Следовательно, относительный уровень «засветки» определяется свойствами среды и не зависит от соотношения J_0 и J_1 . Заметим, что выражение (3) представляет собой квадрат отношения давления рассеянного шума, принимаемого измерительной антенной с горизонтального направления в единицу телесного угла к давлению шума, принимаемого ненаправленным приемником и нормированного на 4π . Проведенные расчеты показали, что характерная величина уровня «засветки» составляет — 20 дБ. Однако в крайне редких случаях, когда на 1 кГц $m_v \sim 10^{-7}$ м⁻¹ (прохождение плотного, развитого по глубине косяка рыбы), уровень «засветки» может достигать — 5-7 дБ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фурдуев А. В. Шумы океана. Акустика океана/под ред. Бреховских Л. М. М.:

Наука. 1974. С. 615-691.

2. Курьянов Б. Ф., Клячин Б. И. Применение теории переноса излучения к задачам распространения шумов океана. Проблемы акустики океана/под ред. Бреховских Л. М. М.: Наука. 1984. С. 16-30.

З. Курьянов Б. Ф. Низкочастотные шумы в волноводах с затуханием. Волновые и лучевые модели. Акустические волны в океане/под ред. Бреховских Л. М. М.:

Наука. 1987. С. 184-198.

Акустический институт им. Н. Н. Андреева Академии наук СССР Поступило в редакцию 13.V.1987

УДК 534.213

НЕЛИНЕЙНЫЕ СУБГАРМОНИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ ГАЗА В ПОЛУОТКРЫТОЙ ТРУБЕ

Галиуллин Р.Г., Пермяков Е.И.

Известно, что субгармонические нелинейные резонансные колебания в полуоткрытой трубе могут устанавливаться из-за нелинейных потерь с открытого конца трубы [1, 2]. Это происходит в том случае, когда амплитуда колебаний достаточно велика, причем должны быть выполнены неравенства

$$\omega D \ll V \ll \omega L$$
, (1)

minerals for the month of the party of the world before the summerly of

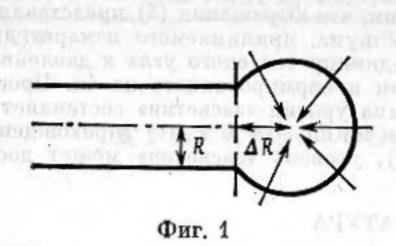
где V — максимальная амплитуда колебаний скорости, ω — частота колебаний, L — длина трубы, D — характерный размер открытого конца трубы. Условие (1) позволяет пренебречь нелинейностью среды внутри трубы и свести решение задачи о колебаниях в трубе к решению линейных уравнений с нелинейным граничным условием, которое имеет вид [2]

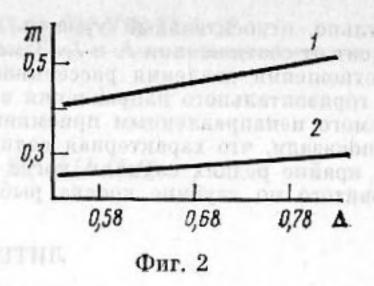
$$p_0 - p(x=L) = iYu(x=L) - \frac{1}{2} \rho_0 \{ [u(x=L) + mV]^2 \}.$$
 (2)

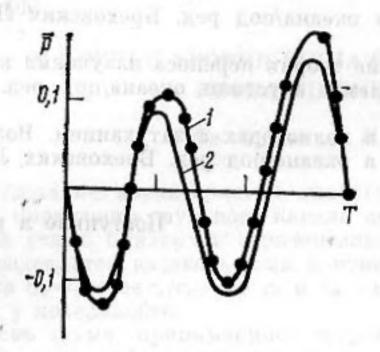
Здесь p — давление, u — скорость, ρ — плотность, $Y=2\rho_0\omega R/\pi$ — мнимая часть импеданса акустического излучения, R — радиус трубы, координата x направлена вдоль трубы, причем x=0 на закрытом и x=L на открытом конце трубы; индекс «0» относится к невозмущенному газу, m — параметр, учитывающий геометрию открытого конца трубы и форму колебаний вблизи открытого конца. Фигурные скобки в (2) означают, что в окончательном выражении нужно опустить постоянные члены [2, 3].

Целью данной работы является установление явного вида зависимости *m* от геометрии открытого конца трубы и формы колебаний вблизи открытого конца.

Рассмотрим процессы на открытом конце трубы. Здесь следует различать два процесса: выброс, когда часть массы воздуха выбрасывается в окружающую среду и всасывание, когда труба наполняется воздухом из прилегающих к открытому концу областей [4]. В [5] показано, что всасывание происходит так, как если бы на открытом конце трубы находился сферический сток, т. е. отлична от нуля лишь радиальная составляющая скорости. Центр сферической системы координат нужно при этом выбирать в точке, давление в которой минимально. Известно, что минимум давления в случае полуоткрытой трубы расположен в точке с координатой $x=L+\Delta R$, где Δ — число, меньшее единицы [6]. Таким образом, в процессе всасывания воздух попадает в трубу через часть сферической поверхности, изображенной на фиг. 1. Площадь этой поверхности $S_1=2\pi R^2(1+\Delta^2+\Delta\sqrt{1+\Delta^2})$. Масса воздуха, выбрасываемая из трубы, удаляется от открытого конца в виде струи [4], т. е. поверхность S_2 , через которую проходит эта масса, есть сечение трубы и $S_2=\pi R^2$. Учитывая, что







Фиг. 1. Фаза всасывания. Стрелками приближенно изображено направление течения газа

Фиг. 2. Зависимость $m(\Delta)$: $1 - M_1 \ll M_2^{1/2}$, $2 - M_1 \sim M_2^{1/2}$

Фиг. 3. Экспериментальная зависимость $\bar{p}(t)$ из [9]: 1— эксперимент, 2— теория

Фиг. 3

суммарный поток газа за период равен нулю, получим

$$S_{2} \int_{0}^{\tau_{1}} u \, d\tau + S_{1} \int_{\tau_{1}}^{T} u \, d\tau = 0, \tag{3}$$

где т₁ — время, в течение которого происходит выброс, Т — период. Граничные условия (2) явно указывают на наличие постоянной составляющей у скорости на открытом конце трубы. Из (3) следует, что постоянная составляющая получается из-за

различия фаз выброса и всасывания.

Пусть колебания в трубе возбуждаются поршнем, движущимся по закону $U_{\Pi} = U_1 \sin (\omega t/2) - U_2 \cos \omega t$ [2]. В случае, когда для $M_1 = U_1/c_0$ и $M_2 = U_2/c_0$ ($c_0 - \text{ско-рость звука}$) выполнено $M_1 \sim M_2$, причем $M_1 \ll M_2^{\frac{1}{2}}$, методом работы [2] можно получить в первом порядке $u^{(1)}/c_0 = r^{(1)} \sin(\omega x/c_0) \sin \omega t$, $p^{(1)}/\rho_0 c_0^2 = r^{(1)} \cos(\omega x/c_0) \times \cos \omega t$, где $r^{(1)} = (M_2/m)^{\frac{1}{2}}$. Подставляя в (3) $u = u^{(1)}(x = L) + mr^{(1)}c_0$ и определяя τ_1 из условия $u(\tau_1) = 0$, получаем

$$\Delta = \frac{1}{2} \frac{m \left(3\pi - 2\arcsin m\right) - 2\cos\left(\arcsin m\right)}{\sqrt{2\pi m \left[2\cos\left(\arcsin m\right) - m\left(\pi - 2\arcsin m\right)\right]}}.$$
 (4)

На фиг. 2 представлена зависимость m от Δ по (4). Видно, что при $0.53 \le \Delta \le 0.84$; $0.4 \le m \le 0.5$; с ростом Δ растет и m. Если Δ меняется в пределах поправки Рэлея [6], то $m \simeq 0.5$.

В случае $M_1 \sim M_2^{1/2}$, используя формулы работы [2], можно так же получить зависимость m от Δ :

$$\Delta = \sqrt{\frac{A}{1/A + 2}}, \quad 2A = \frac{\sin \tau_1 - \sin \tau_2 + m(1+a) (\tau_1 - \tau_2 - 2\pi)}{\sin \tau_2 - \sin \tau_1 + m(1+a) (\tau_2 - \tau_1)},$$

$$a = \frac{2}{\sqrt{\frac{2}{m} \left(\frac{M_2}{M_1^2} - 1\right) + 1 - 1}}, \quad \tau_1 = 2\arccos\left[-\frac{a}{4}(1-q)\right], \quad (5)$$

$$\tau_2 = 2\arccos\left[-\frac{a}{4}(1+q)\right], \quad q = \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{8}{a^2}[1 - m(1+a)]}.$$

На фиг. 2 зависимость (5) представлена для $M_2/M_1^2=3,78$. (Именно такое отношение имело место в экспериментах [7].) Видно, что при $0.54 \le \Delta \le 0.84$; $0.25 \le m \le 0.3$. В [2] предполагалось для $M_2/M_1^2=9.45$ $m \approx 0.3$, что позволило добиться почти полного совпадения с экспериментами [8], в которых изучались субгармонические колебания в трубе, открытый конец которой был снабжен широким фланцем. В том же случае для Δ порядка поправки Рэлея по (5) получаем $m \approx 0.36$, что удовлетворительно согласуется со сделанным в [2] предположением.

Экспериментальная зависимость $\bar{p}=p/\rho_0c_0^2$ от t при x/L=0.43, взятая из данных [7], представлена на фиг. 3. Там же показана теоретическая зависимость, вычисленная по формулам [2] для m=0.25. Такое значение m соответствует концевой поправке для трубы, открытый конец которой не имеет фланца. Совпадение теоретических и экспериментальных данных можно считать удовлетворительным. Заметим, что прямой расчет показывает, что при m=0.3 теоретическая зависимость незначительно отличается от зависимости с m=0.25.

Анализ нелинейного граничного условия, принятого в работах [9, 10], и сравнение его с (2) показывает, что значения эмпирических коэффициентов из [9, 10].

воспроизводятся при $0.4 \le m \le 0.5$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Keller J. J. Subgarmonic Non-linear Acoustic Resonances in Open Tubes. Pt. I:

Theory // ZAMP. 1977. S. 28. P. 419-431.

 Галиуллин Р. Г., Пермяков Е. И. Субгармонические нелинейные резонансные колебания большой амплитуды в полуоткрытой трубе // Акуст. журн. 1986. Т. 32.
 № 5. С. 605-609.

3. Галиуллин Р. Г., Коркишко Л. В. Стоячие волны конечной амплитуды в экспо-

ненциальном капале // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 4. С. 520-522.

Галиуллин Р. Г., Ревва И. П. Истечение пульсирующей струи из цилиндрического канала при колебаниях большой амплитуды // Изв. вузов. Энергетика. 1987.
 № 3. С. 61-64.

5. Hersch A. S., Rogers T. Fluid Mechanical Model of the Acoustic Impedance of Small Orifices // AJAA Pap. 1975. V. 495. P. 1-10.

6. Рэлей. Теория звука. Т. 2. М.: Гостехиздат, 1955. 475 с.

7. Галиуллин Р. Г., Халимов Г. Г. Исследование нелинейных колебаний газа в открытых трубах // Инж.-физ. журн. 1979. Т. 37. № 6. С. 1043—1050.

 Sturtevant B., Keller J. J. Subgarmonic nonlinear acoustic resonances in open tubes. Pt II. Experimental Investigation of the open and boundary condition // ZAMP. 1978. V. 29. P. 473-485.

9. Van Wijngaarden L. On the oscillations near and at resonance in open pipes // J. Eng. Math. 1968. V. 2. № 3. P. 225-240.

10. Chester W. Resonant oscillations of a gas in an open-ended tube // Proc. R. Soc. Lond. 1981. A337. P. 449-467.

Казанский госуниверситет

им. В. И. Ульянова-Ленина

Поступило в редакцию 12,VII.1987

4

УДК 534.8:534.22

О ВЛИЯНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ НАГРУЗКИ НА АКУСТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ПЬЕЗОКЕРАМИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

Гитис М. Б., Химунин А.С.

Экспериментально исследованы зависимости амплитуды отраженного сигнала от расстояния между излучателем и рефлектором при различных электрических нагрузках. Измерения проводились в режиме возбуждения излучателя радиоимпульсом с прямоугольной огибающей, длительность которого превышала расчетную протя-

женность электромеханических и акустических переходных процессов.

Испытаниям подвергался серийный недемпфированный пьезоэлемент из керамики ЦТС-19 диаметром 2а=20 мм и толщиной 1 мм с частотами резонанса и антирезонанса 1,9 и 2,2 МГц. Пьезоэлемент вклеен своей цилиндрической образующей в отверстие металлического экрана диаметром 90 мм. Рабочие плоскости излучателя и экрана совпадают, а их обратные стороны граничат с воздухом. Экран является частью дна юстируемой камеры с дистиллированной водой (200×200×150 мм), смонтированной на основании оптического длиномера. На подвижной пиноли длиномера закреплен перемещаемый в воде рефлектор, активная поверхность которого диаметром 90 мм выполнена в виде туго натянутой фольги из нержавеющей стали толщиной 15 мкм; обратная сторона фольги граничит с воздухом. Пьезоэлемент соединен с низкоомным выходом генератора радиоимпульсов ($R_i < 10$ Ом) через развязывающий резистор R_1 и со входом вертикального отклонения осциплоскопа. Параллельно пьезоэлементу включались либо шунтирующие разисторы R_2 , либо компенсирующая индуктивность L. Частота заполнения радиоимпульсов f_0 всегда соответствовала максимуму амплитуды установившейся части первого отраженного сигнала.

Анализ результатов измерений, позволяющий судить о равномерности возбуждения излучателя, выполнялся путем сравнения полученных экспериментальных зависимостей с теоретическими, рассчитанными для равномерно возбуждаемых преобразователей [1, 2]. При таком анализе исключаются трудности практической реализа-