АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXX 1984 Вып. 6

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.

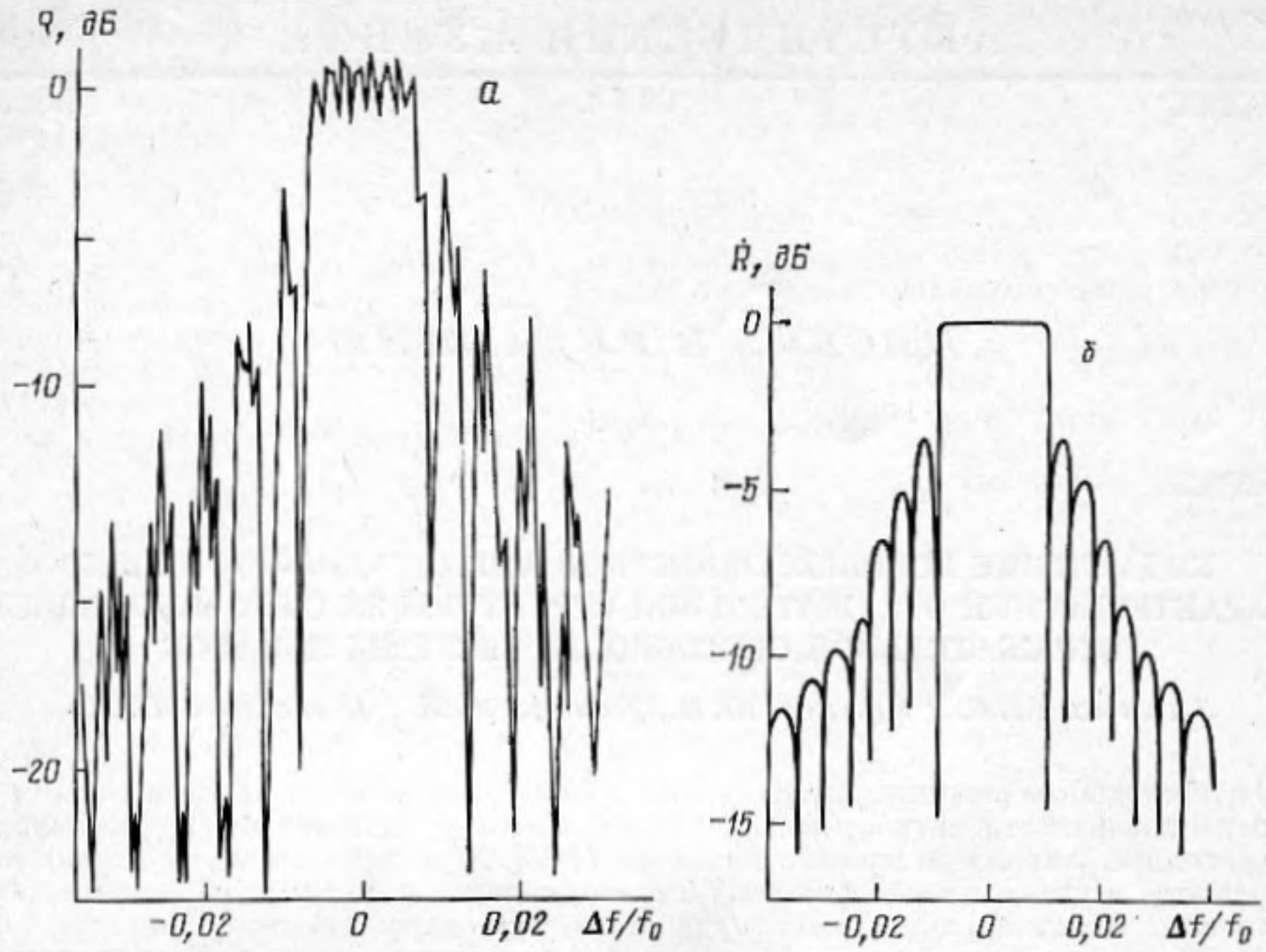
На фиг. 1, *а* представлена зависимость коэффициента отражения ПАВ от немодулированной решетки от частоты. Видно, что боковые лепестки имеют величину –3 дБ. Неравномерность кривой может быть связана с трехпролетными сигналами. На фиг. 2, *а* представлена частотная зависимость коэффициента отражения от 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 OX, к амплитуде падающей волны в данной точке решетки. Можно показать, что функция $R(x)$ удовлетворяет уравнению

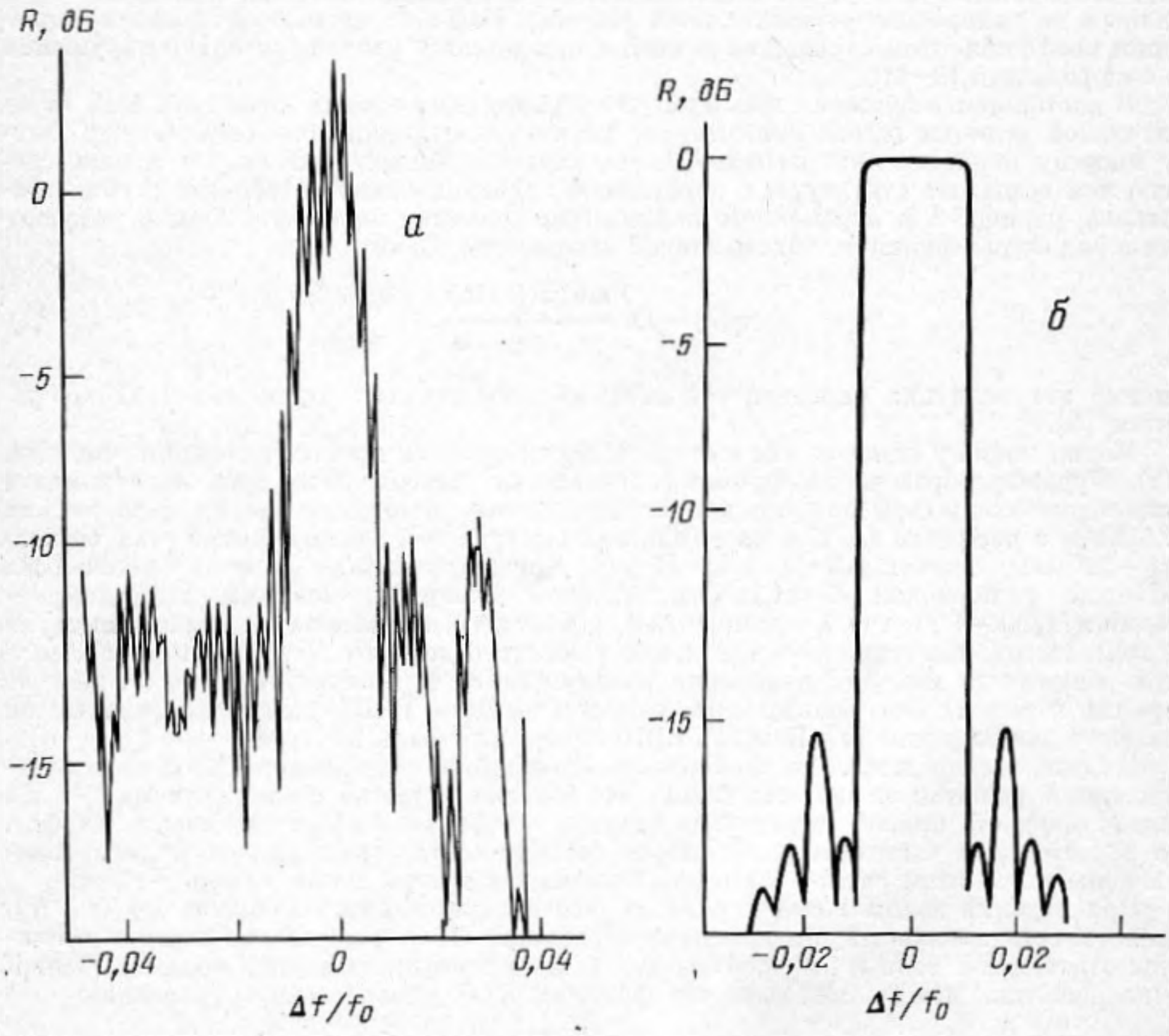
$$dB/dx=\rho(x)(1-R^2)-2i\theta R, \tag{2}$$

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. *а* – экспериментальные данные, *б* – результаты численного расчета



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

шеток 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 (вортонов). Такого рода объекты могут наблюдаться в турбулентных потоках (например, вихри Клайна [1]) и в океане (вортоны 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 вортоны с интенсивностями $\mathbf{p}_\alpha$ расположены в горизонтальной плоскости, с которой связана декартова система координат xyz (ось z направлена вертикально) и пусть все $\mathbf{p}_\alpha$ перпендикулярны этой плоскости. В несжимаемой жидкости вортоны 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

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

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 вортонов [2, 3]. Слабая сжимаемость жидкости понимается в смысле малости числа Маха $M=v/c$, где v – характерная скорость вортонов.

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 $z=0$

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

где $V_0(\mathbf{R})$ поле скорости при $a\ll|\mathbf{R}|\ll\lambda$, индуцируемое системой вортонов 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 вортонов в телесный угол $d\sigma$, определяется выражением

$$\frac{dW}{d\sigma}=\rho\frac{\dddot{Q}^2}{36c^5}\sin^4\theta, \tag{2}$$