам U_s и h_s, поэтому совместная двумерная плотность вероятности обладает мультипликативным свойством:

$$w_3(U_s, h_s) = w_1(U_s)w_2(h_s). \tag{10}$$

При обтекании со скоростью U_s бугорка высотою h_s излучение происходит в основном на частоте $\omega = m(U_s/h_s)$, где m – коэффициент, аналогичный по смыслу числу Струхаля на цилиндре $Sh = 0.2$, но в данном случае не обязательно ему равный численно. Тогда по известным законам математической статистики функция распределения вероятностей для частот излучения запишется так:

$$w(\omega) = \int_0^\infty w_3(U_s, h_s)\frac{dh_s}{\left|\frac{\partial}{\partial U_s}\left(m\frac{U_s}{h_s}\right)\right|} = \frac{1}{m}\int_0^\infty h_s w_3\left(\frac{\omega h_s}{m}, h_s\right)dh_s. \tag{11}$$

Подставляя (8–10) в (11) и вводя обозначения $z = 6h_s/h$, $\xi = \omega h/(U_0\sqrt{c_w}\,6m)$, получим

$$w(\omega) = \frac{1.604\times10^{-19}}{m}\frac{h}{U_0\sqrt{c_w}}\varphi(\xi). \tag{12}$$

Функция

$$\varphi(\xi) = \int_0^\infty z^6\exp[-\xi^2 z^2 + (8.5\sqrt{2}\xi - 1)z]dz, \tag{13}$$

входящая в (12), показана на рис. 6 сплошной линией. Для оценочных расчетов можно использовать приближенные функции

$$\varphi \approx \begin{cases} 1.625\times10^{19}\xi^5 10^{-3.83\lg^2(1.367\xi)} & \xi < 0.602 \\ 9.975\times10^{17}\times10^{-3.83\lg^2(1.367\xi)} & \xi > 0.602, \end{cases}$$

графики которых показаны на рис. 6 пунктиром.

Функция распределения (12), как и всякая другая плотность вероятности, удовлетворяет стандартному условию нормировки

$$\int_0^\infty w(\omega)d\omega = 1. \tag{14}$$

Очевидно, что вероятность $w(\omega)$ пропорциональна спектру $P_{rh}(\omega)$ дипольного излучения, возникающего при обтекании шероховатой поверхности, точно так же, как интеграл (14) пропорци-

онален интегралу от спектра $P_{rh}(\omega)$ по всем частотам. Чтобы найти взаимосвязь между $w(\omega)$ и $P_{rh}(\omega)$, примем во внимание, что интенсивность излучения (7) связана со средним квадратом $\overline{p_{rh}^2}$ звукового давления и спектром $P_{rh}(\omega)$ соотношениями

$$\int_0^\infty P_{rh}(\omega)d\omega = \overline{p_{rh}^2} = I_{rh}\rho c_0 = k_{rh}\rho^2 c_w^3 U_0^4 M^2, \quad (15)$$

откуда

$$\int_0^\infty \frac{P_{rh}(\omega)d\omega}{k_{rh}c_w^3\rho^2 U_0^4 M^2} = 1.$$

Сопоставляя полученный результат с (14) и (12), найдем, что

$$P_{rh}(\omega) = K_{rh}(c_w)^{5/2}\times \\ \times h\rho^2 U_0^3 M^2 \varphi[\omega h/(U_0\sqrt{c_w}6m)], \quad (16)$$

где через K_{rh} обозначена новая эмпирическая постоянная взамен прежней k_{rh}, $K_{rh} = 1.604\times 10^{-19}k_{rh}/m$. Из (16) следует, что форма спектра излучения определяется формой функции (13), показанной на рис. 6. Положение спектра на шкале безразмерных частот $\omega h/(U_0\sqrt{c_w})$ определяется величиной пока неизвестной константы m, а спектральные уровни – другой константой K_{rh}. Обе константы определены экспериментально.

Измерения проводились на нижней стенке закрытого рабочего участка малошумной и малотурбулентной аэродинамической трубы ЦНИИ им. акад. А.Н. Крылова, описание которой содержится в работе [19]. Шероховатость обтекаемой поверхности песочного типа создавалось наждачной бумагой, которая плотно наклеивалась на одну из четырех стенок по всей длине рабочего участка аэротрубы. Использовалась наждачная бумага двух типов: № 50 ($h = 0.5$ мм) и № 80 ($h = 0.9$ мм). Скорость потока в рабочем участке задавалась с интервалом 10 м/с: $U_0 = 20$, 30, 40 и 50 м/с. Измерения охватывали диапазоны чисел Рейнольдса по толщине вытеснения $U_0\delta^*/\nu$ от 4.5×10^3 до 3.3×10^4, по высоте бугорков шероховатости $U_\tau h/\nu$ от 80 до 160 и по безразмерным частотам $\omega\delta^*/U_0$ от 0.4 до 12.5. Пульсации давления измерялись заделанными заподлицо со стенкой пьезокерамическими преобразователями с диаметром приемной поверхности 1.2 мм, а также плоскими конденсаторными микрофонами фирмы "Брюль и Къер" с диаметрами 1/8 и 1/4 дюйма (3.175 и 6.35 мм).

Псевдозвуковые турбулентные давления в пограничном слое на шероховатой поверхности действовали на приемные поверхности преобразователей одновременно со звуковыми давлениями, со-

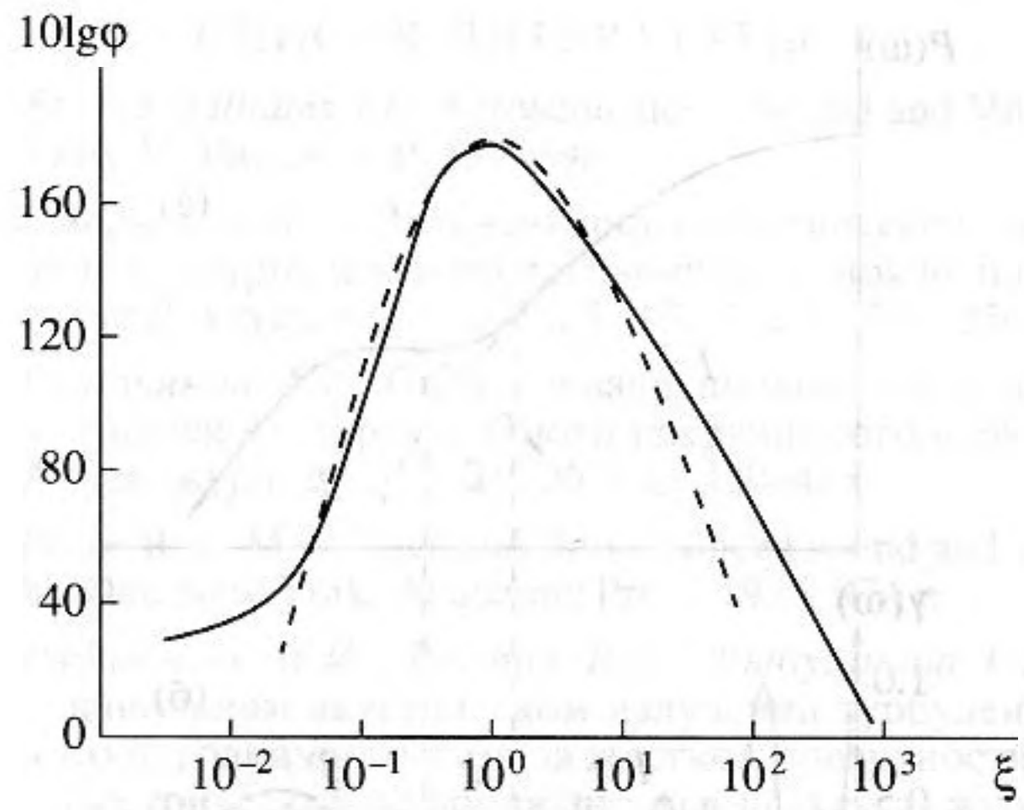

Рис. 6. Функция $\varphi(\xi)$ (—) и ее приближенная аппроксимация (---).

здаваемыми вихревым дипольным шумом при отрыве потока от бугорков шероховатости. Анализ результатов измерений показал, что псевдозвуковые турбулентные давления преобладали в низкочастотном диапазоне – от самых низких частот до 1–5 кГц (в условиях данного опыта), а звуковые – в диапазоне от 10 до 30–40 кГц. В промежуточном диапазоне от 5 кГц до 8–10 кГц уровни псевдозвуковых и звуковых давлений были соизмеримы. На рис. 7 схематично показана типичная картина для частотных и взаимных спектров, измеренных в данном опыте. Монотонная в низкочастотном диапазоне 1 кривая частотного спектра (рис. 7а), характерная для псевдозвуковых турбулентных давлений, затем в промежуточном диапазоне частот 2 претерпевала излом, за которым в области более высоких частот (диапазон 3) следовал некоторый подъем спектральных уровней, что совершенно не типично для псевдозвуковых спектров. Само по себе это, конечно, еще не является убедительным доказательством того, что в высокочастотной области 3 наблюдался спектр акустического излучения пограничного слоя. Такое доказательство следует из результатов измерений взаимных спектров (рис. 7б). Было обнаружено, что безразмерный продольный взаимный спектр на низких частотах, хорошо нормируемый, как это и должно быть, фазовой скоростью, близкой к скорости потока, затухал практически до нуля на частотах 3–5 кГц. Другими словами, в низкочастотном диапазоне 1 поведение продольного взаимного спектра в точности соответствует его поведению в псевдозвуковом поле турбулентных давлений [4, 19–21]. Но в области высоких частот 3 взаимный спектр вдруг снова приобретал вид осциллирующей функции и безразмерная амплитуда этих осцилляций возрастала и достигала достаточно больших значений 0.35–0.40, что указывало на сильную корреляцию

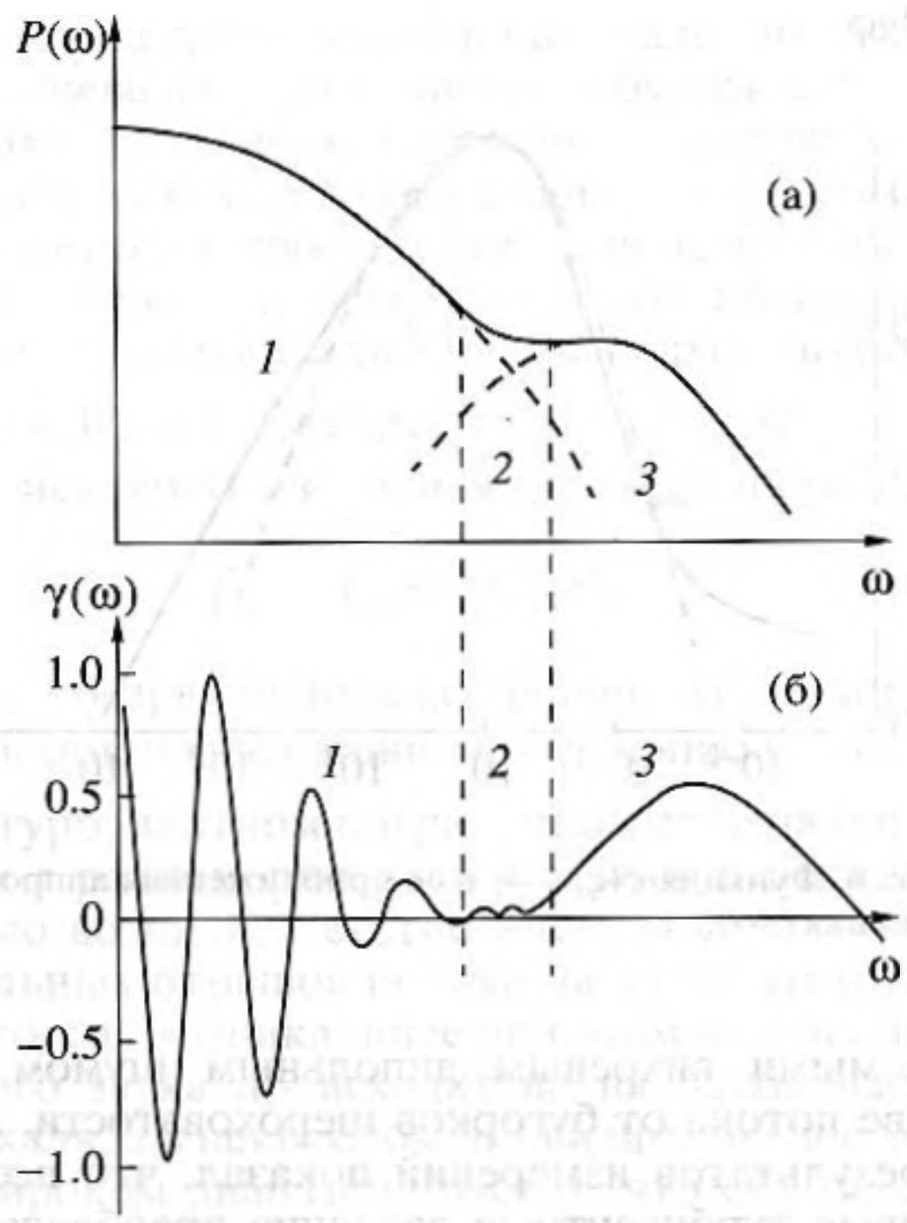

Рис. 7. Типичные результаты измерений псевдозвуковых и звуковых пульсаций давления на шероховатой поверхности, а – частотный спектр, б – безразмерный взаимный спектр при постоянном разделении, *1* – область псевдозвука, *2* – промежуточная область, *3* – область звука.

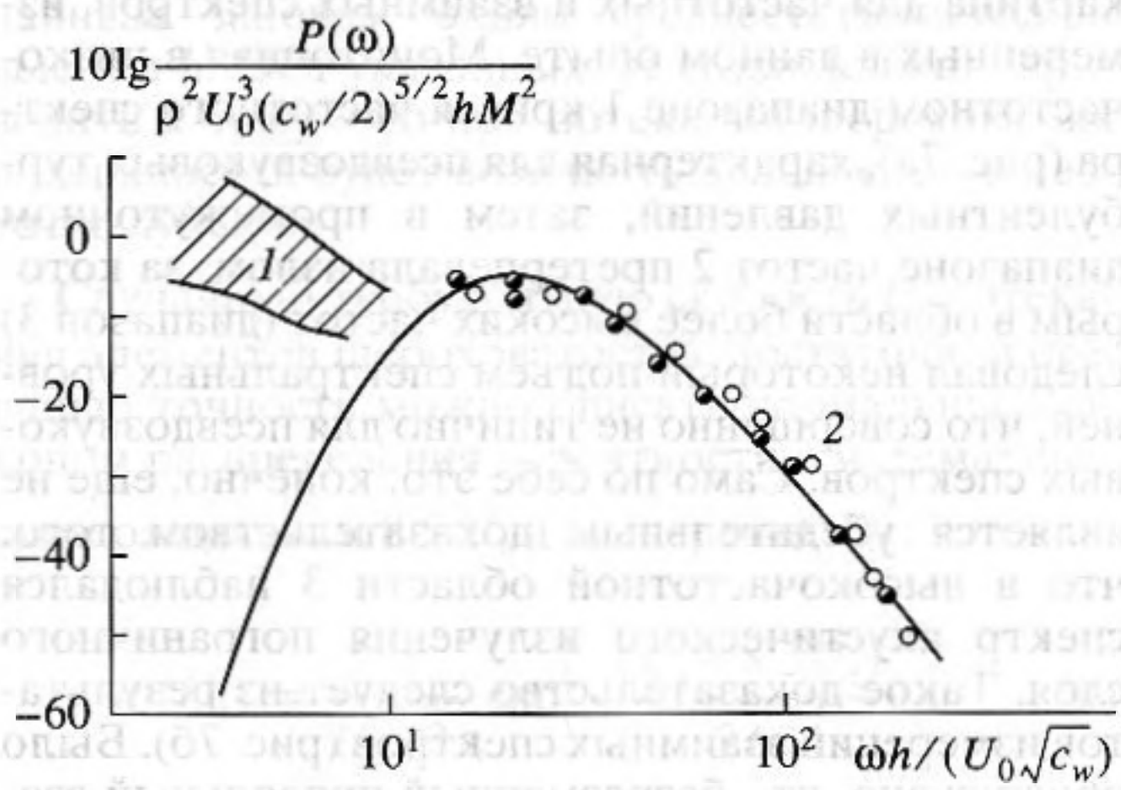

Рис. 8. Безразмерный спектр дипольного шума на шероховатой поверхности. *1* – область псевдозвука, *2* – дипольный шум, ○, ● – результаты измерений при скорости потока U_0 = 20 и 50 м/с, – расчет.

пульсаций давления на высоких частотах. Такая корреляция совершенно противоестественна для псевдозвука [19–21]. Анализ показал, что нормирующая скорость для фазы колебаний на высоких частотах на порядок превышает скорость для фазы колебаний на высоких частотах на порядок превышает скорость потока и составляет 300–350 м/с, что близко к скорости звука в воздухе. Следовательно, при обтекании шероховатой поверхности в высокочастотном диапазоне 3 действительно были зарегистрированы звуковые пульсации давления, которые в малошумной аэротрубе отсутствуют при измерениях на гладкой поверхности [19]. Еще одно доказательство того, что на высоких частотах было зарегистрировано акустическое излучение пограничного слоя, а не псевдозвук, состоит в том, что преобразователи различных размеров, например, микрофоны 1/4 и 1/8 дюйма одинаковым образом воспринимали спектральные компоненты на этих частотах. Псевдозвуковые турбулентные пульсации на частотах выше 20–30 кГц обусловлены настолько мелкими вихрями, что увеличение диаметра преобразователя вдвое должно приводить за счет осредняющего эффекта к уменьшению измеренных спектральных уровней примерно на 6 дБ [20, 21]. Этого не должно происходить (и не происходило в действительности), если пульсации давления обусловлены звуковыми волнами, имеющими примерно на порядок большие длины, чем волны псевдозвуковых пульсаций давления.

В опытах было обнаружено, что спектральные уровни в высокочастотной области увеличиваются пропорционально размерам элементов шероховатости h и пятой степени скорости потока U_0 в полном соответствии с формулой (16). На рис. 8 показано сопоставление измеренных спектральных уровней турбулентного шума на шероховатой поверхности и уровней, вычисленных по формуле (16). Коэффициент сопротивления трения c_w на шероховатой поверхности вычислялся по формуле Шлихтинга [10] $c_w = [2.87 + 1.58\lg(R_x/R_h)]^{-1}$, где $R_h = U_0 h/\nu$. Постоянная m, входящая в (16) и определяющая положение максимума спектра на шкале частот, из условия наилучшего согласования с опытными данными оказалась равной $m \approx$ ≈ 3.81. При этом максимум спектра шума пограничного слоя пришелся на безразмерную частоту $\omega h/(U_0\sqrt{c_w}) \approx 16.7$. Как ожидалось, спектр дипольного шума пограничного слоя на шероховатой поверхности оказался достаточно широкополосным: он занимает почти две декады частотного диапазона для перепада спектральных уровней относительно максимума на 45–50 дБ. При определении другой эмпирической константы K_{rh}, от которой зависят уровни спектров (16), нужно было учесть влияние стенок закрытого рабочего участка аэротрубы на результаты измерений турбулентного шума. С помощью статистической теории акустики помещений [22] была сделана приближенная оценка увеличения измеряемых уровней шума в результате его накопления внутри канала, состоящего из четырех толстых металлических плит размером 1.3×4.0 м^2 [19], которые в расче-

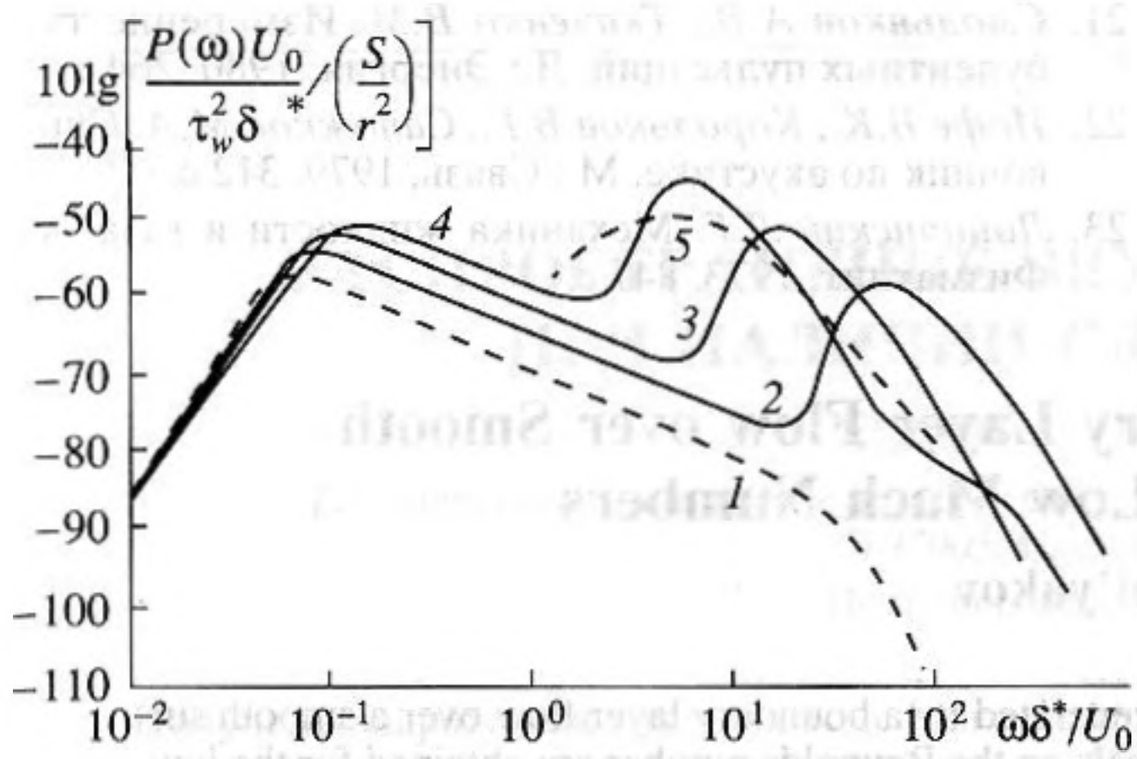

Рис. 9. Спектры суммарного (квадрупольного и дипольного) шума при числе Маха $M = 0.3$ и числе Рейнольдса $R_x = 10^8$. *1* – гладкая поверхность ($R_h^* = 0$); *2, 3, 4* – шероховатая поверхность при $R_h^* = 100, 500, 2000$, *5* – оценка [4].

тах считались абсолютно жесткими. Оценка показала, что измеренные уровни примерно на 11 дБ выше уровней излучения в свободное полупространство. С учетом этой поправки к результатам измерений (рис. 8) в формуле (16) следует положить $K_{rh} \approx 2.53 \times 10^{-20}$.

На рис. 9 показаны частотные спектры шумоизлучения пограничного слоя в нормировке (6) на шероховатой поверхности для числа Маха $M = 0.3$, числа Рейнольдса $R_x = U_0x/\nu = 10^8$ и трех чисел $R_h^* = U_\tau h/\nu = 100$, 500 и 2000 характеризующих степень шероховатости. Там же показан спектр излучения пограничного слоя при тех же значениях чисел M и R_x на гладкой ($R_h^* = 0$) поверхности. При вычислениях принималось, что отношение толщины вытеснения к толщине пограничного слоя одинаково для гладкой и шероховатой поверхностей, а толщина вытеснения на шероховатой поверхности выражалась через толщину вытеснения на гладкой поверхности формулой, $\delta_{rh}^* = 0.523\delta^*(U_0h/\nu)^{-1/7}$, приведенной в [23]. Кривая *5* на рис. 9 соответствует оценке [4, рис. 9.17], при выполнении которой, как упоминалось выше, использовались опытные данные, полученные как на гладкой, так и на шероховатой поверхностях. Из рис. 9 видно, что шероховатость обтекаемой поверхности заметно увеличивает в некотором диапазоне частот уровня шума, излучаемого турбулентным пограничным слоем.

Автор выражает благодарность В.П. Маршову за участие в получении экспериментальных результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ffowcs Williams J.E.* Aeroacoustics // Sound and Vibr. 1996. V. 190. № 3. P. 387–398.
2. *Смольяков А.В.* Интенсивность акустического излучения турбулентного пограничного слоя на пластине // Акуст. журн. 1973. Т. 19. № 2. С. 251–256.
3. *Смольяков А.В.* Спектр квадрупольного излучения плоского турбулентного пограничного слоя // Акуст. журн. 1973. Т. 19. № 3. С. 420–425.
4. *Blake W.K.* Mechanics and flow–induced sound and vibration. New York: Academic Press, 1986. 974 p.
5. *Рабинович М.И., Реутов В.П., Рыбушкина Г.В.* О дипольном акустическом излучении турбулентного пограничного слоя на жесткой поверхности с геометрической неоднородностью // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 1. С. 105–109.
6. *Howe M.S.* The influence of viscous surface stress on the production of sound by turbulent boundary layer flow over a rough wall // J. Sound and Vibr. 1986. V. 104. № 1. P. 29–39.
7. *Howe M.S.* The turbulent boundary–layer rough–wall pressure spectrum at acoustic and subconvective wavenumbers // Proc. Royal Soc. London. 1988. Ser. A 415. P. 141–161.
8. *Смольяков А.В.* Вычисление спектров псевдозвуковых флуктуаций пристеночных давлений в турбулентных пограничных слоях // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 3. С. 401–407.
9. *Хинце И.О.* Турбулентность, ее механизм и теория. М.: Физматлит, 1963. 680 с.
10. *Шлихтинг Г.* Теория пограничного слоя. М.: Физматлит, 1969. 744 с.
11. *Мунин А.Г., Кузнецов В.М., Леонтьев Е.А.* Аэродинамические источники звука. М.: Машиностроение, 1981. 248 с.
12. *Bradshaw P.* Inactive motion and pressure fluctuatijons in turbulent boundary layer // J. Fl. Mech. 1967. V. 30. P. 241–258.
13. *Keith W.L., Hurdis D.A., Abraham B.M.* A comparison of turbulent boundary layer wall–pressure spectra // Trans. Amer. Soc. J. Fluids Eng. 1992. V. 114. P. 338–347.
14. *Ffowcs Williams J.E., Hall L.H.* Aerodynamic sound generation by turbulent flow in the vicinity of a scattering haslf plane // J. Fl. Mech. 1970. V. 70. P. 657–670.
15. *Howe M.S.* The role of surface shear stress fluctuation in the generation of boundary layer noise // J. Sound and Vibr. 1979. V. 65. № 2. P. 159–164.
16. *Смольяков А.В.* Длинноволновые компоненты спектра нормальных напряжений на поверхности пластины в вязком потоке // Акуст. журн. 1989. Т. 35. С. 506–514.
17. *Smol'yakov A.V.* The influence of viscous stess fluctuatrions in flow on aerodynamical noise // Acustica. 1994. V. 80. P. 541–546.
18. *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Физматлит, 1968. 720 с.

19. *Смольяков А.В., Ткаченко В.М.* Модели поля псевдозвуковых турбулентных давлений и опытные данные // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 6. С. 1199–1207.

20. *Corcos G.M.* Resolution of pressure in turbulence // J. Acoust. Soc. Amer. 1963. V. 35. № 1. P. 192–199.

21. *Смольяков А.В., Ткаченко В.М.* Измерение турбулентных пульсаций. Л.: Энергия, 1980. 264 с.

22. *Иофе В.К., Корольков В.Г., Сапожков М.А.* Справочник по акустике. М.: Связь, 1979. 312 с.

23. *Лойцянский Л.Г.* Механика жидкости и газа. М.: Физматлит, 1973. 847 с.

Noise of a Turbulent Boundary Layer Flow over Smooth and Rough Plates at Low Mach Numbers

A. V. Smol'yakov

Abstract—The spectral levels of the quadrupole noise generated by a boundary layer flow over a smooth surface are calculated. Explicit dependences of the noise levels on the Reynolds number are obtained for the low-frequency and high-frequency ranges. It is shown that the logarithmic zone of the velocity profile is responsible for the region of the quadrupole noise spectrum with a hyperbolic dependence on frequency. A method of calculating the dipole noise of a boundary layer flow over a rough surface is developed. The method is based on the use of the combined probability density for the turbulent velocity fluctuations and the random dimensions of protuberances of the rough surface. The two constants involved in this theory are determined from a special experiment. It is shown that the surface roughness noticeably increases the radiation levels of a boundary layer flow in a certain frequency range.