наложения требования сверхзвукового дрейфа $\gamma(\xi)\leqslant 0$, что приводит к следующему уравнению для определения величины

$\zeta_{max}=\zeta|_{\xi\to 1,\ \gamma\to 0}$:

$$\mathscr{K}^2=a(1-\xi^2)^{1/2}\left[1+\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\zeta_{max}\left(\zeta_{max}^2+b^2\frac{\omega_c}{\omega_D}\right)^{-1/2}\right].$$

Положение $\zeta_{max}$ для кривых *1–3* изображено точками $M_{1,2,3}$ на оси $\zeta$.

Кривые *1–3* показывают с повышением проводимости и диффузии носителей затягивание срезаемого крыла частотного спектра ЭОПВ в сторону более высоких частот. Это согласуется с известным представлением [3] о смещении области сильной дисперсии ультразвука в пьезополупроводниках при росте диффузии в сторону больших проводимостей.

Чтобы оценить качество приближения уравнения (1) уравнениями (2) и (3), сравним в случае $\mathscr{K}^2=0{,}3$, $a=0{,}3$, $b=0{,}7$, $\varepsilon_1/\varepsilon_2=1{,}78$ отдельные результаты точного решения уравнения (1), получающиеся пересчетом из координат полюса коэффициента отражения [4], с теми значениями $\xi$ и $v_d/c_1$, которые при требуемых $\zeta$ и $\omega_c/\omega_D$ следуют из решения уравнений (2), (3). Заметим, что при пересчете числовых данных работы [4] и в приближенных вычислениях при решении уравнений (2), (3) погрешность определения $\xi$ и $v_d/c_1$ на ЭВМ была одинаковой и составила $10^{-8}$. На фиг. 2 представлены абсолютные отклонения $\Delta\xi$ (зачерненные значки) и $\Delta v_d/c_1$ (светлые значки) сравниваемых значений. Видно, что в полном соответствии с характером сделанных упрощений отклонение $\Delta\xi$ не обладает выраженной тенденцией к изменению с ростом $\omega_c/\omega_D$, сохраняясь на уровне $10^{-6}-10^{-5}$, тогда как $\Delta v_d/c_1$ на два порядка выше и имеет тенденцию к увеличению. Данные сравнения показывают вполне удовлетворительную точность расчетов ЭД ЭОПВ по формулам (2), (3) во всем частотном диапазоне $\zeta\leqslant\zeta_{max}$, если $\omega_c/\omega_D\ll 1$.

## ЛИТЕРАТУРА


1. *Шевяхов Н. С.* Электрозвуковые объемно-поверхностные волны на смежной границе пьезоэлектрика с полупроводником // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 4. С. 565–567.
2. *Балакирев М. К., Богданов С. В., Горчаков А. В.* Сдвиговые электроакустические волны в системе пьезоэлектрик – полупроводник – пьезоэлектрик // Матер. XI Всесоюз. конф. по акустоэлектронике и квантовой акустике. Ч. 1. Душанбе: Дониш, 1981. С. 94–95.
3. *White D. L.* Amplification of ultrasonic waves in piezoelectric semiconductors // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. № 8. P. 2547–2554.
4. *Лямшев Л. М., Шевяхов Н. С.* Об отражении поперечной волны на границе пьезоэлектрик – полупроводник в условиях акустического контакта // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 2. С. 198–205.
5. *Дьяконов В. П.* Справочник по расчетам на микрокалькуляторах. М.: Наука, 1985. С. 224.



Ульяновский сельскохозяйственный институт



Поступило в редакцию 1.VII.1987



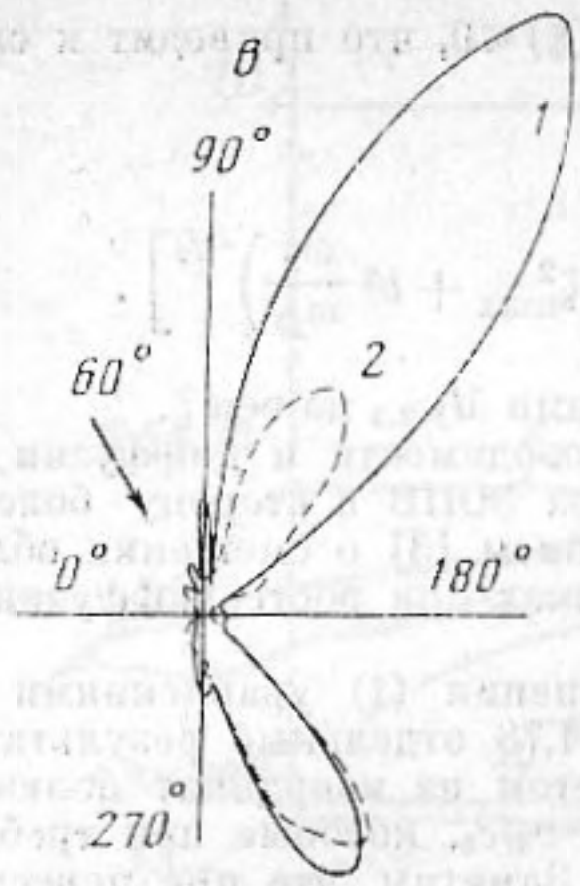
УДК 534


# ДИФРАКЦИЯ ЗВУКОВЫХ ВОЛН НА РАССЕИВАТЕЛЕ В ВОЛНОВОДЕ

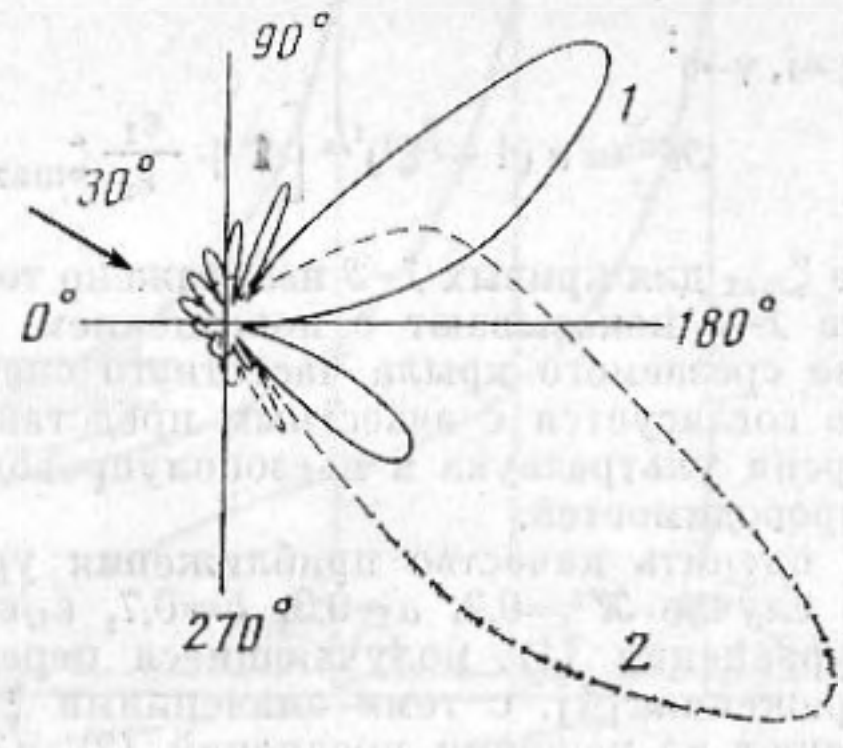

***Квятковский С. О.***


Объединение предложенного в [1] приближенного подхода к задаче дифракции волн на рассеивателе в волноводе с методом $T$-матриц [2] позволяет получить эффективный алгоритм для расчета дифракции в волноводе [3]. Рассмотрим волновод Пекериса (жидкий слой, лежащий на жидком полупространстве). Плоскость $z=0$ совпадает с верхней, акустически мягкой границей, плоскость $z=-H$ совпадает с границей слой – полупространство. В точке $z_0$ на оси $z$ цилиндрической системы координат $(r, z, \varphi)$ лежит центр сферической системы координат $(R, \alpha, \xi)$, связанной с рассеивателем, а направление $\alpha=0$ перпендикулярно оси $z$ и совпадает с направлением $\varphi=0$. Точечный излучатель расположен в точке $(r_1, z_1, \varphi_1)$, приемник – в зоне Фраунгофера рассеивателя, в точке $(r_2, z_2, \varphi_2)$. Используя результаты [1–3], записав поле в волноводе Пекериса в виде суммы $L$ распространяющихся мод [4, с. 110], после преобразований получим рассеянное поле в виде

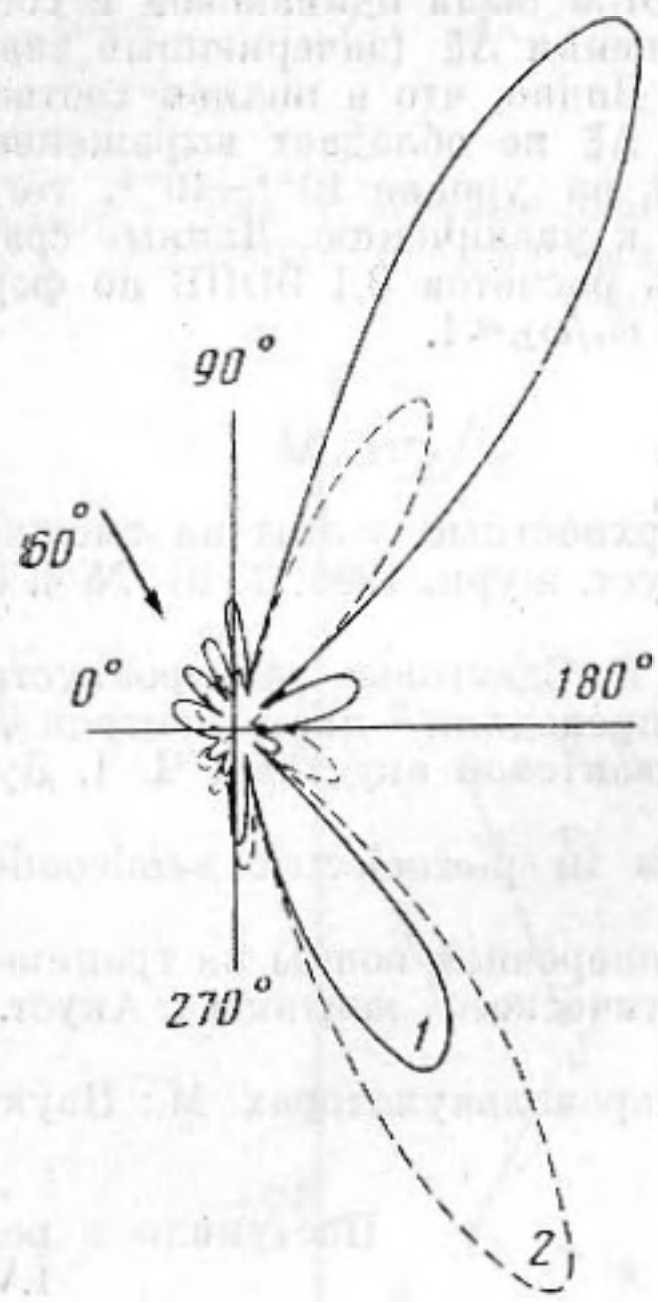
$$p(r_1, z_1, \varphi_1; r_2, z_2, \varphi_2; z_0)=\sum_{l=1}^{L}A_l(r_2, z_2)\sum_{m=0}^{\infty}\sum_{n=m}^{\infty}\sum_{\sigma=0}^{1}B_{nm}q_{lm\sigma}(z_0, \varphi_2)P_n^m(\cos\alpha_{l2})\times$$




Фиг. 1




Фиг. 2




Фиг. 3

Фиг. 1. Форма характеристик рассеяния в волноводе для акустически жесткого сфероида с соотношением осей $A/B=10$, волновой размер $kA=20{,}1$, $\varphi_1=60°$: $1-\chi=15/16$, $2-\chi=3/4$

Фиг. 2. Форма характеристик рассеяния в волноводе для акустически жесткого конечного цилиндра замкнутого на концах полусферами, волновой размер цилиндрической части $kH=18$, ее диаметр $kD=2$, $\varphi_1=30°$: $1-\chi=15/16$, $2-\chi=3/4$

Фиг. 3. То же, что на фиг. 2, $\varphi_1=60°$

$$\times\sum_{m'=0}^{\infty}\sum_{n'=m'}^{\infty}\sum_{\sigma'=0}^{1}T_{n'm'\sigma'mn\sigma}B_{n'm'}\sum_{l'=1}^{L}A_{l'}(r_1,z_1)P_{n'}^{m'}(\cos\alpha_{l'1})\,q_{l'm'\sigma'}(z_0,\varphi_1),\qquad(1)$$

где

$$B_{nm}=(-i)^m\sqrt{(2-\delta_{0m})(2m+1)(n-m)!/(n+m)!},$$

$$q_{lm\sigma}(z_0,\varphi_j)=\delta_{0\sigma}\sin(\gamma_l z_0)\cos(m\zeta_{lj})-i\delta_{1\sigma}\cos(\gamma_l z_0)\sin(m\zeta_{lj}),$$

$$\cos\alpha_{lj}=\cos\theta_l\cos\varphi_j,\ \sin\zeta_{lj}=\cos\theta_l/\sin\alpha_{lj},\ \sin\theta_l=\gamma_l/k,$$

$$A_l(r,z)=\frac{1}{H}\sqrt{\frac{i}{2\pi}}\,\frac{\sin\gamma_l z}{1-\left(\frac{\nu}{\mu x_l}\right)\frac{1}{x_l}\sin^2 x_l\,\mathrm{tg}\,x_l}\cdot\frac{e^{i\xi_l r}}{\sqrt{\xi_l r}},$$

$$\gamma_l=x_l/H,\ \xi_l=(k^2-\gamma_l^2)^{1/2},\ \nu=kH(1-\chi^2),\ \chi=c/c_1,\ \mu=\rho/\rho_1,$$

$x_l$ – корни уравнения $\mu x\,\mathrm{ctg}\,x+(\nu^2-x^2)^{1/2}=0$ такие, что $x^2\leqslant\nu^2$, $L$ – число этих корней, $P_n^m(\cos\alpha)$ – присоединенный полином Лежандра, $T_{n'm'\sigma'nm\sigma}$ – элемент матрицы рассеяния $T$, $\delta_{jm}$ – символ Кронекера, $c$, $c_1$ – скорости звука, $\rho$, $\rho_1$ – плотности среды для слоя и полупространства соответственно, $k$ – волновое число. Суммирование по

$n$ и $m$ в (1) практически ведется в конечных пределах, определяемых размером усечения бесконечной матрицы $T$ [5].

На фиг. 1–3 представлены зависимости от угла $\varphi_2$ рассеянного поля для акустически жестких сфероида и конечного цилиндра, расположенных в точке $z_0$, ось вращения которых лежит горизонтально и совпадает с направлением $\varphi=\alpha=0$. Будем называть эти кривые характеристиками рассеяния в волноводе, хотя у них нет полной аналогии с характеристиками рассеяния для безграничной среды. Основное различие состоит в том, что характеристика рассеяния в волноводе вообще говоря зависит как от параметров волновода (глубины, скорости звука в дне и т. д.), так и координат излучателя $r_1$, $z_1$, приемника $r_2$, $z_2$ или рассеивателя $z_0$, причем вследствие интерференции отдельных мод эта характеристика будет изменять свою форму и в дальней зоне рассеивателя при изменении $r_2$, $z_2$.

Рассмотрим условия, определяющие сходство или различие формы характеристик рассеяния в волноводе и безграничной среде. Углы $\theta_l$ бриллюэновских лучей распространяющихся мод волновода лежат в пределах сектора, ограниченного углами $\pm\theta_{кр}$, $\theta_{кр}=\pi/2-\arcsin\chi$ [4]. Если угол $\theta_{кр}$ мал настолько, что парциальные характеристики рассеяния (рассеяние из моды в моду, которые можно получить из (1), оставив вместо сумм по $l$ и $l'$ отдельные члены, соответствующие рассматриваемым модам) по своей форме отличаются мало, то и форма характеристики рассеяния в волноводе будет мало отличаться от аналогичной для безграничной среды и не будет зависеть от координат $r_2$, $z_2$ приемника, расположенного в дальней зоне рассеивателя.

Для приведенных на фиг. 1–3 рассеивателей при $\theta_{кр}=20°$ ($\chi=15/16$) отличие характеристик рассеяния в волноводе и безграничной среде [5] мало, с ростом $\theta_{кр}$ это отличие увеличивается и при $\theta_{кр}=40°$ ($\chi=3/4$) существенно. Заметим, что определяющим является именно угол $\theta_{кр}$, а не число распространяющихся мод $L$. Сама многолучевость (многомодовость) распространения, характерная для дифракции в волноводе, не приводит к усреднению характеристик рассеяния, т. е. даже для таких сложных по форме рассеивателей, как сфероид и конечный цилиндр остается определенное различие в характеристиках рассеяния в волноводе, имеющее место и в безграничной среде. При этом изменение характерных дифракционных максимумов – теневого и зеркального лепестков – происходит при дифракции в волноводе схожим образом. Наиболее существенные, качественные изменения происходят при углах падения волн $0°\leqslant\varphi_1<45°$. При углах падения $45°\leqslant\varphi_1\leqslant90°$ изменения сказываются в основном на амплитудах теневого и зеркального лепестков.

## ЛИТЕРАТУРА


1. *Кравцов Ю. А., Кузькин В. М., Петников В. Г.* Дифракция волн на регулярных рассеивателях в многомодовых волноводах // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 3. С. 339.
2. *Waterman P. C.* New formulation of acoustic scattering // J. Acoust. Soc. Amer. 1969. V. 45. N 6. P. 1417.
3. *Квятковский С. О.* Применение метода Т-матриц к задаче о дифракции волн на рассеивателях в многомодовых волноводах // Волны и дифракция-85. IX Всесоюз. симп. по дифракции и распространению волн. Тбилиси.: Изд-во Тбилисск. гос. ун-та. 1985. Т. 2. С. 240.
4. *Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П.* Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1982. С. 264.
5. *Квятковский С. О.* Возможности упрощения вычислительного процесса в методе Т-матриц на основе анализа поверхностных интегралов // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 1. С. 122.



Ленинградский
кораблестроительный институт



Поступило в редакцию
8.X.1986



УДК 534.87


# ВЛИЯНИЕ БЕРЕГОВОГО КЛИНА НА ЧАСТОТНО-ВРЕМЕННУЮ СТРУКТУРУ ШИРОКОПОЛОСНОГО СИГНАЛА


***Козин А. Б.***


Хорошо известно, что в акустических волноводах скорость распространения нормальных волн зависит от частоты. При этом характер дисперсии определяется типом волновода. Например, для мелкого моря, которое часто моделируют в виде изоскоростного слоя с отражающими границами, характерно более быстрое распространение высоких частот и с понижением частоты групповая скорость моды уменьшается. В глубоководных районах с ярко выраженным подводным звуковым каналом характер дисперсии обратный. Здесь быстрее всего распространяются самые низкие частоты.

В последнее время живой интерес вызывает вопрос о распространении звука в клиновидной области берегового шельфа в плане выяснения ее влияния на сигнал,