

Анализ полученных зависимостей дает возможность установить наиболее перспективные с точки зрения управляемости варианты сочетания векторов N и M и типы волн, а также особенности, возникающие при распространении ОАВ в условиях приложения E . Так, из фиг. 1 можно сделать вывод, что коэффициент управления достигает максимальной величины для квазипродольной (QL) и квазисдвиговой (QSF) волн в направлениях, близких к $[110]$ и $[210]$ соответственно ($M \parallel [001]$). Для этого случая особенно существенной становится анизотропия нелинейных свойств материала: равноправные с точки зрения «линейного» распространения ОАВ направления $[210]$ и $[120]$ дают существенно различные, особенно для QSF -волны, значения коэффициента управления. Этот факт подтвержден экспериментально [2].

Рассчитанные зависимости были использованы для оценки эффективности управляемых устройств на основе кристаллов со структурой силленита. Для удобства сравнения параметры устройства-прототипа: частота волны f и величина E — выбраны равными, приведенным в работе [1], где описано управляемое полем устройство на ПАВ ($l=0,01$ м, $f=4 \cdot 10^7$ Гц, $E=8 \cdot 10^6$ В·м⁻¹), созданное на основе ниобата лития.

Сравнение приводимых величин с параметрами упомянутого выше устройства-аналога ($\Delta\varphi=16^\circ$) позволяет сделать вывод о том, что использование кристаллов со структурой силленита в управляемых полем фазовращателях может дать лучшие результаты. Отметим также, что эффект изменения сдвига фаз под действием E возрастает пропорционально частоте волны, благодаря чему на более высоких частотах управляющее поле будет значительно ниже.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеев А. Н., Злоказов М. В. Управляемые устройства обработки сигналов на ПАВ.— Зарубеж. электрон. техника, 1980, № 10, с. 3–63.
2. Сорокин Б. П., Кокорин Ю. И., Четвергов Н. А., Александров К. С. Влияние постоянного электрического поля на акустические свойства ацентричных кубических кристаллов.— Препринт № 230 Ф. Красноярск: ИФ СО АН СССР, 1983.

Институт физики им. Л. В. Киренского
Сибирского отделения
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
4.VI.1985

УДК 534.221

МНОГОКАНАЛЬНЫЕ КОГЕРЕНТНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ОБРАТНОМ РАССЕЙНИИ ЗВУКА В ЗАМКНУТЫХ ОБЪЕМАХ

Бутковский О. Я., Кравцов Ю. А., Рябыкин В. В.

Когерентные эффекты обратного рассеяния существенны не только при двукратном прохождении волной случайных неоднородностей среды [1], но и при рассеянии волн телами, расположенными вблизи границ раздела [2, 3] или помещенными в волновод [4, 5]. Многократные когерентные эффекты могут наблюдаться и в замкнутых объемах, где переотражения от стенок и углов создают поле, рассеянное назад к источнику. Сущность этих эффектов состоит в том, что каждому каналу двукратного (и более) рассеяния отвечает обратный ему (в смысле последовательности актов отражения и дифракции) когерентный канал. В силу теоремы взаимности поля, отвечающие таким каналам, одинаковы. Цель данной работы состоит в том, чтобы описать особенности проявления когерентных эффектов в замкнутых объемах и обсудить возможности их экспериментального наблюдения.

Представим обратно рассеянное поле u в виде суммы однократно (s) рассеянных волн $\sum_i u_i^s$ и суммы многократно (m) рассеянных полей $2 \sum_j u_j^m$:

$$u = \sum_i u_i^s + 2 \sum_j u_j^m, \quad (1)$$

где второе слагаемое учитывает когерентное сложение полей парных каналов рассеяния.

Интенсивность обратно рассеянного поля, усредненная по некоторой области расположения источника (усреднение проводится с целью исключения интерференционных эффектов между любыми двумя слагаемыми в (1)), равна

$$I_1 = |u|^2 = \sum_i I_i^s + 4 \sum_j I_j^m. \quad (2)$$

Эта формула справедлива непосредственно вблизи источника, в области диаметром порядка длины волны λ .

В соседних же точках, отстоящих от источника на расстояниях больших, чем $\lambda/2$, поля прямого и обратного каналов теряют свою синфазность, при этом соответствующая интенсивность равна

$$I_2 = \sum_i I_i^s + 2 \sum_j I_j^m. \quad (3)$$

Различие между (2) и (3) отвечает так называемому эффекту усиления обратного рассеяния. Его можно наблюдать экспериментально, используя короткие импульсы, претерпевшие многократные рассеяния, и сравнивая интенсивности рассеянных полей непосредственно возле источника (совмещенный прием) и на некотором расстоянии от него (разнесенный прием).

Описанные когерентные эффекты можно использовать для оценки качества заглушенных камер и бассейнов путем измерения удельного веса многократного рассеяния. Запишем (2) и (3) в упрощенной форме $I_1 = I^s + 4I^m$, $I_2 = I^s + 2I^m$ и выразим интенсивности однократного (I^s) и многократного (I^m) рассеяний через экспериментально наблюдаемые величины I_1 и I_2 : $2I^m = I_1 - I_2$, $I^s = 2I_2 - I_1$. Отношение интенсивности I_1 при совмещенном приеме к интенсивности I_2 при разнесенном приеме представляет собой коэффициент усиления обратного рассеяния: $K = I_1/I_2$. Отношение интенсивности многократно рассеянного поля $2I^m$ к интенсивности однократно рассеянного поля I^s выражается через K следующим образом: $M = 2I^m/I^s = (K-1)/(2-K)$. При $K \approx 1$ преобладает однократное рассеяние ($M \ll 1$), а при $K \rightarrow 2$ — многократное рассеяние ($M \gg 1$).

Обсуждаемые здесь многоканальные когерентные эффекты могут проявляться при субъективной оценке акустических характеристик помещения «на слух», так как восприятие непосредственно в точке излучения может отличаться от восприятия в иных точках помещения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кравцов Ю. А., Саичев А. И. Эффекты двукратного прохождения волн в случайно-однородных средах. — Успехи физ. наук, 1982, т. 137, № 3, с. 502–527.
2. Ахунов Х. Г., Кравцов Ю. А. Когерентные эффекты при обратном рассеянии звука телами, расположенными вблизи взволнованной поверхности. — Акуст. журн., 1982, т. 28, № 4, с. 438–440.
3. Ахунов Х. Г., Кравцов Ю. А. Об эффективном сечении рассеяния точечных предметов, расположенных вблизи случайной границы раздела. — Кратк. сообщ. по физике, 1983, № 8, с. 8–11.
4. Ахунов Х. Г., Кравцов Ю. А., Условия когерентного сложения волн при обратном рассеянии звука в каналах при многолучевом распространении. — Акуст. журн., 1984, т. 30, № 2, с. 145–148.
5. Ахунов Х. Г., Кравцов Ю. А., Кузькин В. М. Эффект усиления обратного рассеяния волн на теле, расположенном в регулярном многомодовом волноводе. — Изв. вузов. Радиофизика, 1984, т. 27, № 3, с. 319–323.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
29.VII.1985

УДК 534.26

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКОВЫХ ВОЛН ВБЛИЗИ ОСИ РЕФРАКЦИОННОГО ВОЛНОВОДА

Вешев Н. А.

В настоящей работе методом двухмасштабных разложений строится часть акустического поля точечного источника, находящегося вблизи оси слабонерегулярного рефракционного волновода. Эта часть поля отвечает лучам, близким к оси волновода (другая часть поля, соответствующая удаленным лучам, может быть вычислена обычным лучевым методом). Полученные в работе формулы применимы при

$$\varepsilon^2(\sqrt{mp} + m^2) \ll 1, \quad (1)$$

где ε — параметр нерегулярности ($\varepsilon \ll 1$), p — безразмерная частота ($p \gg 1$), m — номер квазинормальной моды. Следует отметить, что для обычных адиабатических формул оценка применимости имеет вид $\varepsilon p \ll 1$ [1]. Однако довольно часто на практике это условие не выполняется. Переход от декартовых координат к лучевым координатам, задаваемым осью волновода (осевой поверхностью), позволяет воспользоваться методом двухмасштабных разложений в более широкой области исходных параметров задачи.

Пусть x, y, z — безразмерные декартовы координаты. Будем предполагать, что для показателя преломления $n(x, y, z)$ выполняются соотношения $|\partial^{i+j+k} n / \partial x^i \partial y^j \partial z^k| \sim 1$, где i, j, k — произвольные неотрицательные целые числа. Считаем,