

08

Звуковые каналы и линзы в среде с неоднородностью скорости движения

© Н.Н. Розанов, Г.Б. Сочилин

Научно-исследовательский институт лазерной физики, С.-Петербург
E-mail: rosanov@ilph.spb.su

Поступило в Редакцию 25 ноября 2003 г.

Показано, что в однородной движущейся среде возможно волноводное распространение звуковых колебаний при условии неоднородности скорости движения среды. При ограниченной длине волновод эквивалентен линзе. Рассматриваемые волноводы и линзы обладают свойством невзаимности, т.е. их характеристики существенно различаются для противоположных направлений распространения излучения. Приведены оценки и обсуждены потенциальные приложения эффекта.

В стратифицированной воде с вертикальным изменением температуры и гидростатического давления на некоторой глубине под поверхностью может находиться слой, в котором скорость звука минимальна. Такой слой представляет собой волновод или подводный канал для звуковых волн, причем в естественных условиях звук может распространяться в канале на расстояния в сотни и тысячи километров [1].

В настоящем сообщении мы представляем другой механизм волноводного распространения звука или его фокусировки, реализующийся даже в среде без стратификации (скорость звука постоянна и не зависит от координат). Вместо этого в среде (жидкости) имеется движение со скоростью, достигающей экстремума (максимума или минимума) около некоторой оси. Тогда эффективная скорость звука, увлекаемого движущейся средой [2], также будет максимальной или минимальной у этой оси, что и создает условия волноводного распространения. Такой эффект служит акустическим аналогом предложенного в нашей недавней статье [3] варианта оптических волноводов и линз на основе эффекта Френеля–Физо частичного увлечения света в прозрачной среде с неоднородной скоростью движения.

В среде, движущейся со скоростью \mathbf{u} , дисперсионное соотношение между частотой ω и волновым вектором \mathbf{k} плоской монохроматической звуковой волны имеет вид [2]:

$$\omega = c_s k + \mathbf{u}\mathbf{k}. \quad (1)$$

Здесь c_s — скорость звука в неподвижной среде, которая считается постоянной. Отсюда для скорости движения среды, много меньшей скорости звука ($|u| \ll c_s$), и параллельности направлений движения среды и звуковой волны найдем волновое число звука

$$k = \frac{\omega}{c_s + u} \approx k_0 \left(1 - \frac{u}{c_s}\right) = k_0 n_{ef}, \quad k_0 = \frac{\omega}{c_s}. \quad (2)$$

В (2) для сопоставления с оптикой введен эффективный показатель преломления звука

$$n_{ef} = 1 - \frac{u}{c_s}. \quad (3)$$

Скорость u положительна при сонаправленном движении среды и звуковой волны и отрицательна при их встречном движении.

Рассмотрим ламинарное горизонтальное (вдоль оси z) движение жидкости с максимумом скорости на некоторой оси струи (случай минимума скорости на оси вполне аналогичен). Вблизи оси скорость u квадратично зависит от удаления от оси

$$u = u_0 \left(1 - \frac{x^2}{a_x^2} - \frac{y^2}{a_y^2}\right). \quad (4)$$

Здесь u_0 — скорость движения жидкости на оси, а $a_{x,y}$ — характерные ширины струи по поперечным координатам x и y ; для общности эти ширины считаются различающимися. Удаление от оси в (4) считается небольшим:

$$x^2 \ll a_x^2, \quad y^2 \ll a_y^2. \quad (5)$$

Теперь (3) представляется в виде

$$n_{ef}(y) = n_0 - \frac{1}{2} n_x y^2 - \frac{1}{2} n_y y^2, \quad (6)$$

$$n_0 = 1 - \frac{u_0}{c_s}, \quad n_x = -2 \frac{u_0}{c_s a_x^2}, \quad n_y = -2 \frac{u_0}{c_s a_y^2}. \quad (7)$$

Соотношение (6) отвечает хорошо изученному в оптике случаю квадратичной среды (см., например, [4]). Необходимое условие волноводного распространения звука — встречное движение жидкости и звука, т.е. $u_0 < 0$. Тогда при постоянстве (независимости от z) ширины струи $a_{x,y}$ в жидкости создается астигматический волновод. В отвечающем условию (5) параксиальном приближении модами волновода служат гауссовы звуковые пучки, причем ширины низшей моды

$$w_x^2 = \frac{2}{k_0 \sqrt{n_0 n_x}}, \quad w_y^2 = \frac{2}{k_0 \sqrt{n_0 n_y}}. \quad (8)$$

Условие справедливости рассмотрения $w_{x,y}^2 \ll a_{x,y}^2$ приводит к требованию достаточно большой ширины струи по сравнению с длиной волны звука $\Lambda = 2\pi/k_0$:

$$\frac{a_{x,y}}{\Lambda} \gg \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{c_s}{|u_0|}}. \quad (9)$$

При $|u_0| = 1$ м/с и $c_s = 1.5 \cdot 10^3$ м/с правая часть (9) ~ 6 . Заметим, что рассмотренный волновод обладает свойством невзаимности: он удерживает только звуковое излучение, движущееся навстречу потоку жидкости, тогда как при попутном движении звуковые волны рассеиваются.

Волноводный эффект реализуется для течения (струи) с постоянными (или плавно меняющимися) ширинами на протяжении длины L , превышающей характерную длину дифракции пучка с полушириной w :

$$L \gg L_d = k_0 w^2. \quad (10)$$

При выполнении противоположного неравенства такой короткий участок струи эквивалентен астигматической линзе с фокусными расстояниями

$$f_{x,y} = \frac{1}{n_{x,y} L}. \quad (11)$$

Линза также невзаимна (знак фокуса меняется при изменении направления движения звуковой волны на противоположное). Фокусное расстояние уменьшается при увеличении скорости течения жидкости. Однако требование ламинарности (или отсутствия сильно развитой турбулентности) ограничивает возможность увеличения скорости, так

что число Рейнольдса (ν_m — кинематическая вязкость)

$$\text{Re} = \frac{|u_0|w_{x,y}}{\nu_m} \quad (12)$$

не должно превышать некоторое критическое значение Re_{cr} [2].

В естественных условиях поперечные размеры течения воды могут достигать сотен метров, а дальность распространения звуковых пучков ограничивается поглощением и рассеянием звука в воде и для частот 500–2000 Hz составляет 15–20 km. В общем случае струи в стратифицированной жидкости возможно совместное действие традиционного [1] и предлагаемого механизмов волноводного распространения звука и его фокусировки. Существенным признаком вклада механизма, связанного с неоднородностью скорости движения жидкости, служит различие условий распространения звука в противоположных направлениях. Для искусственных течений в круглых трубах квадратичная зависимость скорости движения жидкости от поперечных координат (3) служит точным решением уравнений гидродинамики [2]. При этом в экспериментах с тщательным устранением возмущений на входе в трубу движение остается ламинарным вплоть до чисел Рейнольдса $\sim 10^5$ [2]. Невзаимность волноводов и линз могла бы использоваться, например, для развязки мощных звуковых или ультразвуковых излучателей от воздействия встречного (отраженного) излучения.

Работа входит в план проекта РФФИ 04–02–16472.

Список литературы

- [1] *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.
- [2] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 736 с.
- [3] *Розанов Н.Н., Сочилин Г.Б., Данилов О.Б.* // Опт. и спектр. 2003. V. 95. N 6. С. 908–910.
- [4] *Маркузе Д.* Оптические волноводы. М.: Мир, 1974. 576 с.