УДК 532. 59

*А. Ю. ПАНЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук*

# ОТРАЖЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ОТ ПЛОСКОЙ СТРУИ

Специфика акустических явлений проявляется в существенном отличии механизмов формирования звуковых полей в подвижной среде. Если в неподвижной среде задачу отражения от плоской границы между областями с различными параметрами можно считать классической [1], то на границе струи отраженное поле формируется иначе. Прежде, чем перейти к его анализу, остановимся на некоторых аспектах определения отраженного поля от границы в неподвижной среде. Учитывая, что на практике наиболее важным является случай распространения акустических волн в газах, в которых различие давлений приводит к интенсивному перемешиванию, можно сразу положить, что давление $p_1$ и $p_2$ по обе стороны границы равны, а плотности $\rho_1 \neq \rho_2$. Можно также заметить, что обычно $|\Delta\rho|/\rho_1 << 1$, где $\Delta\rho = \rho_2 - \rho_1$.

Для акустических волн задача отражения имеет только один вариант решения, который эквивалентен решению задачи для электромагнитных волн с нормальной поляризацией. Не воспроизводя известные соотношения [1], представим график нормированного коэффициента отражения $\eta_{s0}$, равного $|\eta_{sr}| \cdot \rho_1/|\Delta\rho|$, где $\eta_{sr}$ – коэффициент отражения, являющийся функцией угла падения $\varphi_0$ (рис.1).

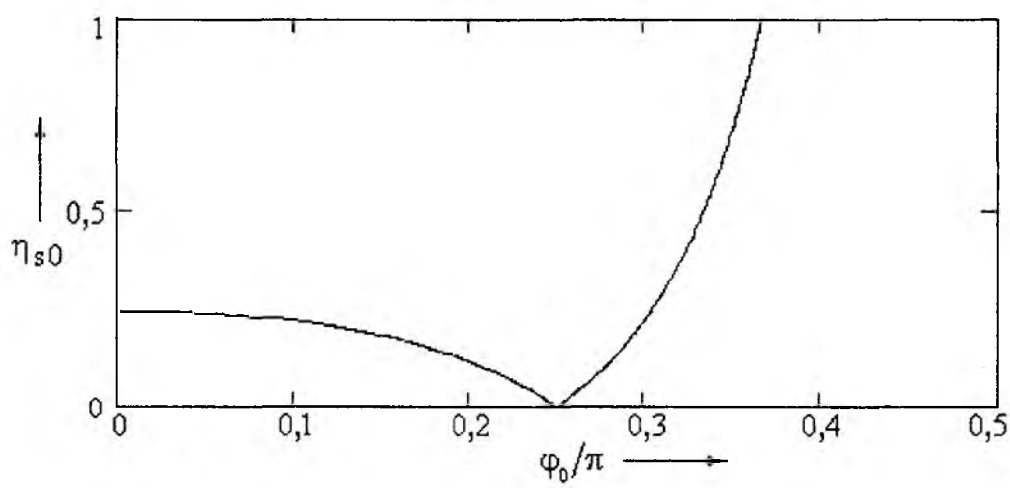


Рис. 1

Нормированный коэффициент отражения имеет одинаковый вид для $\rho_1 > \rho_2$ и для $\rho_1 < \rho_2$ и совпадает с $|\chi_{sr} - 1|\rho_1/|\Delta\rho|$, где $\chi_{sr}$ – коэффициент прохождения.

Угол полного прохождения для слабых неоднородностей $\approx \pi/4$. Это имеет достаточно простое физическое объяснение. Граничные условия требуют равенства акустического давления $p_s$ по обе стороны границы и равенства нормальных составляющих вектора скорости акустического течения $\vec{v}_s$ [2]. При отсутствии отражения за счет изменения волнового сопротивления $r_s$, равного $\sqrt{\gamma\rho p}$, где $\gamma$ – адиабатическая постоянная, модуль скорости акустического течения $v_s$ во второй среде должен отличаться на величину, равную:

$$\Delta v'_{s1} = -v_{s0}\Delta\rho/2\rho_1 . \qquad (1)$$

С другой стороны, изменения модуля скорости акустического течения и направления движения волны должны быть такими, чтобы не изменилась величина нормальной составляющей $v_{sn}$ (рис.2). Изменение направления движения волны при слабой неоднородности в первом приближении равно $\Delta\varphi = -(\Delta\rho/2\rho_1)\mathrm{tg}\varphi_0$. Тогда необходимое изменение $v_s$ определится как:

$$\Delta v''_{s1} = -v_{s0}\,\Delta\varphi\ \mathrm{tg}\varphi_0 = -v_{s0}(\Delta\rho/2\rho_1)\mathrm{tg}^2\varphi_0. \qquad (2)$$

Согласование на границе наступит при $\Delta v'_{s1} = \Delta v''_{s1}$, то есть при $\mathrm{tg}\varphi_0 = 1$. При других углах падения для компенсации невязок между давлением и скоростью течения по обе стороны границы должна возникнуть отраженная волна, параметры которой определяются требуемыми разностями.

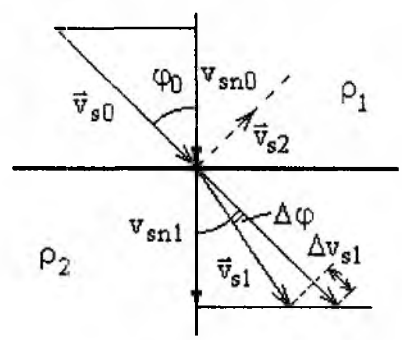


Рис. 2

Если $\Delta v'_{s1}$ не зависит от угла падения, то $\Delta v''_{s1}$ при возрастании угла падения от 0 до $\pi/2$ возрастает по модулю от нуля до бесконечности. Это приводит сначала к падению величины коэффициента отражения, а после $\pi/4$ к изменению его знака и росту по модулю до 1.

Для решения задачи отражения волн, проходящих через границу между движущимися областями, выберем систему координат так, что первая область неподвижна, а вторая движется со скоростью $v_z$. Будем также считать, что $\rho_1 = \rho_2 = \rho_0$ и вектор направления движения среды лежит в плоскости угла падения $\varphi_0$. Для системы отсчета, движущейся со скоростью $v_z$, решение во второй области дает аргумент в виде [3]:

$$\arg = \omega' t - (\omega'/c)(\cos\varphi_1 x + \sin\varphi_1 z'), \qquad (3)$$

где c – скорость звука, а $z' = z - v_z t$.

Здесь штрихом обозначены параметры, относящиеся к движущейся системе. Подставляя в эту формулу выражение для $z'$, получим производную фазы по времени для сигнала с неподвижного приемника, расположенного в точке с координатами $x$, $z$. Условие квазистационарности задачи требует, чтобы эта производная была равна $\omega$. Тогда:

$$\omega' = \omega/[1 + (v_z/c)\sin\varphi_1]. \qquad (4)$$

Модуль коэффициента распространения во второй области равен:

$$k_2 = \omega/(c + v_z \sin\varphi_1). \qquad (5)$$

Условие сохранения непрерывности фазового фронта на границе даст:

$$\lambda_{s1}/\sin\varphi_0 = \lambda_{s2}/\sin\varphi_1. \qquad (6)$$

Из (5) и (6) для $\varphi_1$ получим:

$$\sin\varphi_1 = \sin\varphi_0 / \left[1 - (v_z/c)\sin\varphi_0\right]. \tag{7}$$

Так как в этом случае волновое сопротивление среды по обе стороны границы одинаково, для выполнения граничных условий достаточно:

$$p_{s0} + p_{s2} = p_{s1}, \tag{8}$$

$$p_{s0}\cos\varphi_0 - p_{s2}\cos\varphi_0 = p_{s1}\cos\varphi_1. \tag{9}$$

Здесь индексом 2 обозначены параметры отраженного поля. Выражения для коэффициентов прохождения и отражения в этом случае будут иметь вид:

$$\chi_{sv} = \frac{2\cos\varphi_0}{\cos\varphi_0 + \sqrt{1 - \sin^2\varphi_0 / \left[1 - (v_z/c)\sin\varphi_0\right]^2}}, \tag{10}$$

$$\eta_{sv} = \frac{\cos\varphi_0 - \sqrt{1 - \sin^2\varphi_0 / \left[1 - (v_z/c)\sin\varphi_0\right]^2}}{\cos\varphi_0 + \sqrt{1 - \sin^2\varphi_0 / \left[1 - (v_z/c)\sin\varphi_0\right]^2}}. \tag{11}$$

Для обобщения на случай произвольного направления скорости движения второй области достаточно взять ее проекцию на плоскость угла падения:

$$v_z = v_{z0}\cos\alpha. \tag{12}$$

Нормированная кривая коэффициента отражения $\eta_{s0} = |\eta_{sv}|/|v_z|$, которая в случае $v_z/c \ll 1$ совпадает с $|\chi_{sv} - 1|/|v_z|$, показана на рис.3.

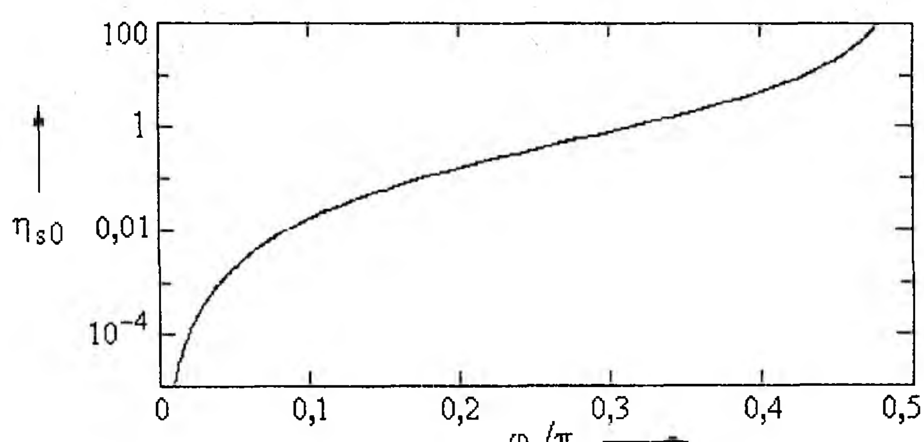


Рис. 3

Монотонный, возрастающий характер изменения $\eta_{s0}$ обусловлен тем, что изменяется только угол распространения волны $\Delta\varphi \neq 0$, а $r_s$ остается постоянным. Поэтому при одинаковых параметрах среды $\Delta v'_{s1} \equiv 0$, а $\Delta v''_{s1}$ возрастает при увеличении угла падения.

При решении практических задач на границе струи в общем случае необходимо анализировать вклад явлений обусловленных вязкостью. Однако при существенных различиях скорости по сечению потока в вязкой среде возникает турбулентное движение. Критерием его возникновения является число Рейнольдса [1]:


ISSN 0485-8972. Радиотехника. 2002. Вып. 130

$$\mathrm{Re} = vd/\nu \ , \tag{13}$$

где d – характерный размер потока;

$\nu$ – кинематическая вязкость (для воздуха $\nu = 1{,}5 \cdot 10^{-5} \text{м}^2/\text{с}$).

При $\mathrm{Re} > \mathrm{Re}_{\text{kp}}$ возникает турбулентность, однако точное значение $\mathrm{Re}_{\text{kp}}$ оценить весьма сложно [4,5]. Обычно $\mathrm{Re}_{\text{kp}}$ оценивают величиной в несколько десятков. Резким можно считать переход, протяженность которого существенно меньше длины волны. Учитывая, что длины волн, применяемые обычно в акустической диагностике, составляют единицы-десятки сантиметров, разность скоростей взаимного движения обоих областей должная быть достаточно малой.

Плоская волна формируется в ближней зоне равномерно возбужденных излучателей. В данном случае выходной апертурой $L_{\text{АП}}$ отражающей плоскости является поверхность, на которую она проектируется вдоль направления отраженной волны (рис. 4).

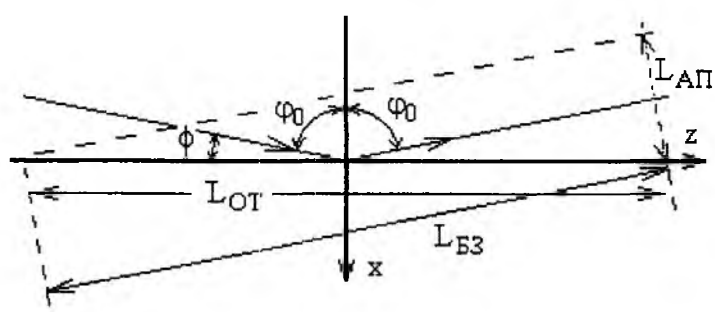


Рис. 4

В соответствии с принципом Бабине длина ближней зоны $L_{\text{БЗ}}$ должна быть больше проекции отражающей плоскости $L_{\text{ОТ}}$ на направление, перпендикулярное направлению отраженной волны. Несложно показать, что

$$\phi > Q_{dp}\sqrt{\lambda_s / L_{\text{ОТ}}} \ , \tag{14}$$

где $\phi$ – угол скольжения;

$Q_{dp}$ – дифракционный параметр, величину которого следует брать более 10 [6].

Характерные размеры, присутствующие в задачах диагностики газовых сред, даже для случая зондирования атмосферы [4,5], требуют малых углов падения. Поэтому в практических применениях коэффициенты отражения будут существенно меньше единицы.

Результаты решения задачи отражения от плоской струи можно использовать при анализе волновых процессов на границе между газом и движущемся объектом. Однако наибольшую ценность данная задача представляет как этап формирования представлений о процессах распространения акустических волн в неоднородной движущейся среде.

**Список литературы:** 1. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с. 2. *Исакович М.А.* Общая акустика. М.: Наука, 1973. 496 с. 3. *Блохинцев Д.И.* Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука, 1981. 208 с. 4. *Лайхтман Д.Л.* Физика пограничного слоя атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1970, – 342 с. 5. *Зилитинкевич С.С.* Динамика пограничного слоя атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1970, 282 с. 6. *Никольский В.В., Никольская Т.И.* Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1989. 544 с.

*Харьковский национальный*
*университет радиоэлектроники*

*Поступила в редколлегию 10.12.2002*