

УДК 534.23

АЭРОАКУСТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ГОФРИРОВАННОМ ВОЛНОВОДЕ

© 2008 г. В. Ф. Копьев*, М. А. Миронов*, В. С. Солнцева**

ЦАГИ, акустическое отделение, Россия, 105005, Москва, ул. Радио, 17. Тел.: (095) 263-4650;

*Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН, Россия, 117036, Москва,
ул. Шверника, д. 4. Тел.: (095) 126-90-61; Факс: 126-84-11, E-mail: mironov@akin.ru

**Московский физико-технический институт, Россия, 141700, г. Долгопрудный, Институтский пер. 9

Поступила в редакцию 11.01.07 г.

Экспериментально исследована генерация звука потоком воздуха в гофрированных трубках при различных периодах гофрировки и длинах трубок. Числа Струхалю генерируемого звука для разных трубок и разных скоростей потока лежат в диапазоне 0.4–0.6. При увеличении скорости потока число Струхалю уменьшается. Описан эффект поглощения звука потоком воздуха в гофрированном волноводе: на частотах ниже частоты генерации в гофрированной трубке с потоком наблюдается поглощение звука внешнего источника. Предложена полуэмпирическая модель аэроакустического взаимодействия в гофрированной трубке, дающая качественное согласование с экспериментальными результатами.

PACS: 43.28.Ra, 43.50.Nm

Поток воздуха в гофрированной трубке может генерировать тональный или мультитональный звук [1–7]. Этот звук, на первый взгляд, не связан с длиной трубки – при одинаковых скоростях потока частота звука приблизительно одна и та же при длинах трубки, меняющихся от полуметра до нескольких метров. Генерация начинается при скорости потока больше некоторого порогового значения U_{\min} . Спектр имеет вид набора близко расположенных пиков, распределенных в узкой области частот с центральной частотой $f_1 \approx (0.45–0.6)U/l$ (U – скорость потока, l – шаг гофрировки). Эта частотная область генерации повторяется на более высоких частотах со средними частотами, равными примерно $f_n \approx nf_1$ (n – целое). Характерные спектры приведены в [7]. Механизм данного явления не ясен до сих пор. В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования зависимости характеристик генерируемого звука от геометрических параметров гофрированной трубки: ее длины и шага гофрировки. Впервые исследовано влияние потока на распространение звука, создаваемого внешним источником звукового поля, в гофрированной трубке в условиях, когда собственные автоколебания подавлены. Подавление обеспечивается рупором, присоединенным к выходному сечению трубки. Показано, что при достаточно высоких скоростях потока звук в гофрированной трубке эффективно поглощается. Предложена полуэмпирическая модель аэроакустического взаимодействия.

На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки. Компрессор 1 через ресивер 2 создает поток воздуха в гофрированной трубке 3. Скорость потока регулируется изменением электрического напряжения на компрессоре 1 лабораторным автотрансформатором 8. Трубкой Пито 5 измеряется давление напора δP на выходном торце гофрированной трубки 3, далее по формуле

Бернулли $U = \sqrt{\frac{2\delta P}{\rho}}$ (ρ – плотность воздуха) опре-

деляется скорость потока U . Динамик 6, расположенный внутри ресивера 2, возбуждается генератором сигнала через выход звуковой карты компьютера 7. От микрофона 4, расположенного на некотором расстоянии от открытого торца трубки 3, сигнал подается на микрофонный вход звуковой карты компьютера 7. Для изучения поглощения звука потоком воздуха в гофрированной трубке, к ее выходному сечению присоединялся рупор 9, с углом раскрытия 0.4 радиан. В остальных измерениях рупор отсутствовал.

Для исследования зависимости частоты генерируемого звука от шага гофрировки изготовлены трубки одинаковой длины с разными шагами гофрировки. На цилиндр диаметром 7.2 мм навивается с постоянным шагом проволока диаметром 1.4 мм. Затем поверх проволоки наматывается несколько слоев бумаги с проклейкой, после чего внутренний цилиндр вынимается. Изготовлено пять трубок с разными шагами и одна контрольная трубка. При возбуждении потоком воздуха устойчивая генерация звука наблюдается

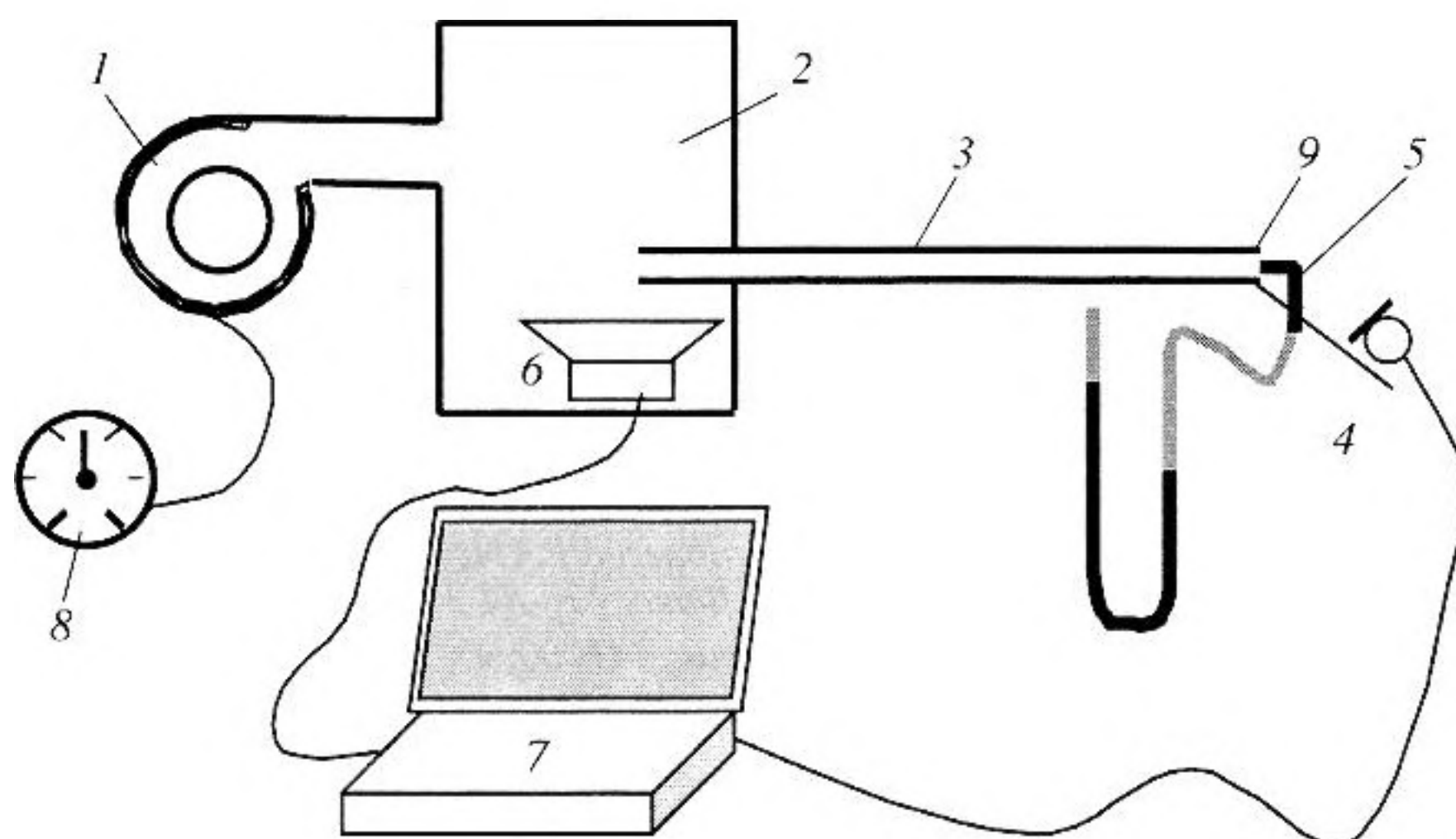


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – компрессор, 2 – ресивер, 3 – гофрированная трубка, 4 – микрофон, 5 – трубка Пито, 6 – динамик, 7 – ПК, 8 – ЛАТР, 9 – рупор.

только у трубок I.3, I.4 и I.5 (у трубки I.6 наблюдалась неустойчивая генерация в узком диапазоне скоростей, близких к ее U_{\min}). Числа Струхала f/U для трубок I.3, I.4 и I.5 примерно одинаковы, но немного увеличиваются при увеличении шага гофрировки, средние значения чисел Струхала соответственно равны 0.52, 0.56, 0.58 (см. рис. 2), а среднеквадратичное отклонение – около 0.08. Пример спектров излучения для разных трубок при скорости потока 12 м/с приведен на рис. 3. У трубки I.3 спектр состоит из единственного пика на частоте 1976 Гц, у трубки I.4 при такой же скорости – на частоте 1620 Гц, а у трубки I.5 генерация идет сразу на двух частотах – 1264 Гц и 1566 Гц. Наблюдения при других скоростях потока позволяют заключить, что, чем меньше шаг гофрировки, тем проще происходит переход с одной частоты на другую. Переходный режим, когда одновременно звучат две и более частот, становится менее устойчивым.

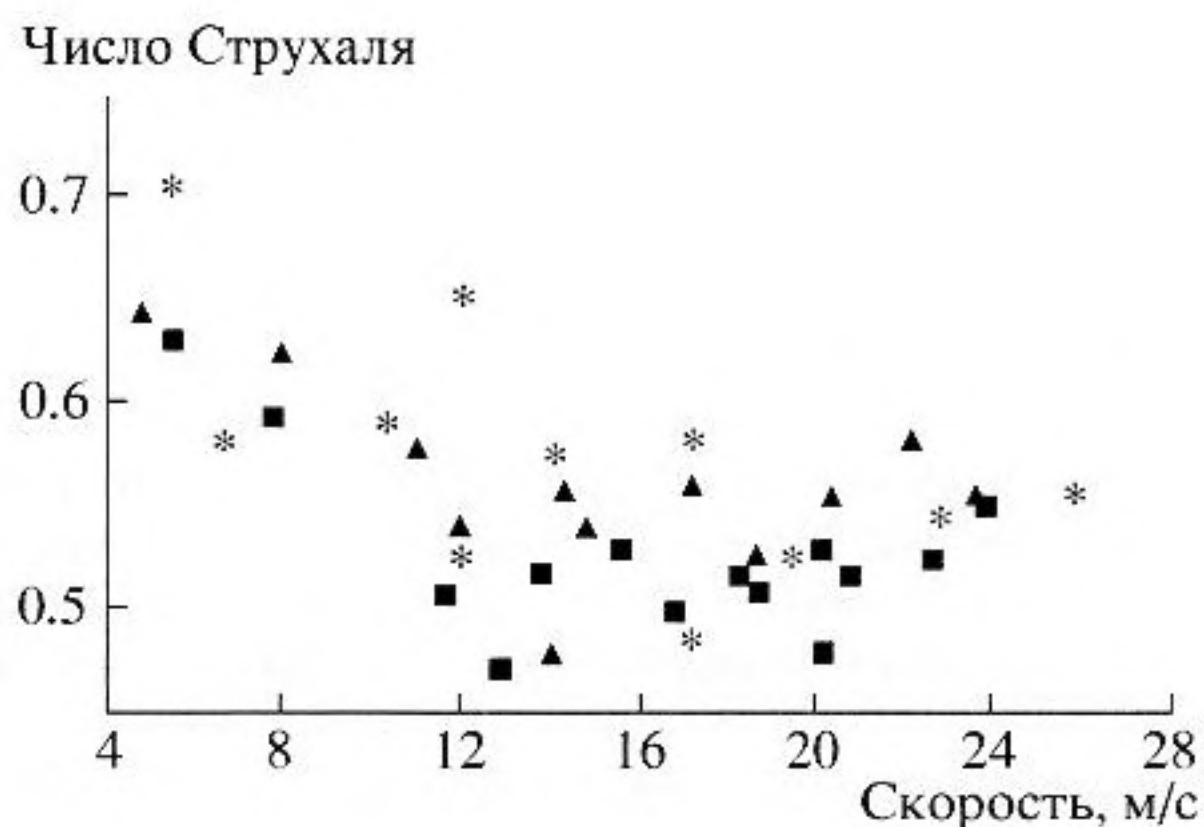


Рис. 2. Числа Струхала для трубок с разным шагом: квадрат – 3 мм, треугольник – 4 мм, снежинка – 5 мм.

Для исследования усиления, поглощения и генерации использовались также коммерческие гофрированные трубки (поливочный шланг, монтажные трубки). Исследование гофрированных трубок разной длины, показало, что у трубок II.1, II.2, II.3, II.4 и II.5, скорости потока U_{\min} , на которых начинается генерация звука, а также и частоты, примерно одинаковы. Число Струхала в среднем равно 0.5 для всех трубок. Однако, как и в трубках с разным шагом гофрировки, можно отметить некоторое уменьшение числа Струхала при увеличении скорости потока. Так, для трубки II.4 при скорости потока 4.8 м/с число Струхала равно 0.49, а при скорости 28 м/с оно уже равно 0.38. Чем больше длина у трубки, тем легче возбуждается звук. При достаточно малой длине трубки генерации может не быть. Например, у трубки II.6 генерация есть только вблизи U_{\min} , а у более коротких трубок она вообще отсутствует.

Описанные выше автоколебания наступают при условии, когда аэроакустическое усиление звука превосходит вязкое и тепловое поглощение на стенках и потери на излучение из торцов трубки.

Изучение аэроакустического усиления проведено в режиме вынужденных колебаний под действием внешнего источника звука (динамик 6 на рис. 1). Для предотвращения автоколебаний к выходному сечению трубки присоединен рупор 9, увеличивающий потери на излучение. Этого оказалось достаточно, чтобы полностью исключить автоколебания. Звук регистрировался микрофоном 4, установленным внутри рупора на расстоянии 0.5 м от выходного сечения трубки.

Изменение спектра звука, возбуждаемого динамиком в трубке II.2, при увеличении скорости потока представлено на рис. 4. В отсутствие пото-

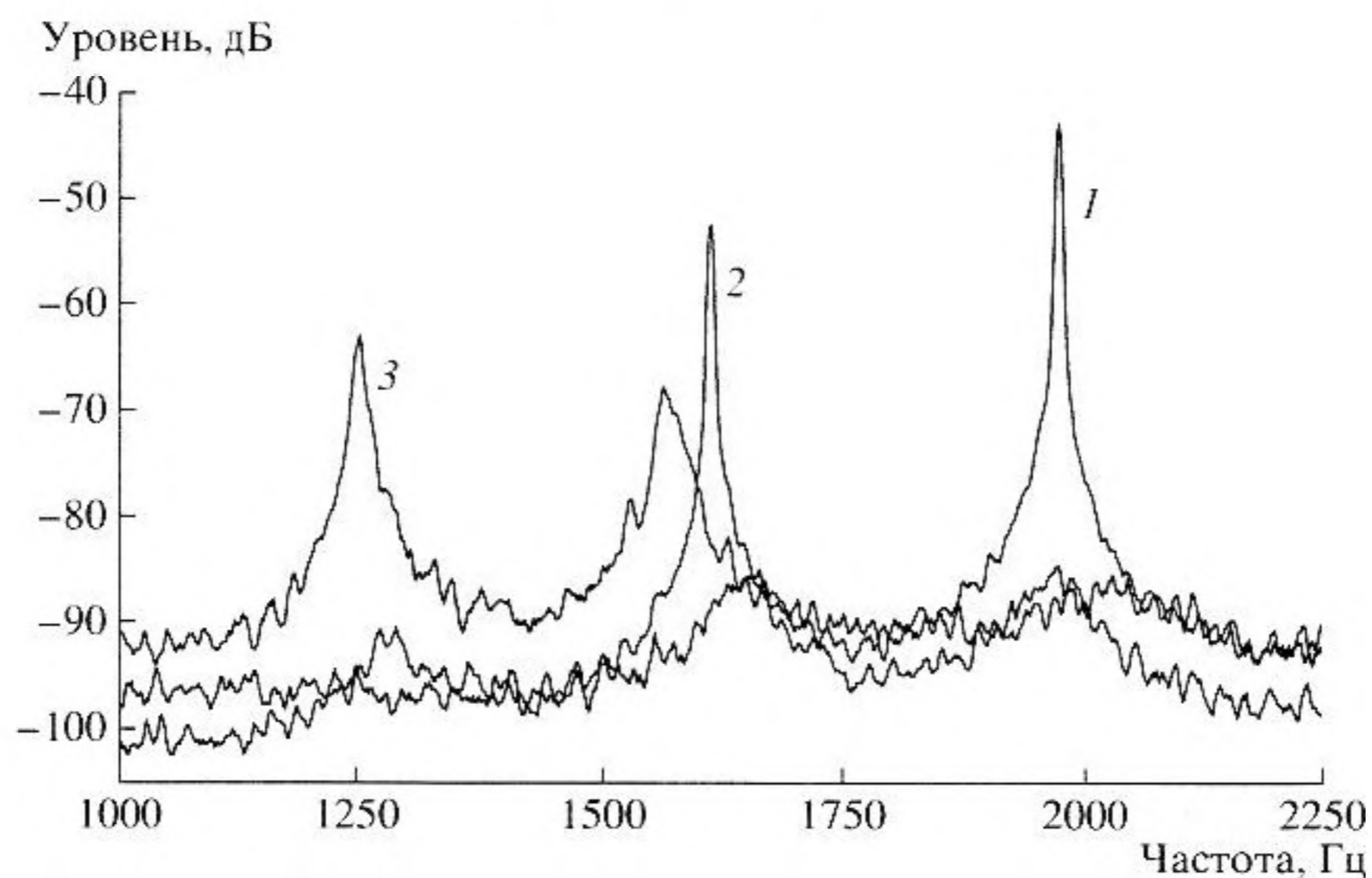


Рис. 3. Спектры звука трубок с разным шагом при скорости потока 12 м/с: 1 – шаг 3 мм, 2 – 4 мм, 3 – 5 мм.

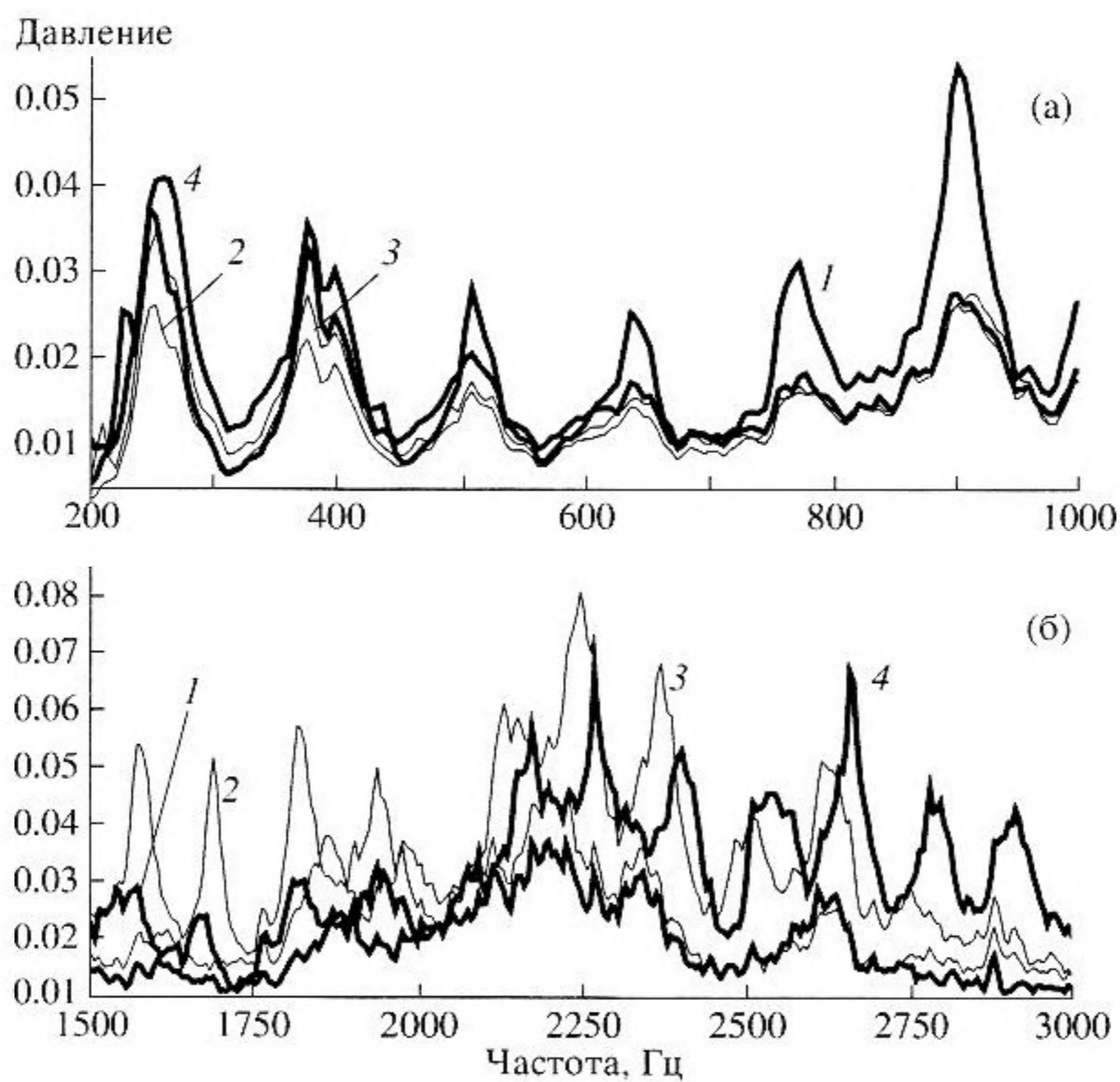


Рис. 4. Спектры излучаемого звука трубкой при разных скоростях потока: 1 – потока нет, 2 – 7.8 м/с, 3 – 12.8 м/с, 4 – 17 м/с.

ка спектр представляет собой резонансную кривую с пиками на резонансных частотах исследуемой трубки. При небольшой скорости потока (меньше 3 м/с), спектр звука не изменяется. При больших скоростях, например 7.8 и 12.8 м/с, на высоких частотах резонансные пики увеличиваются (без рупора на них шел бы процесс генерации, рис. 4б), а на низких – уменьшаются более

чем в 2 раза (рис. 4а). При дальнейшем увеличении скорости потока (например, при 17 м/с), область возрастания резонансных пиков перемещается на еще более высокие частоты, а область уменьшения пиков (то есть, поглощения звука) на низких частотах расширяется (рис. 4б). При продувании воздуха через контрольную трубку с гладкими стенками спектр излучаемого звука не



Рис. 5. Зависимость отношения резонансного максимума к соответствующему минимуму от скорости для разных собственных частот трубки.

изменяется, то есть для трубки с гладкими стенками эффекта поглощения звука потоком воздуха, как, впрочем, и генерации, не наблюдается.

Эффективность поглощения звука может характеризоваться отношением максимума резонансного пика к соседнему минимуму. Эти отношения представлены на рис. 5. Легко проследить для каждого из них характерное поведение: сначала оно остается неизменным (маленькие скорости), потом увеличивается, достигает максимума (в области скоростей, где на этой частоте шел бы процесс автогенерации), а затем уменьшается и выходит на постоянное значение.

Возможный подход к теоретическому описанию явлений генерации, усиления и затухания звука в гофрированной трубке с потоком состоит в следующем. При обтекании углубления образуется сильный сдвиг скорости продольного течения, в пределе – тангенциальный разрыв (рис. 6). Внешнее звуковое давление действует на тангенциальный разрыв, возбуждая гидродинамические волны смещения $\xi(x, t)$ на нем. Эти волны распространяются со скоростью порядка половины скорости потока, могут экспоненциально нарастать (вспомним свободный тангенциальный разрыв), в нелинейном режиме превращаются в цепочку локализованных вихрей. Гидродинамические волны оказывают обратное действие на звуковое поле за счет двух эффектов. Во-первых, они создают объемную скорость $Q = \int (-\omega) \xi(x) dx + \frac{1}{2} \xi(h) U$.

Первое – интегральное – слагаемое вызвано вытеснением среды при боковом движении разрыва, второе слагаемое описывает затекание среды при

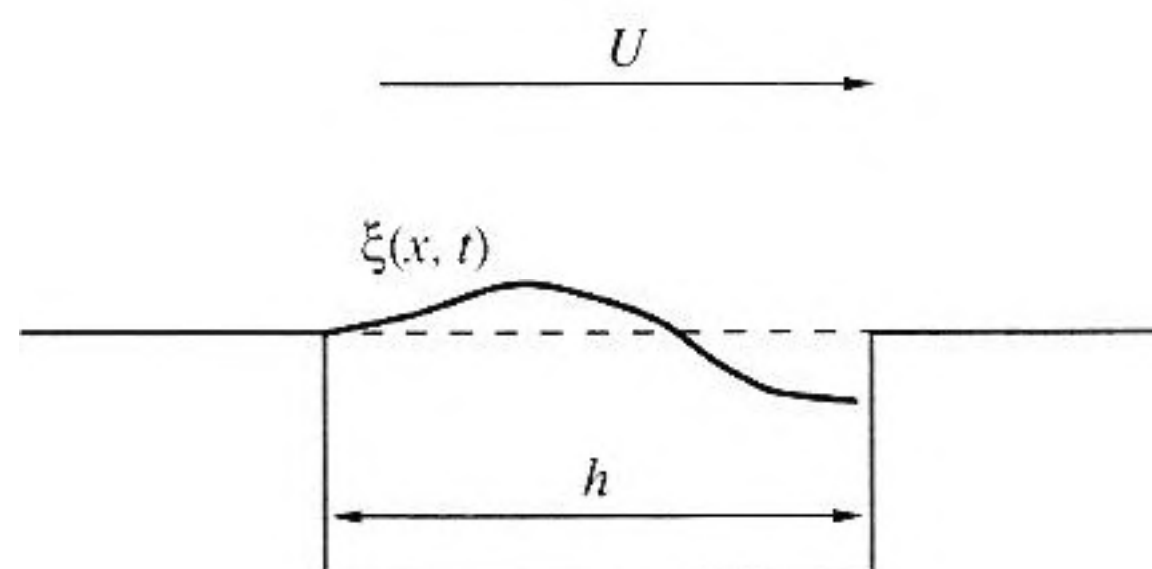


Рис. 6. Поток протекает над углублением, по тангенциальному разрыву бежит волна.

проникновении конца тангенциального разрыва внутрь полости. Во-вторых, они создают дополнительную силу, действующую со стороны задней стенки полости при торможении потока $F = -\frac{1}{2} \rho U^2 \xi(h)$. Так как Q и F пропорциональны смещению ξ , которое, в свою очередь, зависит от давления, эти два источника являются некоторыми линейными функционалами давления. Эти дополнительные источники включаются в уравнение Эйлера и уравнение неразрывности:

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\Pi h}{S(l+h)} F,$$

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial p}{\partial t} = -\rho \frac{\partial u}{\partial x} + \rho \frac{\Pi h}{S(l+h)} Q,$$

где u – колебательная скорость, p – звуковое давление, Π – периметр сечения трубки, S – площадь сечения трубки, h – ширина углубления, c_0 – скорость звука в открытом пространстве. Из этих уравнений получаем уравнение для звукового давления:

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \rho \frac{\Pi \partial Q}{S l \partial t} - \frac{\Pi \partial F}{S l \partial x} = 0,$$

в котором два последних слагаемых являются некоторыми линейными функционалами от давления. Соответственно, для гармонического поля с частотой ω получим:

$$p'' + \left(\frac{\omega}{c_0}\right)^2 p + D_Q(-i\omega)p + D_F p' = 0,$$

где D_Q и D_F некоторые функции частоты, скорости потока и шага гофрировки. Их конкретный вид определяется законом движения тангенциального разрыва над каждым углублением $\xi(x, \omega)$. Аналитический метод нахождения $\xi(x, \omega)$ для прямоугольной канавки дан в [7], однако в настоящей работе мы не будем использовать количественные результаты [7]. Добавив в последнее уравнение вязкие и тепловые потери на стенке, получим выражение для волнового числа звуковой волны

$$k_{\text{eff}}(\omega, U) = \frac{\omega}{c_0} + iD(\omega, l, U) + i\gamma(\omega), \quad (1)$$

где $y(\omega) = \frac{\Pi}{S} \frac{\sqrt{\nu} + \left(\frac{c_p}{c_v} - 1\right) \sqrt{\chi}}{2\sqrt{2}\sqrt{\omega}}$ – потери на вязкость и теплопроводность [9], где Π и S – периметр и площадь сечения трубки, χ – коэффициент кинематической вязкости, ν – коэффициент температуропроводности, c_p и c_v – молярная теплопроводность газа при постоянном давлении и объеме соответственно, $D(\omega, l, U) = 0.5(cD_Q + D_F)$.

Для количественной оценки функции $D(\omega, l, U)$ применена следующая методика. Решается задача о распространении звука частоты ω в трубке длины L , закон дисперсии в которой описывается формулой (1). На одном конце трубка открыта, на другом ее продолжением является рупор в виде усеченного конуса (рис. 7). Результаты расчета сравниваются с результатами эксперимента. Путем перебора подбирается такая функция $D(\omega, l, U)$, которая обеспечивает разумное соответствие с экспериментом.

Поле в трубке имеет вид: $P_{\text{tube}}(x) = A_{\text{tube}} \exp(ik_{\text{eff}}x) + B_{\text{tube}} \exp(-ik_{\text{eff}}x)$, где k_{eff} задается формулой (1). Поле в рупоре имеет вид: $P_{\text{руп}}(r) = A_{\text{руп}} \exp(ikr)/r$. Здесь предполагается, что отражение от конечного сечения рупора отсутствует. На стыке трубки и конуса выполнены два граничных условия: $P_{\text{tube}}(0) = P_{\text{руп}}(r_0)$ – равенство давлений и $v_{\text{tube}}(0)S_{\text{tr}} = v_{\text{руп}}(r_0)S_{\text{руп}}(r_0)$ – равенство объемных скоростей, где S_{tr} – площадь поперечного сечения трубки, $S_{\text{руп}}(r_0) = r_0^2 \theta$ – площадь поперечного сечения рупора на стыке с трубкой, r_0 – радиус рупора на стыке трубки и рупора, θ – телесный угол раскрытия рупора.

Из граничных условий, учитывая, что волновые числа в трубке и рупоре примерно равны, получаем коэффициент отражения от границы трубка-рупор:

$$V = \left(\frac{S_{\text{tr}} ik_{\text{eff}} r_0}{r_0^2 \theta ikr_0 - 1} - 1 \right) / \left(\frac{S_{\text{tr}} ik_{\text{eff}} r_0}{r_0^2 \theta ikr_0 - 1} + 1 \right).$$

По коэффициенту отражения от границы определяем ее проводимость (см., например, [10]):

$$Y_V = \frac{1 - V}{\rho c (1 + V)} = \frac{1}{\rho c} \frac{r_0^2 \theta ikr_0 - 1}{S_{\text{tr}} ik_{\text{eff}} r_0}.$$

Коэффициенты A_{tube} и B_{tube} для рассматриваемой трубки найдем из следующих граничных условий: на входе трубки задано давление, создаваемое динамиком, $P_{\text{tube}}(0) = P_0$, на стыке трубки и конуса задана проводимость: $(u_{\text{tube}}/P_{\text{tube}})|_{x=L} = Y_V$. Вычисления дают:

$$A_{\text{tube}} = P_0 e^{-ik_{\text{eff}}L} \left(Y_V + \frac{k_{\text{eff}}}{\rho \omega} \right) / \left[\frac{k_{\text{eff}}}{\rho \omega} (e^{ik_{\text{eff}}L} + e^{-ik_{\text{eff}}L}) - Y_V (e^{ik_{\text{eff}}L} - e^{-ik_{\text{eff}}L}) \right],$$

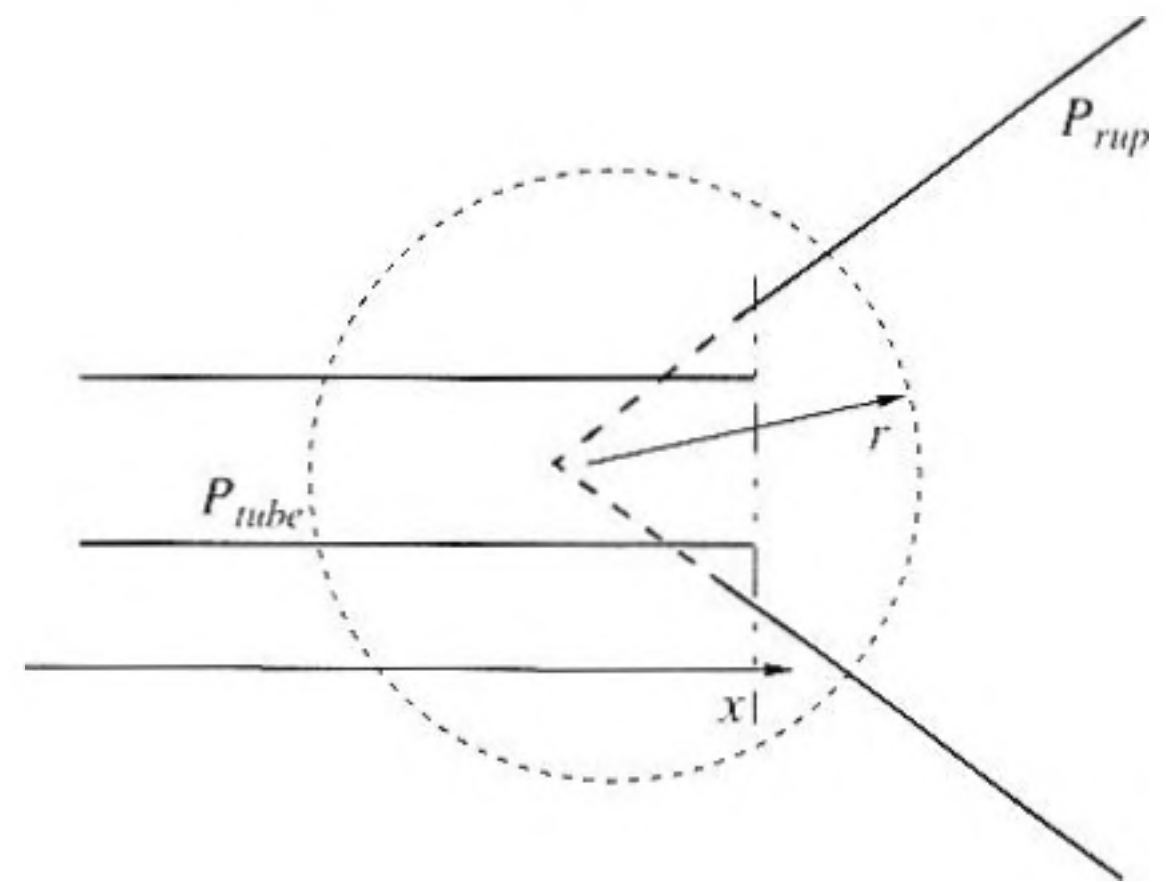


Рис. 7. Трубка, открытая с одного конца, продолжением трубки на втором конце является рупор.

$$B_{\text{tube}} = P_0 e^{ik_{\text{eff}}L} \left(\frac{k_{\text{eff}}}{\rho \omega} - Y_V \right) / \left[\frac{k_{\text{eff}}}{\rho \omega} (e^{ik_{\text{eff}}L} + e^{-ik_{\text{eff}}L}) - Y_V (e^{ik_{\text{eff}}L} - e^{-ik_{\text{eff}}L}) \right].$$

Из граничного условия $P_{\text{tube}}(L) = P_{\text{руп}}(r_0)$ найдем поле в рупоре: $P_{\text{руп}}(r) = P_{\text{tube}}(L) \frac{r_0}{r} \exp[ik(r - r_0)]$.

Задавшись некоторой функцией $D(\omega, l, U)$, отвечающей за все явления, связанные с гофрировкой стенок трубки и с наличием потока воздуха через нее, мы можем по вышеприведенным формулам вычислить частотную зависимость звукового давления в рупоре. В частности, можно определить отношение максимума резонансного пика к соседнему минимуму. Сравнение теоретической оценки с экспериментальными результатами позволит судить о правильности выбора вида функции $D(\omega, l, U)$.

Из эксперимента можно выявить следующие общие закономерности функции $D(\omega, l, U)$. Во-первых, при малых скоростях потока U на больших частотах ω отношение максимума к минимуму не меняются, в этой области $D(\omega, l, U) \rightarrow 0$. Во-вторых, при увеличении скорости потока на соответствующих частотах сначала происходит увеличение резонансного пика (сильное для высоких частот и почти незаметное для низких), а затем его резкое уменьшение. При дальнейшем увеличении скорости потока на самых низких частотах снова наблюдается увеличение уровня резонансного пика. Можно предположить, что на высоких частотах это увеличение мало, и мы не можем его наблюдать. Следовательно, действительная часть $D(\omega, l, U)$ при фиксированной частоте ω периодически меняет свой знак при увеличении скорости потока U . При этом при больших скоростях потока U этого изменения почти не заметно, в области больших U : $D(\omega, l, U) \rightarrow$

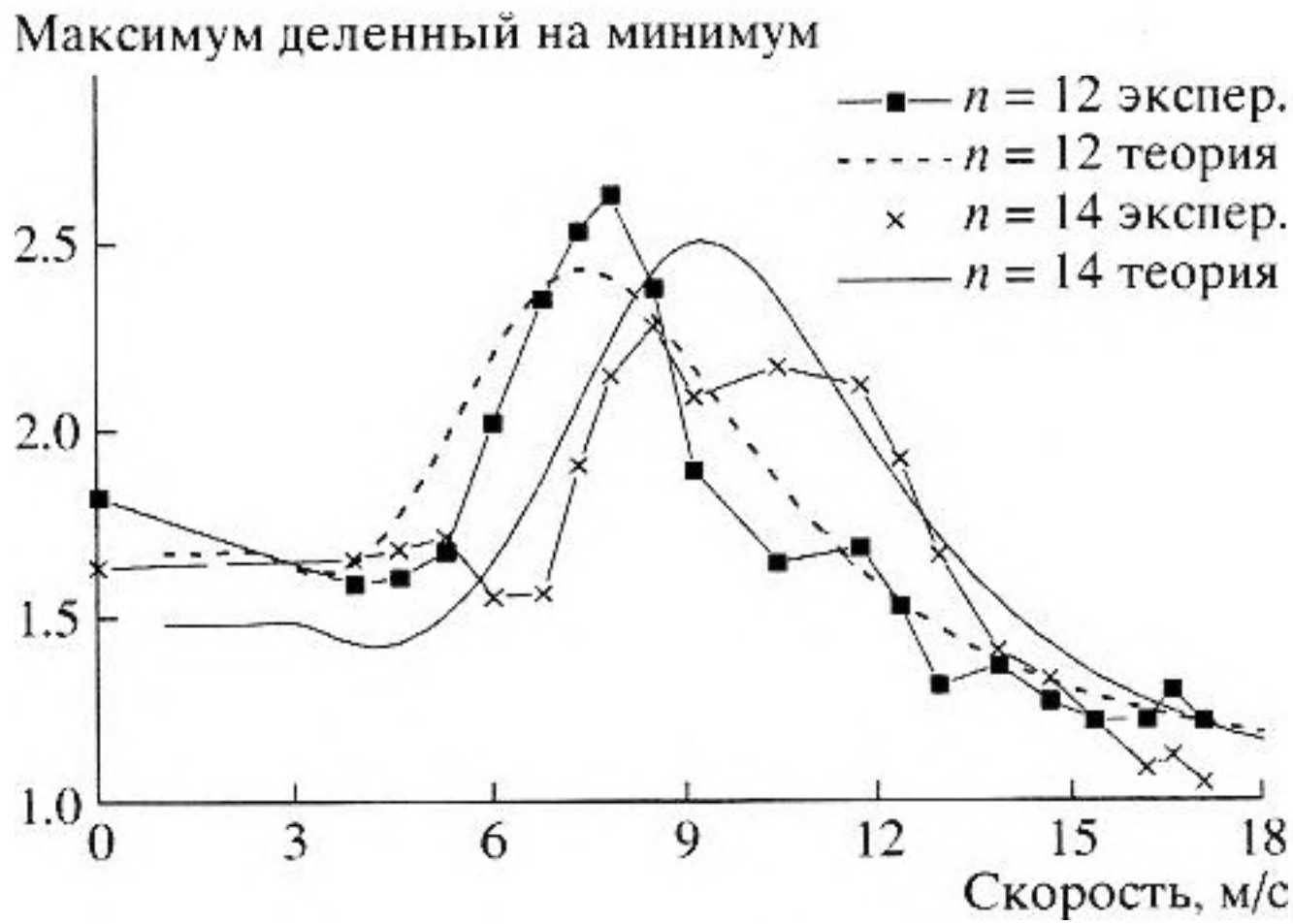


Рис. 8. Сравнение экспериментальных и теоретической оценки (2) данных по влиянию потока на звук в гофрированной трубке для двух резонансных пиков.

→ const. Наконец, мы видели, что важным безразмерным параметром является число Струхала $\omega l/U$. Следовательно, функция $D(\omega, l, U)$ должна содержать явную зависимость от числа Струхала.

Для примера рассмотрим функцию вида:

$$D(\omega, l, U) = \frac{\rho U^2 \Pi h}{Sl P_0} A \left(\frac{\omega l}{U} \right)^2 \times \left[\exp \left(Bi \frac{\omega l}{U} - C \frac{\omega l}{U} + \Phi \right) \right], \quad (2)$$

где P_0 – статическое давление, A , B , C и Φ – безразмерные параметры. На рис. 8 представлено сравнение данных, полученных для (2) при $A = 1$, $B = 0.7$, $C = 0.45$ и $\Phi = -0.2$, и экспериментальных значений. Основные характеристики экспериментальных и теоретических кривых совпадают. Более точное согласование расчета и экспериментов на данном этапе не представляется возможным.

На рис. 9 представлены зависимости мнимой части волнового числа от числа Маха ($M = U/c$) для разного типа потерь на частоте 1100 Гц. Кривая 1 соответствует потерям, вызванным вязкостью и теплопроводностью. Кривая 2 показывает мнимую часть волнового числа (1). Функция $D(\omega, l, U)$ задается формулой (2) со значениями параметров, полученными выше из сравнения теоретической формулы с экспериментом. Кривая 3 соответствует потерям, обсуждавшимся в работе [11]. Не вдаваясь в детальное обсуждение этих потерь, отметим, что их можно связать с турбулентной вязкостью. Эти потери в области небольших чисел Маха значительно меньше вязких и термальных потерь, но при числе Маха $M > 0.1$ (в общем случае [11] при $M > 2.86 \times 10^{-3}$) турбулентные потери становятся больше потерь на вязкость и теплопроводность. Поток в гофриро-

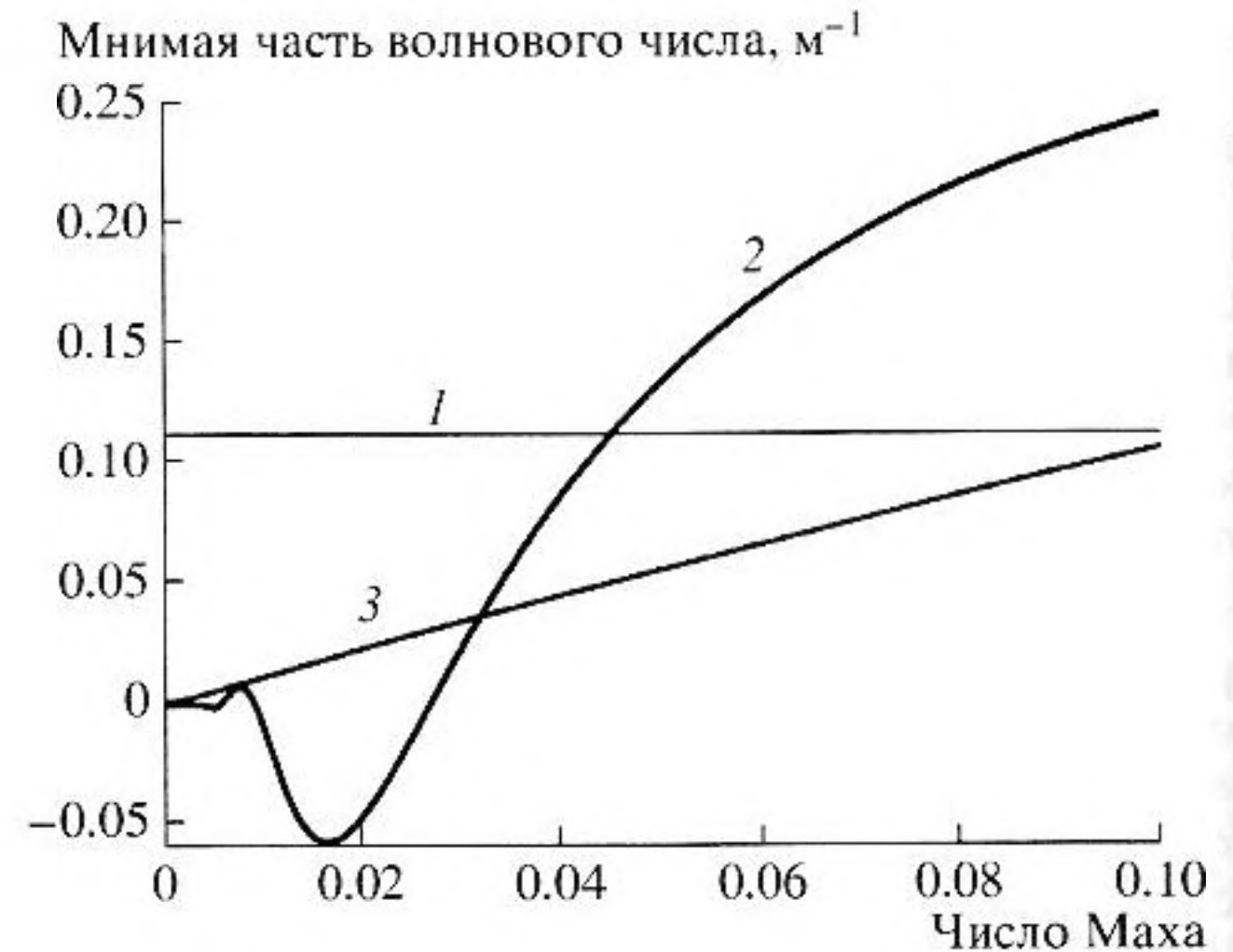


Рис. 9. Зависимость мнимой части волнового числа от числа Маха для разных типов потерь: кривая 1 – мнимая часть волнового числа, связанная с потерями на вязкость и теплопроводность, кривая 2 – мнимая часть волнового числа, связанная с гофрировкой стенок, кривая 3 – мнимая часть волнового числа, связанная с турбулентными потерями ([10]).

ванной трубке также является турбулентным, поэтому потери, исследуемые в [11], могут влиять на наблюдаемые явления. На рис. 9 видно, что при больших скоростях потока потери, связанные с гофрировкой (кривая 2), растут быстрее, чем потери, связанные с турбулентностью потока (кривая 3) и становятся больше вязких и тепловых потерь гораздо раньше, чем потери, связанные с турбулентностью. Для кривой 2 на рис. 9 в области чисел Маха, где мнимая часть волнового числа, связанная с гофрировкой и потоком, становится отрицательна, потери на вязкость и теплопроводность по модулю все же превышают отрицательные потери, так что здесь генерации нет. При некоторых числах Маха потери, связанные с гофрировкой стенок, становятся отрицательными. Если эти отрицательные потери по модулю больше положительных, то будет наблюдаться генерация звука. На рис. 10 представлена зависимость мнимой части волнового числа, с учетом всех слагаемых от числа Струхала для нескольких скоростей потока. Область генерации звука можно видеть на рис. 10. При скорости потока 5 м/с (кривая 1) мнимая часть волнового числа положительна при всех числах Струхала, при увеличении скорости до 10 м/с (кривая 2) возникает узкий диапазон чисел Струхала, в котором мнимая часть волнового числа отрицательна. При дальнейшем увеличении скорости – до 15 м/с (кривая 3) этот диапазон расширяется.

В заключение перечислим основные результаты работы.

Проведенные экспериментальные исследования генерации звука при продувании через гофри-

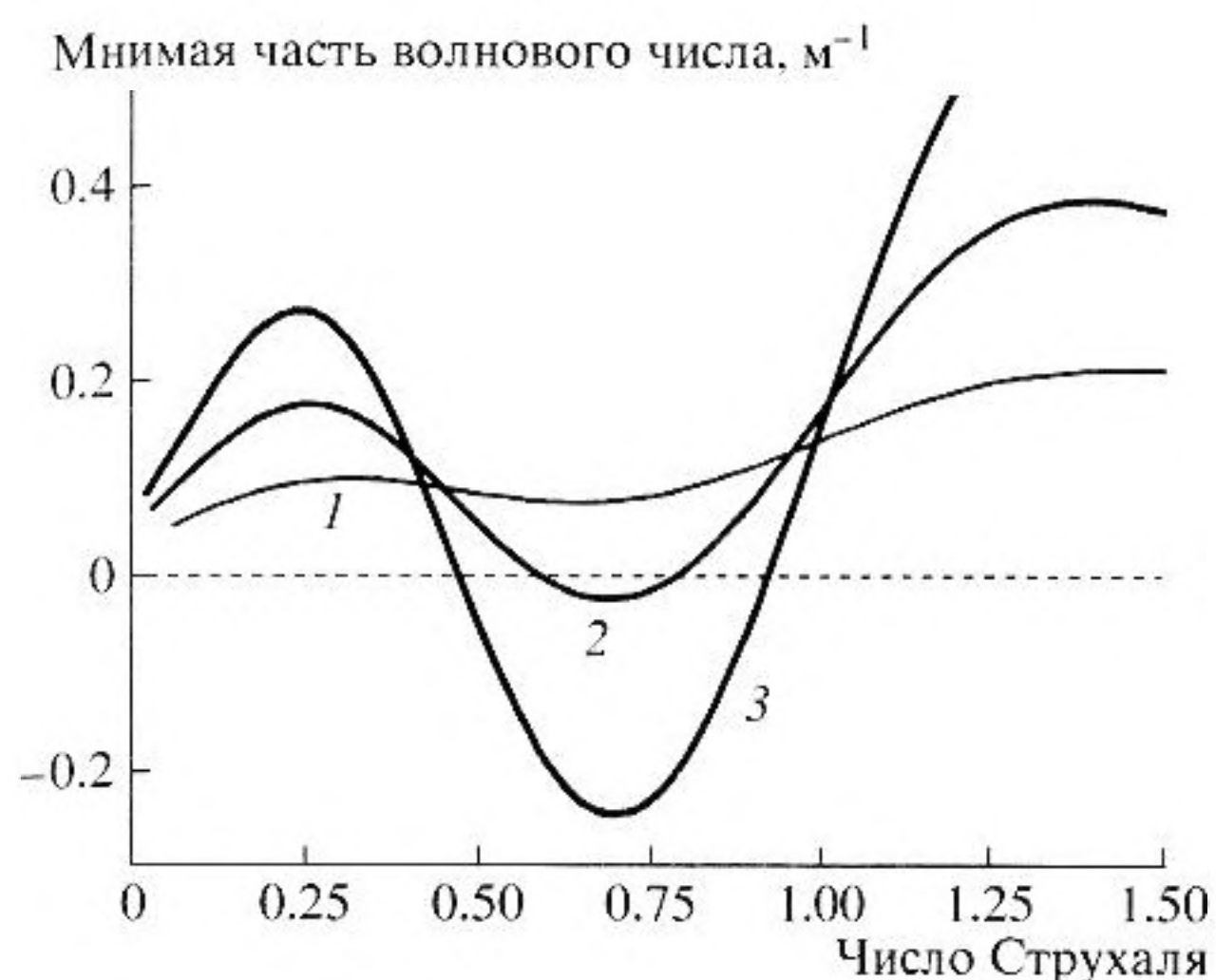


Рис. 10. Зависимость мнимой части волнового числа, с учетом потерь на вязкость, теплопроводность и турбулентность от числа Струхалия: кривая 1 – скорость потока 5 м/с, кривая 2 – скорость потока 10 м/с, кривая 3 – скорость потока 15 м/с.

рованную трубку потока воздуха показали, что числа Струхалия генерируемого звука при продувании воздуха через гофрированную трубку, для разных трубок и разных скоростей потока лежат в диапазоне 0.4–0.6. При увеличении скорости продувания число Струхалия уменьшается.

Впервые проведенное исследование аэроакустического взаимодействия в гофрированной трубке в отсутствие автоколебаний показало, что, в зависимости от частоты, скорости потока и шага гофрировки звук может как усиливаться, так и поглощаться.

Предложенная полуэмпирическая модель взаимодействия дает качественно правильное описание зон усиления и поглощения звука. При этом пока остается неясным с теоретической точки зрения, какой механизм доминирует во взаимодействии.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 05-02-16086а) и INTAS Ref. Nr. 04-80-7043.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Peterie M., Huntley I.D. The acoustic output produced by a steady airflow through a corrugated duct. // *Journal of Sound and Vibration*. 1980. V. 79. № 1. P. 1–9.
2. Frank S. Crawford. Singing Corrugated Pipes. // *Am. Journ. of Phys.* 1974. V. 42. P. 278–288.
3. Nakamura Y., Fukamachi N. Sound generation in corrugated tubes. // *Fluid Dynamics Research*, 7(1991). P. 255–261.
4. Binnie M. Self-induced waves in a conduit with corrugated walls. II. Experiments with air in corrugated and finned tubes. // *Proc. R. Soc.*, 1961, A262. P.179–191.
5. Elliott J.W. Corrugated Pipe Flow. Lecture Notes on the Mathematics of acoustics/edited by M.C.M. Wright, pp. 207–222, Imperial College Press, London, ISBN-1-86094-496-5 (2005).
6. Kristiansen U.R., Reinen T.A., Wiik G.A. Sound Generation in Corrugated Pipes./Inter-Noise – 2005, 07–10 August 2005. Rio de Janeiro – Brazil. Proceedings. № 1830 (on CD).
7. Копьев В.Ф., Миронов М.А., Солнцева В.С., Сузов И.И., Горенберг А.Я. Усиление и генерация звука потоком воздуха в волноводах с периодически неровными границами / Сб. трудов XIII сессии РАО. Т. 2. 2003. С. 36–39.
8. Лапин А.Д., Миронов М.А. Проводимость канавки в жесткой плоскости, обтекаемой потоком. // *Акуст. журн.* 2003. Т. 49. № 1. С. 98–104.
9. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 733 с.
10. Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973, 436 с.
11. Uno Ingard and Vijay K. Singhal. Sound attenuation in turbulent pipe flow. // *J. Acoust. Soc. Am.*, V. 55, No. 3, March 1974.

Aeroacoustic Interaction in a Corrugated Duct

V. F. Kop'ev^a, M. A. Mironov^b, and V. S. Solntseva^c

^a TsAGI State Research Center, ul. Radio 17, Moscow, 105005 Russia

^b Andreev Acoustics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Shvernika 4, Moscow, 117036 Russia

e-mail: mironov@akin.ru

^c Moscow Institute of Physics and Technology, Institutskii per. 9, Dolgoprudnyĭ, Moscow oblast, 141700 Russia

Abstract—The sound generation by an air flow in a corrugated tube is studied experimentally for different values of the corrugation pitch and different tube lengths. The Strouhal numbers of sound generated in different tubes with different flow velocities lie within 0.4–0.6. As the flow velocity increases, the Strouhal number decreases. The effect of sound absorption by an air flow in a corrugated duct is described: in a corrugated tube with a flow, at frequencies below the generation frequency, the absorption of sound produced by an external source is observed. A semiempirical model of aeroacoustic interaction in a corrugated tube is proposed. The model provides a qualitative agreement with the experiment.