

звуковое поле имеет явно выраженный интерференционный характер в отличие от случая мягких стенок ($\tilde{m}=0$), при котором поле меняется монотонно. Максимальная величина звукового давления развивается в точке с координатами $(a, 0)$, т. е. в центре излучающей поверхности.

Распределение нормальной составляющей колебательной скорости вдоль грани угла на частоте $F=0,8$ (рис. 2) показывает, что амплитуда возрастает по мере приближения к излучающей поверхности — $r \rightarrow a$, при этом с ростом \tilde{m} амплитуда колебательной скорости уменьшается.

Частотные зависимости амплитуды звукового давления в центре излучающей поверхности $p(a, 0)$, максимальной величины колебательной скорости на грани угла и импеданса излучения колеблющейся поверхности, обладающей в рассматриваемом случае только реактивной составляющей, приведены на рис. 3. Видно, что при $F < 1$ эти значения тем меньше, чем больше величина относительного волнового сопротивления \tilde{m} , при $F > 1$ наблюдается обратная картина. Следует отметить, что превышение колебательной скорости грани над колебательной скоростью излучающей цилиндрической поверхности наблюдается после достижения некоторой частоты F_n , составляющей: для $\tilde{m}=0$ — $F_n=0,16$ при $\alpha=\pi/4$, $F_n=0,17$ при $\alpha=\pi/6$, $F_n=0,19$ при $\alpha=\pi/8$; для $m=0,2$ — $F_n=0,55$; $0,6$; $0,63$; для $\tilde{m}=0,5$ — $0,67$; $0,77$; $0,8$ при тех же значениях α соответственно.

Численные эксперименты показали, что для $F \neq 1$ уже при $\tilde{m}=10$ величина импеданса излучения и амплитуды звукового давления могут быть аппроксимированы формулами $J_0(ka)/J_0'(ka)$.

В заключение авторы приносят благодарность сотруднице ВЦ Латвийского государственного университета Ю. Б. Гехт за проведение расчетов на ЭВМ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Глазанов В. Е., Рубанов И. Л. Излучение звука частью цилиндрической поверхности в двугранный угол // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 3. С. 546—548.
2. Глазанов В. Е. Экранирование гидроакустических антенн. Л.: Судостроение, 1986.

Поступило в редакцию
13.03.89

УДК 534

© 1990 г.

А. Е. Головчанская, Л. М. Лямшев, А. Т. Скворцов

РАССЕЯНИЕ ЗВУКА ПОТЕНЦИАЛЬНЫМИ ТЕЧЕНИЯМИ

Рассеяние звуковых волн гидродинамическими течениями является одной из актуальных задач современной аэрогидроакустики и широко исследуется в последнее время (см., например, [1—6] и литературу в них). При этом, как правило, исследуется только рассеяние звука вихревыми течениями, что связано с важностью этого процесса как модели рассеяния звука аэрогидродинамической турбулентностью. Что касается рассеяния звуковых волн потенциальными течениями, то исследование этого вопроса помимо самостоятельного интереса (например, в целях разработки теоретических основ акустической диагностики потенциальных течений) имеет и непосредственное отношение к задаче рассеяния звука вихревыми течениями, в частности локализованными вихрями. Дело в том, что для локализованного вихря (например, вихря Хилла) течение жидкости вне вихревого ядра потенциально и вполне возможно, что характер рассеяния звука таким вихрем в ряде случаев может определяться взаимодействием акустических колебаний с полем скорости именно во внешней потенциальной области.

При описании рассеяния звука потенциальными течениями будем исходить из общего уравнения (см., например, [1—4])

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta \right) p = 2\rho \frac{\partial^2 v_i U_j}{\partial x_i \partial x_j}, \quad (1)$$

описывающего рассеяние звуковых волн произвольным гидродинамическим потоком, характерная скорость которого существенно меньше скорости звука. В уравнении (1) p , v — давление и скорость в звуковой волне, ρ — невозмущенная плотность среды; c — скорость звука; $U(\mathbf{r}, t)$ — поле скорости рассеивающего потока (в силу условия $|U| \ll c$ этот поток можно считать несжимаемым: $\text{div } U = 0$); предполагается, что жидкость на бесконечности покоится: $|U| \rightarrow 0$ при $|\mathbf{r}| \rightarrow \infty$.

Пусть на потенциальный поток $U(\mathbf{r}, t)$ падает плоская звуковая волна $p = p_0 \cdot \exp[i(\omega_0 t - \mathbf{k}_0 \mathbf{r})]$, где $\omega_0 = ck_0$ — ее частота, $k_0 = |\mathbf{k}_0|$, \mathbf{k}_0 — ее волновой вектор. Тогда в правой части (1) можно положить $v = p \mathbf{k}_0 / \rho \omega_0$ (борновское приближение) и для рас-

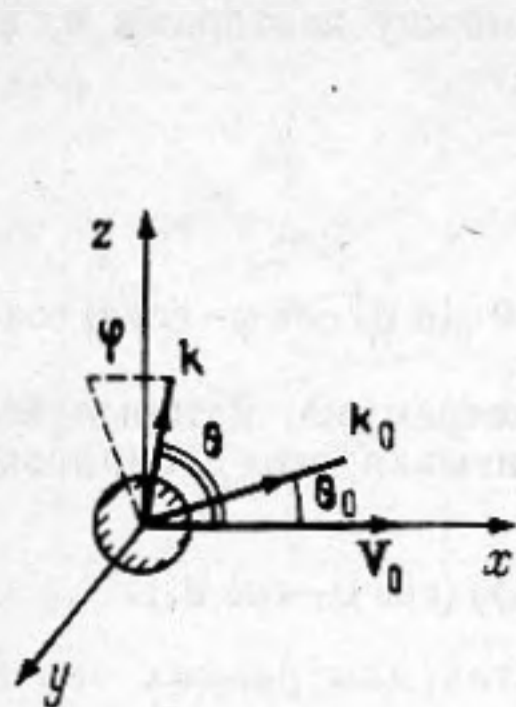


Рис. 1. Геометрия задачи

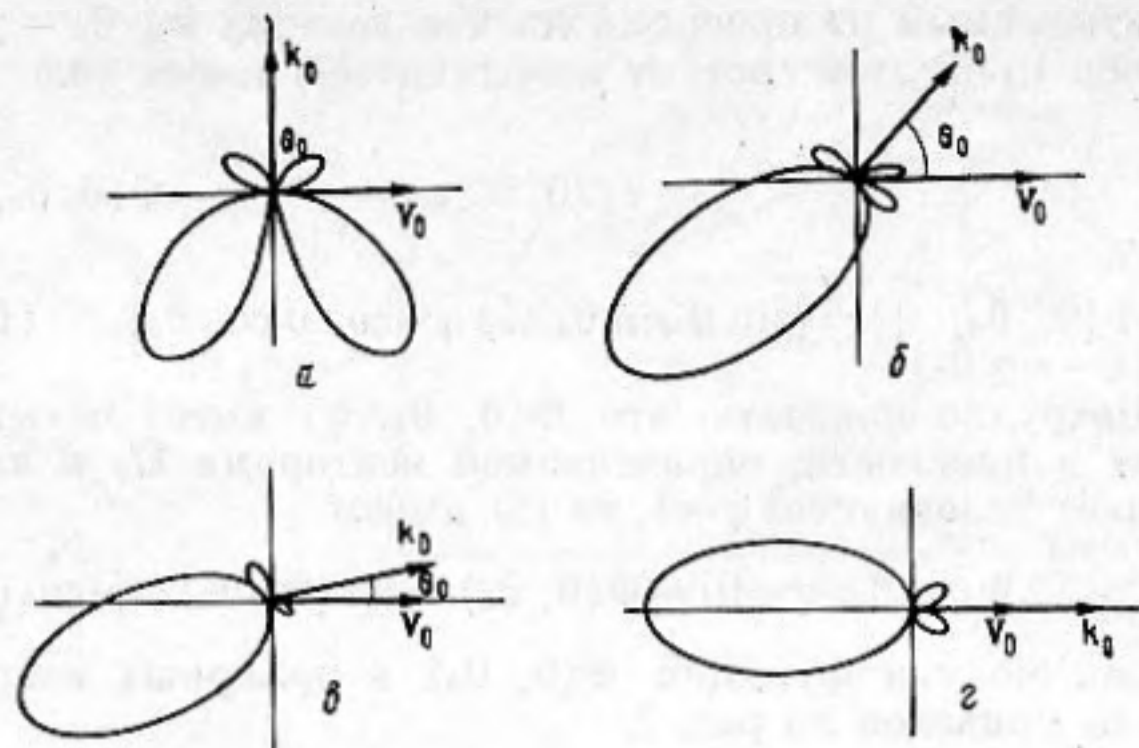


Рис. 2. Сечение диаграммы направленности плоскостью, определяемой векторами U_0 и k_0 (θ_0 , град): а - 90; б - 45; в - 15; г - 0

сеянного поля получить следующее выражение (см. [1]):

$$\frac{p_s}{p_0} = f(\mathbf{n}, \mathbf{n}_0) \frac{e^{ik_0 R}}{R}, \quad k_0 R \gg 1, \quad (2)$$

где p_s — амплитуда гармонических возмущений в рассеянной волне, $R = |\mathbf{R}|$ — расстояние от начала координат (оно расположено внутри потока) до точки, в которой определяется рассеянное поле,

$$f(\mathbf{n}, \mathbf{n}_0) = \frac{k_0^2}{2\pi c} (\mathbf{n}\mathbf{n}_0) (\mathbf{n}\mathbf{U}(\mathbf{q})) \quad (3)$$

— амплитуда рассеяния, $\mathbf{q} = (\mathbf{n} - \mathbf{n}_0) \omega_0 / c$, $\mathbf{n}_0 = \mathbf{k}_0 / k_0$, $\mathbf{n} = \mathbf{R} / R$;

$$\mathbf{U}(\mathbf{q}) = \int \mathbf{U}(\mathbf{r}, t) e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} d^3\mathbf{r}$$

— пространственная фурье-компонента поля скорости течения. Для потенциального потока $\mathbf{U} = \nabla\varphi$, где φ — потенциал течения. Поэтому $\mathbf{U}(\mathbf{q}) = i\mathbf{q}\varphi(\mathbf{q})$, и выражение (3) приводится к виду

$$f(\mathbf{n}, \mathbf{n}_0) = \frac{ik_0^3}{2\pi c} \varphi(\mathbf{q}) [\mathbf{n}\mathbf{n}_0 - (\mathbf{n}\mathbf{n}_0)^2]. \quad (5)$$

Видно, что при $\mathbf{n} = \mathbf{n}_0$ и при $\mathbf{n}_0 \perp \mathbf{n}$ $f = 0$, т. е. рассеяние «вперед» и в перпендикулярном к \mathbf{n}_0 направлении отсутствует. При $\mathbf{n} = -\mathbf{n}_0$ амплитуда рассеяния f отлична от нуля, т. е. в общем случае потенциальное течение рассеивает звуковые волны и в обратном направлении. Последнее свойство является специфической чертой потенциальных течений, поскольку для вихревых течений рассеяние назад всегда отсутствует [1–6]. В этом смысле вывод о наличии для потенциального течения обратного рассеяния является своеобразным уточнением результатов работ [1–6], в которых при расчете рассеяния звука локализованными вихрями рассеяние на потенциальной компоненте скорости не учитывалось и соответственно был получен вывод об отсутствии для таких вихрей рассеяния «назад».

В качестве примера использования полученных результатов определим рассеяние звука гидродинамическим течением, возникающим при равномерном движении твердого шара в идеальной жидкости. Выражение для потенциала и скорости в этом случае имеет вид [7, 8]

$$\varphi = A \nabla \frac{1}{r}, \quad \mathbf{U} = \frac{a^3}{2r^3} [3\mathbf{n}(\mathbf{U}_0 \mathbf{n}) - \mathbf{U}_0], \quad A = \frac{a^3}{2} \mathbf{U}_0, \quad (6)$$

где \mathbf{U}_0 — скорость движения шара, a — его радиус (рис. 1).

В пределе длинных волн ($k_0 a \ll 1$) рассеяние непосредственно на шаре мало и им можно пренебречь (считать, что рассеивается только исходная плоская волна). В этом случае на основании (6) можно получить $\mathbf{U}(\mathbf{q}) = 2\pi a^3 (\mathbf{q}\mathbf{U}_0) \mathbf{q} / q^2$,

$$f(\mathbf{n}, \mathbf{n}_0) = \frac{a^3 k_0^2}{c} (\mathbf{n}\mathbf{n}_0) [1 - (\mathbf{n}\mathbf{n}_0)] [(\mathbf{U}_0 \mathbf{n}) - (\mathbf{U}_0 \mathbf{n}_0)] e^{i(\omega_0 + \Delta\omega)t}, \quad (7)$$

где $\Delta\omega = \mathbf{U}_0 \mathbf{q}$ — доплеровский сдвиг частоты, связанный с движением шара. Видно, что обратное рассеяние отсутствует только в случае, когда векторы \mathbf{k}_0 и \mathbf{U}_0 перпендикулярны.

Перейдем к сферической системе координат (θ — полярный угол, отсчитываемый от направления \mathbf{U}_0 , φ — аксиальный угол в плоскости, перпендикулярной \mathbf{U}_0 ,

отсчитываемый от проекции на нее вектора k_0 , θ_0 — угол между векторами p_0 и U_0 , см. рис. 1.). В этой системе координат (7) имеет вид

$$f(\theta, \theta_0, \varphi) = \frac{a^3 k_0 U_0}{c} \Phi(\theta, \theta_0, \varphi), \quad (8)$$

где $\Phi(\theta, \theta_0, \varphi) = (\sin \theta \sin \theta_0 \cos \varphi + \cos \theta \cos \theta_0) (1 - \sin \theta \sin \theta_0 \cos \varphi - \cos \theta \cos \theta_0) \cdot (\cos \theta - \cos \theta_0)$.

Нетрудно показать, что $\Phi(\theta, \theta_0, \varphi)$ имеет четыре экстремума, которые всегда лежат в плоскости, определяемой векторами U_0 и k_0 . Учитывая, что эта плоскость отвечает условию $\cos \varphi = 1$, из (8) имеем

$$\Phi(\theta, \theta_0, \varphi=0) \equiv \Phi(\theta, \theta_0) = \cos(\theta - \theta_0) (1 - \cos(\theta - \theta_0)) (\cos \theta - \cos \theta_0). \quad (9)$$

График модуля функции $\Phi(\theta, \theta_0)$ в полярных координатах для разных значений угла θ_0 приведен на рис. 2.

При помощи (8) можно вычислить сечение рассеяния $\sigma = \int |f|^2 d\Omega$, где $d\Omega$ — элемент телесного угла. Воспользовавшись (8), получаем

$$\sigma = \frac{8\pi}{105} M^2 a^2 (k_0 a)^4 (5 + 83 \cos^2 \theta_0), \quad (10)$$

где $M = U_0/c$ — число Маха. Последний множитель в этом выражении, зависящий только от угла между векторами U_0 и k_0 , описывает анизотропию рассеяния. Он показывает, что сечение рассеяния максимально, когда векторы p и p_0 лежат вдоль одной прямой, и минимально, когда они ортогональны. По порядку величины сечение (10) $\sigma \sim M^2 (k_0 a)^4 a^2 \sim M^2 \sigma_0$, где σ_0 — сечение рассеяния плоской звуковой волны твердым шаром [7].

Все полученные выше результаты можно в неизменном виде применять для описания рассеяния звуковых волн потенциальной составляющей поля скорости вихря Хилла, поскольку вне ядра этот вихрь создает потенциальное течение, совпадающее с течением вокруг равномерно движущегося шара [8].

В заключение отметим, что тем же способом может быть рассмотрено рассеяние звука потенциальным потоком, образованным движением тела другой формы. Выражение для потенциала и скорости сохраняют при этом свой вид (6), изменяется только вектор A (этот вектор однозначно определяется формой тела и по-прежнему линейно связан с U_0 [7]).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лямшев Л. М., Скворцов А. Т. Рассеяние звука вихревым солитоном // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 3. С. 477–481.
2. Климов В. В., Прозоровский В. Л. Рассеяние акустических волн на трехмерном вихре // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 1. С. 128–131.
3. Howe M. S. On the scattering of sound by a vortex ring // J. Sound Vib. 1983. V. 87. № 4. P. 567–571.
4. Фабрикант А. Л. Рассеяние звука вихревыми течениями // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 2. С. 262–267.
5. Громов П. Р. и др. Рассеяние звука тороидальным вихрем. Препринт № 59. Горький: ИПФ АН СССР, 1982.
6. Голованская А. Е., Лямшев Л. М., Скворцов А. Т. Рассеяние звука трехмерными точечными вихрями // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 5. С. 805–808.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1976. 736 с.
8. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости. М.: Мир, 1973. 758 с.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
31.03.89

УДК 534.2:532

© 1990 г.

Л. А. Давидович, М. К. Карабаев, И. И. Шиндер

ПОГЛОЩЕНИЕ И СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКА ВБЛИЗИ «ДВОЙНОЙ» КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ РАССЛАБЛЕНИЯ

В последнее время проявляется значительный интерес к исследованию фазового перехода в системах с «двойной» критической точкой (ДКТ) [1, 2]. В некоторых бинарных растворах ДКТ может быть получена добавками в них примеси. При этом по мере увеличения (или уменьшения) концентрации примеси C нижняя T_n и верх-