

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 РАССЕЯНИИ 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,