

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 534.26

ПОДАВЛЕНИЕ БОКОВЫХ ЛЕПЕСТКОВ АМПЛИТУДНО-ЧАСТОТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ЗА СЧЕТ МОДУЛЯЦИИ ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ СИСТЕМЫ КАНАВОК

Алякна Ю. Ю., Гуляев Ю. В., Козлов А. И., Плесский В. П.

Отражательные решетки, выполненные в виде периодических систем мелких канавок на поверхности звукопровода, находят широкое применение в резонаторах, дисперсионных линиях задержки, фильтрах [1-3]. При использовании отражательных решеток в узкополосных фильтрах именно решетки, а не ВШП, обычно являются элементами, определяющими амплитудно-частотную характеристику фильтра. При этом важно иметь возможность формировать наперед заданную АЧХ. Амплитудно-частотная зависимость коэффициента отражения $R(\omega)$ однородной решетки имеет малое подавление боковых лепестков вне брэгговской полосы отражения (единицы дБ), что приводит к неудовлетворительному подавлению боковых лепестков АЧХ фильтра на однородной отражательной решетке. Известно несколько способов управления коэффициентом отражения решетки при помощи различных видов нарушения ее однородности [3-4].

В настоящем сообщении покажем, что подавление боковых лепестков АЧХ отражательной решетки можно существенно улучшить, изменяя по определенному закону ширину периодически расположенных канавок. Технологически это проще сделать, чем создавать структуры с переменной глубиной канавок [2]. При глубине канавки h , периоде L и переменной ширине $l(x)$ величина первой гармоники разложения в ряд Фурье-функции, описывающей неровность, равна

$$\eta(x) = 2h \frac{\sin(\pi l(x)/L)}{\pi} \tag{1}$$

Именно эта величина определяет локальный коэффициент отражения ПАВ от решетки [5].

Меняя ширину канавок или выступов, можно менять величину первой гармоники $\eta(x)$ Фурье-преобразования функции неровности поверхности. Для эксперимента были изготовлены при помощи ионного травления немодулированная решетка на $YZLiNbO_3$ с периодом $L=17,4$ мкм (ширина выступа $l=7,8$ мкм, промежутка (канавки) - 3,8 мкм), высота выступов $h=0,5$ мкм и модулированная решетка на такой же подложке с периодом $L=21,3$ мкм, законом изменения ширины выступов $l = l_0 \cos \pi(x/N\lambda - 1/2)$, где λ - длина ПАВ, $l_0=6,5$ мкм, минимальная ширина выступа 1,2 мкм. Высота выступов $h=0,8$ мкм. Обе решетки содержали $N=200$ выступов. Апертура решеток 16 мм. Для измерения коэффициента отражения ПАВ, падающей по нормали к решетке, воспользовались методом четырех ВШП, попарно сдвинутых на половину длины волны [4]. Каждый ВШП содержал 4 пары штырей.

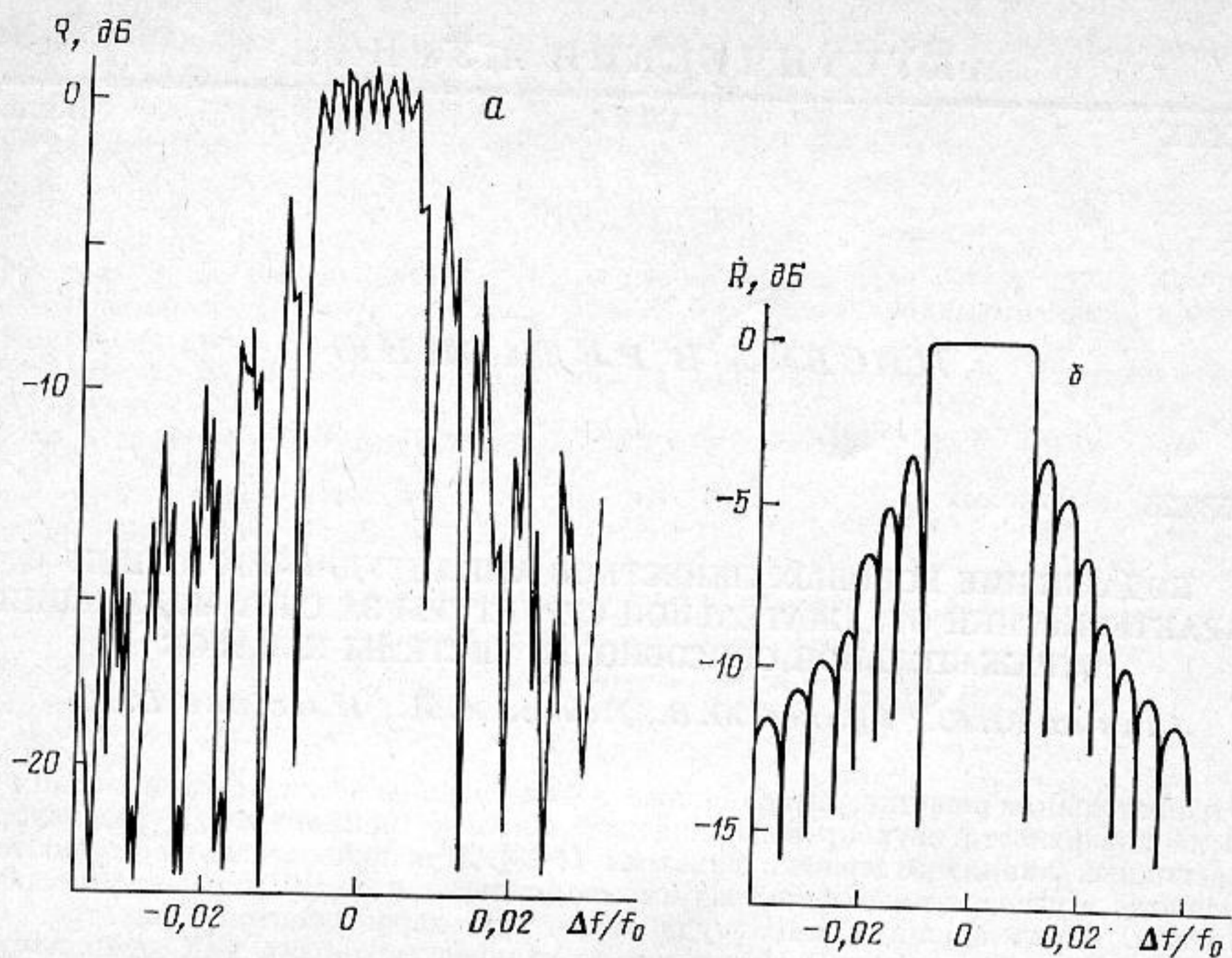
На фиг. 1, а представлена зависимость коэффициента отражения ПАВ от немодулированной решетки от частоты. Видно, что боковые лепестки имеют величину -3 дБ. Неравномерность кривой может быть связана с трехпролетными сигналами. На фиг. 2, а представлена частотная зависимость коэффициента отражения от модулированной решетки. В этом случае боковые лепестки подавлены ниже уровня -12 дБ.

При падении волны Рэлея справа на решетку, занимающую область $x \in [0, L \cdot N]$, можно ввести локальный коэффициент отражения $R(x)$, равный отношению амплитуды отраженной волны, бегущей вдоль ОХ, к амплитуде падающей волны в данной точке решетки. Можно показать, что функция $R(x)$ удовлетворяет уравнению

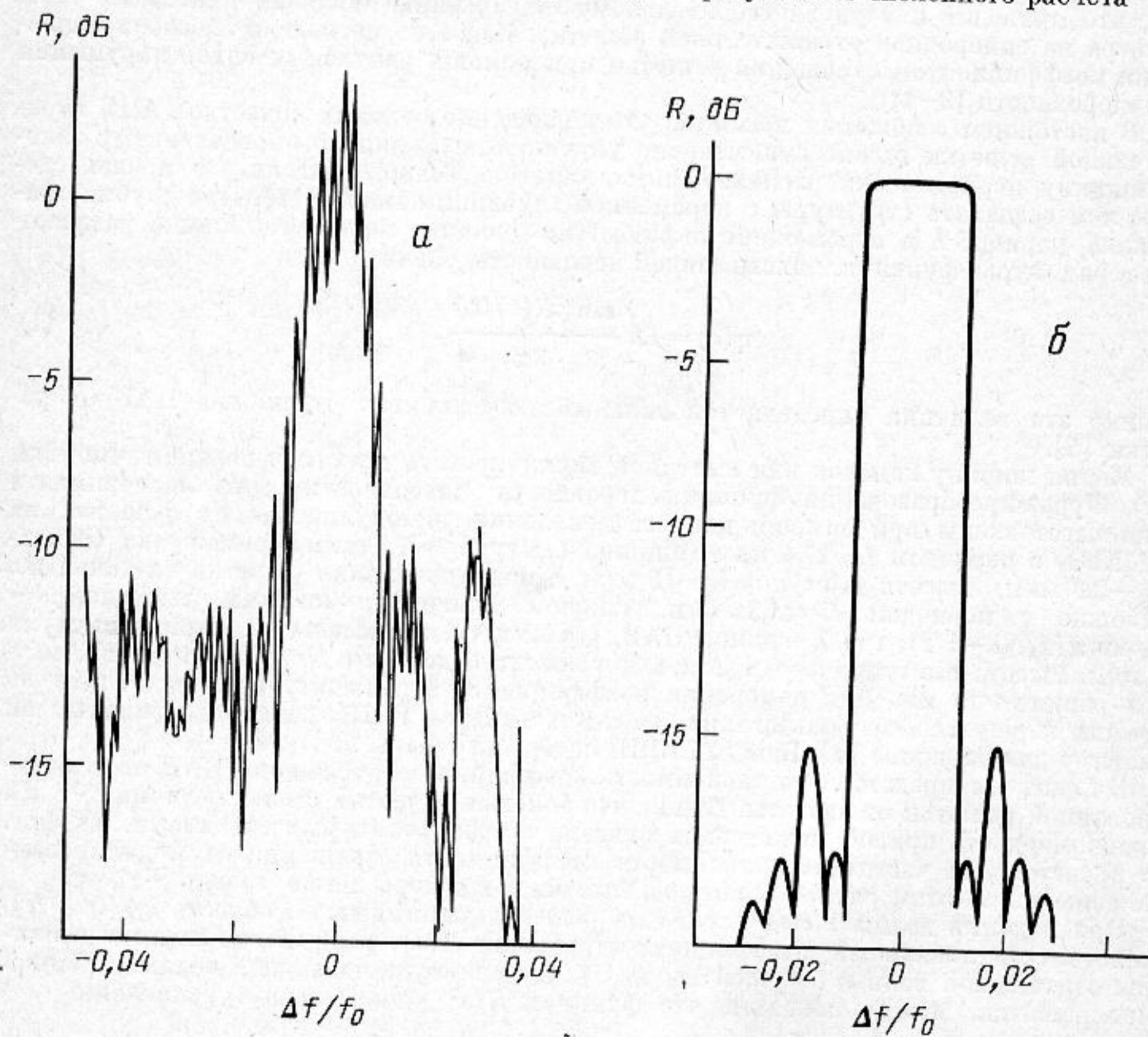
$$dB/dx = \rho(x)(1-R^2) - 2i\theta R, \tag{2}$$

где $\rho(x) \sim \eta(x)$, $\theta \sim \Delta\omega = \omega - \omega_0$ (ω_0 - брэгговская частота, при которой длина ПАВ Рэлея точно равна удвоенному периоду решетки). Граничное условие $R(0)=0$ означает отсутствие отраженной волны на дальнем крае решетки. Коэффициент отражения от всей решетки есть $R(NL)$. На фиг. 1, б и 2, б представлены численные решения уравнения (2) для соответствующих решеток. Расчетные кривые хорошо совпадают с экспериментальными.

Таким образом, при соответствующем выборе функции модуляции ширины ре-



Фиг. 1. Частотная зависимость коэффициента отражения ПАВ от немодулированной решетки. *a* — экспериментальные данные, *б* — результаты численного расчета



Фиг. 2. Частотная зависимость коэффициента отражения ПАВ от решетки, модулированной по закону $l=l_0 \cos \pi(x/N\lambda - 1/2)$. *a* — экспериментальные данные, *б* — результаты численного расчета

шток можно получить заметное подавление боковых лепестков АЧХ отражательной решетки. Анализ уравнения (2) показывает, что для этого функция $\eta(x)$ должна быть знакопостоянной и сглаженной до нуля на обоих краях решетки. При этом подавление боковых лепестков может составлять 40 дБ. В нашем случае по технологическим причинам $\eta(x)$ на краях оставалась конечной и, соответственно, подавление боковых лепестков было меньше возможного.

Авторы выражают благодарность В. И. Григорьевскому и И. М. Котелянскому за интерес к работе, Е. Н. Миргородской и С. Г. Степуре за существенную помощь при изготовлении образцов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Уильямсон Р. Свойства и применения приборов с отражательными решетками.— ТИИЭР, 1976, т. 64, № 5, с. 153—170.
2. Williamson R. C., Smith H. I. The Use of Surface Elastic-Wave Reflection Gratings in Large Time-Bandwidth Pulse-Compression Filters.— IEEE Trans. on MTT, 1973, v. MTT-21, N 4, p. 195—205.
3. Калинин В. А. Исследование отражения поверхностных акустических волн от периодических структур с целью создания полосовых фильтров.— Дисс. на соискание уч. степени канд. техн. наук. М.: МЭИ, 1983.
4. White P. D., Mitchell R. F., Stevens R., Moore P., Redwood H. Synthesis and Design of Weighted Reflection Bands for SAW Resonators. 1978 Ultrasonics Symposium, Proc. IEEE, Cat. 78 CH 1344-1SU, p. 634—638.
5. Гуляев Ю. В., Григорьевский В. И., Плесский В. П. Брэгговское отражение волны Рэлея от периодически неровного участка поверхности упругого тела.— ЖТФ, 1981, т. 51, в. 7, с. 1338—1344.

Институт радиотехники и
электроники
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
18.V.1984

УДК 551,511,3:532,527

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА ТРЕХМЕРНЫМИ ВИХРЕВЫМИ ОСОБЕННОСТЯМИ (ВОРТОНАМИ)

Лямшев Л. М., Скворцов А. Т.

Теоретически рассматривается излучение звука системой движущихся трехмерных локализованных вихрей (вортон). Такого рода объекты могут наблюдаться в турбулентных потоках (например, вихри Клайна [1]) и в океане (вортон являются точным решением уравнений, вращающейся стратифицированной жидкости [2]). В этом смысле, изложенные ниже результаты могут представить интерес в связи с проблемой генерации звука крупномасштабной турбулентностью и происхождения динамических шумов океана.

Пусть в начальный момент вортон с интенсивностями \mathbf{p}_α расположены в горизонтальной плоскости, с которой связана декартова система координат x, y, z (ось z направлена вертикально) и пусть все \mathbf{p}_α перпендикулярны этой плоскости. В несжимаемой жидкости вортон будут двигаться горизонтально и их интенсивности не будут меняться [2, 3]. В слабосжимаемой жидкости движение вихрей порождает акустические колебания, распространение которых при $|\mathbf{R}| \gg \lambda$ описывается уравнением

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \Phi - \Delta \Phi = 0. \quad (1)$$

Здесь Φ — звуковой потенциал, c — скорость звука, Δ — трехмерный оператор Лапласа, λ — длина звуковой волны; $R^2 = x^2 + y^2 + z^2$. Начало координат выбрано в центре тяжести системы вортон [2, 3]. Слабая сжимаемость жидкости понимается в смысле малости числа Маха $M = v/c$, где v — характерная скорость вортон.

Решение уравнения (1) находится методом сращиваемых асимптотических разложений, в котором число M служит малым параметром. Искомое решение должно удовлетворять условию излучения на бесконечности и граничному условию при $z=0$

$$\nabla \Phi |_{|\mathbf{R}_\perp| \rightarrow 0} = V_0(\mathbf{R}_\perp),$$

где $V_0(\mathbf{R})$ поле скорости при $a \ll |\mathbf{R}| \ll \lambda$, индуцируемое системой вортон в несжимаемой жидкости [2, 3], a — характерный размер системы, $R_\perp^2 = x^2 + y^2$.

Опуская вычисления (они подробно изложены в [4, 5]), приведем лишь окончательный результат. Мощность звука W , излучаемого системой вортон в телесный угол $d\sigma$, определяется выражением

$$\frac{dW}{d\sigma} = \rho \frac{\dot{Q}^2}{36c^5} \sin^4 \theta, \quad (2)$$