

УДК 534.23

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЗВУКА В ТРУБЕ ИМПУЛЬСНЫМ ИСТОЧНИКОМ

© 1997 г. В. П. Докучаев

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
603600 Н. Новгород, пр. Гагарина, 23

Поступила в редакцию 04.09.96 г.

Рассмотрено излучение звуковых волн импульсным источником в трубе с жесткими стенками, заполненной движущейся жидкостью. Получены выражения для акустических полей, излучаемой энергии. Установлено, что акустический монополю создает максимальное излучение, если он расположен у стенки волновода, и минимальное, если помещен на оси волновода. Анализируется влияние движения среды, заполняющей волновод, на спектр и полную энергию излучения. Показано, что учет конечной длительности действия импульсного источника влияет на спектральное распределение энергии и определяет ее полную величину. Предложены алгоритмы расчета указанных энергетических характеристик.

Среди проблем излучения волн различной физической природы большое место занимают вопросы анализа работы излучателей, находящихся внутри волноводов. Если дисперсионные свойства нормальных волн в волноводах различной конфигурации достаточно подробно исследованы в акустике, сейсмологии и электродинамике, то вопросы возбуждения волн в волноводах и резонаторах (полностью или частично закрытых объемах) изучены в меньшей степени. Эти задачи представляют следующую ступень в развитии полной теории волн и более близки к практическим приложениям.

В акустике наиболее подробно и всесторонне исследованы проблемы возбуждения плоских и слоисто-плоских волноводов точечными (элементарными) излучателями [1]. Это обусловлено не только фундаментальным характером указанных задач для общей теории волн, но и важными прикладными проблемами: гидроакустическая связь, дистанционное зондирование глубин океанов и морей. Излучение и дифракция волн в волноводах на цилиндрических структурах также достаточно подробно исследованы (см., например, [2–4]).

Отметим также, что проблемы излучения волн монохроматическими излучателями, действующими внутри волноводов прямоугольного и круглого сечений, неоднократно анализировались в связи с различными прикладными задачами акустики и электродинамики. Так, в работах [5, 6] рассмотрено излучение звука в круглой трубе, когда некоторый участок ее стенки совершает пульсации. В работе [7] дано обобщение этих результатов на случай, когда среда в круглом волноводе ламинарно движется вдоль него. Звуковое поле и энергетические характеристики излучения точечного гармо-

нического монополя в цилиндрическом волноводе исследованы в работах [8, 9].

Здесь рассмотрено возбуждение волн импульсным источником, действующим в безграничной цилиндрической трубе круглого сечения с жесткими стенками при наличии внутри нее однородного потока жидкости. При этом получено строгое решение задачи о полной функции Грина для акустических полей в указанном волноводе. Основное внимание уделяется анализу энергетических характеристик излучения – спектральной плотности и полной излучаемой энергии. Заметим, что рассмотренные здесь вопросы могут представлять интерес для волноводной связи, при анализе работы излучателей в воздуховодах и аэродинамических трубах, при акустической диагностике течений газов и жидкостей по трубопроводам, в проблеме борьбы с шумами [10].

Пусть вдоль бесконечно протяженной цилиндрической трубы с круглым поперечным сечением радиуса a течет с постоянной скоростью V ламинарный поток однородной жидкости или газа с плотностью ρ_0 . Воспользуемся цилиндрической системой координат r, z, φ с осью z , направленной вдоль потока по оси трубы. Основное уравнение линейной акустики [11] для скалярного потенциала малых возмущений в цилиндрической системе координат имеет вид:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \varphi^2} + (1 - \beta^2) \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - \frac{2\beta}{c} \frac{\partial^2 \phi}{\partial z \partial t} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = -\frac{q}{\rho_0}, \quad (1)$$

где c – скорость звука, $\beta = V/c$ – число Маха для потока, $q(r, z, \varphi, t)$ – известная функция, описыва-

ющая распределение источников в потоке. В соответствии с уравнениями акустики v и p определяются потенциалом ϕ :

$$v = -\text{grad } \phi, \quad p = \rho_0 \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + V \frac{\partial \phi}{\partial z} \right). \quad (2)$$

Допустим, что точечный импульсный источник внутри трубы расположен в точке с координатами $r = b \leq a, z = 0$ и $\varphi = 0$:

$$q = M \delta(t) \delta(\varphi) \delta(z) \frac{\delta(r-b)}{\sqrt{rb}}. \quad (3)$$

Здесь величина M имеет размерность массы, выделяемой источником в момент времени $t = 0$, δ – символ функций Дирака [12]. На рис. 1 схематически изображено сечение трубы плоскостью $z = 0$, содержащей источник. На стенках абсолютно жесткой цилиндрической трубы выполняется граничное условие:

$$\partial \phi / \partial r = 0 \quad \text{при } r = a. \quad (4)$$

Решение многих граничных задач можно представить в двух различных формах – в интегральной и в виде ряда по собственным функциям краевой задачи [13]. Оба представления дают точное решение уравнения (1) с источником (3) и граничным условием. Полная интегральная форма решения поставленной задачи основана на известных представлениях для δ -функций в формуле (3):

$$\delta(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{ikz} dz, \quad \delta(\varphi) = \frac{1}{2\pi} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} e^{im\varphi}, \quad (5)$$

$$\frac{\delta(r-b)}{\sqrt{rb}} = \int_0^{\infty} \kappa J_m(\kappa b) J_m(\kappa r) d\kappa,$$

где J_m – функция Бесселя первого рода порядка m . Не приводя вполне стандартных вычислений, основанных на преобразованиях Фурье–Бесселя, дадим окончательный результат решения уравнения (1) с граничным условием (4) для импульсного источника (3):

$$\phi = \frac{iM}{16\pi^2 \rho_0} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} e^{im\varphi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} L_m(\omega, k, r) e^{-i\omega t + ikz} d\omega dk. \quad (6)$$

Здесь, для сокращения записи, введено обозначение:

$$L_m = \begin{cases} J_m(qb) H_m^{(1)}(qr) & \text{при } r \geq b \\ J_m(qr) H_m^{(1)}(qb) & \text{при } r \leq b \end{cases} - \frac{H_m^{(1)}(qa) J_m(qb) J_m(qr)}{J_m(qa)}. \quad (7)$$

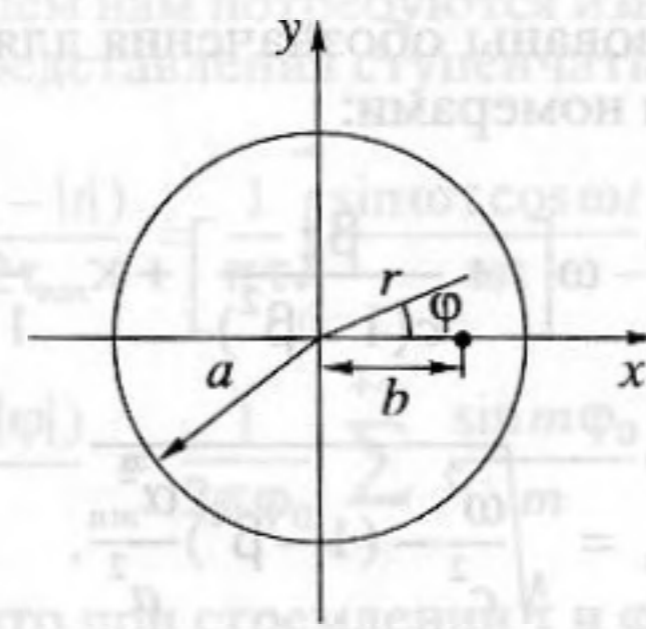


Рис. 1. Сечение круглого волновода плоскостью, содержащей источник.

Здесь $H_m^{(1)}$ – цилиндрическая функция Ганкеля порядка m . Точкой над символами цилиндрических функций Бесселя и Ганкеля обозначены производные по аргументу. В соотношении (7) введено следующее обозначение для радиального волнового числа:

$$q = \sqrt{\left(\frac{\omega - kV}{c} \right)^2 - k^2}. \quad (8)$$

Существует второе представление решения указанной граничной задачи в виде ряда по собственным функциям круглого волновода с жесткими стенками [2, 11]. Чтобы перейти к этому представлению, достаточно выполнить интегрирование по k в соотношении (6). При этом следует воспользоваться теорией вычетов. Как видно из выражений (6)–(8), полюсы определяются нулями производных от функций Бесселя:

$$J_m(q_{mn}a) = J_m(\alpha_{mn}) = 0, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (9)$$

$$\alpha_{mn} = q_{mn}a, \quad q_{mn} = \sqrt{\left(\frac{\omega - k_{mn}V}{c} \right)^2 - k_{mn}^2}.$$

Из формул (9) легко находим полюсы интеграла по k (6):

$$k_{mn} = -\frac{\omega\beta}{c(1-\beta^2)^2} \pm \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2(1-\beta^2)^2} - \frac{q_{mn}^2}{1-\beta^2}}. \quad (10)$$

Таким образом, с помощью теории вычетов из (6), (7) находим вторую форму решения краевой задачи:

$$\phi = \frac{i(1-\beta^2)M}{4\pi^2 \rho_0 a^2} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha_{mn}^2 J_m(q_{mn}b) J_m(q_{mn}r)}{(\alpha_{mn}^2 - m^2) J_m^2(\alpha_{mn})} \times \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{i\psi_{mn}}}{\kappa_{mn}} d\omega. \quad (11)$$

Здесь использованы обозначения для фазы волн с различными номерами:

$$\Psi_{mn} = m\varphi - \omega \left[t + \frac{\beta z}{c(1-\beta^2)} \right] + \kappa_{mn} \frac{|z|}{1-\beta^2}, \quad (12)$$

$$\kappa_{mn} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - (1-\beta^2) \frac{\alpha_{mn}^2}{a^2}}, \quad (13)$$

и ниже рассматривается только случай дозвуковых скоростей $\beta \leq 1$. Заметим, что при выводе (11) были использованы дифференциальное уравнение и вронскиан для функций Бесселя.

Подынтегральное выражение в (11) при фиксированной частоте ω определяет спектральную плотность ϕ_ω потенциала скорости ϕ . Найдем спектральную плотность возмущений давления, пользуясь формулами (2) и (11):

$$p_\omega = \frac{M}{2\pi} \times \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{[\omega - \kappa_{mn} V \operatorname{sgn}(z)] q_{mn}^2 J_m(q_{mn} b) J_m(q_{mn} r)}{(\alpha_{mn}^2 - m^2) \kappa_{mn} J_m^2(\alpha_{mn})} e^{i\Psi_{mn}}, \quad (14)$$

где обобщенная разрывная функция

$$\operatorname{sgn}(z) = \begin{cases} 1 & \text{при } z \geq 0, \\ -1 & \text{при } z \leq 0 \end{cases} \quad (15)$$

появилась в результате дифференцирования $|z|$ в фазовом множителе Ψ_{mn} (12). Из соотношений (13), (14) видно, как влияет движение газа в трубе на критические частоты волн:

$$\omega_{mn} = \sqrt{1-\beta^2} \frac{c\alpha_{mn}}{a}, \quad (16)$$

где α_{mn} определяется формулами (9). Ясно также, что спектральная плотность p_ω описывает возмущение давления, создаваемое монохроматическим точечным монополем, действующим в волноводе в точке с координатами $z=0$, $\varphi=0$ и $r=b \leq a$ и с производительностью $q = M d\omega$. Подробный анализ излучения гармонических источников в круглой трубе как с неподвижным, так и с движущимся газом содержится в работах [5–9] и поэтому продолжим исследование потенциала (11) для импульсного источника (3).

Интегрирование по частоте ω в формуле (11) выполним, пользуясь результатами вычисления

аналогичного интеграла в теории уравнения Клейна–Гордона [12]:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-i\omega\tau + i\sqrt{\omega^2 - \omega_0^2} R/c)}{\sqrt{\omega^2 - \omega_0^2}} d\omega = -2\pi i H\left(\tau - \frac{R}{c}\right) J_0\left(\omega_0 \sqrt{\tau^2 - \frac{R^2}{c^2}}\right), \quad (17)$$

где ω_0 , R , c и τ – некоторые постоянные величины, J_0 – функция Бесселя первого рода нулевого порядка, $H(x)$ – ступенчатая функция Хевисайда:

$$H(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x > 0 \\ 0 & \text{при } x < 0 \end{cases}. \quad (18)$$

Таким образом, из формулы (11) с учетом (13) и (17) окончательно находим следующее выражение для потенциала мгновенно действующего точечного источника:

$$\phi = \frac{cM}{2\pi\rho_0 a^2} H\left(ct - \frac{|z| - \beta z}{1-\beta^2}\right) \times \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha_{mn}^2 e^{i\Psi_{mn}} J_m(q_{mn} b) J_m(q_{mn} r)}{\alpha_{mn}^2 - m^2 J_m^2(\alpha_{mn})} \times J_0\left\{ \omega_{mn} \sqrt{\left[t + \frac{\beta z}{c(1-\beta^2)} \right]^2 - \frac{z^2}{c^2(1-\beta^2)^2}} \right\}, \quad (19)$$

где частоты ω_{mn} определяются соотношением (16). Наличие ступенчатой функции H в формуле (19) говорит о том, что в волноводном канале вверх и вниз по течению распространяются слабые разрывные волны со скоростями $c \pm V$. За фронтом этих волн распространяются плоские неоднородные волны с различными фазовыми скоростями, соответствующими различным числам α_{mn} . Наличие функции Бесселя нулевого порядка в соотношении (19) свидетельствует о том, что импульсный источник возбуждает в каждой точке собственные колебания газа в трубе на критических частотах. Например, при $t \gg |z|/c(1-\beta^2)$ в соответствии с (19) видим, что $\phi_{mn} \propto J_0(\omega_{mn} t)$. Следовательно, при $\omega_{mn} t \gg 1$ приближенно имеем, что $\phi_{mn} \sim t^{-1/2} \cos \omega_{mn} t$, т.е. амплитуда колебаний убывает со временем. Наконец, соотношение (19) дает, по существу, пространственно-временную функцию Грина G для уравнения (1) с граничным условием (4). Для этого в (19) достаточно заменить $t \rightarrow t - t'$, $\varphi \rightarrow \varphi - \varphi'$, $z \rightarrow z - z'$ и положить $b = r'$. Решение уравнения (1) с достаточно произвольной правой частью

$q(r, z, \varphi, t)$ – источниками (стоками) будет иметь вид интегральной свертки [12]:

$$\begin{aligned} \phi(r, z, \varphi, t) = & \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^a q(r', z', \varphi', t') \times \\ & \times G(r, z, \varphi, t | r', z', \varphi', t') dz' dt' d\varphi' r' dr'. \end{aligned} \quad (20)$$

Основная энергетическая характеристика излучения импульсных источников – это полная излучаемая энергия E , которая определяется суммарным потоком энергии через поперечные сечения трубы, расположенные вверх и вниз по потоку относительно источника волн:

$$E = E_1 + E_2,$$

$$E_{1,2} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_0^a \int_0^{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} p v_z^* r dr d\varphi dt, \quad (21)$$

где v_z – компонента скорости возмущений газа, (*) означает комплексно-сопряженную величину, Re определяет реальную часть выражения.

В соответствии с соотношениями (2) и (19) для точечного мгновенно действующего источника давление p и скорость v_z будут содержать δ -функции, что в свою очередь приводит к расходимости сумм и интегралов, определяющих E в (21). Способ устранения этих особенностей в поведении полей и энергии предложен в работе [14], где рассмотрено излучение упругих волн импульсными источниками в твердом теле. Этот способ заключается в переходе к более сложным моделям импульсных источников, в которых учитывается конечная длительность действия источника и конечные размеры области, в которой он действует.

Здесь для расчета энергетических характеристик излучения мы выберем функцию пространственно-временного распределения источников в следующем виде:

$$q = \frac{MH(\tau - |t|)}{8\varphi_0\tau L} H(\varphi_0 - |\varphi|) H(L - |z|) \frac{\delta(r - b)}{\sqrt{rb}}, \quad (22)$$

где H – по-прежнему символ функции Хевисайда. Форма записи (22) означает, что источник (или сток при $M < 0$) действует на поверхности, которая является частью соосного с волноводом цилиндра с радиусом b , длиной $2L$ вдоль z и размером сектора $2b\varphi_0$. Длительность действия источника – 2τ .

В дальнейшем нам потребуются известные спектральные представления ступенчатых функций:

$$\frac{H(\tau - |t|)}{2\tau} = \frac{1}{\pi\tau} \int_0^{\infty} \frac{\sin \omega\tau \cos \omega t}{\omega} d\omega, \quad (23)$$

$$\frac{H(\varphi_0 - |\varphi|)}{2\varphi_0} = \frac{1}{2\pi\varphi_0} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{\sin m\varphi_0}{m} \cos m\varphi.$$

Заметим, что при стремлении τ и φ_0 к нулю слева в (23) получаются соответствующие δ -функции, а справа – их спектральные представления [12].

Для импульсных сигналов большой интерес представляет не только полная излучаемая энергия E , но и ее распределение по спектру излучаемых частот. Решение задачи о потенциале акустических полей импульсного источника (22) проводится теми же методами, что и для мгновенного точечного источника (3). Таким образом, аналогично спектральному представлению (11) в этом случае находим, что

$$\begin{aligned} \phi = & \frac{i(1 - \beta^2)M}{4\pi^2 \rho_0 a^2} \times \\ & \times \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha_{mn}^2 \sin m\varphi_0 J_m(q_{mn}b) J_m(q_{mn}r)}{m(\alpha_{mn}^2 - m^2) J_m^2(\alpha_{mn})} \times \\ & \times \frac{1}{\varphi_0 \tau L} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin k_{mn}L}{\omega k_{mn} \kappa_{mn}} e^{i\psi_{mn}} d\omega, \end{aligned} \quad (24)$$

где k_{mn} , κ_{mn} и ψ_{mn} определяются прежними формулами (10), (12), (13). С помощью соотношений (2), (21) и (24) находим следующее спектральное представление для энергии:

$$\begin{aligned} E = & \frac{cM^2}{8\pi^2 \rho_0 a^2} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin^2 m\varphi_0}{(m\varphi_0)^2} \times \\ & \times \frac{\alpha_{mn}^2 J_m^2(q_{mn}b)}{(\alpha_{mn}^2 - m^2) J_m^2(\alpha_{mn})} N_{mn}, \end{aligned} \quad (25)$$

$$N_{mn} = \frac{1}{\tau^2 L^2} \int_{\omega_{mn}}^{\infty} \frac{\sin^2 k_{mn}L}{\omega k_{mn}^2} \frac{\sin \omega\tau}{\sqrt{\omega^2 - \omega_{mn}^2}} d\omega. \quad (26)$$

Общее выражение (25) легко исследовать на экстремум относительно вариаций параметра b , пользуясь формулами (9). Максимум $E = E(b)$ достигается при $b = a$, т.е. когда источник расположен на стенке трубы. С тем чтобы иметь представление о распределении E по спектру ω в области достаточно низких частот, когда $\omega\tau \ll 1$ и размеры источника малы $k_{mn}L \ll 1$ и $\varphi_0 \ll \pi$, можно воспользоваться моделью точечного мгновенного источника. В этом случае при дополнитель-

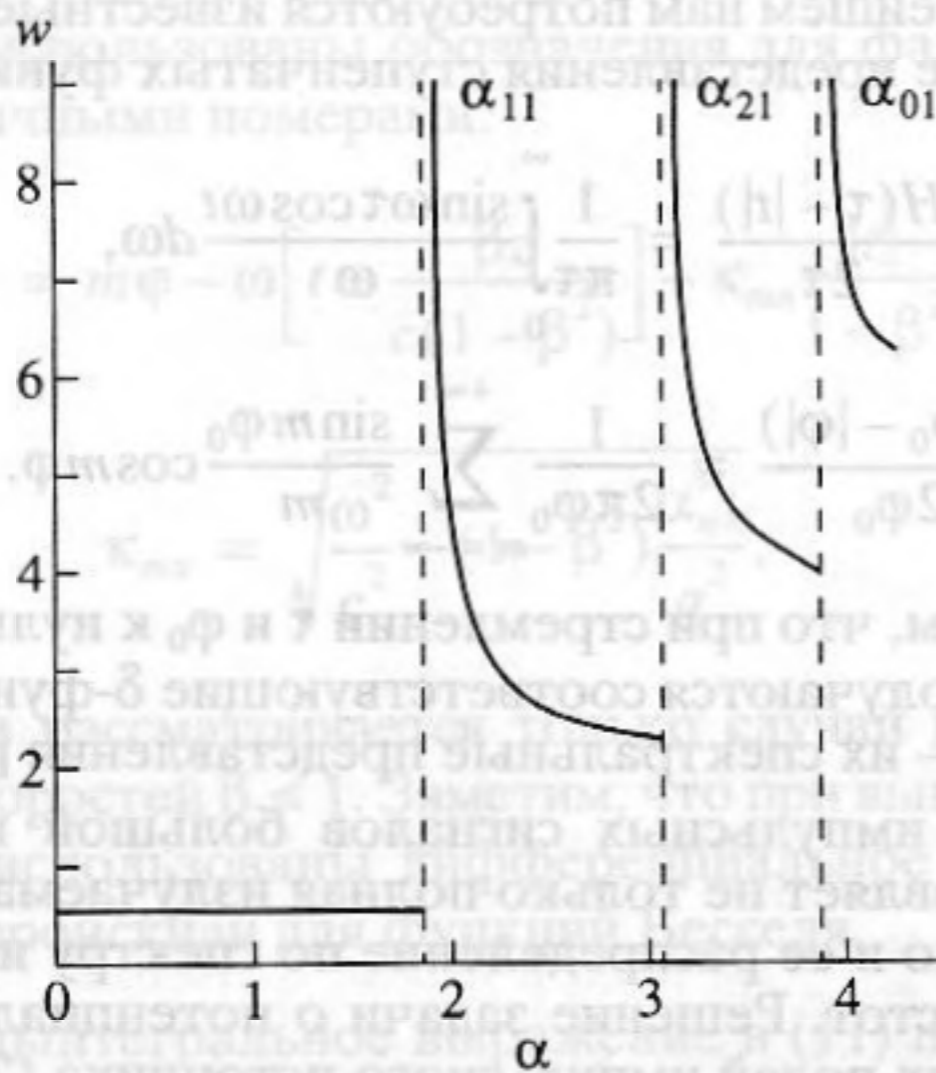


Рис. 2. Спектральное распределение энергии излучения на низких частотах.

ных условиях $\beta = 0$ и $a = b$ спектральная плотность энергии, в соответствии с соотношениями (25), (26), записывается в виде:

$$w_1 = 1/2 \text{ при } 0 \leq \alpha < \alpha_{11} = 1.84,$$

$$w_2 = w_1 + \frac{\alpha_{11}^2}{\alpha_{11}^2 - 1} \frac{\alpha}{\sqrt{\alpha^2 - \alpha_{11}^2}}$$

$$\text{при } \alpha_{11} < \alpha \leq \alpha_{21} = 3.05,$$

$$w_3 = w_2 + \frac{\alpha_{21}^2}{\alpha_{21}^2 - 4} \frac{\alpha}{\sqrt{\alpha^2 - \alpha_{21}^2}} \quad (27)$$

$$\text{при } \alpha_{21} < \alpha \leq \alpha_{01} = 3.83,$$

$$w_4 = w_3 + \frac{\alpha}{\sqrt{\alpha^2 - \alpha_{01}^2}} \text{ при } \alpha_{01} < \alpha \leq \alpha_{31} = 4.20.$$

В этих соотношениях первые корни α_{mn} уравнения в (9) хорошо известны [2, 6] и введены безразмерные параметры $\alpha = a\omega/c$ и $w = E_\omega/E_A$, $E_A = cM^2/8\pi^2\rho_0 a^2$. На рис. 2 представлена функция $w = w(\alpha)$ в соответствии с (27). Первая итерация w_1 соответствует семейству однородных плоских волн в узких трубах. Вторая и последующие итерации связаны с дополнительным излучением спиральных волн [2]. Заметим, что зависимость $w(\alpha)$ вполне аналогична зависимости активной части сопротивления излучения кольцевого поршня от параметра α , исследованной в [7]. При переходе к высоким частотам необходимо учесть конечную длительность импульса τ и его размеры, что обеспечит сходимость интегралов и сумм в (25), (26). Действительно, интеграл и суммы в (25) сходятся на интервале частот $0 \leq \omega \leq \infty$ при всех α_{mn} ,

если учитывать конечную величину параметров Φ_0 , L и τ . Анализ сумм в (25) показал, что сходимость не нарушается и при $L = 0$. Этот случай мы рассмотрим детально. Из (26) при $L = 0$ легко установить, что

$$\frac{d}{d\tau}(\tau^2 N_{mn}) = \pi J_0(2\omega_{mn}\tau). \quad (28)$$

Следовательно, вместо (26) можно записать

$$N_{mn} = \frac{\pi}{2\omega_{mn}\tau^2} \int_0^{2\omega_{mn}\tau} J_0(\zeta) d\zeta. \quad (29)$$

В двух предельных случаях из (29) находим

$$N_{mn} = \begin{cases} \pi/\tau & \text{при } \omega_{mn}\tau \ll 1 \\ \pi/2\omega_{mn}\tau^2 & \text{при } \omega_{mn}\tau \gg 1 \end{cases} \quad (30)$$

Заметим, что при произвольных значениях a , b , Φ_0 и τ не удается получить простое выражение для полной энергии E . Однако в случае $b = a$ и $\omega_{mn}\tau \gg 1$ из (25), (26) получаем

$$E = \frac{cM^2}{8\pi\rho_0 a^2 \tau} + \frac{M^2}{8\pi\rho_0 \tau^2 a \Phi_0^2 \sqrt{1-\beta^2}} \times \quad (31)$$

$$\times \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=2}^{\infty} \frac{\alpha_{mn} \sin^2 m\Phi_0}{m^2 (\alpha_{mn}^2 - m^2)}.$$

Из (31) следует, что при конечных значениях Φ_0 ряды сходятся и могут быть с большой точностью вычислены для известных значений α_{mn} . Зависимость от скорости движения среды в этом случае видна непосредственно из формулы (31).

Таким образом, получено и проанализировано решение задачи о возбуждении звука импульсным источником в круглой трубе с жесткими стенками, заполненной движущейся с дозвуковой скоростью жидкостью или газом. Соотношения (11) и (24) позволяют рассчитать амплитуды и фазы любых нормальных волн с номерами m и n . Подробно исследовано распределение излучаемой энергии по спектру частот и выяснено в некоторых частных случаях влияние движения среды, длительности действия источника и его размеров на энергетические характеристики. Формулу (19) можно использовать в качестве функции Грина для нахождения акустических полей источников с различной пространственно-временной структурой.

В заключение благодарю А.А. Белобородову за помощь в расчетах и оформлении рукописи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 344 с.

2. Скучик Е. Основы акустики. Т. 2. М.: Мир, 1976. 542 с.
3. Лямшев Л.М. К расчету излучения звука цилиндрической оболочкой в движущейся среде // Акуст. журн. 1968. Т. 14. № 3. С. 329–333.
4. Докучаев В.П., Можжухин С.Б. Возбуждение и дифракция на металлическом цилиндре электромагнитных волн внутри плоского волновода // Изв. вузов. Радиофизика. 1993. Т. 36. № 11. С. 965–976.
5. Алексеев В.К., Лепендин Л.Ф. Акустическое поле системы пульсирующих колец на цилиндре // Акуст. журн. 1968. Т. 14. № 1. С. 37–41.
6. Лепендин Л.Ф. Акустика. М.: Высшая школа, 1978. 448 с.
7. Лапин А.Д. Об излучении и распространении звука в цилиндрической трубе при наличии потока // Сб. Акустико-аэродинамические исследования / Под ред. А.В. Римского-Корсакова. М.: Наука, 1975. С. 57–62.
8. Morse P.M., Ingard K.U. Theoretical Acoustics. New York: McGraw-Hill Book Company, 1968.
9. Леонтьев Е.А., Соболев А.Ф. Исследование звукового поля точечного источника в цилиндрическом канале с импедансными стенками в отсутствие потока // Сб. Аэроакустика / Под ред. А.В. Римского-Корсакова. М.: Наука, 1980. С. 33–45.
10. Баженов Д.В., Баженова Л.А., Римский-Корсаков А.В. Эффективность работы глушителей шума в воздухопроводах конечных размеров // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 1. С. 22–26.
11. Блохинцев Д.И. Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука, 1981. 208 с.
12. Владимиров В.С. Обобщенные функции в математической физике. М.: Наука, 1976. 280 с.
13. Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн. М.: Мир, 1978. Т. 2. 558 с.
14. Докучаев В.П. Энергетические характеристики излучения упругих волн сейсмическими силовыми источниками // Физика Земли. 1996. № 1. С. 75–80.

Sound Excitation by a Pulse Source in a Pipe

V. P. Dokuchaev

Acoustic wave excitation by a pulse source in a pipe with rigid walls filled with moving liquid is considered. Formulas for acoustic fields and radiated power are derived. It is found that the radiation output of an acoustic monopole is a maximum when it is located near the waveguide wall, and a minimum when it is at the waveguide axis. Effects of medium motion and pulse duration on the radiation spectrum and the total radiated energy are studied. Algorithms for estimating these energy characteristics are presented.