

Лапласу, прошедшего через слой сигнала  $V_{\text{пр}}(p)$ , получаем

$$V_{\text{пр}}(p) = \frac{V(p)4z_1z_2 \exp(-p\tau)}{(z_1+z_3)(z_1+z_2)} \sum_{n=0}^{\infty} q^n \exp(-2p\tau n). \quad (6)$$

Из выражения (6) видно, что временные структуры импульсов, прошедшего через слой и отраженного от слоя, идентичны и характеризуются одной и той же постоянной слоя.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Тартаковский Б. Д.* Звуковые переходные слои. М.: Изд-во АН СССР, 1950, т. 75, в. 1, с. 29.
2. *Бреховский Л. М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 340 с.
3. *Меркулов Л. Г., Веревкин В. М.* Прохождение и отражение ультразвукового импульса для плоскопараллельной пластины в жидкости.— Дефектоскопия, 1965, № 5, с. 13–21.
4. *Деч Г.* Руководство к практическому применению преобразования Лапласа и Z-преобразованию. М.: Наука, ГРФМЛ, 1971. 286 с.

Кишиневский политехнический институт им. С. Лазо

Поступило в редакцию  
27.V.1983

УДК 534.511

### О СРЕДНЕЙ СКОРОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ ФАЗЫ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ВДОЛЬ ПЛОСКОГО ВОЛНОВОДА

*Грачев Г. А., Кузнецов Г. Н.*

Формирование диаграммы направленности для пространственной фильтрации сигналов типа плоских волн является одним из наиболее простых способов обработки сигналов антенных решеток [1]. Практическое использование этого способа зависит от возможностей аппроксимации реальных сигналов плоской волной. В безграничном пространстве для такой аппроксимации, как известно, достаточно выполнить условие дальней зоны. В акустических волноводах необходимым условием для аппроксимации сигналов плоской волной является когерентное сложение нормальных волн [2]. В обоих случаях точность оценки пеленга существенно зависит от значения волнового числа эквивалентной плоской волны. Из выполненного в [2] численного анализа градиентов фазы в глубоком море с заданным вертикальным профилем скорости звука  $c(z)$  следует, что средняя скорость изменения фазы акустического поля вдоль волновода в зонах когерентного сложения нормальных волн приблизительно равна волновому числу:

$$\bar{k} = \frac{\sum_l P_l^2 k_l}{\sum_l P_l^2}, \quad (1)$$

где  $k_l$ ,  $P_l$  — горизонтальная проекция волнового вектора и амплитуда  $l$ -й нормальной волны.

Ниже показано, что  $\bar{k}$  соответствует среднему значению  $\partial\varphi/\partial r$ , получаемому методом взвешенных наименьших квадратов с весовой функцией, имеющей одинаковый вид для волноводов с произвольным профилем  $c(z)$ .

Представим звуковой потенциал акустического поля в плоском волноводе на большом расстоянии от точечного монохроматического источника в виде суммы нормальных волн

$$\psi = r^{-1/2} \sum_l P_l \exp[i(k_l r - \omega t - \pi/4)], \quad (2)$$

где  $\omega$  — круговая частота,  $t$  — время,  $i = \sqrt{-1}$ ,  $r$  — горизонтальное расстояние от источника до точки приема, суммирование в (2) ведется по всем нормальным волнам, распространяющимся в волноводе на частоте  $\omega$ .

Квадрат модуля звукового потенциала и фазу поля, зависящую от  $r$ , запишем в виде [2]  $|\psi|^2 = r^{-1} A^2$ ,

$$\varphi(r) = \text{arctg} \left( \frac{\sum_l P_l \sin k_l r}{\sum_l P_l \cos k_l r} \right), \quad (3)$$

где

$$A^2 = \sum_l P_l^2 + 2 \sum_l \sum_{m>l} P_l P_m \cos \Delta k_{lm} r, \quad (4)$$



$$\Delta k_{lm} = k_l - k_m.$$

Дифференцируя (3) по  $r$ , получаем

$$\partial\varphi/\partial r = A^{-2} \left[ \sum_l P_l^2 k_l + \sum_l \sum_{m>l} P_l P_m (k_l + k_m) \cos \Delta k_{lm} r \right]. \quad (5)$$

Используя метод взвешенных наименьших квадратов, среднее значение  $\partial\varphi/\partial r$  можно вычислить по формуле

$$\bar{k} = \int_R g(r) \partial\varphi/\partial r dr / \int_R g(r) dr, \quad (6)$$

где  $R$  — область изменений  $r$ , по которой производится усреднение  $\partial\varphi/\partial r$ ,  $g(r)$  — весовая функция, характеризующая степень приближения  $\bar{k}$  к  $\partial\varphi/\partial r$  на заданных участках изменения  $r$ .

Учитывая, что при  $A^2 \rightarrow 0$   $\partial\varphi/\partial r$  ведет себя как дельта-функция, возьмем в качестве весовой функции  $g(r)$  функцию  $A^2$ . Подставляя (4), (5) в (6) и интегрируя по области  $R \gg 2\pi/|\Delta k_{lm}|$ , получаем соотношение (1). Таким образом, использованная в [2] формула для  $\bar{k}$  описывает среднее значение  $\partial\varphi/\partial r$ , вычисленное методом наименьших квадратов с весовой функцией  $g(r) = A^2$ . Так как наибольшие значения  $A^2$  соответствуют интерференционным максимумам акустического поля, то рассчитываемое по формуле (1) среднее значение  $\partial\varphi/\partial r$  наилучшим образом приближается к  $\partial\varphi/\partial r$  в зонах когерентного сложения нормальных волн, что и было замечено в работе [2].

Рассмотрим разность

$$\eta = \partial\varphi/\partial r - \bar{k}. \quad (7)$$

Подставляя (4), (5) в (7), получаем

$$\eta = \left[ \sum_l \sum_{m>l} P_l P_m (k_l + k_m - 2\bar{k}) \cos \Delta k_{lm} r \right] / A^2 \quad \text{при } A^2 \neq 0. \quad (8)$$

Из (1), (8) следует, что при двухмодовом распространении сигналов и  $|P_1| = |P_2| \bar{k}$  всюду равно  $\partial\varphi/\partial r$ , за исключением особых точек, в которых  $A^2$  обращается в нуль. Полученный результат совпадает с известным в радиотехнике явлением биений двух гармонических колебаний с равными амплитудами и близкими частотами, что позволяет провести аналогию между средней скоростью изменения фазы акустического поля в волноводе и средней частотой суммы гармонических колебаний.

В заключение рассмотрим один из возможных методов экспериментального изменения  $\bar{k}$ . Пусть два гидрофона находятся на одинаковой глубине  $z_{01} = z_{02} = z_0$ . Предположим, что точечный монохроматический источник движется прямолинейным галсом на большом расстоянии и под постоянным углом к линии, соединяющей гидрофоны, причем  $|v| \ll u_l$  (где  $v$  — скорость источника на галсе,  $u_l$  — групповая скорость  $l$ -й нормальной волны). Выберем расстояние между гидрофонами таким образом, чтобы выполнялось условие  $k_l \Delta r \ll 1$  (где  $\Delta r = r_1 - r_2$ ,  $r_1, r_2$  — расстояния от источника до первого и второго гидрофонов). Допустим, что оба гидрофона имеют одинаковые электрические характеристики. Тогда реальную и мнимую части комплексного произведения сигналов на выходе первого ( $u_1$ ) и второго ( $u_2$ ) гидрофонов можно записать в виде [3]

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}(u_1 u_2^*) &= \alpha (r_1 r_2)^{-1/2} \sum_l \sum_m P_l P_m \cos(k_l' \Delta r + \Delta k_{lm}' r_2), \\ \operatorname{Im}(u_1 u_2^*) &= \alpha (r_1 r_2)^{-1/2} \sum_l \sum_m P_l P_m \sin(k_l' \Delta r + \Delta k_{lm}' r_2), \end{aligned}$$

где  $k_l' = k_l(1 - v/u_l)$ ,  $\Delta k_{lm}' = k_l' - k_m'$ , \* обозначает комплексное сопряжение,  $\alpha$  — константа, зависящая от мощности источника и электрических характеристик гидрофонов. Умножим реальную и мнимую части произведения  $u_1 u_2^*$  на  $r_1$  и просуммируем полученные результаты в течение времени  $T = R/|v|$  (где  $R \gg 2\pi/|\Delta k_{lm}|$ ). Так как  $r_1 \approx r_2$ ,  $k_l' \approx k_l$  и  $k_l \Delta r \ll 1$ , то после усреднения, получаем

$$\bar{C} = T^{-1} \int_T r_1(t) \operatorname{Re}(u_1 u_2^*) dt = \alpha \sum_l P_l^2 \{1 + 0[(k_l \Delta r)^2]\}, \quad (9)$$

$$\bar{S} = T^{-1} \int_T r_1(t) \operatorname{Im}(u_1 u_2^*) dt = \alpha \sum_l P_l^2 k_l' \Delta r \{1 + 0[(k_l \Delta r)^2]\}. \quad (10)$$

Используя (9), (10), находим

$$\bar{k} = \bar{S}/(\Delta r \bar{C}) \left\{ 1 + 0 \left[ \frac{v}{u_l} + (k_l \Delta r)^2 \right] \right\}. \quad (11)$$



Из (11) следует, что, выбрав соответствующим образом схему маневрирования источника, можно измерить  $\bar{k}$  с любой наперед заданной точностью. Поскольку  $k_l \approx k$  и  $u_l \approx c$ , то данный способ не требует детального изучения акустических параметров волновода и позволяет без существенных затрат затабулировать  $\bar{k}$  в заданном диапазоне частот.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Применение цифровой обработки сигналов/Под ред. Оппенгейма Э. М.: Мир, 1980.
2. Shaffer J. D., Fitzgerald R. M., Guthrie A. N. Coherence of low-frequency acoustic signals in the deep ocean.— J. Acoust. Soc. Amer., 1974, v. 56, № 4, p. 1122–1125.
3. Hawker K. E. A normal mode theory of acoustic Doppler effects in the oceanic waveguide.— J. Acoust. Soc. Amer., 1979, v. 65, № 3, p. 675–681.

Ростовский государственный университет им. М. А. Сулова

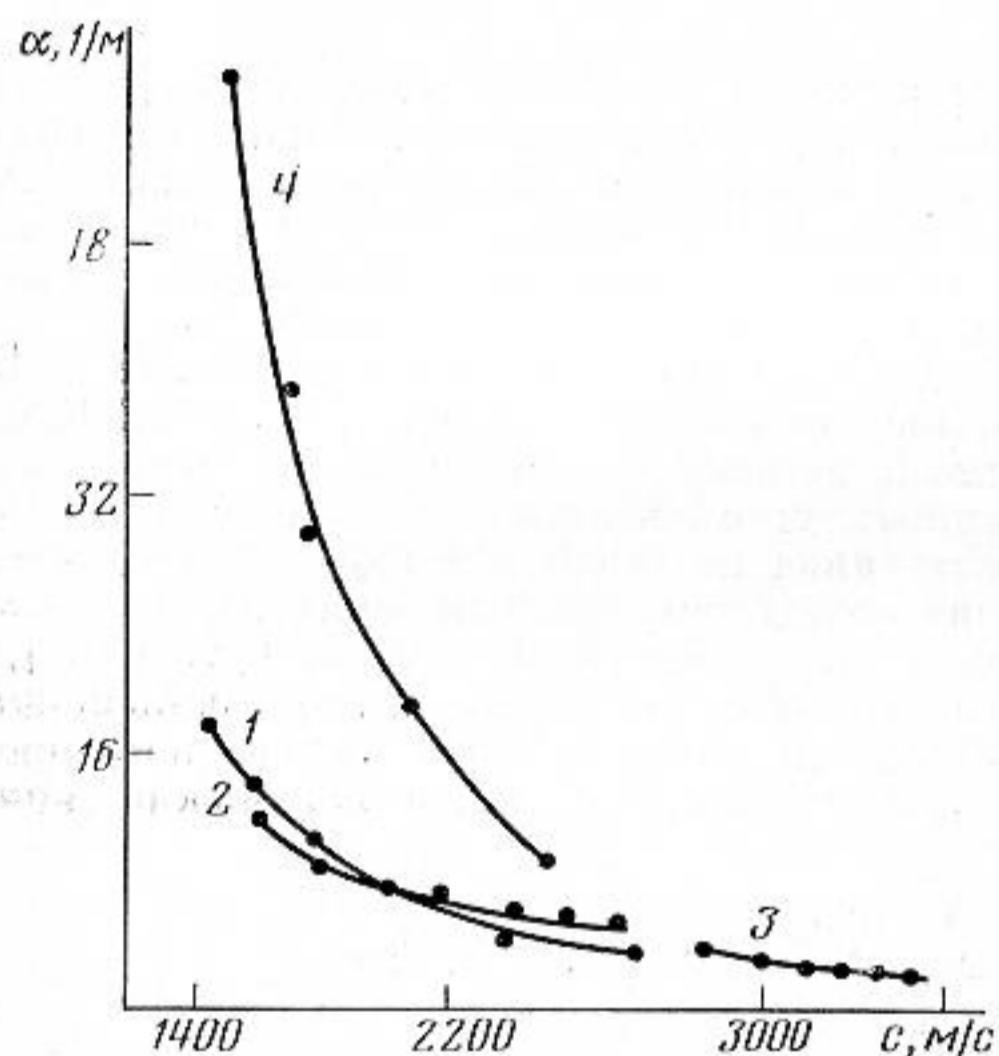
Поступило в редакцию 6.VI.1983

УДК 534.2+539.2

## ОБ ОДНОЙ ЗАВИСИМОСТИ МЕЖДУ СКОРОСТЬЮ И КОЭФФИЦИЕНТОМ ПОГЛОЩЕНИЯ ЗВУКА ДЛЯ КРИСТАЛЛИЗУЮЩИХСЯ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ПОЛИМЕРОВ

Забашта Ю. Ф., Носов М. П., Рысюк Б. Д., Юнусов Б. Х.

В акустике твердых тел часто оправдывается эмпирическое правило: изменения структуры, приводящие к увеличению скорости звука, сопровождаются уменьшением коэффициента поглощения. Проведенные нами акустические измерения ориентированных кристаллизующихся полимеров (нитей) показывают (см. фигуру), что



Зависимость коэффициента поглощения  $\alpha$  от скорости звука  $c$  для полимерных нитей

изученные объекты не являются исключением из этого правила. Методика эксперимента описана в [1]. Измерения проводились при температуре 293 К на частоте 92 кГц. Исследованные материалы отличались химическим составом, физической структурой и формой образца. По своему химическому составу изученные объекты разделялись на два типа: капрон и вискоза. Физическая структура изменялась за счет ориентационного вытягивания. Различные формы образца были представлены тремя видами: гладкими, текстурированными и комбинированными нитями. Текстурированные нити, как известно, в отличие от гладких имеют извитую форму. Комбинированные нити получались сложением вискозных и капроновых нитей и последующим пропусканием такой нити через специальное устройство, в котором элементарные нити перепутывались. При этом варьировалась избыточная длина вискозной нити по отношению к капроновой (так называемый нагон).

Экспериментальные точки, относящиеся к тому или иному виду нити, располагаются на фигуре вблизи соответствующих расчетных кривых, построенных по приведенной ниже формуле 4, изображенных линиями (1 — гладкие капроновые нити, 2 — текстурированные капроновые нити, 3 — вискозные нити, 4 — комбинированные нити).

Гладкие капроновые нити отличались друг от друга кратностью вытяжки, которая принимала значения 1,2; 1,6; 2,4; 3,2; 4,4; 4,8. Текстурированные — были получены из гладких нитей, обладавших указанными кратностями вытяжки. Вискозные — характеризовались процентом вытяжки (0,12, 18, 24, 32, 40), а комбинированные нити — процентом нагона (100, 150, 200, 230, 250).

Экспериментальные точки, относящиеся к той или иной кривой, располагаются на фигуре вдоль этой кривой слева направо в порядке возрастания кратности (процента) вытяжки (кривые 1–3) или в порядке уменьшения процента нагона (кривая 4).

Определим вид функциональной зависимости коэффициента поглощения  $\alpha$  от скорости  $c$ . Известна формула  $\alpha = J\rho c\omega/2$ , где  $\rho$  — плотность,  $J$  — мнимая часть комплексной податливости,  $\omega$  — циклическая частота.