УДК 534.24

ОТРАЖЕНИЕ РЭЛЕЕВСКОЙ ВОЛНЫ ОТ ЛОКАЛЬНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ

С. В. Бирюков, Л. Л. Горышник

Использование взаимодействия поверхностных волн с локальными неоднородностями поверхности позволяет управлять распространением поверхностных волн и разработать ряд приборов с новыми свойствами. Так, в работах [1, 2] описаны фильтры для сжатия сигналов, в которых для создания заданного закона дисперсии использованы системы канавок на поверхности звукопровода, расположенных под некоторым углом к направлению распространения поверхностной волны.

Для анализа отражения поверхностных волн от неоднородностей воспользуемся методом, предложенным в работе [3], где рассмотрено отражение рэлеевских волн от неоднородностей типа канавки или ступеньки при нормальном падении. Рассмотрим падение под углом α рэлеевской волны на неоднородность поверхности, форма которой (фиг. 1) определяется выражением

$$S(x,\ z)=z-\varepsilon\lambda f(x)=0,$$

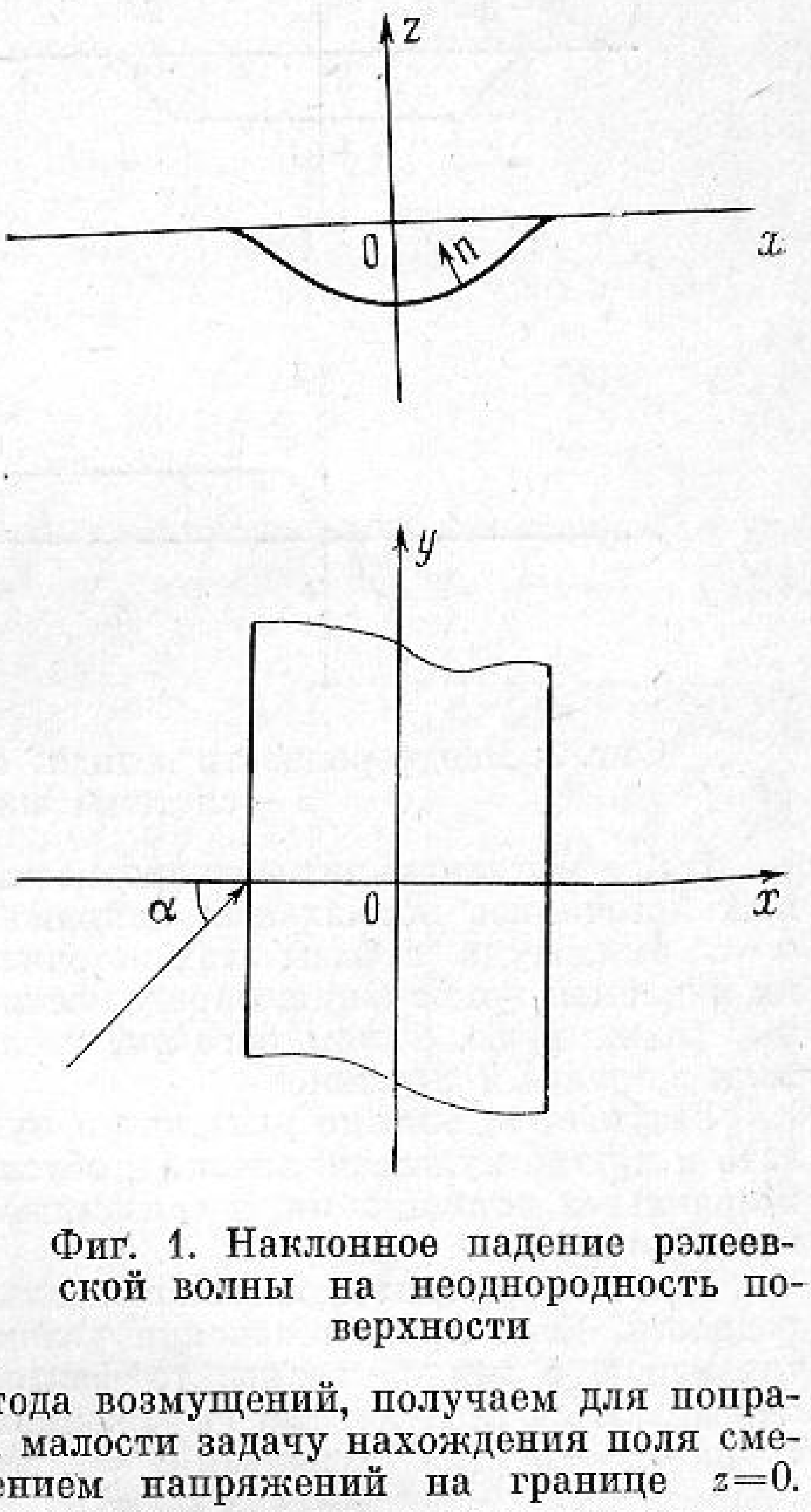
где λ – длина рэлеевской волны, ε – малый параметр, связанный с глубиной неоднородности, $f(x)$ – некоторая ограниченная функция x, удовлетворяющая условию $f(x)\to 0$ при $x\to -\infty$ и имеющая непрерывную первую производную.

Вектор смещений в твердой среде удовлетворяет обычным уравнениям теории упругости, а на свободной границе тела $S(x,\ z)=0$ выполняются условия отсутствия нормальных компонент тензора напряжений

$$\sigma_{ih}n_h=0. \tag{1}$$

Значения компонент вектора $\sigma_{ih}n_h$ на поверхности $S(x,\ z)=0$ можно выразить через их значения и значения их производных при $z=0$, разложив выражение (1) в ряд Тейлора и используя малость ε. Чтобы можно было пользоваться методом возмущений, необходимо наложить условия не только на глубину неоднородности, но и на ее форму

$$\left|\lambda\varepsilon\frac{df}{dx}\right|\ll 1. \tag{2}$$



Фиг. 1. Наклонное падение рэлеевской волны на неоднородность поверхности

Представляя решение в виде ряда по степеням ε и выполняя обычную процедуру метода возмущений, получаем для поправок к полю падающей волны первого порядка малости задачу нахождения поля смещений, обусловленного заданным распределением напряжений на границе $z=0$. Решение такой задачи можно представить в квадратурах, пользуясь методом двукратного преобразования Фурье. Отметим, что соответственные подынтегральные выражения содержат дельта-функцию, которая появляется вследствие того, что форма неоднородности не зависит от координаты y.

Выделяя из решения поле рассеянных поверхностных волн вдали от неоднородности (см., например, работу [4]), получаем, что в первом порядке теории возмущений коэффициент прохождения поверхностной волны равен единице, а коэффициент отражения R, определяемый как отношение амплитуд отраженной и падающей поверхностных волн, имеет вид

$$R=-2\pi\varepsilon\frac{k_t^2(k^2-k_t^2)^{1/2}}{\Delta'(k)}\left(\frac{k_t^2}{k^2}-4\sin^2\alpha\right)G, \tag{3}$$

где $\Delta'(k)$ – производная определителя Рэлея

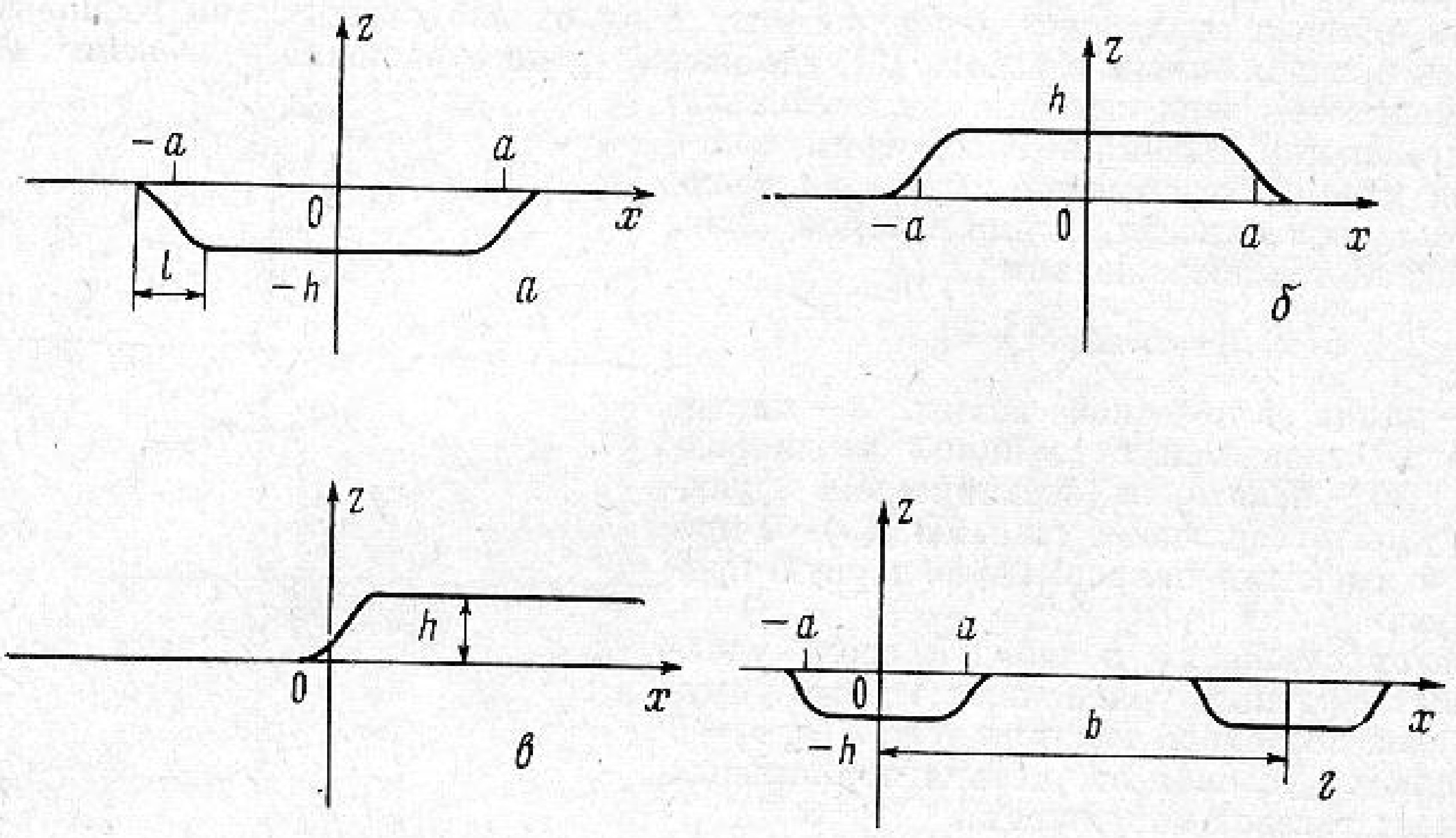
$$\Delta(k)=(2k^2-k_t^2)^2-4k^2(k^2-k_t^2)^{1/2}(k^2-k_l)^{1/2},$$

а k, k_t и k_l – волновые числа рэлеевской, поперечной и продольной волн соответственно.

Влияние формы и размеров неоднородности учитывается в этом выражении множителями ε и величиной

$$G=\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{df}{dx}\exp(2ixk\cos\alpha)\,dx,$$

а остальные множители описывают зависимость коэффициента отражения от параметров среды и угла падения. При $\alpha=0$ формула (3) переходит в выражение, полученное авторами работы [3]. Легко видеть, что вне зависимости от формы неоднородности существует угол падения поверхностной волны $\alpha^*=\arcsin\dfrac{k_t}{2k}$, при котором R обращается в нуль.



Фиг. 2. Неоднородности в виде: *а* — канавки, *б* — выступа, *в* — ступеньки, *г* — системы эквидистантных канавок

Выше мы заменили неоднородность поверхности распределением трех эффективных источников нормальных напряжений σ_{iz} на границе $z=0$. Для угла падения $\alpha=\alpha^*$ амплитуды и фазы этих источников в каждой точке поверхности таковы, что их линейная комбинация, определяющая амплитуду отраженной поверхностной волны, равна нулю. Таким образом, угол α^* аналогичен углу Брюстера для плоских волн в оптике и акустике.

Разумеется, помимо указанного нулевого значения R при $\alpha=\alpha^*$ могут существовать и другие нулевые значения, обусловленные интерференцией волн, испускаемых вторичными источниками, и связанные с формой неоднородности, которые учитываются фактором G.

Для неоднородностей, изображенных на фиг. 2, $\varepsilon=h/\lambda$, где h — глубина неоднородности. Если при выполнении условия (2) длина переходной области l мала по сравнению с длиной волны, то факторы G для различных форм неоднородностей определяются следующими выражениями: для канавки $G^{\text{к}}=2i\sin(2ak\cos\alpha)$, для выступа $G^{\text{в}}=-G^{\text{к}}$, для ступеньки $G^{\text{с}}=1$, для системы N эквидистантных канавок

$$G^{\text{эк}}=G^{\text{к}}\frac{\sin(bkN\cos\alpha)}{\sin(bk\cos\alpha)}\exp[2ibk(N-1)\cos\alpha],$$

где a и b показаны на фиг. 2.

Авторы благодарны С. М. Рытову и С. Н. Кондратьеву за полезные дискуссии и внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *R. J. Purdy*. A survey of radar signal processing techniques. IEEE NEREM 73, Part 2, Signal processing, N. Y., 1973, 199—208.
2. *R. C. Williamson, A. I. Smith*. The use of elastic wave reflection gratings in large time-bandwidth pulse compression filters. IEEE Trans., MTT, 1973, *21*, 4, 195—206.
3. *H.-S. Tuan, R. C. M. Li*. Rayleigh-wave reflection from groove and step discontinuities. J. Acoust. Soc. Amer., 1974, *55*, 6, 1212—1217.
4. *И. А. Викторов*. Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике. М., «Наука», 1966.

Радиотехнический институт
Академии наук СССР

Поступила
23 февраля 1976 г.
После вторичной доработки
15 октября 1976 г.