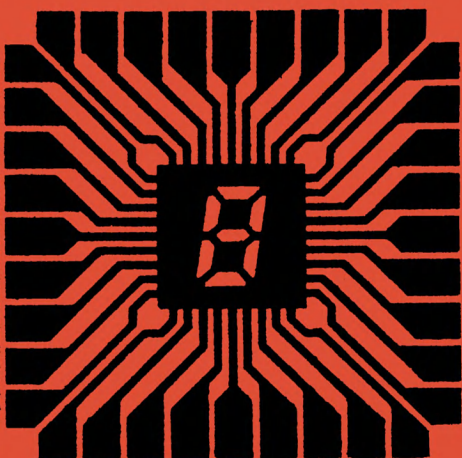




Массовая  
библиотека  
инженера

Электроника



В.С. Бондаренко  
В.П. Зоренко  
В.В. Чкалова

Акусто-  
оптические  
модуляторы  
света

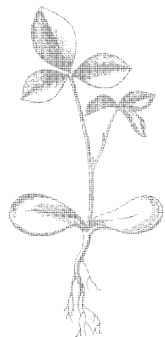
Издательство «Радио и связь»

**В.С. Бондаренко  
В.П. Зоренко  
В.В. Чкалова**

# **Акусто- оптические модуляторы света**



Москва  
«Радио и связь» 1988



Scan AAW

ББК 32.86

Б 81

УДК [535.241.13:534]:621.39

Редакционная коллегия

*С. С. Булгаков* (отв. редактор), *М. А. Бедревский*, *Ю. И. Борзаков*, *Г. Г. Горбунова*, *Л. Г. Дубицкий*, *В. И. Иванов*, *И. В. Лебедев*, *В. М. Ломакин*, *Ю. Р. Носов*, *Ю. Н. Рысев*, *В. Н. Сретенский* (зам. отв. редактора), *В. П. Терехов*, *В. Н. Уласюк*, *В. А. Шахнов*

Рецензенты: А. Ю. Гринев и И. Н. Компанец

Редакция литературы по электронной технике

**Бондаренко В. С. и др.**

Б 81 Акустооптические модуляторы света/В. С. Бондаренко, В. П. Зоренко, В. В. Чкалова. — М.: Радио и связь, 1988. — 136 с.: ил. — (Массовая б-ка инженера «Электроника»).

**ISBN 5-256-00043-8.**

Рассмотрены принципы построения, конструкция, технология изготовления и особенности работы акустооптических модуляторов света, применяемых при обработке радиосигналов. Представлены подробные описания конструктивных особенностей построения и технологии изготовления модуляторов света с высокой плотностью каналов. Приведены функциональные схемы оптических систем с многоканальными модуляторами света, предназначенные для корреляционного и спектрального анализа информации, а также оптимальной фильтрации радиосигналов.

Для инженерно-технических работников, занимающихся вопросами проектирования и изготовления радиоаппаратуры и ее компонентов для систем оптической обработки информации.

Б  $\frac{2403000000-132}{046(01)-88}$  43-88

**ББК 32.86**

ISBN 5-256-00043-8

© Издательство «Радио и связь», 1988

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Оптические процессоры привлекают внимание возможностью параллельной обработки информации в реальном масштабе времени, высоким быстродействием, малыми габаритными размерами и массой, незначительной потребляемой мощностью и низкой стоимостью.

Оптические системы в большинстве случаев представляют собой специализированные процессоры для выполнения одно- и двумерного преобразований Фурье и вычисления корреляционных функций. Такие системы высокоэффективны и обладают большим быстродействием, но они выполняют только те операции, для которых предназначены. В последние годы появились оптические системы, выполняющие умножение матрицы на вектор, матрицы на матрицу и другие операции линейной алгебры, к которым может быть сведена большая часть задач по обработке сигналов [1]. На базе таких систем могут быть построены гибкие оптические процессоры, способные решать широкий класс радиотехнических задач.

Важным элементом любой оптической обрабатывающей системы является устройство, осуществляющее преобразование электрических сигналов в оптический аналог. Наиболее перспективными устройствами ввода информации в оптические системы являются акустооптические модуляторы света, принцип работы которых основан на упругооптическом эффекте. Интерес к акустооптическим модуляторам объясняется тем, что они позволяют обрабатывать сигналы со значительной полосой пропускания (более 1 ГГц), «запоминают» информацию, просты в изготовлении, имеют низкую стоимость и малую потребляемую мощность. Кроме того, на базе акустооптических модуляторов достаточно просто реализуются пространственно-многоканальные системы.

Результаты обширных исследований акустооптических обрабатывающих систем опубликованы в различных периодических изданиях и сборниках. В книге сделана попытка систематизации вопросов, связанных с анализом конструктивно-технологических особенностей и возможностей применения как одноканальных, так и многоканальных акустооптических модуляторов.

# 1. ВВОД ИНФОРМАЦИИ В СИСТЕМЫ ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

## 1.1. СТРУКТУРА СИСТЕМ ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

В последнее десятилетие наблюдается заметный прогресс в области разработки оптических обрабатывающих систем, позволяющих в реальном масштабе времени выполнять большой объем операций. Созданы архитектуры комбинированных оптических и цифровых процессоров, которые при высокой скорости обработки данных (до миллиарда операций умножения/сложения в секунду) обеспечивают высокую точность измерения параметров выходных сигналов [1, 2]. Одним из перспективных направлений применения оптических методов является обработка радиолокационных сигналов. Быстродействие радиолокационных станций (РЛС) с системой оптической обработки информации ( $10^{12} \dots 10^{14}$  бит/с) значительно превышает быстродействие РЛС с традиционной электронной обрабатывающей системой ( $10^6 \dots 10^8$  бит/с) [3, 4].

Структурная схема системы оптической обработки сигналов приведена на рис. 1.1. Для выполнения заданного алгоритма обработки на аналоговое оптическое вычислительное устройство поступают оптические сигналы, в которых закодирована информация, выдаваемая источником информации. Преобразование электрических сигналов в оптические выполняется источником света и преобразователем входных сигналов в оптический аналог. После выполнения заданного алгоритма обработки аналоговое оптическое вычислительное устройство формирует на выходе системы распределения амплитуд и фаз света, в которых содержатся результаты обработки сигналов, поступающих от источника информации. Преобразователь выходных сигналов измеряет параметры

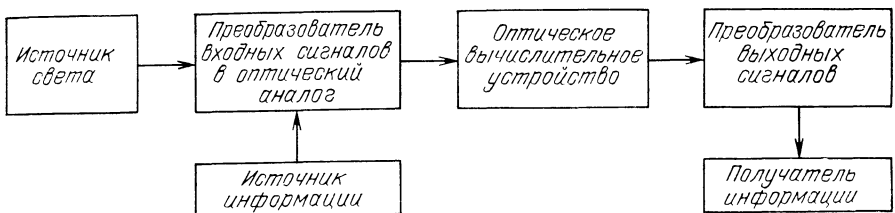


Рис. 1.1. Структурная схема системы оптической обработки сигналов

световых сигналов, поступающих на его выход, и выдает получателю информации конечный результат обработки в необходимом виде (как правило, в виде электрических сигналов).

Преобразователь входных сигналов является устройством ввода информации в оптическую обрабатывающую систему, поэтому требования к нему во многом зависят от тех требований, которые предъявляются к системе обработки информации. При разработке оптической системы, предназначенной для обработки сигналов, поступающих на антенную решетку, требования к устройству ввода будут определяться характеристиками РЛС: дальностью обнаружения, разрешающей способностью системы по направлению, полосой пропускания, динамическим диапазоном (ДД) обрабатываемых сигналов, быстродействием [5]. Таким образом, устройство ввода должно быть многоканальным (50—100 каналов), иметь высокую чувствительность, широкую полосу пропускания (десятки мегагерц), идентичные характеристики отдельных каналов, низкий уровень собственных шумов, большой ДД обрабатываемых сигналов (не менее 40 дБ).

В качестве устройств ввода применяются различные типы пространственно-временных модуляторов света, принцип работы которых основан на взаимодействии света с динамическими неоднородностями, реализуемыми различными физическими эффектами в твердых и жидких веществах. Для модуляции света используются электро- и магнитооптические эффекты, явления фотоупругости и фоторефракции, рассеяния света и переориентации доменов в жидких кристаллах, эффект Франца — Келдыша. На основе явления фотоупругости созданы акустооптические модуляторы света (АОМ), которые находят широкое применение в оптических системах, осуществляющих одно- и многоканальный спектральный анализ [6—9], в дефлекторах лазерного излучения различного назначения [10], акустооптических фильтрах [6], акустооптических устройствах по обработке сигналов антенных решеток [11—13], корреляторах радиолокационных сигналов [14—16]. При обработке сигналов, поступающих с антенных решеток в оптическую систему одновременно с формированием диаграмм направленности всех целей, находящихся в заданном секторе пространства, осуществляется спектральный анализ поступающей информации благодаря многоканальности АОМ и наличию памяти.

## 1.2. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАБОТЫ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ АКУСТООПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ СВЕТА

В основе работы акустооптических устройств лежит взаимодействие звуковых и световых волн, в результате которого происходит модуляция или отклонение светового потока. Распространяющаяся ультразвуковая волна сопровождается механическими напряжениями среды. Вследствие эффекта фотоупругости, который присущ всем твердым и жидким телам, механические

напряжения вызывают деформацию атомов и молекул среды, что приводит к изменению диэлектрической проницаемости и, следовательно, к изменению показателя преломления.

Показатель преломления кристалла можно представить с помощью индикатрисы, коэффициенты уравнения которой являются компонентами тензора диэлектрической непроницаемости,

$$B_{ij}x_ix_j=1 \text{ или } (1/n^2)x_ix_j=1,$$

где  $1/n^2$  — параметр эллипсоида оптических показателей преломления  $n$ ;  $x_i, x_j$  — главные оси тензора;  $i, j=1, 2, 3$ .

Изменение показателя преломления, вызванное действием электрического поля  $E_k$  или механического напряжения  $\sigma_{kl}$ , приводит к изменению формы и ориентации индикатрисы. Искажения индикатрисы описываются изменениями коэффициентов  $\Delta B_{ij}$ :

$$\Delta B_{ij} = r^S_{ijk}E_k + \pi_{ijkl}\sigma_{kl} \equiv \Delta B^S_{ij} + \Delta B^E_{ij}, \quad (1.1)$$

где  $r^S_{ijk}$  и  $\pi_{ijkl}$  — электро- и пьезооптический коэффициенты соответственно.

Первый член (1.1) обусловлен изменением показателя преломления за счет электрооптического эффекта, второй — пьезооптического. Обычно пьезооптический эффект описывается через симметричную часть тензора деформации  $S^c_{kl}$ :

$$\Delta B_{ij} = r^S_{ijk}E_k + p^E_{ijkl}S^c_{kl}.$$

Коэффициенты  $p^E_{ijkl}$  называются упругооптическими и являются компонентами тензоров четвертого ранга. В том случае, когда действие электрического поля отсутствует ( $E_k=0$ ), имеет место изменение коэффициента  $\Delta B_{ij}$  только за счет упругооптического эффекта, т. е.

$$\Delta B_{ij} = p^E_{ijkl}S^c_{kl}. \quad (1.2)$$

Для анизотропных сред, обладающих сильным двойным лучепреломлением, необходимо учитывать как симметричную часть тензора деформации  $S^c_{kl}$ , так и антисимметричную часть  $S^a_{kl}$ , соответствующую чистому вращению. Уравнение (1.2) приобретает следующий вид:

$$\Delta B_{ij} = p^E_{ijkl}S^c_{kl} + p'^{E}_{ijkl}S^a_{kl},$$

где  $p'^{E}_{ijkl}$  — компонент, антисимметричный по индексам  $k$  и  $l$ .

Однако в большинстве акустооптических устройств используются кристаллы, не обладающие двойным лучепреломлением, поэтому для объяснения эффекта акустооптического взаимодействия можно использовать (1.2). Из этого уравнения определим приращение показателя преломления, вызываемое действием упругих деформаций, сопровождающих упругую волну, распространяющуюся в звукопроводе:

$$\begin{aligned} \Delta(1/n^2) &= p^E_{ijkl}S_{kl}; \\ \Delta n &= -n^3 p^E_{ijkl}S_{kl}/2. \end{aligned} \quad (1.3)$$

В результате распространения акустической волны в звукопроводе образуются периодические слои с отличающимися показателями преломления, движущиеся со скоростью звука  $v_{зв}$ . Период слоистой структуры равен длине ультразвуковой волны  $\Lambda_{зв}$ . Эта периодическая структура играет роль дифракционной решетки для световой волны.

Если плотность энергии упругой деформации

$$q = CS^2/2 = \rho_{зв} v_{зв}^2 S^2/2,$$

где  $C$  — модуль упругости;  $S$  — амплитуда деформаций;  $\rho_{зв}$  — плотность материала звукопровода, то акустическая мощность, излучаемая пьезопреобразователем в звукопровод,

$$P_{ак} = q v_{зв} l b = l b v_{зв}^3 \rho_{зв} S^2/2, \quad (1.4)$$

где  $b, l$  — ширина и длина звукового столба, излучаемого пьезопреобразователем.

Определяя из (1.4) амплитуду деформаций и подставляя ее значение в (1.3), находим приращение показателя преломления, вызываемое ультразвуковой волной:

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n^3 \rho \sqrt{\frac{2 P_{ак}}{l b \rho_{зв} v_{зв}^3}}, \quad (1.5)$$

где  $\rho$  — упругооптическая постоянная. Изменение показателя преломления приводит к изменению оптической длины пути в кристалле и, таким образом, к изменению фазы световой волны на величину

$$\Psi = (d\Psi/dl) l = (2\pi/\lambda_{св}) l \Delta n, \quad (1.6)$$

где  $\lambda_{св}$  — длина световой волны в звукопроводе ( $\Psi$  — индекс фазовой модуляции).

Подставляя (1.5) в (1.6), получаем

$$\Psi = \frac{\pi}{\lambda_{св}} \sqrt{2 \frac{l}{b} \frac{n^6 \rho^2}{\rho_{зв} v_{зв}^3} P_{ак}}. \quad (1.7)$$

Если длина звуковой волны  $\Lambda_{зв}$  велика, направление падающего света параллельно фронтам акустической волны и его путь через звукопровод мал ( $l < \Lambda_{зв}^2/\lambda_{св}$ ), то падающий свет разделяется на много пучков различного порядка  $m$  ( $m=0, \pm 1, \pm 2 \dots$ ), углы между которыми определяются соотношением  $\sin \theta_m = m \lambda_{св}/\Lambda_{зв}$ . Этот вид дифракции получил название дифракции Рамана — Ната (рис. 1.2).

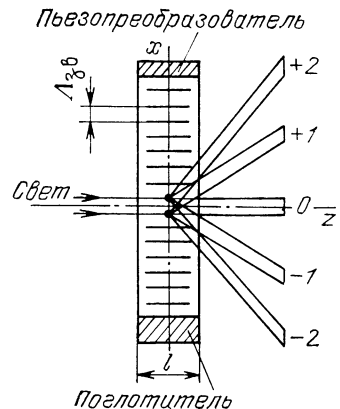


Рис. 1.2. Дифракция Рамана — Ната



В случае бегущей волны интенсивность света в 1-м дифракционном порядке  $I_1 = I_0 J_1^2(\Psi)$ , где  $I_0$  — интенсивность падающего света,  $J_1$  — функция Бесселя 1-го порядка. С учетом (1.6)

$$I_1 = I_0 J_1^2 \left( \frac{2\pi l}{\lambda_{св}} \Delta n \right).$$

При малых индексах фазовой модуляции

$$I_1 = I_0 \Psi = I_0 \frac{2\pi l}{\lambda_{св}} \Delta n. \quad (1.8)$$

Используя (1.7), запишем (1.8) в виде

$$I_1 = I_0 \frac{\pi}{\lambda_{св}} \sqrt{2 \frac{l}{b} \frac{n^6 p^2}{\rho_{зв} v_{зв}^3} P_{ак}} \quad \text{или} \quad I_1 = I_0 \frac{\pi}{\lambda_{св}} \sqrt{M_2 \frac{l}{b} P_{ак}}.$$

Таким образом, интенсивность света в дифракционных максимумах зависит от акустооптического качества  $M_2$ , акустооптической мощности, излучаемой в звукопровод пьезопреобразователем, и геометрических размеров акустического столба в звукопроводе.

Акустическая мощность, выражаемая через амплитуду смещения частиц звукопровода в волне  $U_i$ , определяется формулой [17]

$$P_{ак} = Z_{зв} \Omega^2 U_i^2 b l / 2, \quad (1.9)$$

где  $Z_{зв}$  — акустооптическое сопротивление материала звукопровода;  $\Omega$  — циклическая частота ультразвукового сигнала.

Амплитуда смещения частиц звукопровода без учета потерь в материале, соединяющем пьезопреобразователь со звукопроводом, имеет вид [18]

$$U_i \approx (4d_{ij}/\pi^2) U Q_m, \quad (1.10)$$

где  $d_{ij}$  — пьезомодуль материала пьезопреобразователя;  $U$  — управляющее электрическое напряжение;  $Q_m$  — механическая добротность пьезоэлектрического излучателя. Подставляя (1.10) в (1.9), получаем

$$P_{ак} = 6,4 b l Z_{зв} f_p^2 d_{ij}^2 Q_m^2 U^2,$$

где  $f_p$  — резонансная частота пьезопреобразователя.

Таким образом, акустическая мощность, излучаемая пьезопреобразователем в звукопровод, определяется размерами пьезопреобразователя, его пьезоэлектрическими свойствами, механической добротностью и акустическим сопротивлением материала звукопровода.

Для выявления особенностей конструирования и работы акустооптических устройств с требуемыми параметрами следует остановиться более подробно на различных режимах дифракции света на ультразвуке.

**Дифракция света на ультразвуке по Бриллюэну.** Пусть в прозрачной среде с показателем преломления  $n_0$  на плоскую ультразвуковую волну падает плоская световая волна вида

$$E_0 = A \exp [j(\nu t - kr)], \quad (1.11)$$

где  $A$  — амплитуда падающей световой волны;  $\nu$ ,  $k$  — циклическая частота и волновой вектор световой волны соответственно,  $|k| = k = (2\pi/\lambda_{св})n_0 = k_0 n_0$ ,  $r$  — радиус-вектор, указывающий направление распространения волны.

Ультразвуковая волна вызывает локальные изменения показателя преломления среды. Если ультразвуковой сигнал меняется по гармоническому закону, то закон изменения показателя преломления может быть представлен следующим образом:

$$n = n_0 + \Delta = n_0 + \Delta n \cos(\Omega t - \mathbf{K}r + \varphi_0), \quad (1.12)$$

где  $\Delta n$  — наибольшее отклонение показателя преломления от первоначального значения  $n_0$ ;  $\mathbf{K}$  — волновой вектор ультразвуковой волны,  $|\mathbf{K}| = K = 2\pi/\Lambda_{зв}$ ;  $\varphi_0$  — начальная фаза ультразвукового сигнала.

Дифференциальное уравнение, описывающее распространение световой волны в прозрачной, немагнитной, непроводящей среде, свободной от зарядов и токов, может быть получено из уравнений Максвелла и записано в виде

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 (n \mathbf{E})}{\partial t^2} = \text{grad}(\text{div} \mathbf{E}), \quad (1.13)$$

где  $c_0$  — скорость света в вакууме.

Уравнение (1.13) упрощается, если учесть малость отклонения показателя преломления ( $\Delta n/n \ll 1$ ) и углов падения первичной световой волны, а также квазистационарный характер задачи. Тогда

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{n^2}{c_0^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (1.14)$$

Подставляя в (1.14)  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1$  и (1.12), получаем

$$\nabla^2 \mathbf{E}_1 - \frac{n_0^2}{c_0^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_1}{\partial t^2} = \frac{2 \Delta n n_0}{c_0^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_0}{\partial t^2}. \quad (1.15)$$

Здесь  $\mathbf{E}_1$  — дифрагированная световая волна.

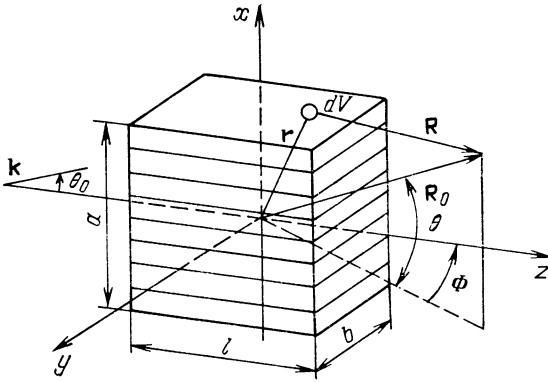
Используя (1.11), представляем решение уравнения (1.15) в следующем виде:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1 = (\mathbf{E}_1)_{+1} + (\mathbf{E}_1)_{-1} = \frac{\Delta n k^2}{4\pi n_0} \exp[j(\nu \pm \Omega)t + \varphi_0] \times \\ \times \int_V \frac{dV}{R} \exp[-j\mathbf{kR} + (\mathbf{k} + \mathbf{K})r], \end{aligned} \quad (1.16)$$

где  $(\mathbf{E}_1)_{\pm 1}$  — распределение амплитуд света в  $\pm 1$ -х порядках;  $R$  — расстояние от элемента объема  $dV$  до точки наблюдения;  $R$  — радиус-вектор (рис. 1.3).

Ультразвуковая волна распространяется вдоль оси  $x$ , световая волна, падающая на ультразвуковой столб, лежит в плоскости  $xz$  [ $\sin(\theta_0/n_0)$ ,  $0$ ,  $\cos(\theta_0/n_0)$ ], а направление на точку наблюдения задается вектором [ $\sin(\theta/n_0)$ ,  $\cos(\theta/n_0)\sin(\Phi/n_0)$ ,

Рис. 1.3. Дифракция света на ультразвуковой волне



$\cos(\theta/n_0)\cos(\Phi/n_0)$ ]. Здесь  $\theta_0$  — угол между направлением волнового вектора  $k$  и осью  $z$ ;  $\theta$  — угол между плоскостью  $yz$  и направлением на точку наблюдения;  $\Phi$  — угол между проекцией радиус-вектора  $R$  на плоскость  $yz$  и осью  $z$ .

Для нахождения распределения дифрагированного света в дальней зоне (дифракция Фраунгофера) в (1.16) проведем замену  $R \rightarrow R_0$  в знаменателе и  $R \rightarrow R_0 - (R_0/R_0, r)$  в показателе экспоненты, так как  $R \gg a, b, l$  и  $\theta_0, \theta, \Phi \ll 1$ . Тогда

$$(E_1)_{\pm 1} = \frac{\Delta n k^2}{4 \pi n_0 R_0} \exp \{ j [ (v \pm \Omega) t \pm \varphi_0 - k R_0 ] \} \int_{-a/2}^{a/2} dx \int_{-b/2}^{b/2} dy \int_{-l/2}^{l/2} dz \exp \left[ j \left( k \frac{R_0}{R_0} - k \pm K \right) r \right], \quad (1.17)$$

где  $a, b, l$  — размеры ультразвукового столба.

Подставляя в (1.17) значения для векторов  $K/K, k/k$  и  $R_0/R_0$ , получаем распределение амплитуд света в  $\pm 1$ -х порядках

$$(E_1)_{\pm 1} = \frac{\Delta n k^2 A}{4 \pi n_0 R_0} a b l \exp [ j (v \pm \Omega) t \pm \varphi_0 - k R_0 ] \frac{\sin \left[ \frac{\pi a n_0}{\lambda_{св}} \left( \sin \frac{\theta}{n_0} - \sin \frac{\theta_0}{n_0} \pm \frac{\lambda_{св}}{\Lambda_{св}} \right) \right]}{\frac{\pi a n_0}{\lambda_{св}} \left( \sin \frac{\theta}{n_0} - \sin \frac{\theta_0}{n_0} \pm \frac{\lambda_{св}}{\Lambda_{св}} \right)} \rightarrow$$

$$\rightarrow \frac{\pm \frac{\lambda_{св}}{\Lambda_{св}}}{\frac{\pi l n_0}{\lambda_{св}} \left( \cos \frac{\theta}{n_0} \cos \frac{\Phi}{n_0} - \cos \frac{\theta_0}{n_0} \right)} \frac{\sin \left[ \frac{\pi l n_0}{\lambda_{св}} \left( \cos \frac{\theta}{n_0} \cos \frac{\Phi}{n_0} - \cos \frac{\theta_0}{n_0} \right) \right]}{\frac{\pi l n_0}{\lambda_{св}} \left( \cos \frac{\theta}{n_0} \cos \frac{\Phi}{n_0} - \cos \frac{\theta_0}{n_0} \right)} \rightarrow$$

$$\rightarrow \frac{\sin \left( \frac{\pi b n_0}{\lambda_{св}} \cos \frac{\theta}{n_0} \sin \frac{\Phi}{n_0} \right)}{\frac{\pi b n_0}{\lambda_{св}} \cos \frac{\theta}{n_0} \sin \frac{\Phi}{n_0}}. \quad (1.18)$$

Для более компактной записи (1.18) введем обозначение  $\text{sinc}(\pi x)/(\pi x) = \text{sinc}(x)$ . (1.19)

Тогда (1.18) с учетом (1.19) и малости углов  $\theta_0$ ,  $\theta$ ,  $\Phi$  может быть представлено в виде

$$(E_1)_{\pm 1} = \frac{\Delta n k^2 A}{4 \pi n_0 R} a b l \exp [j (\nu \pm \Omega) t \pm \varphi_0 - k R_0] \text{sinc} \left[ a \left( \frac{\theta - \theta_0}{\lambda_{\text{св}}} \pm \frac{1}{\Lambda_{\text{зв}}} \right) \right] \times \\ \times \text{sinc} \left[ \frac{l}{2 \lambda_{\text{св}} n_0} (\theta^2 + \Phi^2 - \theta_0^2) \right] \text{sinc} \left( \frac{b \Phi}{\lambda_{\text{св}}} \right). \quad (1.20)$$

Выражение (1.20) достаточно полно описывает явление дифракции света на ультразвуковых волнах при наличии только спектров  $\pm 1$ -х порядков. Если длина ультразвуковой волны  $\Lambda_{\text{зв}}$  велика, то дифракционная картина аналогична той, которая получается от обычной дифракционной решетки с шагом  $\Lambda_{\text{зв}}$ . Однако с уменьшением  $\Lambda_{\text{зв}}$  и отклонением первичной световой волны от нормального падения в спектрах  $\pm 1$ -х порядков появляется асимметрия и все больше начинает проявляться избирательный характер отражения света.

Рассмотрим распределение света в  $\pm 1$ -х порядках. Максимумы  $\pm 1$ -х порядков соответствуют  $\theta = \theta_0 \pm \lambda_{\text{св}}/\Lambda_{\text{зв}}$  и  $\Phi = 0$ . Амплитуда света в максимумах определяется следующим сомножителем в выражении (1.20):

$$(E_1)_{\pm 1} \sim \text{sinc} \left[ \frac{l}{2 n_0 \Lambda_{\text{зв}}} \left( \frac{\lambda_{\text{св}}}{\Lambda_{\text{зв}}} \pm 2 \theta_0 \right) \right]. \quad (1.21)$$

Как видно из (1.21), с увеличением отношения  $l/\Lambda_{\text{зв}}$  возрастает различие максимумов  $\pm 1$ -х порядков. При  $\theta_0 = -\lambda_{\text{св}}/\Lambda_{\text{зв}}$  амплитуда  $+1$ -го порядка максимальная, а амплитуда  $-1$ -го порядка определяется выражением  $\text{sinc}[\lambda_{\text{св}} l / (n_0 \Lambda_{\text{зв}}^2)]$ , и при  $Q = \lambda_{\text{св}} l / (n_0 \Lambda_{\text{зв}}^2) = 1$  она будет равна нулю ( $Q$  — параметр, характеризующий режим дифракции). Таким образом, выполнение соотношений  $\theta_0 = -\lambda_{\text{св}}/\Lambda_{\text{зв}}$  и  $Q \geq 1$  является условием наблюдения одного дифракционного максимума (режим Брэгга), в то время как при  $\theta_0 = 0$  и  $Q \ll 1$  дифракционные максимумы  $\pm 1$ -х порядков имеют одинаковую амплитуду и расположены симметрично относительно 0-го порядка.

Проведенный анализ позволяет получить выражения только для  $\pm 1$ -х порядков дифракционных максимумов. Для определения интенсивности света составляющих спектра высших порядков возможен аналогичный способ расчета, основанный на применении метода возмущений, учитывающего высшие члены разложения поля  $E$  по степеням  $\Delta n/n_0$ . Однако такой способ достаточно сложен, поэтому некоторые авторы решали поставленную задачу, используя ряд предварительных упрощений. Наиболее простые решения были получены Раманом и Натом.

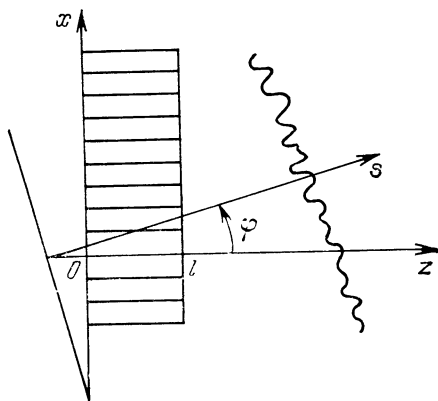


Рис. 1.4. Ход лучей в упрощенной теории Рамана — Ната

**Дифракция света на ультразвуковой волне по Раману — Натту.** Предположим, что световые лучи, проходя через ультразвуковой столб, сохраняют прямолинейность как при нормальном, так и при наклонном падении первичной световой волны. Это означает, что световая волна, проходя через ультразвуковой столб, не изменяет амплитуду, а приобретает дополнительный набег фазы, обусловленный изменением показателя преломления среды. Таким образом, поле в плоскости, перпендикулярной оси  $z$  ( $z=l$ ), модулировано только по фазе и

постоянно по амплитуде (рис. 1.4). Фазовая модуляция в отличие от амплитудной дает при разложении модулированного колебания в ряд Фурье большое число компонентов. Благодаря этому теория Рамана — Ната охватывает и те случаи, когда имеются интенсивные спектры многих порядков.

Ниже представлены некоторые результаты применения теории Рамана — Ната для случая наклонного падения светового луча на ультразвуковой столб. Поле в плоскости  $z=0$  может быть записано в виде  $(E_0)_{z=0} = \exp(jk \sin \varphi \cdot x)$ . Если учитывать путь оптического луча до плоскости  $z=l$ , то [30]

$$(E_0)_{z=l} = A \exp \left\{ -jk \sin \varphi (x - l \operatorname{tg} \varphi) - jk \int_0^{l/\cos \varphi} \frac{n(s)}{n_0} ds \right\}, \quad (1.22)$$

где  $s$  — длина луча, отсчитываемая от плоскости  $z=l$ ;  $\varphi$  — угол между направлением волнового вектора первично падающего света  $\mathbf{k}$  и осью  $z$ .

Используя (1.12), можно записать

$$n(s)/n_0 = 1 + (\Delta n/n_0) \cos [Kx - \Omega t - Ks \sin \varphi - \varphi_0]. \quad (1.23)$$

После подстановки (1.23) в (1.22) получим

$$(E_0)_{z=l} = A \exp \left\{ -jk [l \cos \varphi + x \sin \varphi + \Psi \cos (Kx - B)] \right\}, \quad (1.24)$$

где  $\Psi = \frac{2 \Delta n k}{n_0 K \sin \varphi} \sin \left( \frac{K l \operatorname{tg} \varphi}{2} \right)$ ;  $B = \frac{K l \operatorname{tg} (\varphi + \Omega t)}{2} + \varphi_0$ .

Для нахождения распределения амплитуд света в дальней зоне от плоскости  $z=l$  воспользуемся дифракционным интегралом

$$E = A \frac{b}{\lambda_{\text{св}}} \int_{-a/2}^{a/2} \exp(jkx \sin \theta_1) (E_0)_{z=l} dx,$$

где  $b$  — размер дифракционной решетки в направлении оси  $y$ ;  $\theta_1$  — угол между осью  $z$  и направлением на точку наблюдения.

Разложение функции  $\exp[-jp \cos q]$  в ряд по функциям Бесселя имеет вид

$$\exp(-jp \cos q) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} (-j)^m \exp(-jm q) J_m(p), \quad (1.25)$$

где  $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Тогда выражение (1.24) можно представить следующим образом:

$$E = \exp(jv t) A \frac{ab}{\lambda_{св}} \exp(-jkl \cos \varphi) \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-j)^m \times \\ \times \exp[jm(B + \varphi_0)] J_m(\Psi) \operatorname{sinc} \left[ \frac{a}{\lambda_{св}} \left( \sin \theta - \sin \varphi - \frac{m \lambda_{св}}{\Lambda_{зв}} \right) \right].$$

Для нормального падения первичного светового луча ( $\varphi=0$ )

$$E = A \frac{ab}{\lambda_{св}} \exp(-jkl) \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp\{j[(v \pm m \Omega) t + \\ + \varphi_0]\} J_m \left( \frac{2 \pi \Delta n l}{\lambda_{св}} \right) \operatorname{sinc} \left[ \frac{a}{\lambda_{св}} \left( \sin \theta - \frac{m \lambda_{св}}{\Lambda_{зв}} \right) \right]. \quad (1.26)$$

Как видно из (1.26), направления главных дифракционных максимумов определяются формулой для дифракционной решетки с шагом  $\Lambda_{зв}$ , амплитуда  $m$ -го спектра пропорциональна функции Бесселя  $m$ -го порядка и частота света, дифрагируемого в  $m$ -й порядок, смещена относительно частоты падающего света на  $m\Omega$ , что является следствием эффекта Доплера.

Теория Рамана — Ната дает симметричное распределение света по спектрам и правильно описывает зависимости интенсивностей спектров от  $\Lambda_{зв}$  и угла падения света  $\varphi$  только при достаточно длинных ультразвуковых волнах, т. е. она справедлива в том случае, если параметр, характеризующий режим дифракции,  $Q \ll 1$ .

Таким образом, если  $Q \gg 1$ , то для описания распределения света в дальней зоне может быть использовано соотношение (1.18), а если  $Q \ll 1$ , то (1.26). В остальных случаях расчет интенсивности дифрагированного света сводится, как правило, к численному решению дифференциально-разностных уравнений, которые впервые были получены Раманом и Натом.

Дифракция света на ультразвуке в промежуточном режиме [9, 19, 20]. На рис. 1.5, а—е, 1.6, а—е, 1.7, а—г представлены графики, объясняющие различные режимы дифракции света на ультразвуке. Как видно из рис. 1.5, при  $Q=0$  распределение света соответствует режиму Рамана — Ната, но по мере увеличения  $Q$  закон изменения 0-го и 1-го порядков все более отличается от закона изменения функций Бесселя  $J_0$  и  $J_1$ , отмечается также резкое уменьшение интенсивности света в 1-м порядке, и, наконец, при  $Q \geq 10$  и  $0 \leq \Psi \leq 3$  дифракции света практически нет при нормальном падении света. При малых значениях  $Q$  (см. рис. 1.6)

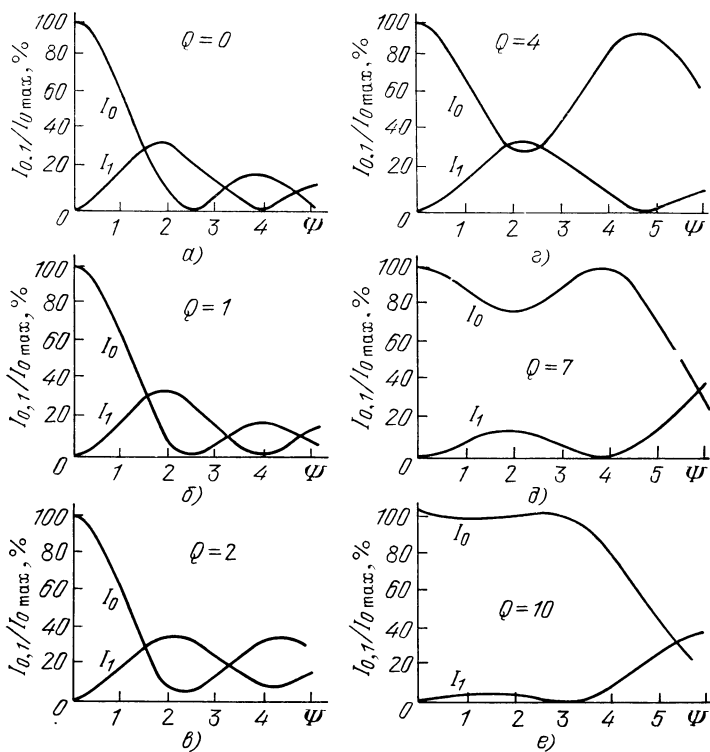


Рис. 1.5. Зависимости относительной интенсивности света в 0-м и 1-м дифракционных порядках от индекса фазовой модуляции  $\Psi$  при нормальном падении света ( $\beta=0$ ) для различных значений параметра  $Q$

распределение света симметричное в 1-м дифракционном порядке, причем интенсивность света практически не меняется при значительных изменениях параметра  $\beta = -n_0 \Lambda_{зв} \sin \theta / \lambda_{св}$ . Однако по мере увеличения  $Q$  нарушается симметрия распределения света в 1-м порядке, а также сужается диапазон значений  $\beta$ , при которых наблюдается эффективная дифракция света. На рис. 1.6,е уже явно виден избирательный характер отражения световых волн от ультразвукового сигнала, т. е. выполнение условий  $\beta=0,5$  и  $Q \geq 10$  практически соответствует режиму дифракции Брэгга.

При малых  $Q$  распределение интенсивностей света в 0-м и 1-м порядках (см. рис. 1.7) должно изменяться по закону, близкому к закону изменения функций Бесселя  $J_0$  и  $J_1$  соответственно (ср. с рис. 1.5,а). При падении света под углом Брэгга с возрастанием  $Q$  все больше должен проявляться избирательный характер отражения света на звуке, т. е. дифракция света должна приближаться к режиму Брэгга. Так, при  $Q \rightarrow \infty$  и  $\Psi \approx 3,2$  интенсивность дифрагированного света приближается к 100%, что соответствует «чистому» режиму Брэгга.

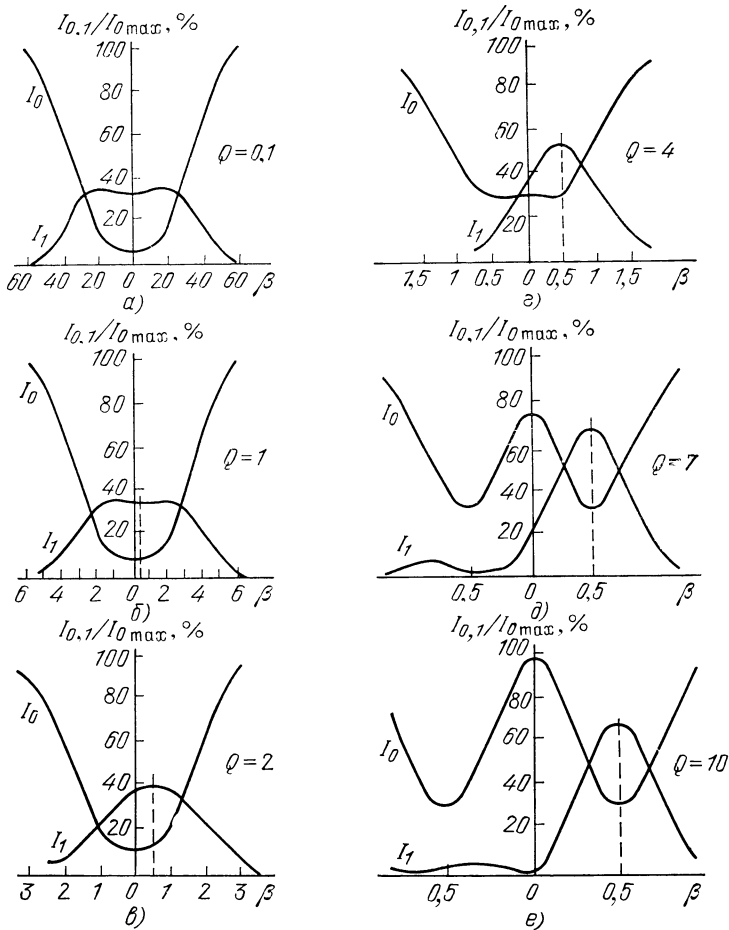


Рис. 1.6. Зависимости относительной интенсивности света в 0-м и 1-м дифракционных порядках от параметра  $\beta$  при индексе фазовой модуляции  $\Psi=2$  для различных значений параметра  $Q$

Поскольку одной из важных характеристик АОМ является полоса пропускания, произведем расчет полосы акустооптического взаимодействия модуляторов, работающих в режимах дифракции Рамана — Ната и Брэгга, который может быть выполнен на основе соотношения (1.20). Для анализа режима дифракции Рамана — Ната будем считать, что свет падает на ультразвуковой столб перпендикулярно, т. е.  $\theta_0=0$ . Тогда получим следующее выражение для распределения интенсивности света в  $\pm 1$ -х дифракционных порядках:

$$|E_{\pm 1}|_{\text{отн}}^2 = \frac{|(E_1)_{\pm 1}|^2}{|E_0|^2} = \frac{\pi l \Delta n}{\lambda_{\text{св}}} \operatorname{sinc} \left( \frac{\lambda_{\text{св}} l}{2n_0^2 v_{\text{зв}}^2} f^2 \right). \quad (1.27)$$



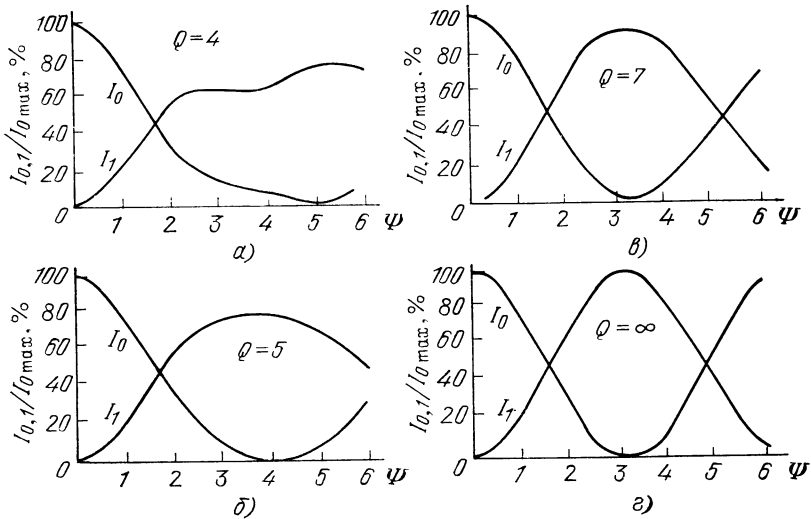


Рис. 1.7. Зависимости относительной интенсивности света в 0-м и 1-м дифракционных порядках от индекса фазовой модуляции при падении светового луча под углом Брэгга ( $\beta=0,5$ ) для различных значений параметра  $Q$

Аналогичные выражения для интенсивности света в  $\pm 1$ -х порядках при режиме дифракции Брэгга могут быть получены из (1.21), если вместо  $\theta_0$  подставить  $-\lambda_{св} f_B / (2v_{зв})$  для основного дифракционного порядка

$$|E_{+1}|_{\text{отн}}^2 = \left( \frac{\pi l \Delta n}{\lambda_{св}} \right)^2 \left\{ \text{sinc} \left[ \frac{\lambda_{св} l}{2 n_0 v_{зв}^2} f_B^2 \left( \frac{\Delta f}{f_B} + \left( \frac{\Delta f}{f_B} \right)^2 \right) \right] \right\}^2 \quad (1.28)$$

и неосновного дифракционного порядка

$$|E_{-1}|_{\text{отн}}^2 = \left( \frac{\pi l \Delta n}{\lambda_{св}} \right)^2 \left[ \text{sinc} \left\{ \left( \frac{\lambda_{св} l}{2 n_0 v_{зв}^2} \right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times f_B^2 \left[ 2 + 3 \frac{\Delta f}{f_B} + \left( \frac{\Delta f}{f_B} \right)^2 \right] \right\} \right]^2, \quad (1.29)$$

где  $\Delta f = f - f_B$ ;  $f_B$  — частота сигнала, подводимого к преобразователю, соответствующая выполнению условия дифракции Брэгга.

Как видно из (1.28) и (1.29), полоса акустооптического взаимодействия имеет различные значения для  $\pm 1$ -х порядков в режиме дифракции Брэгга. Для иллюстрации реализуемой полосы акустооптического взаимодействия в режимах дифракции Рамана—Ната и Брэгга на рис. 1.8 представлены зависимости, полученные для АОМ со звукопроводом из материала ТФ-5 при длине акустооптического взаимодействия  $l=10$  мм. Неосновной дифракционный максимум  $-1$ -го порядка имеет узкополосную характеристику, а полоса пропускания основного дифракционного макси-

мума (+1-й порядок) в режиме дифракции Брэгга значительно больше, чем в режиме дифракции Рамана — Ната. Таким образом, на основе дифракции света в режиме Брэгга могут быть созданы более широкополосные устройства ввода, чем на основе режима дифракции Рамана — Ната, при этом полоса пропускания АОМ, как будет показано ниже, определяется в основном полосой пропускания пьезоэлектрического преобразователя.

Используя выражение (1.20), рассчитаем частоты среза, соответствующие уровню 0,707 от максимальной интенсивности света. В режиме дифракции Рамана — Ната и Брэгга

$$f_{\text{ср Р-Н}} \approx 0,8 v_{\text{зв}} \sqrt{\frac{n_0}{\lambda_{\text{св}} l}} \quad (1.30)$$

$$f_{\text{ср Б}} \approx \pm \frac{f_{\text{Б}}}{2} + \sqrt{\left(\frac{f_{\text{Б}}}{2}\right)^2 + \frac{n_0 v_{\text{зв}}^2}{\lambda_{\text{св}} l}} \quad (1.31)$$

Из (1.31) следует, что с ростом  $f_{\text{Б}}$  относительная полоса пропускания АОМ уменьшается. Для сохранения относительной полосы пропускания при увеличении  $f_{\text{Б}}$  необходимо уменьшить длину акустооптического взаимодействия  $l$ . Приведенные на рис. 1.5—1.8 характеристики распределения интенсивности света позволяют сопоставить различные режимы дифракции света на ультразвуковых волнах, проанализировать их особенности и оценить возможности конструирования АОМ с заданными параметрами.

На основе анизотропной дифракции света созданы эффективные deflectоры лазерного излучения с большим числом разрешимых элементов, чем у deflectоров, работающих на основе дифракции в изотропных средах, узкополосные акустооптические фильтры и другие акустооптические устройства. Перспективным является использование анизотропной дифракции света для создания многоканальных АОМ в связи с высокой дифракционной эффективностью таких кристаллов, как  $\text{TeO}_2$ , КРС-5,  $\alpha\text{-NiO}_3$  и др.

**Дифракция света на ультразвуковых волнах в анизотропных средах [10, 21].** Аномальность дифракции света в анизотропной среде проявляется в том случае, когда плоскость поляризации дифрагированного светового луча перпендикулярна плоскости поляризации падающего луча, при этом показатели преломления для этих лучей различны.

Для выявления особенностей дифракции света в анизотропных средах рассмотрим дифракцию света на ультразвуке как процесс рассеяния световых фотонов на акустических фонах. Пусть  $k_i$  и  $k_d$  — волновые

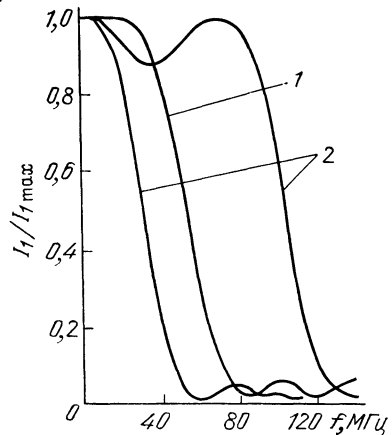


Рис. 1.8. Зависимости относительной интенсивности дифрагированного света от частоты акустических колебаний:

1 — дифракция Рамана — Ната; 2 — дифракция Брэгга

векторы падающего и дифрагированного света соответственно. Если дифракция света происходит в изотропной среде, то справедливо равенство  $|k_i| = |k_d| = 2\pi n/\lambda_0$  ( $\lambda_0$  — длина волны света в вакууме) при условии, что доплеровское смещение частоты  $\Omega$  мало по сравнению с оптической несущей частотой  $\nu$  ( $\Omega \ll \nu$ ). В анизотропной среде, когда поляризация дифрагированного света отличается от поляризации падающего света из-за наличия двойного лучепреломления,  $|k_i| \neq |k_d|$ .

Векторные диаграммы рассеяния фотонов света на акустических фонах приведены на рис. 1.9, а, б.

Индикатриса одноосного положительного кристалла ( $n^e_i > n^o_a$ , где  $n^e_i$  и  $n^o_a$  — соответственно показатели преломления необыкновенного и обыкновенного лучей), на который падает необыкновенно поляризованный световой луч  $|k^e_i| = 2\pi n^e_i/\lambda_0$ , а дифрагированный луч имеет обыкновенную поляризацию  $|k^o_d| = 2\pi n^o_a/\lambda_0$ , показана на рис. 1.9, б. В результате анизотропии появляется характерная асимметрия в направлениях падающего и дифрагированного света. Отметим, что при фиксированном угле падения луча дифракция света возможна при двух значениях частот, а также существует минимальная частота ультразвукового сигнала, при которой происходит коллинеарное взаимодействие света со звуком ( $\theta_d = \theta_i = 90^\circ$ ):

$$f_{\min} = |n^e_i - n^o_a| v_{зв} / \lambda_0 = v_{зв} \Delta n / \lambda_0.$$



Рис. 1.9. Векторные диаграммы, описывающие дифракцию Брэгга: а — в изотропной среде; б — в анизотропной среде

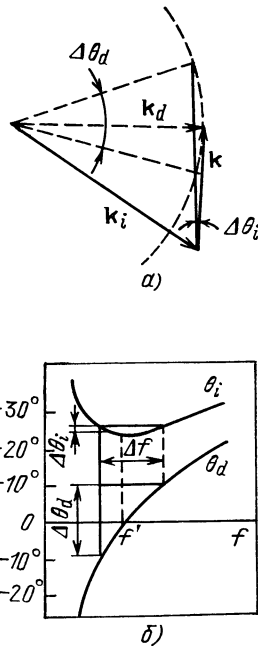


Рис. 1.10. Дифракция света в анизотропных средах:

а — векторная диаграмма; б — зависимости углов падения  $\theta_i$  и дифракции  $\theta_d$  от частоты

Для рассеяния света на плоской акустической волне как при нормальной, так и при аномальной дифракции справедливы следующие соотношения, вытекающие из законов сохранения энергии и импульса:

$$k_d = k_i + K; \quad v_i = v_d \pm f, \quad (1.32)$$

где  $v_i$ ,  $v_d$ ,  $f$  — линейные частоты падающего, дифрагированного света и ультразвукового сигнала соответственно.

С учетом векторных диаграмм и соотношения (1.32) выражения для угла падения и угла дифракции могут быть представлены таким образом:

$$\sin \theta_i = \frac{\lambda_0 f}{2n_i^e v_{зв}} + \frac{v_{зв} [(n_i^e)^2 - (n_d^o)^2]}{2n_i^e f \lambda_0}, \quad (1.33)$$

$$\sin \theta_d = \frac{\lambda_0 f}{2n_d^o v_{зв}} + \frac{v_{зв} [(n_i^e)^2 - (n_d^o)^2]}{2n_d^o f \lambda_0}. \quad (1.34)$$

Первые слагаемые в (1.33) и (1.34) соответствуют случаю нормальной дифракции Брэгга, вторые — аномальной. Они равны, если частота ультразвукового сигнала

$$f' = \frac{v_{зв}}{\lambda_0} \sqrt{|(n_i^e)^2 - (n_d^o)^2|} \approx \frac{v_{зв}}{\lambda_0} \sqrt{2n \cdot \Delta n}.$$

Из этого следует важная особенность дифракции света в анизотропных средах [22]: при значениях частоты  $f$ , близких к  $f'$ , требуется незначительное изменение углов падения света для выполнения условий аномальной дифракции, в то время как углы дифракции меняются в широких пределах (рис. 1.10, а, б).

Случай дифракции света в анизотропных средах вблизи частоты  $f'$  представляет интерес для разработки отклоняющих устройств света с большим числом элементов разрешения [10].

## 2. ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ АКУСТООПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ СВЕТА

### 2.1. ВОЛНЫ В ИЗОТРОПНЫХ И АНИЗОТРОПНЫХ ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

Законы распространения упругих волн в кристалле можно вывести из общих уравнений движения упруго деформированной среды [23—25]. Общее уравнение движения  $\rho \ddot{u}_i = \partial \sigma_{ij} / \partial x_j$  с использованием закона Гука в тензорной форме  $\sigma_{ij} = C_{ijkl} S_{lm}$  можно записать:

$$\rho \ddot{u}_i = C_{ijkl} \frac{\partial^2 u_m}{\partial x_j \partial x_l},$$

где  $S_{im} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_m} + \frac{\partial u_m}{\partial x_i} \right)$  — компонента тензора деформации,  $\rho$  — плотность материала,  $u_i, u_l, u_m$  — компоненты вектора смещения  $\mathbf{u}$ .

При распространении плоской упругой волны в кристалле уравнение движения принимает вид

$$\rho \Omega^2 u_i = C_{ijlm} K_j K_l u_m. \quad (2.1)$$

Вводя единичный тензор второго ранга  $\delta_{im}$  (символ Кронекера) и учитывая, что фазовая скорость звука  $v_{зв} = \Omega/K$ , а волновой вектор  $\mathbf{K} = K\mathbf{n}$ , где  $\mathbf{n} = n(n_1, n_2, n_3)$  — волновая нормаль, из уравнения движения (2.1) получаем уравнение Кристоффеля

$$(C_{ijlm} n_j n_l - \rho v_{зв}^2 \delta_{im}) u_m = 0. \quad (2.2)$$

Уравнения (2.1) и (2.2) показывают, что скорость распространения упругих волн в анизотропной среде определяется модулями упругости  $C_{ijlm}$  и зависит от направления распространения волн в кристалле, т. е. от направления волнового вектора  $\mathbf{K}$  или волновой нормали  $\mathbf{n}$ .

Уравнение (2.2) имеет отличное от нуля решение только в том случае, если определитель, составленный из коэффициентов при  $u_m$ , равен нулю, т. е.

$$|C_{ijlm} n_j n_l - \rho v_{зв}^2 \delta_{im}| = 0. \quad (2.3)$$

Обозначив  $\Gamma_{im} = C_{ijlm} n_j n_l$  (первый тензор Кристоффеля) и  $\rho v_{зв}^2 = c$ , запишем уравнение (2.3) в виде

$$\begin{vmatrix} \Gamma_{11} - c & \Gamma_{12} & \Gamma_{13} \\ \Gamma_{12} & \Gamma_{22} - c & \Gamma_{23} \\ \Gamma_{13} & \Gamma_{23} & \Gamma_{33} - c \end{vmatrix} = 0. \quad (2.4)$$

Уравнение (2.4) имеет в общем случае три различных решения  $c_0, c_1, c_2$ , определяющих скорости трех объемных волн с общей волновой нормалью  $\mathbf{n}$ . Соответствующие полученным решениям собственные векторы  $\mathbf{u}$  являются взаимно перпендикулярными и определяют направления смещения в волне.

Как следует из (2.2), задача о распространении плоской волны в упругом теле сводится к нахождению собственных значений и собственных векторов первого тензора Кристоффеля.

Для продольной волны вектор смещения  $\mathbf{u}$  должен удовлетворять условию

$$[\mathbf{u}, \mathbf{n}] = 0, \quad (2.5)$$

а для сдвиговой

$$\mathbf{u}\mathbf{n} = 0. \quad (2.6)$$

Однако в большинстве случаев для анизотропных кристаллов условия (2.5) и (2.6) не выполняются. В этом случае волна, вектор смещения  $\mathbf{u}_0$  которой составляет с вектором  $\mathbf{n}$  наименьший угол,

называется квазипродольной. Две другие волны называются квазисдвиговыми ( $\mathbf{u}_1$  и  $\mathbf{u}_2$ ). Для определения направления смещения в каждой из этих волн используется метод, предложенный Кристоффелем [23]. Направления в анизотропном кристалле, для которых выполняется условие (2.5) или (2.6), называются особыми.

В изотропном теле скорость звука не зависит от направления распространения, и все вышеприведенные уравнения упрощаются. Скорость звука определяется модулями упругости вещества. Для продольной волны она зависит не только от модуля сжатия (модуля Юнга)  $E_Y$ , но и от модуля сдвига  $G$ :  $v_L = \sqrt{(E_Y + 2G)/\rho}$ . Вектор смещения продольной волны совпадает по направлению с волновой нормалью. Два других вектора смещения сдвиговых волн лежат в плоскости, перпендикулярной  $\mathbf{n}$ , и скорости звука определяются модулем сдвига  $v_S = \sqrt{G/\rho}$ . Продольные и сдвиговые скорости связаны между собой:

$$(v_L/v_S)^2 = 2(1-\sigma)/(1-2\sigma),$$

где  $\sigma$  — коэффициент Пуассона.

В волновых процессах энергия распространяется не с фазовой скоростью, а с групповой, характеризующей перемещение пакета волн с близкими частотами. Групповая и фазовая скорости связаны соотношением

$$\mathbf{S}\mathbf{n} = v_{зв}, \quad (2.7)$$

где  $\mathbf{S} = \Lambda^u \mathbf{n} / v_{зв}$ ;  $\Lambda^u = (\Lambda^u)_{il} = C_{ijkl} u_j u_m / \rho = \Lambda_{ijkl} u_j u_m$  — второй тензор Кристоффеля [23].

Из уравнения (2.7) следует, что групповая скорость равна фазовой только в том случае, когда они совпадают по направлению. В общем случае каждому направлению волновой нормали  $\mathbf{n}$  соответствуют три волны с различными скоростями и взаимно перпендикулярными смещениями. Векторы групповых скоростей трех изонормальных волн (квазипродольной и квазиперечных) также будут различаться по величине и направлению:

$$\mathbf{S}_0 = \Lambda^{u_0} \mathbf{n} / v_0; \quad \mathbf{S}_1 = \Lambda^{u_1} \mathbf{n} / v_1; \quad \mathbf{S}_2 = \Lambda^{u_2} \mathbf{n} / v_2.$$

Направления векторов  $\mathbf{S}$  и  $\mathbf{K}$  в упругой среде совпадают только в том случае, когда  $\mathbf{K}$  является собственным вектором второго тензора Кристоффеля. В общем случае оба вектора имеют различные направления. Угол  $\gamma$  между ними, называемый углом отклонения потока энергии, определяется выражением

$$\cos \gamma = \rho v_{зв}^2 / \sqrt{\Gamma_{ij} \Lambda_{ik} n_j n_k}.$$

Так как угол  $\gamma$  может быть большим, необходимо учитывать отклонение вектора потока энергии в анизотропных материалах от направления распространения акустической волны при конструировании акустооптических модуляторов.

## 2.2. ВОЗБУЖДЕНИЕ ОБЪЕМНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН РЕЗОНАНСНЫМ ПЬЕЗОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕМ

В зависимости от конкретных условий работы пьезопреобразователей колебания пьезоэлементов описываются различными пьезоэлектрическими, упругими и диэлектрическими постоянными [26]. В случае адиабатических условий уравнения состояния, записанные в матричной форме, имеют следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} S_i &= S_{ij}^E \sigma_j + d_{mi} E_m, \\ D_m &= d_{mj} \sigma_j + \epsilon_{mn}^{\sigma} E_n, \\ \sigma_i &= C_{ij}^E S_j - e_{mi} E_m, \\ D_m &= e_{ni} S_i + \epsilon_{nm}^S E_m, \end{aligned} \right\} \begin{aligned} S_i &= S_{ij}^D \sigma_j + g_{mi} D_m, \\ E_m &= -g_{mi} \sigma_i + B_{mn}^{\sigma} D_n, \\ \sigma_i &= C_{ij}^D S_j - h_{mi} D_m, \\ E_m &= -h_{mi} S_i + B_{mn}^S D_n, \end{aligned} \quad (2.8)$$

где  $D$  — электрическая индукция;  $E$  — напряженность электрического поля;  $n, m = 1, 2, 3$ ;  $i, j = 1, 2, \dots, 6$ .

Пьезоэлектрические постоянные связаны между собой соотношениями

$$\begin{aligned} d_{mi} &= \epsilon_{nm}^{\sigma} g_{ni} = e_{mj} S_{ij}^E, \quad e_{nj} = \epsilon_{mn}^S h_{mj} = d_{ni} C_{ij}^E, \\ g_{nj} &= B_{mn}^{\sigma} d_{mj} = h_{ni} S_{ij}^D, \quad h_{nj} = B_{mn}^S e_{mj} = g_{ni} C_{ij}^D. \end{aligned}$$

При выборе пьезоэлектрических уравнений, описывающих колебания пьезоэлемента, основную роль играют электрические и механические граничные условия, которые определяются направлениями полярного вектора, вектора смещения и конкретной конфигурацией пьезоэлемента.

Целесообразно рассмотреть наиболее характерные типы колебаний пьезоэлектрических элементов: толщинно-сдвиговые и толщинно-продольные колебания пластин, продольные и сдвиговые колебания брусков [30].

Так как колеблющийся пьезоэлемент излучает упругую волну, колебания в которой определяются смещением частиц материала пьезоэлемента, то направление колебаний в волне можно отождествить с направлением смещения частиц материала. Квазистатическое электрическое поле, образующееся за счет пьезоэффекта вдоль распространяющейся упругой волны, приводит к увеличению скорости звука только в том случае, если колебания в волне совпадают по направлению с полярным вектором или составляют с ним угол  $\gamma \neq 90^\circ$ . На основании этого получаем следующие граничные условия:

если направление смещения частиц совпадает с направлением полярного вектора и упругая постоянная получает пьезоэлектрическое приращение  $C_{ij}^D$ , за независимую переменную принимается электрическая индукция  $D$ ;

если направление смещения частиц перпендикулярно полярному вектору и упругие свойства описываются постоянными  $C_{ij}^E$ , за независимую переменную принимается электрическое поле  $E$ .

На рис. 2.1 показаны пьезоэлементы, отличающиеся по конфигурации, направлению вектора поляризации и направлению смещения частиц в материале, колебания которых описываются (2.8).

Пластина или брусок, показанные на рис. 2.1,а, совершают поперечные колебания по наибольшему размеру. В этом случае колебания пластины описываются пьезомодулем  $d_{mj}$ , пластина считается механически свободной, а колебания совершаются перпендикулярно полярному вектору  $\mathbf{P}$ ; за независимые переменные выбираются электрическое поле  $E$  и механическое напряжение  $\sigma$ .

У аналогичной пластины, совершающей толщинно-продольные колебания по наименьшему размеру (рис. 2.1,з), описываемые пьезоэлектрической постоянной  $h_{mi}$ , направление колебаний совпадает с направлением полярного вектора. В этом случае пластина механически зажата и за независимые переменные выбираются электрическая индукция  $D$  и механическая деформация  $S$ . Это же справедливо для пластин, совершающих толщинно-сдвиговые колебания (рис. 2.1,в).

Колебания бруска, совершающего сдвиговые колебания по наибольшему размеру (рис. 2.1,б), описываются уравнениями (2.8) и пьезоэлектрической постоянной  $e_{mi}$ , так как в этом случае смещение частиц материала происходит вдоль длины бруска. Если такой же брусок совершает колебания по наименьшему размеру, причем направление смещения совпадает с направлением полярного вектора, как показано на рис. 2.1,д, то колебания описываются пьезоэлектрической постоянной  $g_{mj}$ . Так же описываются продольные колебания бруска по длине (рис. 2.1,е). Все рассмотренные случаи аналогичны приведенным в [30].

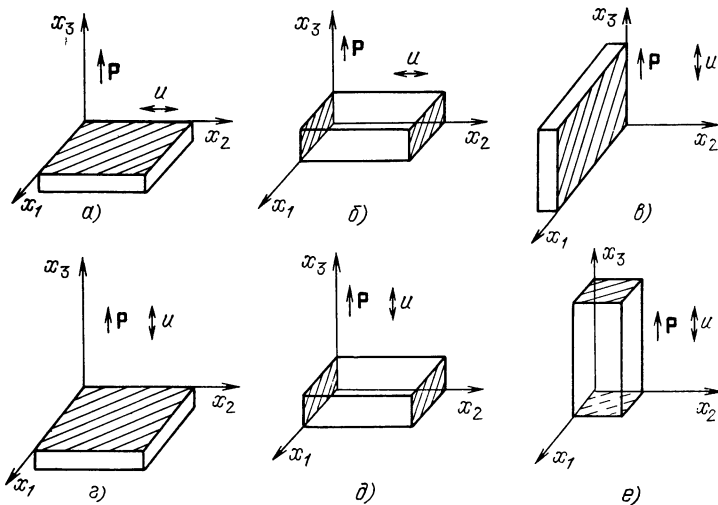


Рис. 2.1. Сдвиговые и продольные колебания пластин и брусков



Толщинно-сдвиговые колебания пластин описываются пьезоэлектрической постоянной

$$h_{15} = \mathcal{K}_{15} \sqrt{C_{55}^D / \varepsilon_{11}^S} \text{ или } e_{15} = \mathcal{K}_{15} \sqrt{C_{55}^E \varepsilon_{11}^\sigma},$$

модулем упругости

$$C_{55}^D = C_{55}^E / (1 - \mathcal{K}_{15}^2) = 4 \rho f_p^2 d^2 / (1 - \mathcal{K}_{15}^2) = 4 \rho f_a^2 d^2,$$

скоростью сдвиговых волн

$$v_S^D = \sqrt{C_{55}^D / \rho},$$

коэффициентом электромеханической связи

$$\mathcal{K}_{15}^2 = \frac{\pi}{2} \frac{f_p}{f_a} \operatorname{ctg} \frac{\pi}{2} \frac{f_p}{f_a},$$

частотным коэффициентом

$$N_{15} = f_a d,$$

где  $d$  — толщина пластины;  $f_p$  и  $f_a$  — резонансная и антирезонансная частоты.

Аналогичные формулы описывают толщинно-продольные колебания пластины:

$$h_{33} = \mathcal{K}_L \sqrt{C_{33}^D / \varepsilon_{33}^S} \text{ или } e_{33} = \mathcal{K}_L \sqrt{C_{33}^E \varepsilon_{33}^\sigma}, C_{33}^D = 4 \rho f_a^2 d^2,$$

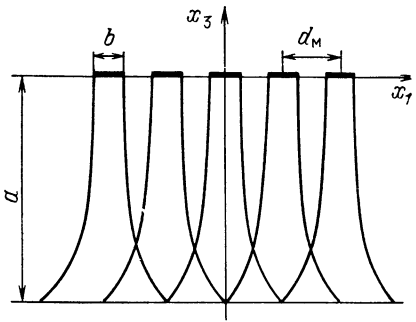
$$v_L^D = \sqrt{C_{33}^D / \rho}, \mathcal{K}_L^2 = \frac{\pi}{2} \frac{f_p}{f_a} \operatorname{ctg} \frac{\pi}{2} \frac{f_p}{f_a}, N_L = f_a d.$$

### 2.3. ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ РЕЗОНАНСНЫХ ПЬЕЗОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ОБЪЕМНЫХ ВОЛН

Актуальной задачей при создании многоканальных АОМ является увеличение числа каналов, приходящихся на единицу длины апертуры. Очевидный путь решения этой задачи заключается в уменьшении размера канала и расстояния между соседними каналами модулятора. Это приводит к перекрытию акустических пучков, распространяющихся в звукопроводе, и искажению диаграммы направленности одиночного канала модулятора, обусловленному возмущением пьезопластины и звукопровода вне возбуждаемого канала. Приведем результаты исследований оптической обработки сигналов многоэлементной антенны, когда для модуляции света в дальней зоне используется поле отдельного излучателя ультразвуковых волн, а в ближней зоне — всей решетки излучателей в целом [31]. При этом ультразвуковые волны, соответствующие отдельным элементам пьезопреобразователя, могут перекрываться.

Многоканальный АОМ с перекрывающимися ультразвуковыми пучками. Рассмотрим дифракцию света на ультразвуковых вол-

Рис. 2.2. Распределение акустического поля в звукопроводе, излучаемого преобразователями конечных размеров



нах, генерируемых электроакустическим пьезопреобразователем конечных размеров, при произвольном соотношении между шириной электродов  $b$ , расположенных с периодом повторения  $d_m$ , и длиной волны  $\Lambda_{зв}$  (рис. 2.2). Зададим функцию возбуждения излучателя ультразвуковых волн

$$F(x_1) = \begin{cases} 1, & |x_1| \leq b/2, \\ 0, & |x_1| > b/2. \end{cases}$$

Распределение поля в области  $x_3 \leq 0$  можно представить в виде суперпозиции плоских волн [33]

$$F(x_1, x_3) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_b(K_{x1}) \exp[j(K_{x1} x_1 - \sqrt{K^2 - K_{x1}^2} x_3)] dK_{x1}; \quad (2.9)$$

$$F(x_1, x_3)|_{x_3=0} = F(x_1) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_b(K_{x1}) \exp(j K_{x1} x_1) dK_{x1},$$

где

$$\Phi_b(K_{x1}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(x_1) \exp(-j K_{x1} x_1) dx_1 = \frac{\sin(K_{x1} b/2)}{\pi K_{x1}}, \quad (2.10)$$

$K = 2\pi/\Lambda_{зв}$ ;  $K_{x1}$  — проекция волнового вектора на ось  $x_1$ . В (2.9) множитель  $\exp[j(K_{x1} x_1 - \sqrt{K^2 - K_{x1}^2} x_3)]$  соответствует плоской волне, распространяющейся под углом  $\theta = \arcsin(K_{x1}/K)$  к оси  $x_3$ .

Изменение показателя преломления звукопроводящей среды, обусловленное ультразвуковой волной, пропорционально распределению поля  $F(x_1, x_3)$ . Полагаем, что под воздействием звука световой пучок модулируется только по фазе, т. е. выполняется условие дифракции Рамана — Ната. Относительное распределение амплитуды света в выходной фокальной плоскости линзы, расположенной за модулятором, размер освещенной апертуры которого  $a$ , с точностью до постоянного множителя

$$\begin{aligned} \frac{E(\omega_{x1}, \omega_{x3})}{E_0} &= \int_0^a \int_{-\infty}^{\infty} \exp[j\Psi F(x_1, x_3)] \exp[-j \times \\ &\times (\omega_{x1} x_1 - \omega_{x3} x_3)] dx_1 dx_3 \approx \int_0^a \int_{-\infty}^{\infty} [1 + j\Psi F(x_1, \\ &x_3)] \exp[-j(\omega_{x3} x_3 + \omega_{x1} x_1)] dx_1 dx_3. \end{aligned}$$

Здесь  $E_0$  — амплитуда падающего на модулятор лучка света;  $\omega_{x3} = -2\pi x_3/\lambda_{св}F$  и  $\omega_{x1} = -2\pi x_1/\lambda_{св}F$  — нормированные координаты в выходной фокальной плоскости линзы с фокусным расстоянием  $F$ ;  $\Psi$  — индекс фазовой модуляции ( $\Psi \ll 1$  рад). Распределение амплитуды света в дифракционных спектрах  $\pm 1$ -го порядка

$$\begin{aligned} \frac{E_{\pm 1}}{E_0} &= \int_0^a \int_{-\infty}^{\infty} F(x_1, x_3) \exp[-j(\omega_{x1} x_1 - \omega_{x3} x_3)] dx_1 dx_3 = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_b(K_{x1}) \left\{ \int_0^a \int_{-\infty}^{\infty} \exp[j(K_{x1} x_1 - \sqrt{K^2 - K_{x1}^2} x_3)] \times \right. \\ &\quad \left. \times \exp[-j(\omega_{x3} x_3 + \omega_{x1} x_1)] dx_1 dx_3 \right\} dK_{x1}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Воспользовавшись соотношением (2.10) и проведя интегрирование, найдем, что с точностью до постоянного множителя

$$\begin{aligned} \frac{E_{\pm 1}}{E_0} &= \exp \left[ j \left( \sqrt{K^2 - \omega_{x1}^2} - \omega_{x3} \right) \frac{a}{2} \right] \times \\ &\times \frac{\sin \left[ \left( \sqrt{K^2 - \omega_{x1}^2} - \omega_{x3} \right) a/2 \right]}{\left( \sqrt{K^2 - \omega_{x1}^2} - \omega_{x3} \right) a/2} \frac{\sin \left[ \left( \frac{b}{2} \right) \omega_{x1} \right]}{\left( \frac{b}{2} \right) \omega_{x1}}. \end{aligned} \quad (2.12)$$

При выполнении условия  $\omega_{x1} a / (2K) \ll 1$  последние два множителя в (2.12) можно представить в виде

$$\frac{\sin(b \omega_{x1} / 2)}{b \omega_{x1} / 2} \frac{\sin[(\omega_{x3} \pm K) a / 2]}{(\omega_{x3} \pm K) a / 2}. \quad (2.13)$$

При  $a \ll b^2 / (n^2 \pi \Lambda_{св})$  выражение (2.13) достаточно точно определяет распределение амплитуды света в дифракционных спектрах  $\pm 1$ -х порядков до  $m$ -го нуля по координате  $\omega_{x1}$ .

Введем полярные координаты  $\omega_{x3} = R \cos \Phi$ ,  $\omega_{x1} = R \sin \Phi$  и рассмотрим распределение дифрагированного света на окружности радиуса  $R = K = 2\pi/\Lambda_{св}$ . Первые два множителя в (2.12) при этом равны единице, а последний имеет нули (рис. 2.3) при  $(bK/2) \sin \Phi_m = m\pi$ ;  $\Phi_m = \arcsin(m\Lambda_{св}/b)$ ,  $m = \pm 1, \pm 2 \dots$

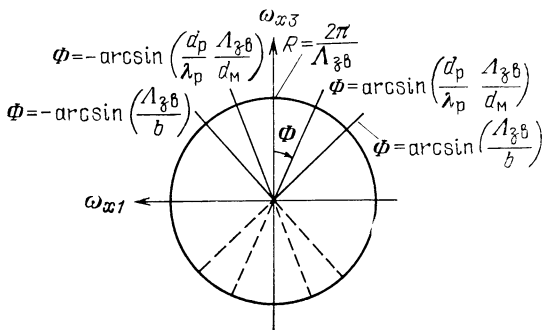


Рис. 2.3. Направление на минимумы в распределении дифрагированного света

Из (2.11) и (2.12) следует, что распределение интенсивности света в фокальной плоскости оптической системы в дифракционных спектрах  $\pm 1$ -х порядков определяется только размером освещенной апертуры, т. е. размером освещенного участка расходящегося ультразвукового пучка, а не его положением по оси  $x$ .

Рассмотрим дифракцию света на ультразвуковых волнах, генерируемых решеткой из  $M$  акустических излучателей, расположенных по оси  $x_1$  с периодом повторения  $d_m$ . Представим функцию возбуждения решетки в виде

$$F(x_1, x_3)|_{x_3=0} = F(x_1) = \sum_{m=-(M-1)/2}^{(M-1)/2} F(x_1 - md_m) \exp(-j 2\pi m \varphi), \quad (2.14)$$

где  $2\pi\varphi$  — сдвиг фаз между сигналами соседних элементов антенной решетки, а

$$F(x_1 - md_m) = \begin{cases} 1, & |x_1 - md_m| \leq b/2, \\ 0, & |x_1 - md_m| > b/2. \end{cases}$$

Тогда

$$\begin{aligned} \Phi_{bM}(K_{x1}) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(x_1) \exp(-j K_{x1} x_1) dx_1 = \\ &= \Phi_b(K_{x1}) \frac{\sin \pi M (K_{x1} d_m / 2\pi + \varphi)}{\sin \pi (K_{x1} d_m / 2\pi + \varphi)}. \end{aligned} \quad (2.15)$$

Подставляя (2.15) в формулу (2.11), находим распределение амплитуды света в дифракционных спектрах  $\pm 1$ -го порядка

$$\begin{aligned} \frac{E_{\pm 1}}{E_0} &= \exp[j(\sqrt{K^2 - \omega_{x1}^2} - \omega_{x3}) a/2] \times \\ &\times \frac{\sin[(\sqrt{K^2 - \omega_{x1}^2} - \omega_{x3}) a/2]}{(\sqrt{K^2 - \omega_{x1}^2} - \omega_{x3}) a/2} \frac{\sin(b \omega_{x1}/2)}{b \omega_{x1}/2} \times \\ &\times \frac{\sin[\pi M (\omega_{x1} d_m / 2\pi + \varphi)]}{\sin[\pi (\omega_{x1} d_m / 2\pi + \varphi)]}. \end{aligned} \quad (2.16)$$

В полярных координатах первые два сомножителя в выражении (2.16) равны единице, следовательно,

$$\frac{E_{\pm 1}}{E_0} = \frac{\sin[(b/2) K \sin \Phi]}{(b/2) K \sin \Phi} \frac{\sin\{\pi M [(K d_m / 2\pi) \sin \Phi + \varphi]\}}{\sin\{\pi [(K d_m / 2\pi) \sin \Phi + \varphi]\}}. \quad (2.17)$$

Второй сомножитель в выражении (2.17) имеет максимум при  $(K d_m / 2\pi) \sin \Phi = -\varphi$ . При  $\varphi = (d_p / \lambda_p) \sin \varphi'$ , где  $d_p$  — расстояние между элементами антенной решетки;  $\lambda_p$  — длина радиоволны;  $\varphi'$  — угол падения радиоволны на антенную решетку, отсчитываемый относительно нормали к ней,

$$\sin \Phi = - \frac{\Lambda_{зв}}{d_m} \frac{d_p}{\lambda_p} \sin \varphi'.$$

Следовательно, при изменении  $\varphi'$  максимум распределения светового поля в фокальной плоскости будет перемещаться по окружности радиуса  $R = 2\pi/\Lambda_{зв}$  с центром на оптической оси системы. Так как  $|\varphi'| \leq 90^\circ$ , то зона обзора в фокальной плоскости по углу  $\Phi$  будет определяться соотношением (см. рис. 2.3)

$$|\Phi| \leq \arcsin \left( \frac{d_p}{\lambda_p} \frac{\Lambda_{зв}}{d_m} \right).$$

Модулятор со звукопроводом из стекла марки ТФ-3 работал на частоте 25 МГц. Электроды пьезопреобразователя с шириной  $b = 0,75$  мм были расположены с периодом повторения  $d_m = 1,5$  мм. Длина волны ультразвуковых колебаний в стекле на этой частоте  $\Lambda_{зв} \approx 0,15$  мм. Распределение интенсивности света в выходной фокальной плоскости оптической системы в области одного из дифракционных спектров  $\pm 1$ -х порядков при синфазном равноамплитудном возбуждении каналов твердотельного 13-канального модулятора представлено на рис. 2.4.

Акустооптические модуляторы с перекрывающимися ультразвуковыми пучками можно использовать в системе оптической обработки сигналов многоэлементной антенны, что позволяет существенно увеличить плотность размещения каналов.

В том случае, если перекрытие акустических пучков в звукопроводе модулятора света является нежелательным эффектом, например при создании акустооптического процессора для многоканального спектрального анализа радиосигналов или для обработки сигналов кольцевых антенных решеток с панорамным обзором по азимуту и частоте, могут быть использованы голографические методы для устранения влияния перекрытия акустических пучков на выходные характеристики процессора [34].

Диаграмма направленности резонансного пьезопреобразователя объемных волн. При анализе многоканальных АОМ с перекрывающимися ультразвуковыми пучками не учитывалось влияние возмущения пьезопластины и звукопровода вне работающего канала модулятора, связанного с конечными размерами ширины пьезопреобразователя, на его диаграмму направленности. Однако, как показывают результаты экспериментальных исследований, при уменьшении ширины электрода на пьезопластине до размеров длины ультразвуковой волны наблюдается искажение диаграммы направленности канала, что приводит к ухудшению характеристик оптической обрабатывающей системы.

В [35] приведены результаты исследований эффекта сужения парциальной диаграммы

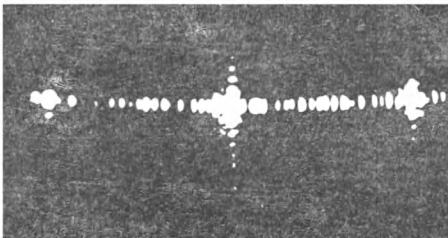


Рис. 2.4. Распределение интенсивности света в фокальной плоскости интегрирующей линзы при синфазном включении каналов модулятора

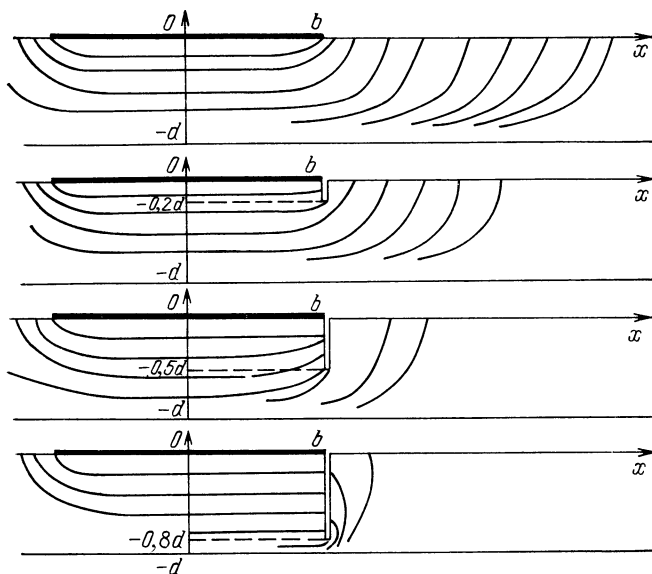


Рис. 2.5. Влияние пропилов на распределение потенциала электрического поля в пьезопластине матричного преобразователя

направленности элементарного пьезопреобразователя вследствие «растекания» возбуждающего электрического поля во внеэлектродной области пьезопластины. Исследовались преобразователи из пьезокерамики PZT с продольными колебаниями по толщине пьезопластины. При этом был отмечен эффект сужения диаграммы направленности элементарного преобразователя по сравнению с расчетной при уменьшении отношения линейных размеров излучателя к толщине пластины. При отделении излучателя от внеэлектродной области пьезопластины пропилами наблюдалась концентрация поля в подэлектродной области пластины и приближение диаграммы направленности к расчетной. Влияние пропилов на распределение электрического поля в пластине при отношении ширины управляющего электрода к толщине пьезопластины  $d$ , равному 2,5, показано эквипотенциальными линиями на рис. 2.5. На рис. 2.6 изображены диаграммы направленности элементарного излучателя, имеющего конечные размеры и нагруженного на воду ( $b/d=0,4$ ). Из рисунков видно, что обеспечение электрического и механического разделения позволяет улучшить распределение потока излучения в звукопроводе, приблизив его к расчетному.

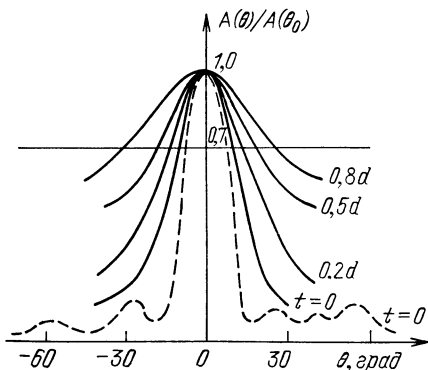


Рис. 2.6. Диаграммы направленности элементарного излучателя матричного преобразователя с пропилами глубиной  $t$ : — экспериментальная кривая; — расчетные кривые с учетом распределения потенциала электрического поля

Исследования, проведенные при разработке сканирующего преобразователя, позволили создать матричный преобразователь, работающий на частотах до нескольких мегагерц с полным механическим и электрическим разделением элементарных пьезопреобразователей [36]. Преобразователь на основе пьезокерамики PZT-4 представляет пьезокерамический брусок с возбуждающими электродами, нанесенными на боковые, перпендикулярные вектору поляризации, грани. Отношение толщины бруска  $d$  к ширине  $H$  менялось. Было отмечено, что эффективность возбуждения колебаний бруска по длине не зависит от  $d/H$  в отличие от эффективности возбуждения толщинных колебаний и колебаний по ширине пластины. При  $d/H=2/3$  эффективности возбуждения этих типов колебаний одинаковы. Это качество позволяет использовать в пьезопреобразователях колебания по ширине бруска, что значительно упрощает процесс их изготовления и дает широкие возможности применения гибридной технологии. Такая технология изготовления пьезопреобразователей предложена в [37].

Пьезокерамический брусок приклеивается к тыльной нагрузке, на которой с помощью фотолитографии выполняются электрические выводы и схемы электрического согласования. Вектор поляризации бруска должен быть перпендикулярен плоскости тыльной нагрузки, и возбуждающие электроды наносятся на грани, совпадающие с плоскостями тыльной нагрузки. Электроды излучателей соединяются с электрическими выводами металлической шины. Элементарные пьезопреобразователи отделяются друг от друга пропилами. На рис. 2.7 показана строка такой матрицы. По описанной технологии был изготовлен матричный пьезопреобразователь с числом элементов 529 и размерами элементарного пьезопреобразователя  $0,8 \times 0,8 \times 0,8$  мм ( $f=1,5$  МГц).

В [38] описана еще одна конструкция матричного пьезопреобразователя с пропилами. Элементарные излучатели такого преобразователя имеют один общий электрод и отделены друг от друга пропилами. На управляющие электроды, которые находятся на тыльной стороне пьезопреобразователя, наносятся капли токопроводящего клея или легкоплавкого припоя, на которые затем устанавливается коммутационная плата (рис. 2.8). Матричный пьезопреобразова-

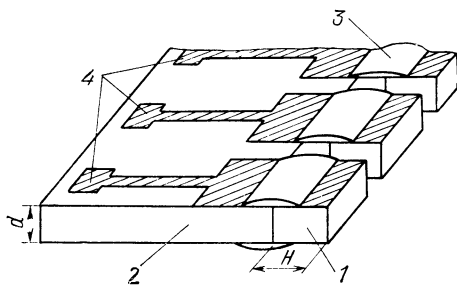


Рис. 2.7. Конструкция преобразователя типа «строка»:

1 — пьезопластина; 2 — тыльная нагрузка; 3 — переходной контакт; 4 — контактные площадки

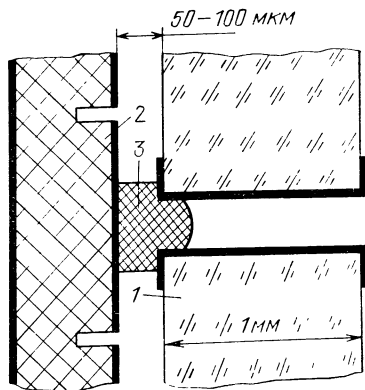


Рис. 2.8. Конструкция матричного преобразователя:

1 — коммутационная плата; 2 — пьезопластина с электродами; 3 — соединительный контакт

тель работает на частоте 3 МГц, число элементарных излучателей — 256 (16×16).

В [39] предложен способ акустической изоляции элементарных излучателей с использованием эффекта захвата энергии. Суть этого эффекта заключается в том, что энергия колебаний определенных длин волн, распространяющихся в волноводе с переменным сечением, локализуется в некотором его объеме. Этот эффект при использовании металлизированных пьезоэлементов с колебаниями по толщине обеспечивается за счет различия частот отсечки подэлектродной и внеэлектродной частей пластины. Резонансная частота  $f_p$  подэлектродной части пластины вследствие массового нагружения и электроупругого эффекта оказывается ниже резонансной частоты неметаллизированной части пластины. В результате в интервале частот  $f \dots f_p$  в подэлектродной области пластины возникают стоячие волны, экспоненциально затухающие во внеэлектродной области. Такой пьезопреобразователь сравнительно прост в изготовлении, однако имеет довольно узкую полосу пропускания (около 10%), которая не расширяется с помощью акустического или электрического согласования.

Пьезопреобразователь изготавливается следующим образом. Две одинаково ориентированные пьезопластины из  $\text{LiNbO}_3$  среза  $yx/17^\circ$  размером  $24 \times 4 \times 0,5$  мм приклеиваются к тыльной нагрузке из стеатита. Со стороны склейки на пьезопластинах и тыльной нагрузке методом вакуумного напыления наносится система электродов, соответствующих элементарным излучателям «строки». Затем производится подшлифовка пьезопластин на заданную частоту и отделение элементарных излучателей друг от друга пропилами глубиной 0,5 мм. После распиловки пьезопреобразователя на его рабочую плоскость методом вакуумного напыления наносится система электродов, соответствующих электродам на тыльной стороне пластины.

Электроды на рабочей плоскости преобразователя имеют переход на тыльную нагрузку и соединяются между собой общим электродом, расположенным на боковой поверхности тыльной нагрузки и выполненным методом вжигания серебросодержащей пасты. Припайка монтажных проводов к нанесенным электродам производится методом вжигания серебросодержащей пасты на противоположной общему электроду грани тыльной нагрузки.

Описанный многоэлементный пьезопреобразователь имеет следующие параметры:

Число элементов в строке . . . . .	12
Расстояние между центрами элементов, мм . . . . .	3
Габаритные размеры элемента, мм . . . . .	$2 \times 2$
Резонансная частота, МГц . . . . .	24
Емкость пьезоэлемента, пФ . . . . .	40
Потери на двойное преобразование сигнала, дБ . . . . .	28

Исследование влияния возмущения пьезопластины и звукопровода вне работающего канала модулятора на его диаграмму направленности является актуальной задачей для создания устройств с высокой плотностью каналов.

Анализ влияния возмущений пьезопластины и звукопровода вне работающего канала модулятора на его диаграмму направленности был осуществлен для упрощенной модели модулято-



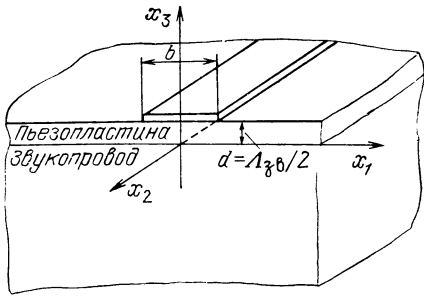


Рис. 2.9. Геометрия задачи при расчете диаграммы направленности одиночного канала модулятора света с учетом возмущения звукопровода и пьезопластины вне электрода

ра [40]. Предполагалось, что бесконечная пьезопластина толщиной  $d$  соединена с полубесконечным звукопроводом из изотропного материала, на внешнюю сторону пьезопластины нанесен металлический электрод, имеющий ширину  $b$  и неограниченную длину в направлении оси  $x_2$  (рис. 2.9).

Поскольку пьезопластина поляризована в направлении  $x_3$  и электрод на ней имеет неограниченную длину в направлении  $x_2$ , будем считать, что только вертикальная  $w_3$  и горизонтальная  $w_1$  составляющие смещения пьезопластины, а также напряженность электрического поля в пьезопреобразователе  $E$  зависят от  $x_1$  и  $x_3$ :  $w_3 = w_3(x_1, x_3)$ ;  $w_1 = w_1(x_1, x_3)$ ;  $E_1 = E_2 = 0$ ;  $E_3 = E_3(x_1, x_3)$ .

При распространении колебаний в звукопроводе полагаем, что вертикальная  $u_3$  и горизонтальная  $u_1$  составляющие смещения в звукопроводе зависят от  $x_1$  и  $x_3$ :  $u_3 = u_3(x_1, x_3)$ ;  $u_1 = u_1(x_1, x_3)$ ;  $u_2 = 0$ .

Уравнения, описывающие распространение колебаний в пьезопластине, примут вид

$$\begin{aligned} C_{11}^E \frac{\partial^2 w_1}{\partial x_1^2} + (C_{13}^E + C_{44}^E) \frac{\partial^2 w_3}{\partial x_1 \partial x_3} + C_{44}^E \frac{\partial^2 w_1}{\partial x_3^2} - e_{31} \frac{\partial E_3}{\partial x_1} &= \rho \frac{\partial^2 w_1}{\partial t^2}, \\ C_{44}^E \frac{\partial^2 w_3}{\partial x_1^2} + (C_{13}^E + C_{44}^E) \frac{\partial^2 w_1}{\partial x_1 \partial x_3} + C_{33}^E \frac{\partial^2 w_3}{\partial x_3^2} - e_{33} \frac{\partial E_3}{\partial x_3} &= \rho \frac{\partial^2 w_3}{\partial t^2}, \quad (2.18) \\ e_{15} \frac{\partial^2 w_3}{\partial x_1^2} + (e_{31} + e_{15}) \frac{\partial^2 w_1}{\partial x_1 \partial x_3} + e_{33} \frac{\partial^2 w_2}{\partial x_3^2} + \epsilon_{33}^S \frac{\partial E_3}{\partial x_3} &= 0. \end{aligned}$$

Здесь  $C_{ij}^E$ ,  $e_{hl}$ ,  $\epsilon_{nm}$  — упругие, пьезоэлектрические и диэлектрические постоянные материала пьезопреобразователя;  $\rho$  — плотность материала пьезопреобразователя.

Уравнения, описывающие распространение колебаний в изотропном звукопроводе, можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} C_{66} \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_3^2} + (C_{12} + C_{66}) \frac{\partial^2 u_3}{\partial x_3 \partial x_1} + C_{11} \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1^2} &= \rho_{\text{ав}} \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2}, \\ C_{11} \frac{\partial^2 u_3}{\partial x_3^2} + (C_{12} + C_{66}) \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1 \partial x_3} + C_{66} \frac{\partial^2 u_3}{\partial x_1^2} &= \rho_{\text{ав}} \frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2}, \quad (2.19) \end{aligned}$$

где  $C_{ij}$  — упругие константы материала звукопровода;  $\rho_{зв}$  — плотность материала звукопровода.

Предположим, что механические колебания в пьезопреобразователе и звукопроводе вызваны поверхностным напряжением  $\sigma_z$ , распределенным по внешней стороне пьезопреобразователя на некотором участке ( $x_3 = d$ ,  $-b/2 \leq x_1 \leq b/2$ ,  $-\infty < x_2 < \infty$ ).

Предложенная модель упрощает решение системы дифференциальных уравнений и позволяет сравнительно просто получить диаграмму направленности, формируемую одиночным каналом АОМ, при заданной геометрии электрода на пьезопластине.

Сделанные предположения накладывают некоторые ограничения на геометрию электрода, так как из-за прямого пьезоэффекта возникающее в пьезопластине вне электрода электрическое поле при малой ширине электрода приводит к изменению закона распределения смещений в пьезопластине и звукопроводе, что в итоге искажает диаграмму направленности канала. Эти искажения будут существенны в том случае, когда ширина электрода на пьезопластине мала по сравнению с ее толщиной (толщина пьезопластины  $d = \Lambda_{зв}/2$ ). Если же ширина электрода превышает толщину пьезопластины, то изменения диаграммы направленности, вызванные прямым пьезоэффектом, будут малы и принятая к рассмотрению модель позволит получить диаграмму направленности канала, близкую к экспериментальной.

**Связанная система дифференциальных уравнений.** При решении связанных систем дифференциальных уравнений (2.18) и (2.19) воспользуемся методом Фурье [33]. Представим смещение звукопровода и пьезопластин, а также электрическое поле в пьезопластине в виде интегралов Фурье:

$$\begin{aligned} u_1(x_1, x_3) &= \int_{-\infty}^{\infty} U_1(x_3, k) \exp(jkx_1) dk, \\ u_3(x_1, x_3) &= \int_{-\infty}^{\infty} U_3(x_3, k) \exp(jkx_1) dk, \\ w_1(x_1, x_3) &= \int_{-\infty}^{\infty} W_1(x_3, k) \exp(jkx_1) dk, \\ w_3(x_1, x_3) &= \int_{-\infty}^{\infty} W_3(x_3, k) \exp(jkx_1) dk, \\ E_3(x_1, x_3) &= \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_3(x_3, k) \exp(jkx_1) dk, \end{aligned} \tag{2.20}$$

где  $U_1, U_3, W_1, W_3, \mathcal{E}_3$  — спектры смещений в звукопроводе и пьезопластине, а также электрического поля в пьезопластине;  $k$  — параметр разложения в ряд Фурье.

После подстановки (2.20) в уравнения (2.18), (2.19) и несложных преобразований перейдем к дифференциальным уравнениям четвертого порядка, в каждое из которых входит только одна неизвестная функция,

$$\begin{aligned} \frac{d^4 U_1}{dx_3^4} + \xi_1 \frac{d^2 U_1}{dx_3^2} + \xi_2 U_1 = 0, \quad \frac{d^4 U_3}{dx_3^4} + \xi_1 \frac{d^2 U_3}{dx_3^2} + \xi_2 U_3 = 0, \\ \frac{d^4 W_1}{dx_3^4} + \xi_3 \frac{d^2 W_1}{dx_3^2} + \xi_4 W_1 = 0, \quad \frac{d^4 W_3}{dx_3^4} + \xi_3 \frac{d^2 W_3}{dx_3^2} + \xi_4 W_3 = 0, \end{aligned} \quad (2.21)$$

где  $\xi_1 = a_1 + a_2 - \gamma_1 \gamma_2$ ;  $\xi_2 = a_1 a_2$ ;  $\xi_3 = \frac{I_3 - I_1 \mu_2 + I_2 \mu_1 - \mu_3}{I_2 - \mu_2}$ ;  $\xi_4 =$   
 $= \frac{I_3 \mu_1 - I_1 \mu_3}{I_2 - \mu_2}$ ;  $a_1 = \frac{\rho_{33} \Omega^2 - C_{11} K^2}{C_{66}}$ ;  $a_2 = \frac{\rho_{33} \Omega^2 - C_{66} K}{C_{11}}$ ;  
 $\gamma_1 = -j K \frac{C_{12} + C_{66}}{C_{66}}$ ;  $\gamma_2 = -j K \frac{C_{12} + C_{66}}{C_{11}}$ ;  
 $\mu_1 = \frac{\rho \Omega^2 - C_{11}^E K}{C_{44}^E} + \frac{K^2 e_{31} (C_{13}^E + C_{44}^E)}{e_{31} C_{44}^E}$ ;  
 $\mu_2 = \frac{jK}{C_{44}^E} \left( \frac{e_{31}}{e_{33}} C_{33}^E - C_{13}^E - C_{44}^E \right)$ ;  $\mu_3 = \frac{jK e_{31}}{e_{33} C_{44}^E} (\rho \Omega^2 - C_{44}^E K^2)$ ;  
 $I_1 = \frac{\rho \Omega^2 - C_{11}^E K^2}{C_{44}^E} - \frac{K^2 e_{31} (e_{31} + e_{15})}{e_{33}^S C_{44}^E}$ ;  
 $I_2 = -\frac{jK}{C_{44}^E} \left( C_{13}^E + C_{44}^E + \frac{e_{31} e_{33}}{e_{33}^S} \right)$ ;  $I_3 = \frac{jK^2 e_{31} e_{15}}{e_{33}^S C_{44}^E}$ .

В общем виде решения уравнений (2.21) можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} U_3(x_3, K) &= A_1 e^{-j\beta_1 x_3} + A_2 e^{-j\beta_2 x_3} + A_3 e^{j\beta_1 x_3} + A_4 e^{j\beta_2 x_3}; \\ U_1(x_3, K) &= B_1 e^{-j\beta_1 x_3} + B_2 e^{-j\beta_2 x_3} + B_3 e^{j\beta_1 x_3} + B_4 e^{j\beta_2 x_3}; \end{aligned} \quad (2.22)$$

$$\begin{aligned} W_1(x_3, K) &= M_1 e^{-j\beta_3 x_3} + M_2 e^{-j\beta_4 x_3} + M_3 e^{j\beta_3 x_3} + M_4 e^{j\beta_4 x_3}; \\ W_3(x_3, K) &= N_1 e^{-j\beta_3 x_3} + N_2 e^{-j\beta_4 x_3} + N_3 e^{j\beta_3 x_3} + N_4 e^{j\beta_4 x_3}, \end{aligned} \quad (2.23)$$

где  $A, B, M, N$  — искомые коэффициенты;

$$\begin{aligned} \beta_1 &= \sqrt{\frac{\xi_1 - \sqrt{\xi_1^2 - 4\xi_2}}{2}}; \quad \beta_2 = \sqrt{\frac{\xi_1 + \sqrt{\xi_1^2 - 4\xi_2}}{2}}; \\ \beta_3 &= \sqrt{\frac{\xi_3 - \sqrt{\xi_3^2 - 4\xi_4}}{2}}; \quad \beta_4 = \sqrt{\frac{\xi_3 + \sqrt{\xi_3^2 - 4\xi_4}}{2}}. \end{aligned}$$

Закон изменения смещений в пьезопластине и звукопроводе  $u(x_3, t) = u_0(x_3, t) \exp[-j(\Omega t - Kx_3)]$  характеризует волну, распространяющуюся вдоль оси  $x_3$  в отрицательном направлении.

В уравнениях (2.22) первые два слагаемых представляют собой спектры волн, распространяющихся в отрицательном направлении оси  $x_3$ , что физически обосновано, в то время как последние два слагаемых в этих выражениях согласно расположению осей координат (см. рис. 2.2) — спектры волн, идущих в положительном направлении оси  $x_3$ , т. е. из бесконечности, что физически не

может быть обосновано. В уравнениях для пьезопластин (2.23) должны присутствовать спектры как падающих, так и отраженных волн, обусловленных наличием границ раздела сред. Поэтому решения уравнений (2.21) можно представить в виде

$$\begin{aligned} U_3(x_3, K) &= A_1 e^{-i\beta_1 x_3} + A_2 e^{-i\beta_2 x_3}; \\ U_1(x_3, K) &= B_1 e^{-i\beta_1 x_3} + B_2 e^{-i\beta_2 x_3}; \\ W_1(x_3, K) &= M_1 e^{-i\beta_1 x_3} + M_2 e^{-i\beta_2 x_3} + M_3 e^{i\beta_3 x_3} + M_4 e^{i\beta_4 x_3}; \\ W_3(x_3, K) &= N_1 e^{-i\beta_1 x_3} + N_2 e^{-i\beta_2 x_3} + N_3 e^{i\beta_3 x_3} + N_4 e^{i\beta_4 x_3}. \end{aligned} \quad (2.24)$$

Окончательные выражения для спектров волн в звукопроводе и пьезопластине могут быть получены только при учете граничных условий.

**Граничные условия.** Запишем условия, которые должны выполняться на внешней границе вакуум — пьезопластина и на внутренней границе пьезопластина — звукопровод. Будем считать, что на свободной границе вакуум — пьезопластина от нуля отлично только напряжение  $\sigma_3$  в месте расположения электрода, т. е. при  $-b/2 \leq x_1 \leq b/2$ , в то время как вне этой области как  $\sigma_3$ , так и  $\sigma_5$  равны нулю [41]:

$$\begin{aligned} \sigma_3 \Big|_{x_3=d} &= \left( C_{13}^E \frac{\partial w_1}{\partial x_1} + C_{33}^E \frac{\partial w_3}{\partial x_3} - e_{33} E_3 \right) \Big|_{x_3=d} = f(x_1), \\ \sigma_5 \Big|_{x_3=d} &= C_{44}^E \left( \frac{\partial w_1}{\partial x_3} + \frac{\partial w_3}{\partial x_1} \right) \Big|_{x_3=d} = 0, \end{aligned} \quad (2.25)$$

где  $f(x_1) = \begin{cases} 1, & \text{если } |x_1| \leq b/2, \\ 0, & \text{если } |x_1| > b/2. \end{cases}$

На границе раздела пьезопластина — звукопровод должны быть равны как напряжения, так и смещения:

$$\begin{aligned} \sigma_3 \Big|_{x_3=0} &= \left( C_{13}^E \frac{\partial w_1}{\partial x_1} + C_{33}^E \frac{\partial w_3}{\partial x_3} - e_{33} E_3 \right) \Big|_{x_3=0} = \\ &= \left( C_{12} \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + C_{11} \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \right) \Big|_{x_3=0}; \\ \sigma_5 \Big|_{x_3=0} &= C_{44}^E \left( \frac{\partial w_1}{\partial x_3} + \frac{\partial w_3}{\partial x_1} \right) \Big|_{x_3=0} = C_{66} \left( \frac{\partial u_1}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_1} \right) \Big|_{x_3=0}; \\ u_3 \Big|_{x_3=0} &= w_3 \Big|_{x_3=0}; \quad u_1 \Big|_{x_3=0} = w_1 \Big|_{x_3=0}. \end{aligned} \quad (2.26)$$

Подставив в выражения (2.25), (2.26) соотношения (2.20), перейдем к граничным условиям для спектров  $U_1$ ,  $U_3$ ,  $W_1$ ,  $W_3$ ,  $\mathcal{E}_3$

$$\begin{aligned} \left( j C_{13}^E k W_1 + C_{33}^E \frac{dW_3}{dx_3} - e_{33} \mathcal{E}_3 \right) \Big|_{x_3=d} &= F(K), \\ \left( \frac{dW_1}{dx_3} + j K W_3 \right) \Big|_{x_3=d} &= 0; \\ \left( j K C_{13}^E W_1 + C_{33}^E \frac{dW_3}{dx_3} - e_{33} \mathcal{E}_3 \right) \Big|_{x_3=0} &= \\ &= \left( j K C_{12} U_1 + C_{11} \frac{dU_3}{dx_3} \right) \Big|_{x_3=0}; \end{aligned} \quad (2.27)$$

$$C_{44}^E \left( \frac{dW_1}{dx_3} + jKW_3 \right) \Big|_{x_3=0} = C_{66} \left( \frac{dU_1}{dx_3} + jKU_3 \right) \Big|_{x_3=0};$$

$$U_3(x_3, K)|_{x_3=0} = W_3(x_3, K)|_{x_3=0}; U_1(x_3, K)|_{x_3=0} = W_1(x_3, K)|_{x_3=0},$$

где  $F(K) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x_1) \exp(-jKx_1) dx_1$ .

Установим связь между коэффициентами, решив (2.21) с помощью (2.24):

$$B_1 = \frac{\beta_1^2 - a_2}{j\beta + \gamma_2} A_1; A_2 = \frac{j\beta_2 \gamma_2}{\beta_2^2 - a_2} B_2;$$

$$N_1 = \frac{j\beta_3 (\beta_3^2 - \mu_1)}{\mu_3 - \mu_2 \beta_3^2} M_1; N_2 = \frac{j\beta_4 (\beta_4^2 - \mu_1)}{\mu_3 - \mu_2 \beta_4^2} M_2; \quad (2.28)$$

$$N_3 = -\frac{j\beta_3 (\beta_3^2 - \mu_1)}{\mu_3 - \mu_2 \beta_3^2} M_3; N_4 = \frac{-j\beta_4 (\beta_4^2 - \mu_1)}{\mu_3 - \mu_2 \beta_4^2} M_4.$$

Подставляя предполагаемые решения (2.24) в уравнения для граничных условий (2.27) и используя (2.28), получаем систему алгебраических уравнений с шестью неизвестными величинами  $A_1, B_2, M_1, M_2, M_3, M_4$

$$A_1 + \frac{j\gamma_2 \beta_2}{\beta_2^2 - a_2} B_2 - j\beta_3 b_1 M_1 - j\beta_4 b_2 M_2 + j\beta_3 b_1 M_2 + j\beta_4 b_2 M_4 = 0;$$

$$A_1 \frac{\beta_1^2 - a_2}{j\gamma_2 \beta_1} + B_2 - M_1 - M_2 - M_3 - M_4 = 0;$$

$$C_{66} \left( K - \frac{\beta_1^2 - a_2}{j\gamma_2} \right) A_1 + C_{66} \beta_3 \left( \frac{jK\gamma_2}{\beta_2^2 - a_2} - 1 \right) B_2 +$$

$$+ C_{44} \beta_3 (1 - jK\beta_3) M_1 + C_{44}^E \beta_4 (1 - jK\beta_4) M_2 - C_{44}^E \beta_3 (1 - jK\beta_3) M_3 -$$

$$- C_{44}^E \beta_4 (1 - jK\beta_4) M_4 = 0;$$

$$\left( C_{12} K \frac{\beta_1^2 - a_2}{j\gamma_2 \beta_1} - C_{11} \beta_1 \right) A_1 +$$

$$+ \left( C_{12} K - C_{11} \frac{j\beta_2^2 \gamma_2}{\beta_2^2 - a_2} \right) B_2 - (P_1 + P_2 \beta_3^2 b_1 - \beta_3^2 P_3) M_1 -$$

$$- (P_1 + P_2 \beta_4^2 b_2 - \beta_4^2 P_3) M_2 - (P_1 + P_2 \beta_3^2 b_1 - \beta_3^2 P_3) M_3 -$$

$$- (P_1 + P_2 \beta_4^2 b_2 - \beta_4^2 P_3) M_4 = 0;$$

$$\beta_3^2 e^{-j\beta_3 d} (jKb_1 - 1) M_1 + \beta_4 e^{-j\beta_4 d} (jKb_2 - 1) M_2 -$$

$$- \beta_3 e^{j\beta_3 d} (jKb_1 - 1) M_3 - \beta_4 e^{j\beta_4 d} (jKb_2 - 1) M_4 = 0;$$

$$L_3 e^{-j\beta_3 d} M_1 + L_4 e^{-j\beta_4 d} M_2 + L_3 e^{j\beta_3 d} M_3 + L_4 e^{j\beta_4 d} M_4 = F(K),$$

где

$$\begin{aligned}
b_1 &= \frac{\beta_3^2 - \mu_1}{\mu_3 - \mu_2 \beta_3^2}; \quad b_2 = \frac{\beta_4^2 - \mu_1}{\mu_3 - \mu_2 \beta_4^2}; \\
P_1 &= j K C_{13}^E + \frac{j e_{33} C_{44}^E}{K e_{31}} a_3; \quad P_2 = C_{33}^E - \frac{j e_{33} C_{44}^E}{K e_{31}} \gamma_3; \\
P_3 &= \frac{j e_{33} C_{44}^E}{K e_{31}}; \quad L_3 = P_1 + P_2 \beta_3^2 b_1 - P_3 \beta_4^2; \\
L_4 &= P_1 + P_2 \beta_4^2 b_2 - P_3 \beta_3^2; \quad a_3 = \frac{\rho \Omega^2 - C_{11}^E K^2}{C_{44}^E}; \\
\gamma_3 &= -j K \frac{C_{13}^E + C_{44}^E}{C_{44}^E}.
\end{aligned}$$

Поскольку интерес представляет распределение смещенной среды в дальней зоне звукопровода от одиночного ультразвукового канала (диаграмма направленности одиночного канала модулятора света), то в первую очередь найдем выражение для коэффициентов  $A_1$  и  $B_2$

$$A_1 = - \frac{(\text{DET})_{i,j}}{(\text{DET})_{n,m}} F(K) = - \frac{\text{DET } 1}{\text{DET}} F(K),$$

$$B_2 = \frac{(\text{DET})_{k,l}}{(\text{DET})_{n,m}} F(K) = \frac{\text{DET } 2}{\text{DET}} F(K),$$

где  $(\text{DET})_{n,m}$  — основной определитель системы уравнений (2.29),  $(\text{DET})_{i,j} = \text{DET } 1$  и  $(\text{DET})_{k,l} = \text{DET } 2$  — миноры 5-го порядка;  $n, m = 1, \dots, 6$ ;  $i, l = 1, \dots, 5$ ;  $j = 2, \dots, 6$ ;  $k = 1, 3, \dots, 6$ .

Тогда можно записать выражения для спектров (2.24)

$$U_3(x_3, K) = F(K) \left[ \frac{K}{\beta_2} \frac{\text{DET } 2}{\text{DET}} e^{-j\beta_2 x_3} - \frac{\text{DET } 1}{\text{DET}} e^{-j\beta_1 x_3} \right]; \quad (3.30)$$

$$U_1(x_3, K) = F(K) \left[ \frac{\text{DET } 2}{\text{DET}} e^{-j\beta_2 x_3} + \frac{K}{\beta_1} \frac{\text{DET } 1}{\text{DET}} e^{-j\beta_1 x_3} \right]. \quad (2.31)$$

Здесь  $\beta_1$  и  $\beta_2$  можно представить в следующем виде:

$$\beta_1 = \sqrt{\frac{\rho_{33} \Omega^2}{C_{11}} - K^2} = \sqrt{K_L^2 - K^2};$$

$$\beta_2 = \sqrt{\frac{\rho_{33} \Omega^2}{C_{66}} - K^2} = \sqrt{K_S^2 - K^2},$$

где  $K_L, K_S$  — постоянные распространения продольной и поперечной волны в звукопроводе.

Выражения (2.30), (2.31) являются спектрами смещений  $u_3(x_1, x_3)$  и  $u_1(x_1, x_3)$  в звукопроводе. Как видно, каждый из спектров может быть представлен в виде суммы спектров поперечных и продольных волн

$$U^{\text{поп}}(x_3, K) = F(K) \left[ 1 + \frac{K}{\beta_2} \right] \frac{\text{DET } 2}{\text{DET}} e^{-j\beta_2 x_3}, \quad (2.32)$$

$$U^{\text{прод}}(x_3, K) = F(K) \left[ \frac{K}{\beta_1} - 1 \right] \frac{\text{DET } 1}{\text{DET}} e^{-j\beta_1 x_3}. \quad (2.33)$$

Соотношения (2.32) и (2.33) представляют собой диаграммы направленности канала модулятора для поперечных и продольных волн.

Результаты проведенного теоретического анализа были использованы для расчета диаграмм направленности одиночного канала модулятора в зависимости от геометрии электрода на пьезопластине и физических свойств материалов пьезопластины и звукопровода.

На рис. 2.10, а—в, 2.11, а—в приведены диаграммы направленности одиночных каналов модулятора в зависимости от ширины электрода на пьезопластине. По горизонтальной оси отложены значения  $K_{отн} = K/K_L$ .

Когда ширина электрода на пьезопреобразователе превышает  $6\Lambda_L$  ( $\Lambda_L$  — длина продольной волны в материале звукопровода на

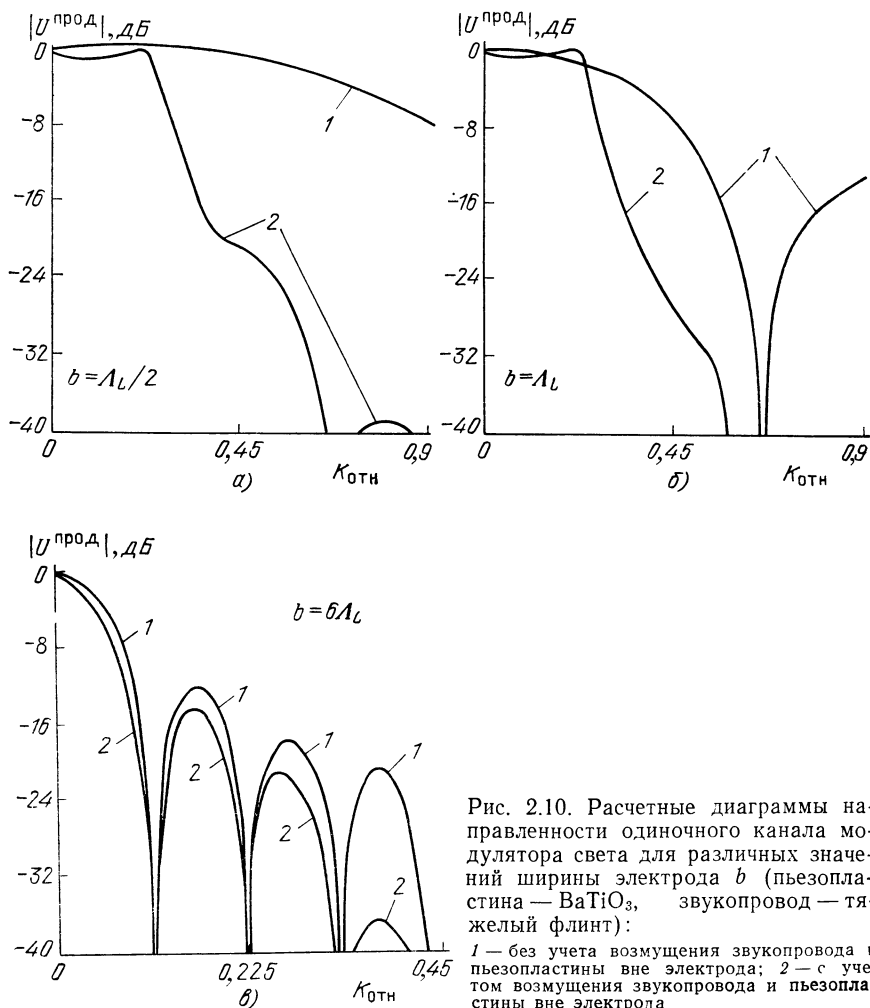


Рис. 2.10. Расчетные диаграммы направленности одиночного канала модулятора света для различных значений ширины электрода  $b$  (пьезопластина —  $BaTiO_3$ , звукопровод — тяжелый флюит):

1 — без учета возмущения звукопровода и пьезопластины вне электрода; 2 — с учетом возмущения звукопровода и пьезопластины вне электрода

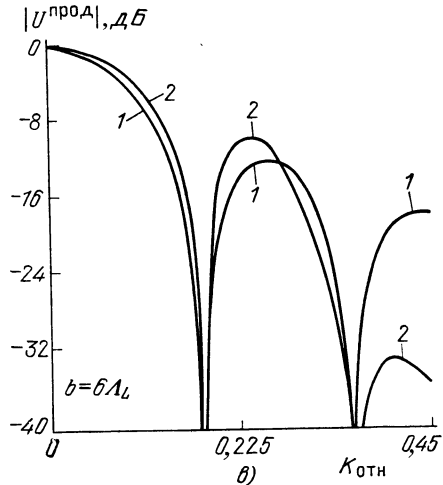
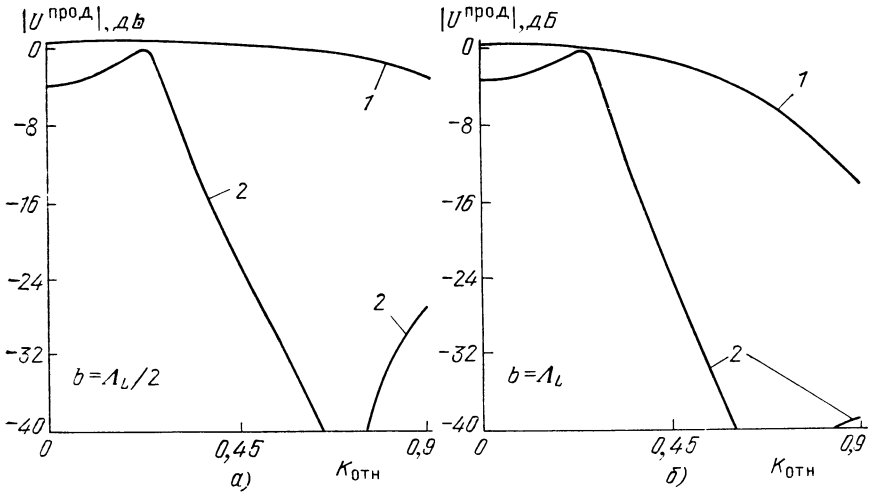


Рис. 2.11. Расчетные диаграммы направленности одиночного канала модулятора света для различных значений ширины электрода  $b$  (пьезопластина — ВаТiО<sub>3</sub>, звукопровод — плавленный кварц):

1 — без учета возмущения звукопровода и пьезопластины вне электрода; 2 — с учетом возмущения звукопровода и пьезопластины вне электрода

заданной частоте), диаграмма направленности канала, рассчитанная по формуле (2.33), практически совпадает с диаграммой одиночного канала с такой же апертурой. При уменьшении ширины электрода на преобразователе до  $\Lambda_L/2$  в диаграмме направленности появляются искажения и уменьшается ее относительная ширина, что является следствием увеличения влияния возмущенных областей вне электрода на диаграмму. Дальнейшее уменьшение ширины электрода ( $b < \Lambda_L/2$ ) не приводит к изменению диаграммы, так как результат внешнего механического действия на пьезопластину при такой ширине электрода эквивалентен точечному воздействию [41].



Диаграмма направленности канала изменяется также в зависимости от физических свойств материалов, используемых для звукопровода. Так, при ширине электрода  $b = \Lambda_L$  (см. рис. 2.11,б) наблюдается сужение диаграммы направленности в 2,3 раза по сравнению с шириной диаграммы, рассчитанной без учета возмущений пьезопластины и звукопровода вне электрода, относительное сужение диаграммы направленности на рис. 2.10,б составляет 1,5. Изменение ширины диаграмм направленности одиночного канала модулятора при замене материала звукопровода может быть объяснено различием акустических сопротивлений и упругих постоянных у этих материалов.

На рис. 2.12,а,б приведены результаты расчета амплитуды продольной составляющей смещения (сечение  $x_3 = 0$ ) в звукопроводе в зависимости от ширины электрода на пьезопластине  $b$ . В том случае, когда  $b$  превышает несколько  $\Lambda_L$ , основная доля акустической энергии сосредоточена под электродом и наблюдается быстрый спад амплитуды смещения на расстояниях, превышающих размер электрода. При уменьшении размера электрода доля акустической энергии, которая сосредоточивается вне электрода, возрастает, что и является причиной соответствующего сужения диаграмм направленности одиночного канала модулятора.

Для проверки расчетов были проведены экспериментальные измерения диаграмм направленности одиночных каналов модуляторов с различными рабочими частотами и геометрией электродов преобразователей.

На пьезопластину модулятора света (звукопровод — тяжелый флюит), работающего на частоте 7 МГц, были нанесены электро-

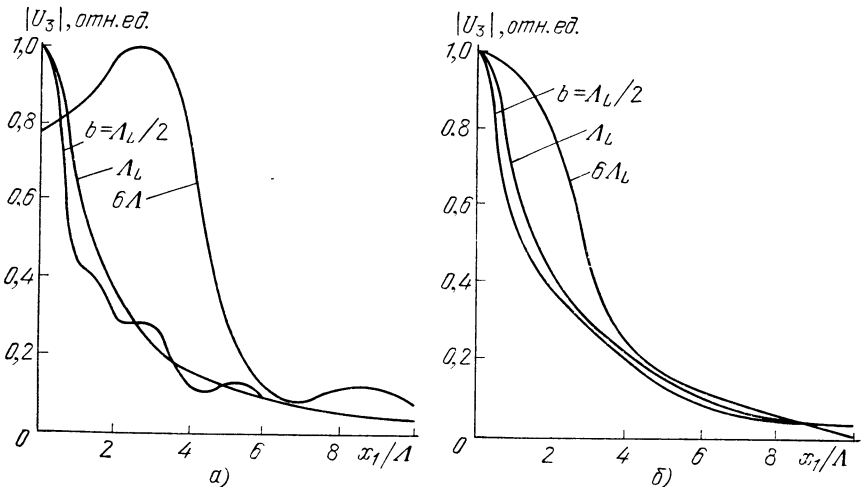


Рис. 2.12. Распределение амплитуды вертикальной составляющей смещения  $U_3(x_1, x_3)$  в звукопроводе модулятора света в направлении оси  $x_1$  для различных значений ширины электрода  $b$ :

а — звукопровод — тяжелый флюит; б — звукопровод — плавный кварц

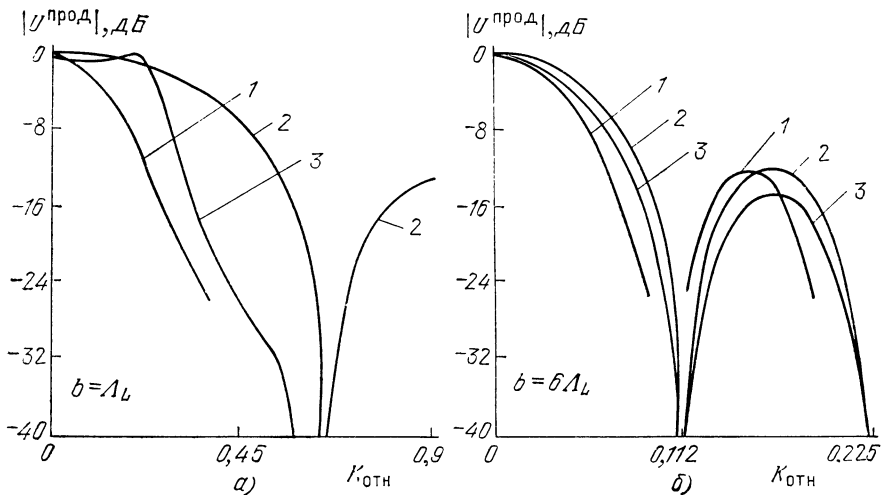


Рис. 2.13. Диаграммы направленности одиночных каналов модулятора света для различных значений ширины электрода  $b$ :

1 — экспериментальная; 2 — расчетная (без учета возмущения звукопровода и пьезопластины вне электрода); 3 — расчетная (с учетом возмущения звукопровода и пьезопластины вне электрода)

ды шириной  $\Lambda_L = 0,5$  мм, а на пьезопластине модулятора, работающего на частоте 30 МГц, — электроды шириной  $\Lambda_L = 0,75$  мм. Экспериментальные и расчетные оптические диаграммы направленности одиночных каналов приведены на рис. 2.13, а, б. Наблюдается относительное сужение диаграмм направленности, что можно объяснить сделанными упрощениями дифференциальных уравнений, а также тем, что в расчете не учитывалось наличие согласующего акустического слоя между пьезопреобразователем и звукопроводом.

Результаты исследований, представленные в параграфе, могут быть использованы при конструировании АОМ, в частности, для определения эффективной площади электродов на пьезопластине многоканальных модуляторов света с целью устранения влияния соседних каналов.

#### 2.4. ВЗАИМНОЕ ВЛИЯНИЕ КАНАЛОВ В АКУСТООПТИЧЕСКОМ МОДУЛЯТОРЕ СВЕТА

В предыдущем параграфе были представлены результаты расчета диаграммы направленности одиночного АОМ с учетом влияния возмущения пьезопластины и звукопровода вне работающего канала. Однако на практике каждый канал в многоканальном модуляторе света находится в окружении соседних каналов, электрически нагруженных на произвольное сопротивление. Поэтому представляет практический интерес учет влияния электрической нагрузки соседних каналов модулятора на парциальную

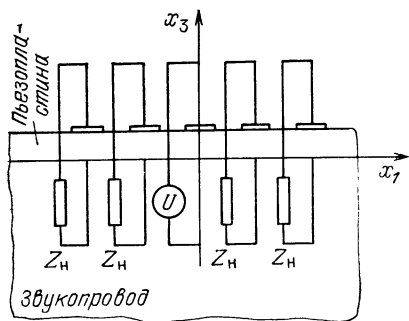


Рис. 2.14. Геометрия задачи при расчете диаграммы направленности канала модулятора света

Под диаграммой направленности канала модулятора понимается распределение интенсивности светового поля в фокальной плоскости интегрирующей линзы, расположенной за модулятором, центральный канал которого подключен к источнику сигналов, а соседние пассивные каналы нагружены на произвольные сопротивления. Это распределение эквивалентно распределению интенсивности ультразвукового поля в дальней зоне от излучателя ультразвукового сигнала, находящегося в окружении пассивных соседних излучателей, нагруженных на соответствующие сопротивления.

Нормальная компонента электрической индукции в пьезопластине, к которой приложено напряжение  $U$ ,

$$D_{30} = \epsilon^s_{33} U/d - 2e_{33} u_{30}/d,$$

где  $u_{30}$  — продольная вертикальная составляющая смещения звукопровода, расположенного под центральным электродом (сечение  $x_3 = 0$ );

Нормальная компонента электрической индукции под  $n$ -м электродом  $n$ -го канала модулятора, нагруженного на сопротивление  $Z_n$ ,

$$D_{3n} = -2e_{33} u_{3n}/d,$$

где  $u_{3n}$  — продольная вертикальная составляющая смещения звукопровода под  $n$ -м электродом (сечение  $x_3 = 0$ ).

Для нахождения дополнительного искажения диаграммы направленности канала модулятора в том случае, когда соседние каналы нагружены, определим токи, протекающие через центральный и  $n$ -й электроды, воспользовавшись формулой

$$I = S \partial D / \partial t = j \Omega S D, \quad (2.34)$$

где  $S$  — площадь электрода пьезопреобразователя.

Учитывая соотношение  $U = I_0 Z_{\text{пр}}$  ( $Z_{\text{пр}}$  — полное сопротивление пьезопреобразователя) и формулу (2.34), получаем выражения

диаграмму направленности канала [42].

На рис. 2.14 показан многоканальный АОМ, центральный канал которого подключен к источнику сигналов с напряжением  $U$ , а соседние каналы нагружены на сопротивление  $Z_n$ . Необходимо найти коэффициенты возбуждения соседних каналов модулятора, что позволит в дальнейшем рассчитать важную характеристику многоканального АОМ — диаграмму направленности канала модулятора с учетом влияния соседних каналов.

для токов, протекающих через центральный и  $n$ -й электроды:

$$I_0 = - \frac{2 \epsilon_{33} u_{30}}{\epsilon_{33}^S (1/j \Omega C_0 - Z_{\text{пр}})} ; I_n = - \frac{2 \epsilon_{33} u_{3n}}{\epsilon_{33}^S (Z_{\text{н}} + Z_{\text{пр}})} , \quad (2.35)$$

где  $C_0 = \epsilon_{33}^S S/d$  — статическая емкость пьезопреобразователя.

Используя (2.35), запишем выражение для коэффициента возбуждения  $n$ -го канала модулятора

$$\gamma_n = \frac{I_n}{I_0} = \frac{Z_{\text{пр}} - 1/j \Omega C_0}{Z_{\text{пр}} + Z_{\text{н}}} \frac{u_{3n}}{u_{30}} . \quad (2.36)$$

Полное электрическое сопротивление преобразователя на резонансной частоте может быть представлено в виде [43]

$$Z_{\text{пр}} = \frac{1}{j \Omega C_0} + \frac{4 \mathcal{K}_{33}^2 K'_L C_{33}^D}{\pi \Omega C_0 K'_S C_{11}} . \quad (2.37)$$

Здесь  $\mathcal{K}_{33}$  — коэффициент электромеханической связи пьезокерамики;  $K'_L, K'_S$  — постоянные распространения ультразвукового сигнала в пьезопреобразователе.

Подставляя (2.37) в (2.36), получаем

$$\gamma_n = \frac{\text{Re}(Z_{\text{пр}})}{Z_{\text{н}} + Z_{\text{пр}}} \frac{u_{3n}}{u_{30}} , \quad (2.38)$$

где  $\text{Re}(Z_{\text{пр}})$  — действительная часть полного электрического сопротивления пьезопреобразователя.

Для расчета диаграммы направленности канала модулятора с учетом влияния соседних каналов введем обобщенный коэффициент возбуждения

$$\gamma'_n = \frac{\text{Re}(Z_{\text{пр}})}{Z_{\text{н}} + Z_{\text{пр}}} \beta = \frac{\text{Re}(Z_{\text{пр}})}{Z_{\text{н}} + Z_{\text{пр}}} \frac{\int_{-b/2}^{b/2} u_{30}(x) u_{3n}^*(x) dx}{\int_{-b/2}^{b/2} |u_{30}(x)|^2 dx} ,$$

где  $u_{3n}^*(x)$  — функция, комплексно-сопряженная с функцией  $u_{3n}(x)$ ;  $n=1, \dots, N$ ;  $\beta$  — коэффициент, учитывающий корреляцию законов изменения механического смещения пьезопластины и звукопровода центрального и  $n$ -го каналов модулятора. Обобщенный коэффициент возбуждения центрального канала модулятора  $\gamma'_0 = 1$ .

Расчет обобщенного коэффициента возбуждения требует знания законов изменения механического смещения пьезопластины и звукопровода центрального и  $n$ -го каналов модулятора. Выражения для продольных вертикальных составляющих смещения звукопровода соответствующих каналов рассчитываются из следующего соотношения:

$$u_{3n}(x_1, x_3) = \int_{-\infty}^{+\infty} U_3(x_3, k) \exp(j k x_1) dk .$$

Диаграмма направленности центрального канала модулятора с учетом влияния соседних каналов при различных значениях полных электрических сопротивлений на соседних каналах

$$ДН(k) = U^{прод}(x_3, k) \left| 1 - \gamma'_0 + \sum_{n=-(N-1)/2}^{(N-1)/2} \gamma'_n \operatorname{rect}\left(\frac{x_1 - 2bn}{b}\right) e^{ikn} \right|,$$

где

$$\operatorname{rect}\left[\frac{x}{b}\right] = \begin{cases} 1, & \text{если } |x| \leq b/2, \\ 0, & \text{если } |x| > b/2. \end{cases}$$

Были выполнены расчеты диаграмм направленности центрального канала модулятора с учетом влияния соседних каналов при

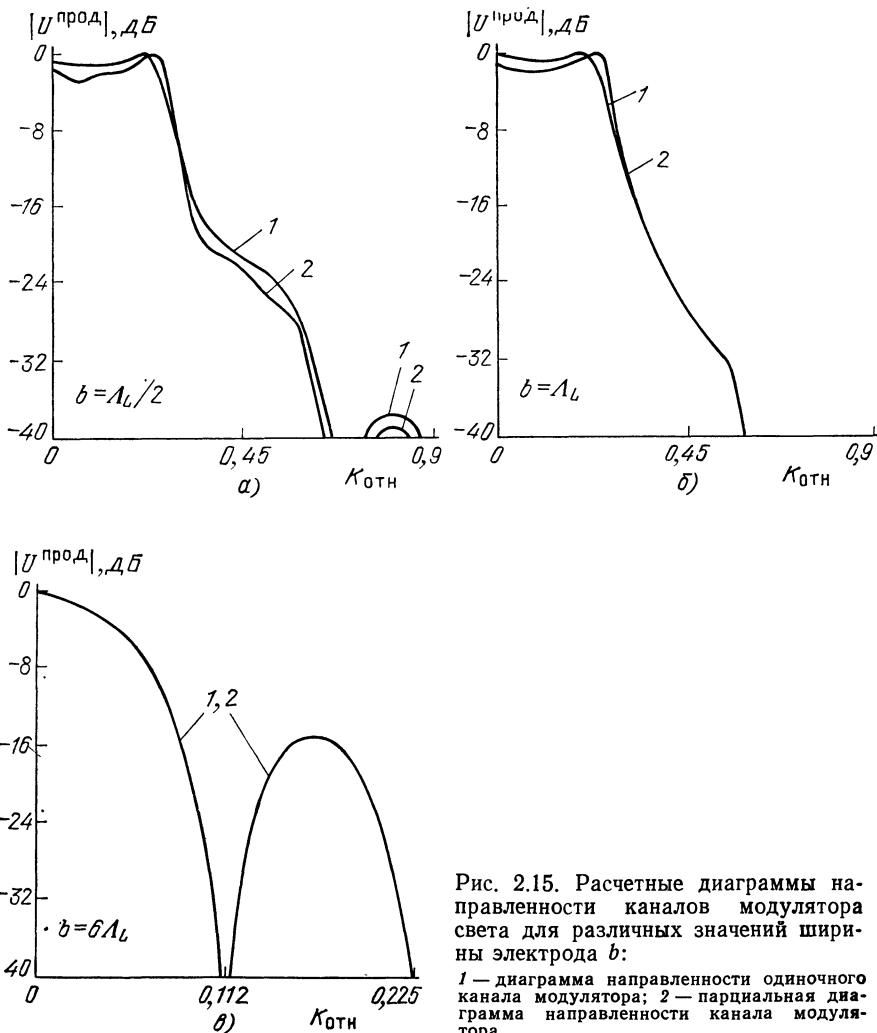


Рис. 2.15. Расчетные диаграммы направленности каналов модулятора света для различных значений ширины электрода  $b$ :

1 — диаграмма направленности одиночного канала модулятора; 2 — частичная диаграмма направленности канала модулятора

различных значениях полного электрического сопротивления на соседних каналах модулятора и различной геометрии электродов на пьезоэлектрической пластине (пьезопреобразователь —  $\text{BaTiO}_3$ , звукопровод — тяжелый флинт). Полученные кривые представлены на рис. 2.15,а—в. Если  $b > \Lambda_L$ , то независимо от величины полного электрического сопротивления на соседних каналах диаграммы направленности одиночного канала и канала с учетом влияния соседних каналов практически совпадают. При уменьшении ширины электрода до  $\Lambda_L/2$  наблюдается некоторое отличие рассматриваемых диаграмм друг от друга. Ширина диаграммы направленности канала модулятора с учетом влияния соседних каналов меняется незначительно, наблюдается отклонение амплитуды огибающей диаграмм модулятора с учетом влияния соседних каналов на 1...3 дБ. Малые отличия диаграммы направленности канала модулятора с учетом влияния соседних каналов от диаграммы направленности одиночного канала можно объяснить тем, что в выражение для  $\gamma'_n$  входит квадрат коэффициента электромеханической связи, который даже для эффективных пьезоматериалов имеет малую величину.

Для проверки теоретических расчетов были произведены экспериментальные измерения парциальных диаграмм направленности при различных значениях сопротивления нагрузки соседних каналов модулятора. На рис. 2.16,а представлены парциальные диаграммы для модулятора света (звукопровод — тяжелый флинт) с шириной электродов  $6\Lambda_L = 0,75$  мм (частота 30 МГц). Изменение сопротивления нагрузки соседних каналов незначительно изменяет ширину и форму диаграмм. Аналогичные результаты измерений для модулятора света с шириной электрода  $\Lambda_L = 0,5$  мм (частота 8 МГц) представлены на рис. 2.16,б.

При изменении нагрузки соседних каналов модулятора наблюдается изменение ширины диаграмм примерно на 10%, что удов-

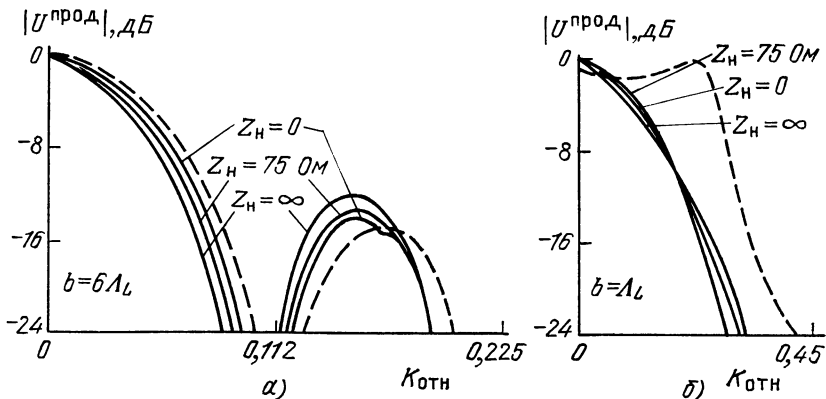


Рис. 2.16. Парциальные диаграммы направленности каналов модулятора света для различных значений ширины электрода  $b$ :

— экспериментальные кривые; — — расчетные кривые

летворяет результатам теоретического анализа. Расчеты и экспериментальные исследования парциальных диаграмм направленности показали, что если ширина электрода на пьезоэлектрической пластине превышает  $2\Delta_L$ , то влияние соседних каналов модулятора можно не учитывать. Наличие соседних каналов начинает сказываться на диаграмме направленности канала модулятора в том случае, когда ширина электрода на пьезопластине меньше  $\Delta_L$ .

Экспериментальные исследования оптических диаграмм направленности, формируемых одиночным и всеми каналами модулятора, подтвердили правильность выбранной упрощенной модели и результаты теоретических исследований.

Приведенные результаты могут быть использованы при выборе геометрии расположения электродов на пьезоэлектрической пластине при создании многоканальных ультразвуковых модуляторов света в диапазоне частот до 100 МГц. На более высоких частотах размеры электродов на практике уже будут значительно превышать длину ультразвуковой волны, и возмущение пьезопластины и звукопровода вне работающего канала будет незначительно влиять на форму диаграммы направленности канала модулятора.

### 3. ВЛИЯНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ В АКУСТООПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРАХ НА ДИНАМИЧЕСКИЙ ДИАПАЗОН ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

#### 3.1. ВЗАИМНАЯ МОДУЛЯЦИЯ СИГНАЛОВ В ОДНОКАНАЛЬНОМ АКУСТООПТИЧЕСКОМ МОДУЛЯТОРЕ

Динамический диапазон — важный параметр акустооптических систем, обладающих способностью одновременно обрабатывать несколько сигналов в реальном масштабе времени. По определению динамический диапазон равен отношению максимальной амплитуды входных сигналов к их минимальной амплитуде, при которой отношение сигнал-шум на выходе равно заданной величине при наличии на входе системы по крайней мере двух одинаковых сигналов. При одновременной обработке нескольких сигналов в акустооптических системах возникает проблема ограничения ДД из-за взаимной модуляции (интермодуляции) сигналов в АОМ.

На рис. 3.1 показано распределение интенсивности света в фокальной плоскости интегрирующей линзы при спектральном анализе в акустооптической системе двух одинаковых по амплитуде сигналов с частотами  $f_1$  и  $f_2$  в зависимости от пространственной частоты  $f(x)$ . Кроме основных дифракционных максимумов 1-го

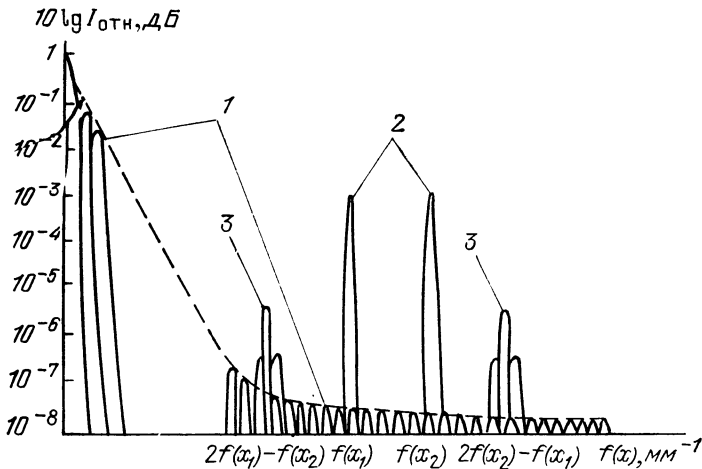


Рис. 3.1. Распределение интенсивности света в фокальной плоскости интегрирующей линзы

порядка 2, на выходе системы наблюдаются максимумы составляющих взаимной модуляции 3-го порядка 3, а также боковые лепестки 0-го порядка 1, обусловленные конечной апертурой АОМ. Дополнительные составляющие интенсивности света являются мешающими компонентами, ограничиваемыми ДД акустооптической системы. Если на выходе элементов детекторной матрицы, регистрирующей распределение интенсивности света, представленное на рис. 3.1, имеется постоянный уровень шума, то этот шум, а также составляющие интенсивности света 0-го порядка, могут быть скомпенсированы при вторичной обработке сигналов после детектирования. Однако этим способом нельзя добиться эффективного подавления боковых лепестков в спектре анализируемого сигнала, составляющих рассеяния в оптических компонентах и составляющих взаимной модуляции сигналов 3-го порядка  $2f_2 - f_1$  и  $2f_1 - f_2$ , обусловленных в первую очередь нелинейностью АОМ. Уровень фонового рассеяния света можно снизить при использовании высококачественных оптических компонентов (объективов, транспарантов), уровень боковых лепестков 0-го порядка — при соответствующем взвешивании оптического пучка света, освещающего звукопровод модулятора. Составляющие взаимной модуляции сигналов 3-го порядка могут быть снижены за счет уменьшения индекса фазовой модуляции.

Наиболее полный анализ нелинейных эффектов в акустооптических устройствах при многочастотной дифракции света на звуке для различных режимов выполнен в работе [47]. Аналитические выражения для нормированных интенсивностей света, обусловленных составляющими взаимной модуляции 3-го порядка, оказывающими основное влияние на ДД, равны  $|J_2(\Psi)J_1(\Psi)|^2$  в случае дифракции Рамана — Ната и  $|J_3(\Psi)|^2$  в случае дифракции



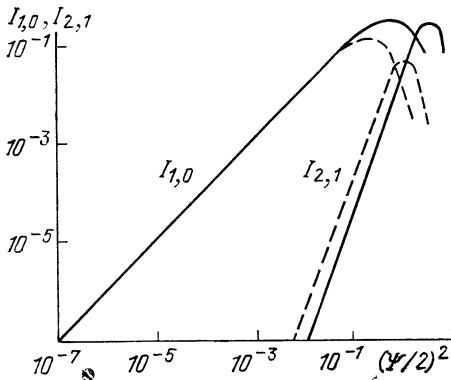


Рис. 3.2. Зависимость нормированной интенсивности основных мод  $I_{1,0}$  и мод взаимной модуляции 3-го порядка  $I_{2,1}$  от нормированной мощности двух равных сигналов:

— режим дифракции Брэгга; --- режим дифракции Рамана — Ната

Брэгга. При небольших значениях индекса фазовой модуляции  $\Psi$ , когда можно принять функцию Бесселя  $n$ -го порядка  $J_n(\Psi) \approx \Psi^n / (2^n n!)$ , приближенные выражения для составляющих взаимной

модуляции интенсивности света принимают следующие значения:  $\frac{1}{4} \left( \frac{\Psi}{2} \right)^6$  для режима дифракции Рамана — Ната и  $\frac{1}{36} \left( \frac{\Psi}{2} \right)^6$  для режима дифракции Брэгга.

Расчетные зависимости интенсивности света от мощности входных сигналов равной амплитуды для различных режимов дифракции световых волн на ультразвуковых волнах изображены на рис. 3.2. Интенсивность мод взаимной модуляции 3-го порядка в режиме дифракции Брэгга в 9 раз слабее, чем в режиме дифракции Рамана — Ната. Если принять уровень шума, возникающего из-за наличия боковых лепестков при ограниченной апертуре оптических компонентов реальной системы, за  $10^{-7}$ , то ДД, в котором не возникают составляющие взаимной модуляции 3-го порядка, приблизительно равен 50 дБ при максимальной эффективности дифракции 1%. Для получения такого ДД необходимы усилители мощности с малой нелинейностью амплитудной характеристики для возбуждения АОМ. Используя результаты, полученные в [47], можно выбрать необходимый режим работы АОМ в зависимости от требований, предъявляемых к оптической обрабатывающей системе.

### 3.2. ВЗАИМНАЯ МОДУЛЯЦИЯ СИГНАЛОВ В ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ С МНОГОКАНАЛЬНЫМ АКУСТООПТИЧЕСКИМ МОДУЛЯТОРОМ

При решении ряда задач, например при построении двумерной оптической системы, обрабатывающей сигналы антенных решеток, возникает необходимость в использовании для ввода радиолокационной информации многоканальных АОМ. В этом случае на выходе оптической системы может одновременно осуществляться спектральный анализ поступающей информации по одной координате (ось частот) и формирование веера диаграмм направленности антенной решетки по другой координате (ось углов). При поступлении на антенную решетку нескольких сигналов

под различными углами к апертуре антенны на выходе оптической системы как по оси углов, так и по оси частот возможно появление дополнительных мешающих сигналов, обусловленных взаимной модуляцией сигналов, поступающих одновременно в многоканальный АОМ. Особенно существенно ограничение ДД при одновременном поступлении на антенную решетку под различными углами к ее апертуре слабого сигнала от цели и мощного сигнала от источника активных помех.

Приведем количественный анализ влияния дополнительных мешающих сигналов, порождаемых многоканальным АОМ, на ДД двумерной оптической системы, осуществляющей согласованную фильтрацию радиолокационных сигналов и формирование веера диаграмм направленности антенной решеткой. На рис. 3.3 изображена упрощенная двумерная оптическая система.

На линейную антенную решетку 3 поступают два сигнала: линейный частотно-модулированный (ЛЧМ) и помеховый. Сигналы с элементов антенной решетки после преобразования частоты (гертеродин 5, усилитель промежуточной частоты (УПЧ) 4) поступают на соответствующие электроды пьезопреобразователя многоканального АОМ 6, который освещается плоской когерентной волной от оптического квантового генератора 1 и коллиматора 2.

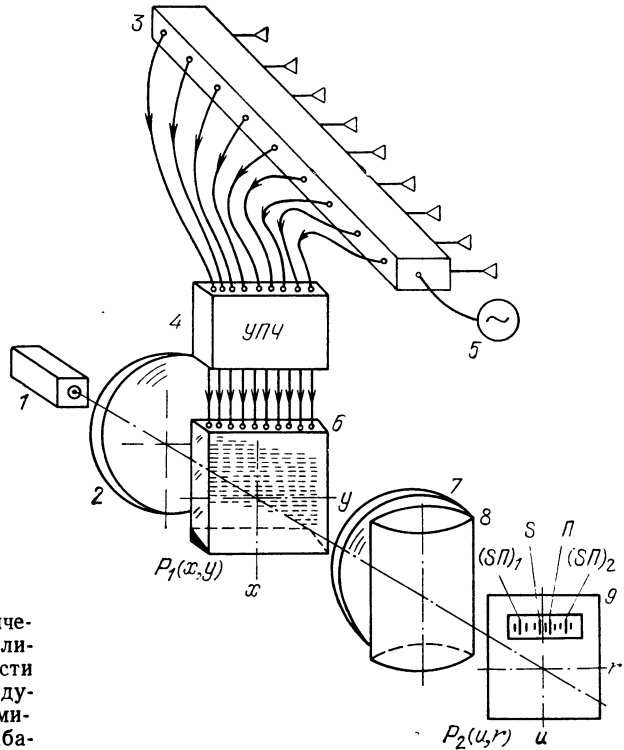


Рис. 3.3. Модель оптической системы для анализа влияния нелинейности многоканального модулятора света на динамический диапазон обрабатываемых сигналов

Сферическая 7 и цилиндрическая 8 линзы осуществляют преобразование Фурье по оси  $y$  и преобразование Френеля по оси  $x$ . Результирующее распределение света  $P_2(u, r)$ , формируемое в выходной плоскости 9, регистрируется с помощью точечного фотоприемника, расположенного в месте формирования 1-го порядка дифрагированного света.

Поставленная задача решается при условии, что шумы, вызываемые всеми остальными элементами оптической системы, отсутствуют. Многоканальный модулятор света работает в режиме бегущих волн, и не учитывается расходимость ультразвуковых пучков, обусловленная конечной шириной электродов на преобразователе модулятора [12]. Линейный частотно-модулированный сигнал, отраженный от цели, и помеха на входе  $n$ -го элемента антенной решетки могут быть представлены в виде [7]

$$S_n(t) = a_1(t) \cos \left[ \omega_n(t - n \Delta t_1) + \frac{\mu}{2} (t - \Delta t_1 n)^2 \right],$$

$$\Pi_n(t) = a_2(t) \cos [\omega_n(t - n \Delta t_2) + \varphi_2(t)],$$

где  $a_1(t)$ ;  $a_2(t)$  — амплитуды сигнала и помехи;  $\omega_n(t) = 2\pi f_n$  — несущая циклическая частота сигнала;  $\mu = \Delta\omega_n/\tau$  — закон изменения частоты в ЛЧМ-сигнале;  $\tau$  — длительность ЛЧМ-сигнала;  $\Delta\omega_n = 2\pi \Delta f$  — полоса ЛЧМ-сигнала;  $\Delta t_1$ ,  $\Delta t_2$  — временные задержки сигнала, отраженного от цели, и помехового сигнала при поступлении на соседние элементы антенной решетки;  $\varphi_2(t)$  — функция, характеризующая закон изменения фазы в помеховом сигнале.

В АОМ сигналы описываются следующими выражениями:

$$S_n \left( t - \frac{x}{v_{зв}} \right) = a_1 \left( t - \frac{x}{v_{зв}} \right) \cos \left[ \omega_{пр} \left( t - \frac{x}{v_{зв}} \right) - \omega_n n \Delta t_1 + \frac{\mu}{2} \left( t - \frac{x}{v_{зв}} - n \Delta t \right)^2 \right], \quad (3.1)$$

$$\Pi_n \left( t - \frac{x}{v_{зв}} \right) = a_2 \left( t - \frac{x}{v_{зв}} \right) \cos \left[ \omega_{пр} \left( t - \frac{x}{v_{зв}} \right) - \omega_n n \Delta t_2 + \varphi_2 \left( t - \frac{x}{v_{зв}} \right) \right], \quad (3.2)$$

где  $\omega_{пр} = 2\pi f_{пр}$  — промежуточная частота. В выражениях (3.1) и (3.2) учтено, что временные сигналы в модуляторе преобразуются в пространственный аналог, и поэтому сделана замена  $t \rightarrow t - x/v_{зв}$ .

Будем считать, что модулятор света работает в режиме дифракции Рамана — Ната и сигналы, преобразованные в акустический аналог, ограничены размерами входной апертуры АОМ и звуковых каналов. Функция пропускания модулятора [12]

$$T(x, y, t) = \sum_{n=-(N-1)/2}^{n=(N-1)/2} \text{rect} \left( \frac{x}{v_{зв} \tau} \right) \text{rect} \left( \frac{t}{\tau} - \frac{x}{v_{зв} \tau} \right) \times \\ \times \text{rect} \left( \frac{y - nd_M}{b} \right) \exp \left\{ -j \left[ \Psi_S S'_n \left( t - \frac{x}{v_{зв}} \right) + \Psi_{\Pi} \Pi'_n \left( t - \frac{x}{v_{зв}} \right) \right] \right\},$$

где  $d_m$  — расстояние между центрами соседних каналов АОМ;  $b$  — ширина канала модулятора;  $N$  — число каналов АОМ;  $\Psi_S, \Psi_{\Pi}$  — индексы фазовой модуляции сигнала и помехи, пропорциональные амплитудам сигнала, отраженного от цели, и помехового сигнала соответственно;  $S'_n = S_n/a_1(t)$ ;  $\Pi'_n = \Pi_n/a_2(t)$ .

Используя разложение (1.25), получаем

$$\begin{aligned}
 T(x, y, t) = & \sum_{n=-(N-1)/2}^{(N-1)/2} \text{rect}\left(\frac{x}{v_{\text{эВ}} \tau}\right) \text{rect}\left(\frac{t}{\tau} - \frac{x}{v_{\text{эВ}} \tau}\right) \times \\
 & \times \text{rect}\left(\frac{y - nd_m}{b}\right) \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} j^{m+p} J_m(\Psi_S) J_p\left[\Psi_{\Pi}\left(t - \frac{x}{v_{\text{эВ}}}\right)\right] \times \\
 & \times \exp\left\{-jm\left[\omega_{\text{пр}}\left(t - \frac{x}{v_{\text{эВ}}}\right) - \omega_{\text{н}} n \Delta t_1 + \frac{\mu}{2}\left(t - \frac{x}{v_{\text{эВ}}} - n \Delta t_1\right)^2\right]\right\} \times \\
 & \times \exp\left\{-jp\left[\omega_{\text{пр}}\left(t - \frac{x}{v_{\text{эВ}}}\right) - \omega_{\text{н}} n \Delta t_2 + \varphi_2\left(t - \frac{x}{v_{\text{эВ}}}\right)\right]\right\}. \quad (3.3)
 \end{aligned}$$

Зная функцию пропускания в плоскости модулятора света и выполняя преобразование Френеля по оси  $x$  и преобразование Фурье по оси  $y$ , получаем распределение амплитуд света в выходной плоскости  $P_2(u, r)$  [48]

$$\begin{aligned}
 E(u, r, t) = & \exp(jvt) \frac{\exp(jkF_{\text{эКВ}})}{\lambda_{\text{сВ}} F_{\text{эКВ}}} \times \\
 & \times \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} T(x, y, t) \exp\left(-j\frac{k}{2F_1}x^2\right) \exp\left[j\frac{k}{2F_{\text{эКВ}}}(u-x)^2\right] \times \\
 & \times \exp\left(-j\frac{k}{F_{\text{эКВ}}}ry\right) dx dy, \quad (3.4)
 \end{aligned}$$

где  $F^{-1}_{\text{эКВ}} = F_1^{-1} + F_2^{-1}$ ;  $F_1$  — фокусное расстояние сферической линзы;  $F_2$  — фокусное расстояние цилиндрической линзы.

Сомножитель  $\exp[-jkx^2/(2F_1)]$  в (3.4) учитывает, что между входной  $P_1(x, y)$  и выходной  $P_2(u, r)$  плоскостями находится сферическая линза.

Подставив (3.3) в уравнение (3.4), запишем распределение амплитуд света в выходной плоскости в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 E(u, r, t) = & \exp(jvt) \frac{\exp(jkF_{\text{эКВ}})}{j\lambda_{\text{сВ}} F_{\text{эКВ}}} \exp\left(j\frac{k}{2F_{\text{эКВ}}}u^2\right) \times \\
 & \times \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \exp\left\{-j\left[(m+p)\omega_{\text{пр}}t + \frac{1}{2}m\mu t^2\right]\right\} \times \\
 & \times \frac{\sin[krb/(2F_{\text{эКВ}})]}{krb/(2F_{\text{эКВ}})} \sum_{n=-(N-1)/2}^{(N-1)/2} j^{m+p} J_m(\Psi_S) \times \\
 & \times \exp[j\omega_{\text{н}}n(m\Delta t_1 + p\Delta t_2)] \exp\left(-j\frac{k}{F_{\text{эКВ}}}r nd_m\right) \times \\
 & \times \exp\left[j\mu mn\Delta t_1\left(t - \frac{n\Delta t_1}{2}\right)\right] \exp\left(-j\frac{\chi^2}{4\beta}\right) \Lambda_{m,p}, \quad (3.5)
 \end{aligned}$$

где

$$\Lambda_{m,p} = \int_{\omega_1}^{\omega_2} J_p \left[ \Psi_{\Pi} \left( t - \frac{x}{v_{\text{зв}}} \right) \right] \exp \left[ -j p \varphi_2 \left( t - \frac{x}{v_{\text{зв}}} \right) \right] \times \\ \times \exp \left[ j \left( \sqrt{\beta} x + \frac{\chi}{2\sqrt{\beta}} \right)^2 \right] dx; \quad (3.6)$$

$$\chi = (m+p) \frac{\omega_{\text{пр}}}{v_{\text{зв}}} + \frac{\mu m}{v_{\text{зв}}} (t - n \Delta t_1) - \frac{k u}{F_{\text{эКВ}}};$$

$$\beta = \frac{k}{2x_0} - \frac{m\mu}{2v_{\text{зв}}^2};$$

$$\omega_1 = v (t - n \Delta t_1) - \frac{v_{\text{зв}} T_{\text{м}}}{2}; \quad \omega_2 = \frac{v_{\text{зв}} T_{\text{м}}}{2}; \quad x_0 = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{св}}} \frac{\tau}{\Delta \omega} v_{\text{зв}}^2;$$

$T_{\text{м}}$  — время распространения акустического сигнала в звукопроводе АОМ. В этом случае  $F_{\text{эКВ}}^{-1} = F_1^{-1} + x_0^{-1}$ .

Для упрощения выражения (3.5), во-первых, предположим, что точечный фотоприемник расположен в плоскости  $P_2(u, r)$  в месте формирования  $+1$ -го порядка дифрагированного света, т. е.  $u = \lambda_{\text{св}} F_{\text{эКВ}} / v_{\text{зв}} = \omega_{\text{пр}} F_{\text{эКВ}} / (k v_{\text{зв}})$ , во-вторых, будем интересоваться только теми членами уравнения, которые вносят наибольший вклад в распределение амплитуд света в указанном месте плоскости  $P_2(u, r)$ . Нетрудно заметить, что тогда для слагаемых в четвертом сомножителе  $m+p=1$ . При этом  $m$  и  $p$  принимают следующие значения:  $m=1, p=0$  — отметка от сигнала ( $S$  на рис. 3.3), отраженного от цели;  $m=0, p=1$  — отметка от помехового сигнала ( $\Pi$  на рис. 3.3);  $m=-1, p=2$  — интермодуляционная отметка сигнал-помеха [ $(S\Pi)_1$  на рис. 3.3];  $m=2, p=-1$  — интермодуляционная отметка помеха-сигнал [ $(S\Pi)_2$  на рис. 3.3]. Влияние остальных слагаемых на распределение амплитуд света в интересующем нас месте выходной плоскости несущественно, так как в выражения для этих отметок входят функции Бесселя более высокого порядка.

Запишем распределение амплитуд света на выходе оптической системы для отметки от сигнала ( $m=1, p=0$ ):

$$E_1(u, r, t) = \exp(j \nu t) \frac{\exp(j k F_{\text{эКВ}})}{j \lambda_{\text{св}} F_{\text{эКВ}}} \exp \left( j \frac{k}{2 F_{\text{эКВ}}} u^2 \right) \times \\ \times \exp \left[ -j \left( \omega_{\text{пр}} t + \frac{\mu}{2} t^2 \right) \right] \frac{\sin [k r b / (2 F_{\text{эКВ}})]}{k r b / (2 F_{\text{эКВ}})} J_1(\Psi_S) \times \\ \times J_0(\Psi_{\Pi}) \sum_{n=-(N-1)/2}^{(N-1)/2} b v_{\text{зв}} (\tau - (t - n \Delta t_1)) \times \\ \times \exp \left\{ -j 2\pi n \left( \frac{r d_{\text{м}}}{\lambda_{\text{св}} F_{\text{эКВ}}} - f_{\text{п}} \Delta t_1 \right) \frac{\sin [\mu (t - n \Delta t_1) (\tau - (t - n \Delta t_1)) / 2]}{\mu (t - n \Delta t_1) (\tau - (t - n \Delta t_1)) / 2} \right\}. \quad (3.7)$$

Это выражение можно упростить, если временная задержка огибающей сигналов при их поступлении на соседние элементы ан-

тенной решетки мала по сравнению с длительностью сжатого импульса, т. е.  $N\Delta t_1 \leq \tau_{сж} = 1/\Delta f$  или

$$\Delta f N \Delta t_1 = \Delta f N d_p \sin \theta_s / c_0 \ll 1, \quad (3.8)$$

где  $d_p$  — расстояние между соседними элементами антенной решетки;  $\theta_s$  — угол между нормалью к апертуре антенны и направлением на цель.

Условие (3.8) гарантирует отсутствие потерь при когерентной обработке сигналов, принятых элементами антенной решетки, и наклонном падении фронта волны на антенну ( $\theta_s \neq 0$ ). С учетом (3.8) выражение (3.7) принимает вид

$$E_1(u, r, t) = \exp(j \nu t) \frac{\exp(j k F_{\text{ЭКВ}})}{\lambda_{\text{СВ}} F_{\text{ЭКВ}}} \exp\left(j \frac{k}{2 F_{\text{ЭКВ}}} u^2\right) \times \\ \times \exp(-j \omega_{\text{пр}} t) J_1(\Psi_S) J_0(\Psi_{\Pi}) b v_{\text{ЭВ}} (\tau - |t|) \times \\ \times \frac{\sin \frac{k r b}{2 F_{\text{ЭКВ}}} \sin \left[ \pi N \left( \frac{r d_M}{\lambda_{\text{СВ}} F_{\text{ЭКВ}}} - \frac{d_p \sin \theta_s}{\lambda_H} \right) \right]}{\frac{k r b}{2 F_{\text{ЭКВ}}} \sin \left[ \pi \left( \frac{r d_M}{\lambda_{\text{СВ}} F_{\text{ЭКВ}}} - \frac{d_p \sin \theta_s}{\lambda_H} \right) \right]} \frac{\sin \left[ \frac{\mu}{2} t (\tau - |t|) \right]}{\frac{\mu}{2} t (\tau - |t|)}, \quad (3.9)$$

где  $\lambda_H$  — длина волны сигнала, поступающего на антенную решетку.

Как видно из (3.9), амплитуда  $E_1$  зависит от индексов фазовой модуляции  $\Psi_S$  и  $\Psi_{\Pi}$  [при  $\Psi_{\Pi} \ll 1$  она изменяется пропорционально  $J_1(\Psi_S)$ ]; наблюдается доплеровское смещение частоты световой несущей на  $\omega_{\text{пр}}$ ; максимум амплитуды света смещен в плоскости  $P_2(u, r)$  по оси  $r$  на величину  $\Delta r = \frac{\lambda_{\text{СВ}} F_{\text{ЭКВ}}}{d_M} \frac{d_p \sin \theta_s}{\lambda_H}$ ; закон изменения максимума  $E_1(t)$  соответствует во времени закону изменения автокорреляционной функции на выходе согласованного фильтра [7]. Если на антенную решетку поступает только сигнал, отраженный от цели ( $m=1, p=0$ ), оптическая система работает как согласованный фильтр, обеспечивая наибольший ДД обрабатываемых сигналов. Наличие отметок от помехового сигнала и отметок, обусловленных взаимной модуляцией сигналов в модуляторе, приводит к ограничению ДД оптической системы.

Для определения ДД оптической системы запишем выражение для амплитуд света в плоскости  $P_2(u, r)$

$$E_{m,p}(u, r, t) = \exp(j \nu t) \frac{\exp(j k F_{\text{ЭКВ}})}{\lambda_{\text{СВ}} F_{\text{ЭКВ}}} \exp\left(j \frac{k}{2 F_{\text{ЭКВ}}} u^2\right) \times \\ \times \exp\left\{-j \left[ (m+p) \omega_{\text{пр}} t + \frac{m \mu t^2}{2} \right]\right\} J_m(\Psi_S) \exp\left(-j \frac{\chi^2}{4\beta}\right) \Lambda_{m,p} \times \\ \times \frac{\sin \frac{k r b}{2 F_{\text{ЭКВ}}} \sin \left\{ \pi N \left[ \frac{r d_M}{\lambda_{\text{СВ}} F_{\text{ЭКВ}}} - \frac{c_0}{\lambda_H} \left( \frac{m d_p \sin \theta_s}{c_0} + \frac{p d_p \sin \theta_{\Pi}}{c_0} \right) \right] \right\}}{\frac{k r b}{2 F_{\text{ЭКВ}}} \sin \left\{ \pi \left[ \frac{r d_M}{\lambda_{\text{СВ}} F_{\text{ЭКВ}}} - \frac{c_0}{\lambda_H} \left( \frac{m d_p \sin \theta_s}{c_0} + \frac{p d_p \sin \theta_{\Pi}}{c_0} \right) \right] \right\}}, \quad (3.10)$$

где  $\theta_{\Pi}$  — угол между нормалью к апертуре антенны и направлением на источник помехового сигнала.

Все отметки в плоскости  $P_2(u, r)$  в общем случае имеют различные координаты  $r$ , которые определяются из следующего соотношения:

$$r_{m,p} = \frac{\lambda_{св}}{a} \frac{L}{\lambda_{\Pi}} F_{эпв} (m \sin \theta_s + p \sin \theta_{\Pi}), \quad (3.11)$$

где  $L = d_p N$  — апертура антенной решетки;  $a = d_m N$  — апертура модулятора по оси  $y$ .

Как правило, отметка от помехи имеет значительно бóльшую амплитуду в выходной плоскости по сравнению с отметкой от сигнала и отметками, обусловленными взаимной модуляцией сигналов. Известен эффективный способ подавления помеховых сигналов оптическими средствами, который позволяет практически полностью подавить отметку от помехового сигнала вместе с ее боковыми лепестками [49]. Однако отметки, вызванные взаимной модуляцией сигнала, отраженного от цели, и помехового сигнала, пространственно разнесены в плоскости  $P_2(u, r)$  с отметкой от помехового сигнала и поэтому беспрепятственно проходят на выход оптической системы и приводят к ограничению ДД обрабатываемых сигналов.

Определим ДД обрабатываемых сигналов на выходе системы как отношение максимального значения интенсивности света от сигнала, отраженного от цели ( $m=1, p=0$ ), к максимальному значению интенсивности света, связанной с взаимной модуляцией сигналов ( $m=2, p=-1$ ;  $m=-1, p=2$ ). Тогда выражение для ДД, обеспечиваемого на выходе оптической системы, при поступлении на антенную решетку сигнала, отраженного от цели, и помехового сигнала в общем случае записывается с учетом (3.9) и (3.10) следующим образом:

$$D_{1,2} = \left| \frac{E_1}{E_{m,p}} \right|^2 = \left| v_{эв} \tau \frac{J_1(\Psi_S) J_0(\Psi_{\Pi})}{J_m(\Psi_S) \Lambda_{m,p}} \right|^2. \quad (3.12)$$

Чтобы выполнить расчет, необходимо предварительно найти соответствующие значения функции  $\Lambda_{m,p}$ . Если предположить, что выполняется условие (3.8), а также рассматривать частный случай реализации помехового сигнала в виде гармонического сигнала [ $\varphi_2(t) = 0$ ] с постоянной амплитудой  $a_2(t) = \text{const}$ , то выражение для ДД на выходе оптической системы упрощается:

$$D_1 = \left| \frac{E_1}{E_{m,p}} \right|^2 = K_{сж} \frac{J_0^2(\Psi_{\Pi})}{J_2^2(\Psi_{\Pi})}; \quad m = -1, \quad p = 2; \quad (3.13)$$

$$D_2 = \left| \frac{E_1}{E_{m,p}} \right|^2 = K_{сж} \frac{J_1^2(\Psi_S) J_0^2(\Psi_{\Pi})}{J_2^2(\Psi_S) J_1^2(\Psi_{\Pi})}; \quad m = 2, \quad p = -1, \quad (3.14)$$

где  $K_{сж} = \tau \cdot \Delta f$  — коэффициент сжатия,  $\Delta f$  — полоса пропускания АОМ.

Таблица 3.1. Зависимость динамического диапазона  $D_1$  от индексов фазовой модуляции

$\Psi_{\Pi}$	$\Psi_S$				
	0,1	0,3	0,5	1,0	1,5
0,1	78	78	78	78	78
0,3	59	59	59	59	59
0,5	48	48	48	48	48
1,0	36	36	36	36	36
1,5	26	26	26	26	26

Таблица 3.2. Зависимость динамического диапазона  $D_2$  от индексов фазовой модуляции

$\Psi_{\Pi}$	$\Psi_S$				
	0,1	0,3	0,5	1,0	1,5
0,1	75	65	61	54	49
0,3	65	56	51	45	41
0,5	61	51	45	39	36
1,0	54	45	39	33	29
1,5	49	41	36	29	23

В табл. 3.1 и 3.2 приведены значения ДД, вычисленные по формулам (3.13) и (3.14) в децибелах при  $K_{сж}=100$ . Как видно из табл. 3.1, при постоянном индексе фазовой модуляции помехи  $\Psi_{\Pi}$  ДД не зависит от индекса фазовой модуляции сигнала  $\Psi_S$ , т. е. с изменением  $\Psi_S$  одновременно изменяются амплитуды как полезного сигнала на выходе системы, так и ложной отметки, вызванной взаимной модуляцией сигнала, отраженного от цели, и помехового сигнала, причем при увеличении  $\Psi_{\Pi}$  наблюдается значительное уменьшение ДД. Так, при  $\Psi_{\Pi}=1,5$   $D_1=26$  дБ, в то время как при  $\Psi_{\Pi}=0,1$   $D_1=78$  дБ. С увеличением  $\Psi_S$  и  $\Psi_{\Pi}$  наблюдается уменьшение и  $D_2$ .

Используя результаты, приведенные в табл. 3.1 и 3.2, можно оценить ограничения, накладываемые на  $\Psi_S$  и  $\Psi_{\Pi}$  для достижения заданного ДД. Так, для обеспечения  $D_1=D_2=40$  дБ при  $K_{сж}=100$  необходимо, чтобы  $\Psi_{\Pi}=0,75$ , а  $\Psi_S \leq 1,2$ , в то время как при  $K_{сж}=1$   $\Psi_{\Pi} \leq 0,3$  и  $\Psi_S \leq 0,3$ .

Для оценки ДД на выходе оптической системы при поступлении на антенную решетку помехового сигнала со сложным законом изменения амплитуды и фазы необходимо предварительно воспользоваться уравнением (3.6) для расчета функции  $\Lambda_{m,p}$  и затем определить ДД по формуле (3.12).

Для увеличения ДД на выходе системы необходимо уменьшить амплитуды сигналов, вводимых в оптическую систему. Так, для получения ДД обрабатываемых сигналов 60 дБ необходимо, чтобы полезный и помеховый сигналы обеспечивали индексы фазовой модуляции не более 0,1 при  $K_{сж}=1$ .

Представленные результаты могут быть использованы для количественной оценки ДД оптической системы с многоканальным АОМ, осуществляющей обработку сигналов антенной решетки, а также для выбора необходимого режима работы модулятора.

### 3.3. ПОТЕРИ В ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ ПРИ СТУПЕНЧАТОМ РАЗНЕСЕНИИ КАНАЛОВ МОДУЛЯТОРА

Взаимная модуляция сигналов в АОМ является не единственным фактором, приводящим к потерям на выходе оптической обрабатывающей системы. При построении, например, оптической системы, обрабатывающей сигналы ан-



тенной решетки, под потерями информации понимается как ограничение ДД обрабатываемых сигналов, так и ухудшение разрешения по направлению, и увеличение уровня боковых лепестков в оптической диаграмме направленности, формируемой на выходе системы.

При оптической обработке сигналов антенной решетки возникает необходимость в создании многоканальных АОМ с числом каналов, равным числу элементов в столбце или строке антенной решетки. Поскольку апертура используемых в оптической системе линз ограничена, задача создания многоканальных модуляторов света с большим числом каналов решается путем увеличения плотности их размещения на звукопроводе, что, в свою очередь, приводит к увеличению взаимной связи соседних каналов и ухудшению характеристик на выходе оптической системы.

Одним из способов снижения электрической и акустической связи между соседними каналами модулятора при сохранении числа каналов в заданной апертуре звукопровода является ступенчатое разнесение электродов в плоскости пьезоэлектрической пластины в направлении, перпендикулярном оси каналов.

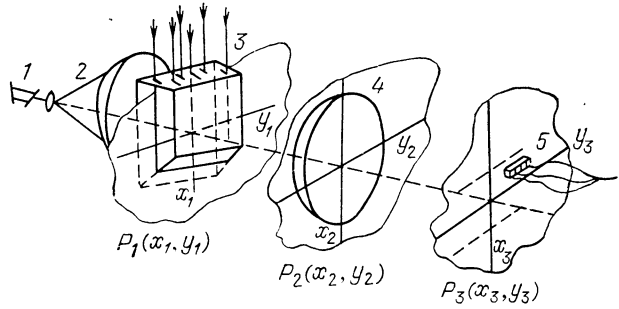
Приведем результаты расчета потерь на выходе оптической системы, в которой устройством ввода служит АОМ со ступенчато разнесенными электродами. На рис. 3.4 представлена упрощенная схема оптической системы, обрабатывающая сигналы, поступающие с линейной антенной решетки. Предположим, что сигналы с каждого элемента антенной решетки после преобразования частоты поступают в соответствующие ступенчато разнесенные каналы модулятора 3, освещаемого плоской когерентной волной от источника света 1 и коллиматора 2. Сферическая линза 4, расположенная в плоскости  $P_2(x_2, y_2)$ , осуществляет преобразование Фурье распределения света, полученного за модулятором [плоскость  $P_1(x_1, y_1)$ ]. Результирующее распределение света, формируемое в выходной плоскости  $P_3(x_3, y_3)$ , регистрируется с помощью фотоприемника 5.

Используя методику, предложенную для анализа и расчета оптических систем, представим распределение интенсивности света в выходной плоскости  $P_3(x_3, y_3)$  в виде

$$\begin{aligned}
 |E_1(x_3, y_3)|^2 = & K_3 \left[ \operatorname{sinc} \left( \frac{y_3 b}{\lambda_{св} F} \right) \right]^2 \times \\
 & \times \left[ \frac{\sin \pi N \left( -\frac{y_3 d_M}{\lambda_{св} F} + f_H \frac{d_P \sin \theta}{c_0} \right)}{\sin \pi \left( -\frac{y_3 d_M}{\lambda_{св} F} + f_H \frac{d_P \sin \theta}{c_0} \right)} \right]^2 \times \\
 & \times \left\{ \operatorname{sinc} \left[ \left( \frac{\omega - \omega_{HP}}{2\pi v_{зв}} - \frac{x_3}{\lambda_{св} F} \right) v_{зв} \tau \right] \right\}^2 \times \\
 & \times \left\{ \frac{\cos \left[ \pi \left( \frac{\Delta D}{2\lambda_{св} F^2} (x_3^2 + y_3^2) - \frac{y_3 d_M}{\lambda_{св} F} + f_H \frac{d_P \sin \theta}{c_0} \right) \right]}{\cos \left[ \pi \left( -\frac{y_3 d_M}{\lambda_{св} F} + f_H \frac{d_P \sin \theta}{c_0} \right) \right]} \right\}^2, \quad (3.15)
 \end{aligned}$$

где  $\Delta D$  — ступенчатое разнесение электродов вдоль оптической оси;  $K_3$  — константа.

Рис. 3.4. Упрощенная схема оптической системы с многоканальным акустооптическим модулятором



Выражение (3.15) отличается от аналогичного, приведенного в [12], последним множителем, который дает дополнительное взвешивание и искажает оптическую диаграмму направленности на выходе оптической системы.

Проведем оценку искажений оптической диаграммы направленности, формируемой на выходе оптической системы, в зависимости от параметров модулятора, обрабатываемого сигнала и ступенчатого разнесения электродов на пьезоэлектрической пластине. Анализируя третий множитель в (3.15), можно показать, что относительное уменьшение максимума диаграммы направленности рассчитывается по формуле

$$I_{\text{отн}} = \left[ \frac{E_1(x_3, y_3)}{E_{1\text{max}}(x_3, y_3)} \right]^2 = \cos^2(\pi\psi), \quad (3.16)$$

где

$$\psi = \frac{\lambda_{\text{св}} \Delta D}{2} \left[ \left( \frac{\Delta f}{v_{\text{зв}}} \right)^2 + \left( \frac{\Delta\varphi}{2\pi d_{\text{м}}} \right)^2 \right]. \quad (3.17)$$

Здесь  $\Delta\varphi = 2\pi d_{\text{р}} f_{\text{н}} \sin \theta / c_0$  — разность фаз сигналов, поступающих на соседние каналы модулятора.

Следует отметить, что уровень боковых лепестков в диаграмме направленности в данном случае будет не более чем на 3 дБ превышать уровень боковых лепестков при использовании в оптической системе многоканального модулятора без ступенчатого разнесения каналов, если

$$\Delta D \leq d_{\text{м}}^2 / (\lambda_{\text{св}} N^2). \quad (3.18)$$

Кроме того, если  $\Delta D \neq 0$ , происходит смещение максимума оптической диаграммы как по оси частот  $x_3$ , так и по оси углов  $y_3$ , которое эквивалентно некоторой ошибке при определении спектра обрабатываемых сигналов и местоположения источника сигналов в пространстве. Относительное смещение максимума оптической диаграммы по осям  $x_3$  и  $y_3$  можно найти по формуле (3.15):

$$(\Delta x_3)_{\text{отн}} = \frac{\Delta x_3}{(\Delta x_3)_0} = \frac{3 \lambda_{\text{св}} \Delta D (\omega_{\text{пр}} - \omega) \text{tg } \psi}{2\pi^2 v_{\text{зв}}^2 \tau}; \quad (3.19)$$

$$(\Delta y_3)_{\text{отн}} = \frac{\Delta y_3}{(\Delta y_3)_0} = 3 \left[ \frac{\lambda_{\text{св}} \Delta D}{d_{\text{м}}^2} \frac{d_{\text{р}} \sin \theta}{c_0} f_{\text{н}} - 1 \right] \text{tg } \psi / (\pi N), \quad (3.20)$$

где  $(\Delta x_3)_0$ ,  $(\Delta y_3)_0$  — полуширина оптической диаграммы направленности.

При  $\psi \ll 1$ , что обычно выполняется на практике,

$$(\Delta x_3)_{\text{отн}} = \frac{3\lambda_{\text{св}}^2 \Delta D^2 (\Delta f)^3}{2\pi v_{\text{зв}}^4 \tau}; \quad (\Delta y_3)_{\text{отн}} = \frac{3\lambda_{\text{св}} \Delta D (\Delta f)^2}{2\pi N v_{\text{зв}}^2}. \quad (3.21)$$

Результаты расчета потерь информации на выходе оптической системы, выполненные по формулам (3.16)—(3.18), (3.21), представлены на рис. 3.5—3.8.

На рис. 3.5 показана зависимость максимума оптической диаграммы направленности  $I_{\text{отн}}$  от параметра  $\psi$ . Уменьшение интенсивности света на выходе

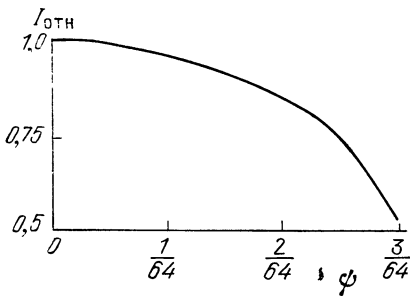


Рис. 3.5. Зависимость максимума оптической диаграммы направленности от параметра  $\psi$

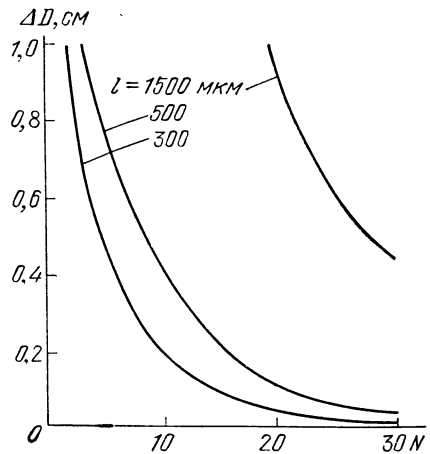


Рис. 3.6. Зависимость допустимого разнесения электродов на пьезопластине от числа каналов модулятора при различных расстояниях между каналами  $l$

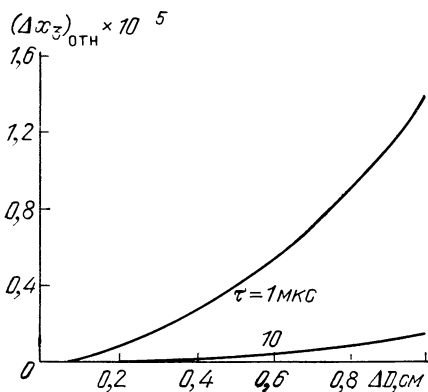


Рис. 3.7. Зависимость относительного смещения максимума оптической диаграммы по оси частот  $x_3$  от разнесения электродов на пьезопластине при различных длительностях сигнала  $\tau$

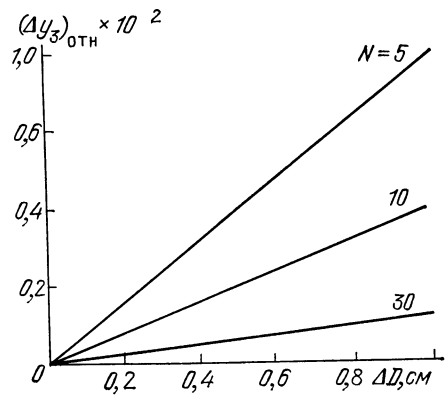


Рис. 3.8. Зависимость относительного смещения максимума оптической диаграммы по оси углов  $y_3$  от разнесения электродов на пьезопластине при различном числе каналов  $N$  в модуляторе

оптической системы в зависимости от разнесения каналов модулятора можно рассчитать, используя график на рис. 3.5 и формулу (3.16).

Так, при  $\Delta f=10$  МГц,  $\lambda_{св}=0,6$  мкм,  $v_{зв}=3,7 \cdot 10^3$  м/с,  $d_m=300$  мкм относительное уменьшение максимума оптической диаграммы составляет 0,5% при разнесении электродов на расстояние до 1 см. По мере увеличения расстояния между соседними каналами модулятора относительное изменение максимума диаграммы уменьшается.

На рис. 3.6 изображена зависимость допустимого разнесения электродов на пьезопластине от числа каналов модулятора при условии, что уровень боковых лепестков в оптической диаграмме возрастает не более чем на 3 дБ. Это условие накладывает ограничение на допустимое разнесение электродов. Например при расстоянии между каналами АОМ  $l=1500$  мкм допустимое разнесение электродов  $\Delta D \approx 1$  см при числе каналов в модуляторе не более 20. При уменьшении расстояния между соседними каналами модулятора до 300 мкм допустимое разнесение электродов должно быть не более 0,04 см при тех же 20 каналах в модуляторе.

На рис. 3.7 показана зависимость относительного смещения максимума диаграммы по оси частот (ось  $x_3$ ) от разнесения электродов  $\Delta D$  для двух значений длительности сигнала в АОМ  $\tau$ . Видно, что с увеличением длительности сигнала относительное смещение максимума диаграммы уменьшается и становится незначительным при длительности обрабатываемых сигналов, больших нескольких микросекунд.

На рис. 3.8 представлена зависимость относительного смещения максимума оптической диаграммы по оси углов (ось  $y_3$ ) от разнесения электродов  $\Delta D$  при различном числе каналов в модуляторе. С увеличением числа каналов в модуляторе наблюдается уменьшение относительного смещения максимума оптической диаграммы по оси углов.

К другим источникам потерь информации на выходе акустооптической системы могут быть отнесены погрешности, возникающие при изготовлении АОМ, такие как неплоскостность рабочих граней звукопровода, различные ширина и длина электродов в каналах модулятора, а также расстояния между электродами на пьезопластине [51].

## 4. КОНСТРУКЦИЯ И ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ АКУСТООПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ СВЕТА

### 4.1. ВЫБОР МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ ПЬЕЗОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

Основными характеристиками материала пьезопреобразователя, определяющими его работу, являются коэффициент электромеханической связи  $\mathcal{K}$ , диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$ , частотная постоянная  $N$  и акустическое сопротивление  $Z$ .

Коэффициент электромеханической связи  $\mathcal{K}$  определяется как квадрат отношения генерируемой в кристалле механической энер-

гии к запасаемой в нем электрической энергии. Он связывает пьезоэлектрический модуль  $d_{ij}$  с упругими и диэлектрическими свойствами кристалла [30]

$$\mathcal{H}^2 = d^2_{ij} / (\epsilon_{ij} S_{ij}).$$

Коэффициент электромеханической связи не является тензором, но он зависит от тензорных величин и неодинаков для разных направлений в кристалле. Большие значения  $\mathcal{H}$  обеспечивают высокую эффективность возбуждения акустических волн, что позволяет, в свою очередь, передавать значительные акустические мощности в звукопровод, повышать эффективность работы акустооптических устройств и получать широкую полосу рабочих частот.

Параметром, определяющим условия электрического согласования преобразователя с цепями питания, является емкость преобразователя, а следовательно, и диэлектрическая проницаемость материала  $\epsilon$ . С ростом  $\epsilon$  уменьшается активное сопротивление излучения преобразователя, что усложняет электрическое согласование пьезопреобразователя с генератором сигналов.

Частотная постоянная  $N$ , численно равная половине скорости распространения акустической волны, характеризует толщину преобразователя  $d$  при работе на частоте  $f$  ( $N = df$ ). Большое значение  $N$  упрощает технологию изготовления преобразователя, работающего на высоких частотах.

Выбор акустических сопротивлений  $Z = \rho v_{зв}$  материалов пьезопреобразователя и звукопровода позволяет осуществлять их эффективное акустическое согласование.

Таким образом, к материалам пьезопреобразователей предъявляются следующие требования: высокий коэффициент электромеханической связи  $\mathcal{H}$  и частотный коэффициент  $N$ , низкая диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$ , стойкость к механическим, термическим и химическим воздействиям. Требование высокой стойкости к различным воздействиям обусловлено как особенностями технологии крепления пьезопреобразователя к звукопроводу, так и режимом работы пьезопреобразователя.

В табл. 4.1 приведены основные свойства ряда эффективных монокристаллов. Монокристаллы кварца, несмотря на малый коэффициент электромеханической связи, по-прежнему широко используются для изготовления преобразователей, работающих на частотах выше 15 МГц, где его низкая диэлектрическая проницаемость, а также высокие механические свойства, позволяющие изготавливать очень тонкие пластины, являются существенным преимуществом.

В настоящее время одним из наиболее перспективных монокристаллов для пьезопреобразователей является ниобат лития  $\text{LiNbO}_3$ . Большие коэффициенты электромеханической связи этого материала для сдвиговых и продольных волн и частотная постоянная позволяют изготавливать пьезопреобразователи на высокие частоты.  $\text{LiNbO}_3$  помимо прямых срезов  $x$  и  $z$ , дающих сдвиговые и продольные моды соответственно, имеет косые срезы

Таблица 4.1. Основные свойства эффективных монокристаллов для пьезопреобразователей

Материал	Класс симметрии	Ультразвуковая волна			Относительная диэлектрическая проницаемость $\epsilon_{ij}$	Коэффициент электро механической связи $K$	Акустическое сопротивление $Z \cdot 10^{-7}$ , кг/(м <sup>2</sup> ·с)
		Тип колебаний	Направление распространения	Скорость $v_{зв} \cdot 10^{-3}$ , м/с			
SiO <sub>2</sub>	32	L	[100]	5,7	$\epsilon_{11}=4,6$	9,8	1,52
		S	[010]	3,9	$\epsilon_{33}=4,6$	13,7	1,02
LiNbO <sub>3</sub>	3m	L	[001]	7,33	$\epsilon_{33}=26,8$	47,8	3,4
		S	[100], [001]	4,80	$\epsilon_{11}=82,3$	67,9	2,22
		S	$y$ 163°	4,56	—	62	2,12
		L	$y$ 36°	7,36	—	49	3,42
LiTaO <sub>3</sub>	3m	L	[001]	6,16	$\epsilon_{33}=36,4$	37,9	4,59
		S	[100], [010]	3,36	$\epsilon_{11}=47,4$	31,1	2,50
LiIO <sub>3</sub>	6	L	[001]	4,13	$\epsilon_{33}=6,4$	51	1,85
		S	[100], [010]	2,52	$\epsilon_{11}=8,2$	60	1,13
PbTiO <sub>3</sub>	4mm	L	[001]	4,19	$\epsilon_{33}=126$	72	3,26
		S	[100]	—	$\epsilon_{11}=210$	43	—
Ba <sub>2</sub> NaNb <sub>5</sub> O <sub>15</sub>	mm2	L	[001]	3,08	$\epsilon_{33}=51$	57	1,66
		S	[100]	1,82	$\epsilon_{22}=235$	21	0,99
		S	[010]	1,83	$\epsilon_{11}=247$	25	0,99
Li <sub>2</sub> GeO <sub>3</sub>	mm2	L	[001]	6,5	$\epsilon_{33}=10,6$	36,4	2,2
		S	[100], [001]	3,75	$\epsilon_{11}=6,4$	8,9	1,30
LiGaO <sub>2</sub>	mm2	L	[001]	6,1	$\epsilon_{11}=7,3$	24...30	2,55
		S	[100]	3,31	$\epsilon_{33}=9,5$	17	1,38
Bi <sub>12</sub> SiO <sub>20</sub>	23	L	[100]	3,83	$\epsilon_{11}=47$	20	3,45
		S	[100]	1,77	—	29...36	—
Bi <sub>12</sub> GeO <sub>20</sub>	23	L	[111]	3,36	—	14,9	3,14
		S	[110]	1,67	$\epsilon_{11}=42,9$	24	1,54
Ba <sub>2</sub> Si <sub>2</sub> TiO <sub>3</sub>	4mm	L	[100]	—	$\epsilon_{11}=15$	28	—
		S	[001]	—	$\epsilon_{33}=11$	11	—
MgBaF <sub>4</sub>	mm2	L	[100]	—	$\epsilon_{11}=8,4$	20	—
		S	[100], [010]	—	$\epsilon_{22}=14,75$	17	—
		S	[010]	—	$\epsilon_{33}=8,24$	—	—
Ca <sub>12</sub> Al <sub>14</sub> O <sub>33</sub>	143d	L	—	—	$\epsilon_{11}=8,7$	0,29	—
Pb <sub>2</sub> KNb <sub>5</sub> O <sub>15</sub>	mm2	L	[100]	3,040	$\epsilon_{11}=1550$	0,69±0,03	—
		L	[010]	3,270	$\epsilon_{22}=1450$	0,73±0,03	—
		L	[001]	5,580	$\epsilon_{33}=129$	0,59±0,01	—
K <sub>2,89</sub> Li <sub>1,55</sub> Nb <sub>5,11</sub> O <sub>15</sub>	4mm	—	—	—	$\epsilon_{11}=306$	0,34	—
		—	—	—	$\epsilon_{33}=115$	0,52	—
		—	—	—	—	0,53	—
Na <sub>6</sub> Ca(AlSiO <sub>4</sub> ) <sub>6</sub> CO <sub>3</sub> ·nH <sub>2</sub> O	C6 <sub>s</sub>	L	[100]	6,13	$\epsilon_{33}=21,6$	0,065	—
		L	[001]	5,96	$\epsilon_{11}=12,3$	0,216	—
		S	[001], [100]	2,99	—	—	—

Примечание. Здесь и далее L и S — продольные и сдвиговые колебания.

$yxz/ - 17^\circ$  и  $yzb/ + 36^\circ$  с чистыми модами. Широкое применение в качестве пьезопреобразователей для АОМ получили срезы  $yxz/ - 17^\circ$  LiNbO<sub>3</sub> для возбуждения сдвиговых колебаний и  $yzb/ + 36^\circ$  для продольных колебаний. Монокристаллы LiNbO<sub>3</sub> обладают стабильностью электро механических свойств в широком интервале температур: температурный коэффициент частоты (ТКЧ)  $x$ -среза составляет  $81 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ ,  $yxz/ - 17^\circ$ -среза —  $82 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  и  $z$ -среза —  $67 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ . С помощью индиевых переходных слоев удается добиться хорошего акустического согласования с материалами звукопроводов. В то же время большая диэлектрическая проницаемость усложняет электрическое согласование и приводит

к необходимости секционирования электродов пьезопреобразователя с целью уменьшения емкости.

Из монокристаллических пьезоматериалов к числу перспективных следует также отнести танталат лития  $\text{LiTaO}_3$ , йодат лития  $\text{LiIO}_3$ , титанат свинца  $\text{PbTiO}_3$  и ряд других монокристаллов [53—60].

Широкое применение при изготовлении пьезопреобразователей для АОМ, работающих на частотах до 30 МГц, находят также пьезокерамические материалы, которые имеют некоторые преимущества: простоту технологии изготовления; возможность создания элементов любой сложной конфигурации, с различными, заранее заданными, направлениями вектора поляризации, а также возможность варьирования в широких пределах и получения оптимальных свойств пьезокерамики путем введения определенных добавок. Кроме того, пьезокерамические материалы обладают высокой механической и электрической прочностью и малой гигроскопичностью.

У пьезокерамических материалов пьезоэлектрические свойства появляются после воздействия на них сильного постоянного электрического поля  $E_{\text{п}}$  [30]. Подбором режимов поляризации (температуры  $t^\circ$ , напряженности электрического поля, времени поляризации  $\tau$ ), можно получить оптимальные пьезоэлектрические свойства. В процессе поляризации необходимо осуществлять контроль качества поляризации образцов [61].

До подачи на неполяризованную пластину постоянного электрического поля на экране прибора для исследования амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) наблюдается частотная зависимость чисто емкостной нагрузки. Под действием постоянного электрического поля ее АЧХ изменяется, появляется резонансный пик, обусловленный пьезоэлектрическим возбуждением образца, совершающего резонансные колебания.

По АЧХ с большой точностью измеряются резонансная и антирезонансная частоты в процессе поляризации и по изменению их разности делаются выводы о ходе процесса поляризации и его завершении. На основе полученных данных строятся зависимости  $\mathcal{H} = f(E_{\text{п}}, \tau, t^\circ)$ , по которым выбираются оптимальные режимы поляризации различных пьезокерамических материалов.

При поиске новых пьезокерамических материалов, имеющих высокие скорости распространения звуковых волн [62], которые применяются для изготовления высокочастотных преобразователей, может эффективно использоваться связь скорости распространения звука в материале с объемом элементарной ячейки и массами входящих в нее ионов, легко устанавливаемая в случае наиболее простой перовскитной структуры. С этой целью известную формулу  $v_{\text{зв}} = \sqrt{C_{ij}/\rho}$  приведем к виду

$$v_{\text{зв}} = \sqrt{C_{ij} V / (NmM)}, \quad (4.1)$$

выразив плотность материала  $\rho$  через объем элементарной ячей-

ки  $V$ , молекулярную массу вещества  $M$ , массу атома водорода  $m$  и число формульных единиц  $N$  в элементарной ячейке.

При рассмотрении сегнетоэлектриков со структурой типа перовскита с общей формулой  $ABO_3$  (или  $(A^I A^{II}) (B^I B^{II}) O_3$  для твердых растворов) в формуле (4.1) целесообразно перейти от объема элементарной ячейки и молекулярной массы вещества к ионным радиусам и массам составляющих ионов [63]. Для структуры с геометрическим фактором  $t > 1$ , в которой плотную упаковку создают ионы типа А и О, и для  $t < 1$ , когда плотную упаковку создают ионы типа О и В, формулу (4.1) можно преобразовать:

$$v_{зв} = \sqrt[3]{2 \sqrt{2} \frac{C_{ij}}{Nm} \frac{\left( R_0 + \sum_{i=1}^K R_{A_i} X_{A_i} \right)^3}{M_{BO_3} + \sum_{i=1}^K M_{A_i} X_{A_i}}} \quad (4.2)$$

и

$$v_{зв} = \sqrt[3]{\frac{8C_{ij}}{Nm} \frac{\left( R_0 + \sum_{i=1}^l R_{B_i} X_{B_i} \right)^3}{M_{AO_3} + \sum_{i=1}^l M_{B_i} X_{B_i}}} \quad (4.3)$$

где  $R_0$ ,  $R_{A_i}$  и  $R_{B_i}$  — радиусы ионов О, А и В соответственно;  $X_{A_i}$ ,  $X_{B_i}$  — доли ионов, приходящихся на элементарную ячейку;  $M_{BO_3}$ ,  $M_{AO_3}$ ,  $M_{A_i}$ ,  $M_{B_i}$  — массы ионов;  $k$ ,  $l$  — число ионов А и В, приходящихся на элементарную ячейку.

Формулами (4.2) и (4.3) можно пользоваться как качественными критериями при проведении целенаправленного поиска сегнетокерамических материалов с необходимыми скоростями распространения звуковых волн. В процессе синтеза твердых растворов можно варьировать радиусы и молекулярные веса ионов, подбирая такие соотношения, при которых замена одного иона другим приводит к увеличению скорости распространения звуковых волн.

Для изготовления высокочастотных пьезопреобразователей используются пьезополупроводниковые пленки ZnO и AlN. Замена пластинчатого пьезопреобразователя слоистой системой, формируемой методами напыления непосредственно на звукопровод АОМ имеет ряд преимуществ:

отсутствие промежуточных связующих слоев, вносящих потери и влияющих на форму АЧХ в диапазоне сверхвысоких частот (СВЧ);

исключение необходимости плоскопараллельной шлифовки тонких пластин;



высокая эффективность работы на основной резонансной частоте пьезопреобразователя по сравнению с работой пластинчатых преобразователей на высоких гармониках;

более простое электрическое согласование ввиду меньшей емкости преобразователей на слоях ZnO и AlN.

Экспериментально установлено, что слои ZnO для пьезопреобразователей рационально применять в диапазоне частот 0,3 ... 1,5 ГГц, причем нижний предел частот ограничен максимальной толщиной пленок с допустимыми внутренними механическими напряжениями, не вызывающими растрескивания слоя, а верхний — воспроизводимостью пьезоэлектрических параметров из-за влияния переходного слоя в текстурированной пленке. Слои AlN по тем же причинам перспективны для частот выше 1 ГГц.

Современная технология получения текстурированных пьезополупроводниковых слоев основана на использовании магнетронных ионно-плазменных процессов. Слои ZnO получают магнетронным распылением цинковой мишени в среде Ag—O<sub>2</sub> на постоянном токе, слои AlN — высокочастотным магнетронным распылением алюминиевой мишени в среде Ag—N.

#### 4.2. ВЫБОР МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ ЗВУКОПРОВОДА

Одним из основных критериев при выборе материала, используемого в качестве среды акустооптического взаимодействия, является высокое акустооптическое качество  $M_2$ . При этом материал должен иметь большие значения показателя преломления  $n$  и фотоупругой константы  $p_{ijkl}$ , низкую скорость распространения  $v_{зв}$  и малый коэффициент поглощения  $\alpha$  звука. Учитываются также такие свойства материала, как высокая оптическая прозрачность на рабочей длине волны, оптическая однородность, химическая стойкость, механическая прочность, слабая зависимость физических свойств материала от температуры, минимальная анизотропия теплового расширения.

Перечисленные требования в ряде случаев являются противоречивыми и несовместимыми в одном материале. В связи с этим выбор материала звукопровода затруднен и должен определяться требованиями, предъявляемыми к конкретным устройствам.

Материалы с высоким акустооптическим качеством могут быть найдены среди окислов, которые обладают большой плотностью, низкой твердостью и содержат тяжелые катионы. Рекомендации, приведенные в [65], позволили найти новые эффективные материалы, например PbMoO<sub>4</sub> [53], широко используемый в отечественных и зарубежных разработках.

В качестве материала звукопровода при создании АОМ используются жидкости [66], стекла [67] и монокристаллы [54, 66].

У некоторых жидкостей (вода, этиловый спирт, четыреххлористый углерод и др.)  $M_2$  достигает значений, превышающих 10<sup>-12</sup> с<sup>3</sup>/кг, и они могут применяться для создания модуляторов света, работающих в режиме дифракции Рамана — Ната. Приме-

нение жидкостей ограничено из-за высокого коэффициента поглощения звука, поэтому на частотах выше 50 МГц перспективными являются твердотельные АОМ.

Распространенными материалами при изготовлении акустооптических устройств являются стеклообразные материалы, представляющие затвердевшие расплавы аморфного строения [66, 67]. Стекла имеют некоторые преимущества по сравнению с кристаллами. Они отличаются высокой оптической однородностью, и из них можно изготовить детали больших размеров. Стекла не обладают спайностью и поэтому отличаются повышенной стойкостью к механическим ударам, а также устойчивы к воздействию атмосферных явлений. Кроме того, процессы получения и отжига стекол значительно проще процессов выращивания кристаллов. В табл. 4.2 приведены физические свойства ряда стекол.

Существенным недостатком стекол является трудность получения коэффициента преломления выше 2,1. Кроме того, значения фотоупругих постоянных стекол в среднем на 20% ниже максимальных значений этих постоянных у кристаллов, а из-за большого коэффициента поглощения звука верхний предел рабочих частот АОМ не превышает 100 МГц.

Для характеристики поглощения звука часто пользуются параметром  $\Gamma = \alpha/f^2$ , не зависящим от частоты и характеризующим свойства материала.

Применение монокристаллов в акустооптических устройствах обусловлено высокими акустооптическими свойствами, наличием анизотропии физических свойств, что позволяет выбирать срезы и геометрию взаимодействия, соответствующие экстремальным значениям  $M_2$ . Используя монокристаллы, можно реализовать аномальную дифракцию Брэгга за счет анизотропии их свойств, а

Таблица 4.2. Физические свойства стекол

Материал	Диапазон прозрачности, мкм	Плотность материала $\rho \cdot 10^{-3}$ , кг/м <sup>3</sup>	Ультразвуковая волна			Оптическая волна			Акустооптическое качество $M_2 \cdot 10^{15}$ , с <sup>3</sup> /кг
			Тип колебаний	Скорость $v_{зв} \cdot 10^{-3}$ , м/с	Поглощение звука $\Gamma \cdot 10^{-2}$ , дБ/(м·Гц <sup>2</sup> )	Длина волны в вакууме $\lambda_0$ , мкм	Показатель преломления $n$	Поляризация	
Плавный кварц	0,2...4,5	2,20	L	5,96	12	0,63	1,457	⊥	1,56
As <sub>2</sub> S <sub>3</sub>	0,6...11	3,20	L	3,76	9	0,63	2,61	, ⊥	0,47
TeO <sub>2</sub>	0,47...2,7	5,87	L	2,6	170	0,63	2,089		433
HgAsS <sub>2</sub>	0,64...13	—	L	3,40	300	0,63	2,7	, ⊥	23,9
ТФ-7	—	4,52	L	2,43	20	0,63	1,728	⊥	1200
ТФ-10	—	5,19	L	3,63	220	0,63	1,806	⊥	5,12
СТФ-2	—	6,12	L	3,7	710	0,63	2,16	⊥	7,34
As <sub>12</sub> Se <sub>55</sub> Ge <sub>33</sub>	1...14	4,40	L	3,2	550	1,06	2,7	⊥	9,7
Se	1...20	4,27	L	2,52	29	1,15	2,497	⊥	248
As <sub>2</sub> Se <sub>3</sub>	0,9...11	4,64	L	1,83	280	1,15	2,893		1206
				2,25					1090

Примечание. Здесь и далее символы ⊥ и || обозначают направление поляризации оптической волны, перпендикулярное и параллельное акустическому волновому вектору.

Таблица 4.3. Физические свойства акустооптических монокристаллов для звуководов

Материал	Класс симметрии	Плотность материала $\rho \cdot 10^{-3}$ , кг/м <sup>3</sup>	Ультразвуковая волна		Поляризация света	Диапазон прозрачности, мкм	Акустическое качество $M_2 \cdot 10^6$ , с/кг	Поглощение звука $\Gamma \cdot 10^3$ , дБ/(м·Гц <sup>2</sup> )
			Тип	Направление распространения				
SiO <sub>2</sub>	32	2,65	L	[100]	[001]	0,12...4,5	2,383	3,0
			L	[001]	↓		1,48	2,1
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	3m	4,0	L	[100]	[100]	0,15...6,5	0,365	0,22
			L	[001]	[001]		0,34	0,2
TiO <sub>2</sub>	4/mmm	4,23	L	[100]	[010]	0,45...6	3,93	2,22
LiTaO <sub>3</sub>	3m	7,45	L	[001]	[001]	0,4...6	1,37	0,1
LiNbO <sub>3</sub>	3m	4,64	L	[100]	[010]	0,4...4,5	5,6	0,15
			L	[010]			0,3	0,37
			S	[010]			2,6	2,5
			S	[001]				
Bi <sub>12</sub> GeO <sub>20</sub>	23	9,23	L	[110]	Произвольная	0,45...7,5	9,91	
			S	[110]			5,17	
			S	[100]				
LiIO <sub>3</sub>	6	4,5	L	[001]	[100]	0,3...6	33,6	—
Pb <sub>5</sub> (GeO <sub>4</sub> )(VO <sub>4</sub> ) <sub>2</sub>	6/m	7,15	L	[010]	[010]	0,52...5,5	35,6	19
C <sub>6</sub> H <sub>4</sub> COORb	mm2	1,93	L	[010]	[010]	—	36,0	
			L	[010]	[001]		32,3	8,2
Sr <sub>0,75</sub> Ba <sub>0,25</sub> Nb <sub>2</sub> O <sub>6</sub>	4mm	5,4	L	[001]	[001]	0,4...6,0	38,6	4
GaP	43m	4,13	L	[110]	[110]	0,6...10	44,6	6
C <sub>6</sub> H <sub>4</sub> (COOH)COOCs	mmm	2,18	L	[010]	[001]	—	54,4	27,3
			L	[010]	[100]		42,3	20,5
			L	[010]	[100]	0,46...5,3	60,1	—
Bi <sub>2</sub> (MoO <sub>4</sub> ) <sub>3</sub>	2/m	—	L	[010]	[001]	—	86,4	—
α-HfO <sub>3</sub>	222	5,0	L	[010]	[001]	0,3...10	86	10
			L	[001]	[001]		36	15
PbMoO <sub>4</sub>	4/m	6,95	L	[100]	[010]	0,4...5,5	—	—
	43m	5,34	L	[110]	[110]	1...11	104	30
GaAs	3m	5,57	L	[001]	[010]	0,6...13,5	390	800
Ag <sub>3</sub> AsS <sub>3</sub>	43m	7,19	L	[100]	↓	0,4...25	250	50
KRS-6	32	7,83	L	[001]	[100]	1,3...18	460	315
Tl <sub>3</sub> AsSe <sub>3</sub>	4/mmm	7,19	L	[110]	Произвольная	—	640	—
Hg <sub>2</sub> Cl <sub>2</sub>	Pcmm	6,2	L	[001]	[001]	0,6...12	820*	23
							520**	
							462***	
Ge	m3m	5,33	L	[111]	[111]	2...20	840	30
α-HgS	32	3,1	L	[001]	↓	0,6...16	960	23,3
KRS-5	43m	7,37	L	[111]	[111]	0,53...50	1150	32,5
			L	[100]	Произвольная		1200	
TeO <sub>2</sub>	422	5,99	S	[110]	Произвольная	0,35...5,0	793	290
			S	[110]	Круговая		1200,0	
			S	[101]	[100]		77	
Tl <sub>3</sub> PSe <sub>4</sub>	Pcmm	6,31	L	[001]	[001]	0,85...17	1370	30
Te	32	6,24	L	[100]	[100]	5...20	4400	60

\* Измерено при  $\lambda_{св} = 0,633$  мкм.

\*\* Измерено при  $\lambda_{св} = 1,152$  мкм.

\*\*\* Измерено при  $\lambda_{св} = 3,39$  мкм.

также разрабатывать высокочастотные устройства за счет низких коэффициентов поглощения звука.

Эффективность дифракции света на ультразвуке определяется акустооптическим качеством материала [54]

$$M_2 = \frac{n_1^3 n_2^3 \rho^2}{\rho_{\text{ав}} v_{\text{зв}}^3},$$

где  $n_1$ ,  $n_2$  — показатели преломления падающего и дифрагированного света,  $\rho$  — упругооптическая постоянная.

В более общем виде [68]

$$M_2 = \frac{n_1^3 n_2^3 \rho^2}{\rho_{\text{ав}} v_{\text{зв}}^3} \cos \gamma_1 \cos \gamma_2 \cos \varphi,$$

где  $\gamma_1$  — угол сноса падающего света;  $\gamma_2$  — угол сноса дифрагированного света;  $\varphi$  — угол сноса звуковой волны.

Параметры  $n_1$ ,  $n_2$ ,  $\rho$ ,  $v_{\text{зв}}$ ,  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$ ,  $\varphi$  определяются физическими свойствами монокристаллов и, следовательно, зависят от ориентации акустооптического взаимодействия в кристаллах. Отсюда следует, что для эффективного использования монокристаллов в акустооптических устройствах необходимо проводить поиск экстремумов  $M_2$ . Например расчеты экстремальных направлений акустооптического взаимодействия в  $\alpha\text{-SiO}_2$  показали, что для изотропной дифракции света, поляризованного вдоль оси  $x$  на квазипродольной волне, распространяющейся в плоскости  $yz$ , в кристалле имеется направление, на котором  $M_2 = 2,47 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$  [69], что превышает максимальное значение  $M_2$ , приводившееся в [53].

Известен ряд монокристаллов, основные свойства которых приведены в табл. 4.3. Анизотропия физических свойств некоторых монокристаллов, перспективных для АОМ, исследована в [69—71].

#### 4.3. АКУСТИЧЕСКОЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ СОГЛАСОВАНИЕ ПЬЕЗОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

Основной функцией, выполняемой пьезопреобразователем, является возбуждение ультразвуковой волны в материале звукопровода. При этом возникают вопросы эффективной трансформации электрической энергии в ультразвуковую и обратно, электрического и акустического согласования преобразователей и влияния различных конструктивных элементов (электродов, клеев, промежуточных слоев, тыльных нагрузок), которое необходимо учитывать при разработке АОМ.

В [27, 72, 73] проведен анализ работы пьезопреобразователя на основе волнового уравнения [30], что позволяет представить преобразователь в виде приближенной эквивалентной схемы и применить эффективные методы теории электрических цепей. Однако полученные уравнения описывают частные случаи без учета

многих входящих конструктивных элементов. Кроме того, не исследованы фазочастотные характеристики (ФЧХ), знание которых очень важно при анализе работы акустооптических устройств. В связи с этим целесообразно провести анализ частотных характеристик (ЧХ) акустооптических устройств с учетом конструктивных особенностей их построения [74].

Для акустооптического устройства, состоящего из передающего пьезопреобразователя и звукопровода, в котором распространяются упругие колебания, коэффициент передачи

$$K_{ак}(j\Omega) = K_1(j\Omega) K_2(j\Omega),$$

где  $K_1(j\Omega)$ ,  $K_2(j\Omega)$  — коэффициенты передачи пьезопреобразователя и звукопровода.

В общем случае преобразователь, работающий в системе передачи, можно представить в виде четырехполюсника, на вход которого подается напряжение  $E_r$  генератора с сопротивлением  $Z_r$  и на выходе снимается сила  $F_n$ , возникающая за счет пьезоэлектрического эффекта на рабочей поверхности преобразователя с акустическим сопротивлением  $Z_n$ . Тогда

$$K_1(j\Omega) = F_n/E_r = K_1(\Omega) \exp[-j\varphi(\Omega)],$$

где  $K_1(\Omega)$  и  $\varphi(\Omega)$  — АЧХ и ФЧХ пьезопреобразователя. Используя матричное описание четырехполюсника, получаем

$$K_1(j\Omega) = \left( A_{11} + \frac{1}{Z_n} A_{12} + Z_r A_{21} + \frac{Z_r}{Z_n} A_{22} \right)^{-1},$$

где  $A_{mn}$  — элементы матрицы  $A$ .

Эквивалентная схема пьезопреобразователя приведена на рис. 4.1. В схеме приняты обозначения: акустические сопротивления преобразователя  $Z_0$ , электродов со стороны звукопровода  $Z_2$ , тыльной стороны  $Z_1$ , промежуточных слоев со стороны звукопро-

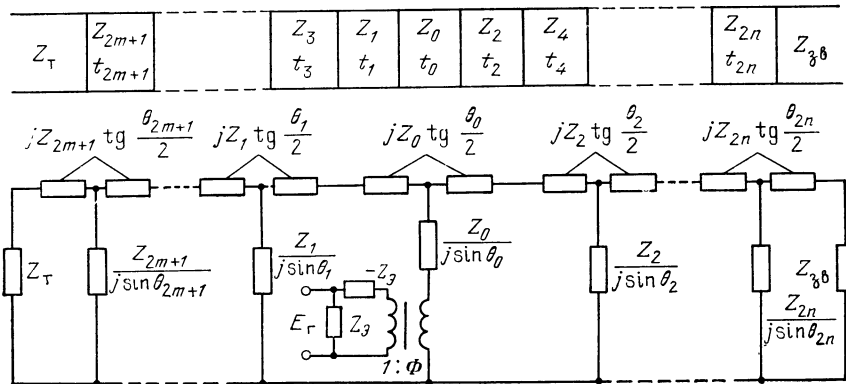


Рис. 4.1. Эквивалентная электрическая схема пьезоэлектрического преобразователя

вода  $Z_4, Z_6, \dots, Z_{2n}$  и со стороны тыльной нагрузки  $Z_3, Z_5, \dots, Z_{2m+1}$ , звукопровода  $Z_{зв}$  и тыльной нагрузки  $Z_T$ ;  $\Phi = \mathcal{K} \sqrt{\Omega C_0 Z_0 / \pi}$  — коэффициент трансформации;  $\theta = \pi f v_0 t_i / (f_0 v_i t_0)$  — нормированная частота,  $v_0, v_i$  и  $t_0, t_i$  — скорости звука и толщины пьезопластины и соответствующего  $i$ -го слоя;  $Z_0 = t / (j\Omega S \epsilon)$  — электрическое сопротивление колебаний.

Эквивалентную схему можно представить в виде каскадного соединения четырехполюсников, поэтому матрица передачи пьезопреобразователя будет равна произведению матриц передачи четырехполюсников:

$$\mathbf{A} = \prod_{i=1}^N \mathbf{A}_i.$$

Учитывая только активные составляющие полных акустических сопротивлений со стороны тыльной нагрузки и акустической среды, матрицу  $\mathbf{A}$  запишем в виде

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix} = \frac{1}{\Phi} \frac{1}{\Gamma_1 + j \operatorname{tg}(\theta/2)} \times \left[ \begin{array}{l} \Gamma_1 - j \left( \operatorname{ctg} \theta - \frac{\mathcal{K}^2}{\theta} \right) \quad Z_0 \left[ 1 - 2 \frac{\mathcal{K}^2}{\theta} \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} - j \Gamma_1 \left( \operatorname{ctg} \theta - \frac{\mathcal{K}^2}{\theta} \right) \right] \\ \frac{\Phi^2}{Z_0} \frac{\theta}{\mathcal{K}^2} (\operatorname{ctg} \theta + j \Gamma_1) \quad \Phi^2 \frac{\theta}{\mathcal{K}^2} (\Gamma_1 \operatorname{ctg} \theta + j) \end{array} \right],$$

где  $\Gamma_1 = Z_1/Z_0$  — нормированное сопротивление тыльной нагрузки.

С целью выяснения влияния акустических нагрузок на ЧХ преобразователя рассмотрим случай, когда сопротивление генератора  $Z_T = 0$ . Тогда коэффициент передачи  $K_1(j\Omega) = (A_{11} + A_{12}/Z_H)^{-1}$ . Подставляя в формулу выражения для элементов матрицы, получаем

$$\frac{K_1(\theta)}{\Phi \frac{2\Gamma_H}{\Gamma_1 + \Gamma_H}} = \sin \frac{\theta}{2} \frac{\sqrt{1 - (1 - \Gamma_1^2) \cos^2(\theta/2)}}{\sqrt{1 - (1 - \Gamma_1^2) \frac{\Gamma_H^2 - 1}{(\Gamma_1 + \Gamma_H)^2} \sin^2 \theta + \eta(\mathcal{K}^2)}}; \quad (4.4)$$

$$\varphi(\theta) = \operatorname{arctg} \left[ -\Gamma_1 \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \right] - \operatorname{arctg} \left[ \frac{1 + \Gamma_1 \Gamma_H \operatorname{tg} \theta}{\Gamma_1 + \Gamma_H} \frac{\frac{\mathcal{K}^2}{\theta} \frac{2}{1 + \Gamma_1 \Gamma_H} \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} - 1}{\mathcal{K}^2 \operatorname{tg} \theta / \theta - 1} \right], \quad (4.5)$$

где

$$\eta(\mathcal{K}^2) = \frac{\mathcal{K}^4}{\theta^2} \frac{4}{(\Gamma_1 + \Gamma_H)^2} \sin^2 \theta \left[ \frac{(\Gamma_1 + \Gamma_H)^2}{4} + \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right] - \frac{\mathcal{K}^2}{\theta} \frac{4}{(\Gamma_1 + \Gamma_H)^2} \sin \theta \left[ (1 + \Gamma_1 \Gamma_H) + \frac{1}{2} (\Gamma_1^2 + \Gamma_H^2 - 2) \cos \theta \right] -$$

член, учитывающий влияние коэффициента электромеханической связи на ЧХ;  $\Gamma_H = Z_H/Z_0$  — нормированное сопротивление звукопровода.

При малых  $\mathcal{K}$  (например, для кварца  $\mathcal{K}^2=0,02$ ), когда параметром  $\eta(\mathcal{K}^2)$  можно пренебречь,

$$\frac{K_1(\theta)}{\Phi \frac{2\Gamma_H}{\Gamma_1 + \Gamma_H}} = \sin \frac{\theta}{2} \sqrt{\frac{1 - (1 - \Gamma_1^2) \cos^2(\theta/2)}{1 - (1 - \Gamma_1^2) \frac{\Gamma_H^2 - 1}{(\Gamma_1 + \Gamma_H)^2} \sin^2 \theta}}, \quad (4.6)$$

$$\varphi(\theta) = \arctg \left[ -\Gamma_1 \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \right] - \arctg \left[ \frac{1 + \Gamma_1 \Gamma_H^2}{\Gamma_1 + \Gamma_H} \operatorname{tg} \theta \right]. \quad (4.7)$$

По формулам (4.6) и (4.7) были построены ЧХ пьезопреобразователя (рис. 4.2, 4.3). Из графиков видно, что с ростом акустического сопротивления тыльной нагрузки происходит одновременное увеличение полосы пропускания преобразователя и неравномерности АЧХ.

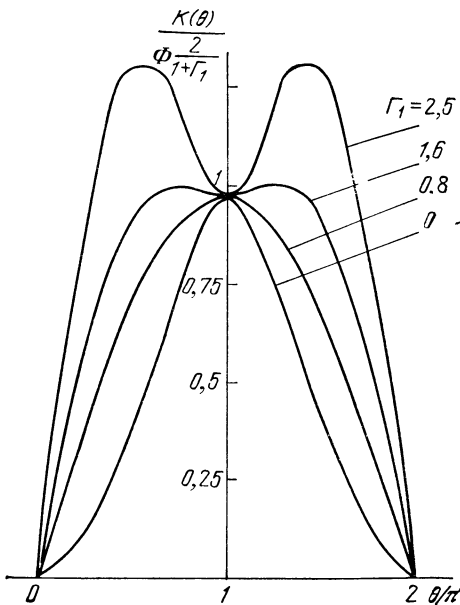


Рис. 4.2. Амплитудно-частотные характеристики кварцевого пьезопреобразователя при согласованной акустической нагрузке ( $\Gamma_H=1$ )

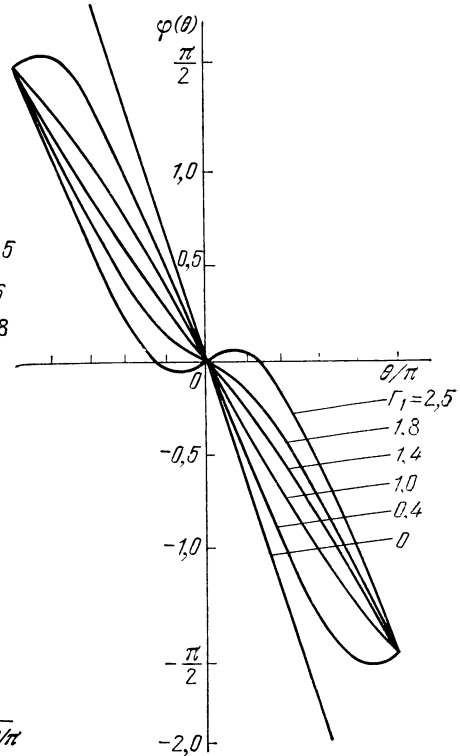


Рис. 4.3. Фазочастотные характеристики кварцевого пьезопреобразователя при согласованной акустической нагрузке ( $\Gamma_H=1$ )

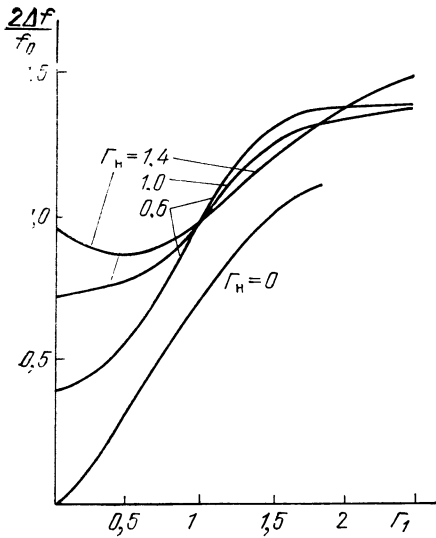


Рис. 4.4. Зависимость относительной полосы пропускания кварцевого пьезопреобразователя от нормированного акустического сопротивления тыльной нагрузки  $\Gamma_1$  при различных значениях акустического сопротивления звукопровода  $\Gamma_n$

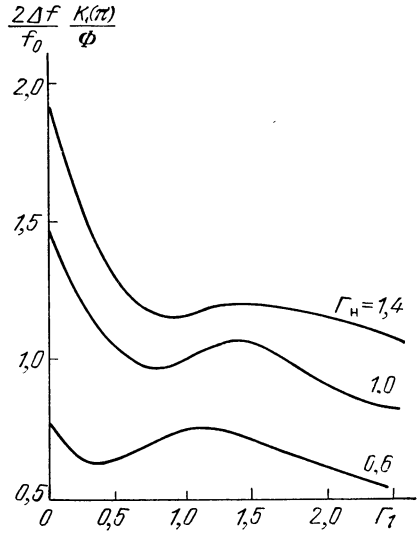


Рис. 4.5. Зависимость произведения относительной полосы пропускания и коэффициента передачи кварцевого пьезопреобразователя от акустического сопротивления тыльной нагрузки  $\Gamma_1$  при различных значениях сопротивления  $\Gamma_n$  звукопровода

Акустическое сопротивление тыльной нагрузки выше  $2Z_0$  практически не приводит к расширению полосы пропускания ( $2\Delta f \approx 1,4 f_0$ ). Однако при этом ФЧХ становится нелинейной, причем нелинейность с ростом сопротивления тыльной нагрузки увеличивается. При учете  $Z_r$  АЧХ изменяется.

Зависимости полосы пропускания преобразователя от акустического сопротивления тыльной нагрузки  $\Gamma_1$  при различных значениях акустического сопротивления звукопровода приведены на рис. 4.4. Преобразователь, нагруженный с двух сторон на активное акустическое сопротивление, позволяет реализовать большие относительные полосы пропускания, причем при более высоком акустическом сопротивлении звукопровода полоса пропускания меньше зависит от акустического сопротивления тыльной нагрузки.

При выборе соотношения между сопротивлениями тыльной нагрузки и звукопровода нужно исходить не только из заданной полосы пропускания  $2\Delta f$ , но и из необходимого максимального коэффициента передачи на частоте  $f_0$  (а он, как видно из выражения (4.6), уменьшается с ростом сопротивления тыльной нагрузки при постоянном сопротивлении звукопровода). На основании этого, зная зависимость полосы пропускания от  $\Gamma_1$ , можно утверждать, что для каждого значения  $\Gamma_n$  существует оптимальное зна-



чение  $\Gamma_1$ , при котором произведение  $\frac{2\Delta f}{f_0} \frac{K_1(\pi)}{\Phi}$  максимально. Это подтверждается зависимостями, приведенными на рис. 4.5. Максимум произведения наблюдается и при  $\Gamma_1=0$ , что указывает на возможность реализации акустооптического устройства с удовлетворительными характеристиками и без тыльной нагрузки.

Проанализируем, к каким изменениям должен привести учет конечного значения  $\mathcal{K}$ . В случае акустического согласования ( $\Gamma_H=\Gamma_1=1$ ) выражения (4.4) и (4.5) примут вид

$$\frac{K_1(\theta)}{\Phi} = \sin \frac{\theta}{2} \left( 1 + 2 \frac{\mathcal{K}^4}{\theta^2} (1 - \cos \theta) - 2 \frac{\mathcal{K}^2}{\theta} \sin \theta \right)^{-1/2}, \quad (4.8)$$

$$\varphi(\theta) = \frac{\pi}{2} - \frac{\theta}{2} - \operatorname{arctg} \left[ \left( \frac{\mathcal{K}^2}{\theta} \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} - 1 \right) \operatorname{tg} \theta / \left( \frac{\mathcal{K}^2}{\theta} \operatorname{tg} \theta - 1 \right) \right].$$

Следует отметить несимметричный характер АЧХ, причем максимум коэффициента передачи смещается в область низких частот и определяется уравнением

$$\frac{\operatorname{tg}(\theta/2)}{\theta/2} = \frac{1}{\mathcal{K}^2}.$$

По графику, приведенному на рис. 4.6, можно определить смещение частот максимума коэффициента передачи для каждого конкретного материала в зависимости от  $\mathcal{K}$ . Например для кварцевого преобразователя ( $\mathcal{K}=0,14$ ) смещение частоты незначительно (около 1%), в то время как для ниобата лития ( $\mathcal{K}=0,6$ ) составляет около 17%. Это необходимо учитывать на практике при выборе резонансной частоты пьезопластины.

Представим  $\dot{\Gamma}_1$  и  $\dot{\Gamma}_H$  в виде  $\dot{\Gamma}_1 = \Gamma_1(\theta) \exp(j\varphi_1)$  и  $\dot{\Gamma}_H = \Gamma_H(\theta) \times \exp(j\varphi_H)$ . Запишем ЧХ пьезопреобразователя для АОМ, у которого между пластиной пьезоэлемента толщиной  $\Lambda_{33}/2$  и звуководом имеется два промежуточных слоя, а между пластиной и тыльной нагрузкой — три:

$$\frac{\mathcal{K}_1(\theta)}{\Phi} = \frac{\Gamma_H(\theta)}{\Gamma_H(\pi)} \frac{a(\pi)}{a(\theta)} \sin \frac{\theta}{2} \times$$

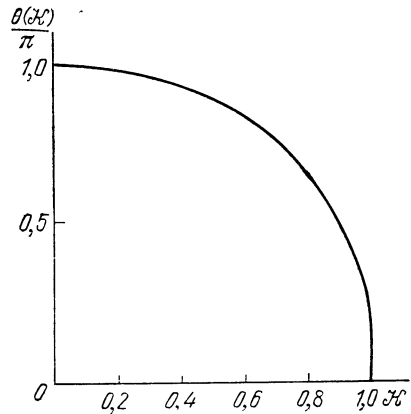
$$\times \sqrt{\frac{1 - [1 - \Gamma_1^2(\theta)] \cos^2(\theta/2) + \Gamma_1(\theta) \sin \theta \sin \varphi_1(\theta)}{A + B + C}}, \quad (4.9)$$

$$\varphi(\theta) = \operatorname{arctg} \left[ -\Gamma_1(\theta) \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \frac{\cos \varphi_1(\theta)}{1 + \Gamma_1(\theta) \operatorname{ctg}(\theta/2) \sin \varphi_1(\theta)} \right] -$$

$$- \operatorname{arctg} \left[ \frac{\frac{d}{a} \left( \frac{\mathcal{K}^2}{\theta} \sin \theta - \cos \theta \right) + 4 \frac{\mathcal{K}^2}{\theta} \sin^2 \frac{\theta}{2} \frac{\cos \varphi_2(\theta)}{a} - \frac{c}{a} \sin \theta}{\left( \frac{\mathcal{K}^2}{\theta} \sin \theta - \cos \theta \right) + 4 \frac{\mathcal{K}^2}{\theta} \sin^2 \frac{\theta}{2} \frac{\sin \varphi_2(\theta)}{a} + \frac{b}{a} \sin \theta} \right], \quad (4.10)$$

где  $A, B, C$  — коэффициенты, характеризующие влияние коэффициента электромеханической связи материала преобразователя,

Рис. 4.6. Зависимость частоты максимума коэффициента передачи пьезопреобразователя от коэффициента электромеханической связи



$a, b, c, d$  — коэффициенты, определяемые значениями модуля и фазы входных акустических полных сопротивлений звукопровода и тыльной нагрузки [74].

Приведенные выше выражения для ЧХ определяют работу преобразователя как четырехполюсника. Для оценки работы акустооптического устройства в системе передачи необходимо также знать входное сопротивление преобразователя.

Входное сопротивление четырехполюсника, описываемого матрицей  $A$ , определяется формулой [73]

$$\dot{Z}_{вх} = \frac{A_{11} \dot{Z}_н + A_{12}}{A_{21} \dot{Z}_н + A_{22}} = \frac{1}{R_{вх}(\theta)} + j X_{вх}(\theta).$$

Подставляя в это выражение элементы матрицы  $A$  и разделяя действительную и мнимую части, получаем

$$R_{вх}(\theta) = \frac{Z_0}{\Phi^2} \frac{k^2 + l^2 - 2\mathcal{K}^2(km - ln)/\theta + \mathcal{K}^4(m^2 + n^2)/\theta^2}{kn + lm}, \quad (4.11)$$

где  $k = 1 + \Gamma_1 \Gamma_n \cos(\varphi_1 + \varphi_n) + \operatorname{ctg} \theta [\Gamma_1 \sin \varphi_1 + \Gamma_n \sin \varphi_n]$ ;  $l = \Gamma_1 \Gamma_n \times \sin(\varphi_1 + \varphi_n) - \operatorname{ctg} \theta [\Gamma_1 \cos \varphi_1 + \Gamma_n \cos \varphi_n]$ ;  $m = 2 \operatorname{tg} \theta / 2 + \Gamma_1 \sin \varphi_1 + \Gamma_n \sin \varphi_n$ ;  $n = \Gamma_1 \cos \varphi_1 + \Gamma_n \cos \varphi_n$ .

По формуле (4.11) можно рассчитать активное входное сопротивление пьезопреобразователя практически любой сложной конструкции и определить входное сопротивление пьезопреобразователя на рабочей частоте системы, соответствующей минимуму величины  $R_{вх}(\theta)$  и максимуму коэффициента передачи. Полоса пропускания пьезопреобразователя определяется по уровню, соответствующему половине максимальной мощности излучения. Таким образом, определив значения частот, на которых  $R_{вх}(\theta) = 2R_{min}$ , можно вычислить полосу пропускания  $2\Delta f$  преобразователя и его механическую добротность  $Q_m = f_0 / 2\Delta f$ . Для преобразователя, нагруженного только с тыльной стороны,

$$R_{вх}(\theta) = \frac{Z_0}{\Phi^2} \frac{1 - (1 - \Gamma_1^2) \cos^2 \theta}{4\Gamma_1 \sin^4(\theta/2)}.$$

Зависимости активного входного сопротивления кварцевого пьезопреобразователя приведены на рис. 4.7. Полоса пропускания изменяется по закону, близкому к линейному при  $\Gamma_1 = 0,2 \dots, 1,2$  (см. рис. 4.4 при  $\Gamma_n = 0$ ).

Если преобразователь акустически не согласован со звукопроводом ( $\Gamma_H \neq 1$ ,  $\Gamma_1 \neq 0$ ), уравнение (4.11) принимает вид

$$R_{вх}(\theta) = \frac{Z_0}{\Phi^2} \frac{1}{\Gamma_1 + \Gamma_H} \times \frac{(1 + \Gamma_1 \Gamma_H)^2 + (\Gamma_1 + \Gamma_H)^2 \operatorname{ctg}^2 \theta - x (\mathcal{K}^2)}{(1 + \Gamma_1 \Gamma_H) - 2 \operatorname{ctg} \theta \operatorname{tg}(\theta/2)}, \quad (4.12)$$

$$\text{где } x (\mathcal{K}^2) = 2 \frac{\mathcal{K}^2}{\theta} \left[ (\Gamma_1 + \Gamma_H)^2 \operatorname{ctg} \theta + 2 (1 + \Gamma_1 \Gamma_H) \times \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \right] - \frac{\mathcal{K}^4}{\theta} \left[ (\Gamma_1 + \Gamma_H)^2 + 4 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right].$$

Для малых  $\mathcal{K}$

$$R_{вх}(\theta) = \frac{Z_0}{\Phi^2} \frac{1}{\Gamma_1 + \Gamma_H} \times \frac{1 - (1 - \Gamma_1)^2 \cos^2 \theta + 2 \Gamma_1 \Gamma_H + \Gamma_H^2 (\Gamma_1 \sin^2 \theta + \cos^2 \theta)}{\Gamma_1 \Gamma_H \sin^2 \theta + 4 \sin^4(\theta/2)}. \quad (4.13)$$

При  $\theta = \pi$ , т. е. на частоте  $f = f_0$ ,

$$R_{вх \min}(\pi) = \frac{Z_0}{\Phi^2} \frac{\Gamma_1 + \Gamma_H}{4}.$$

В частных случаях, например при  $\Gamma_H = 1$ ,

$$\frac{R_{вх}(\theta)}{R_{вх \min}(\pi)} = \frac{4}{(1 + \Gamma_1)^2} \frac{(1 + \Gamma_1)^2 + \Gamma_1 (1 - \Gamma_1) \sin^2 \theta}{\Gamma_1 \sin^2 \theta + 4 \sin^4(\theta/2)},$$

а при  $\Gamma_1 = 0$

$$\frac{R_{вх}(\theta)}{R_{вх \min}(\pi)} = \frac{1}{\sin^4(\theta/2)}.$$

Таким образом, при конструировании акустооптических устройств необходимо учитывать толщины и акустические сопротивления электродов и согласующих слоев. Матричное описание преобразователей и акустических нагрузок позволяет получить аналитические выражения для ЧХ и входного сопротивления практически для любого акустооптического устройства и оценить следующие параметры: поло-

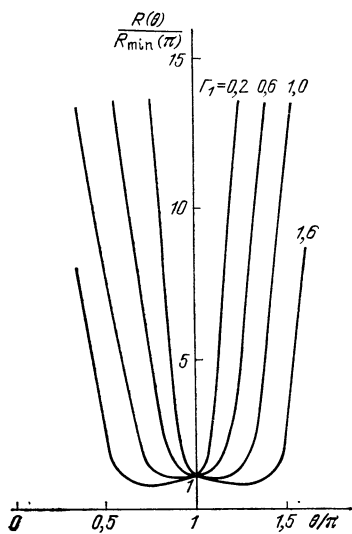


Рис. 4.7. Зависимость активного входного сопротивления кварцевого пьезопреобразователя от частоты при  $\Gamma_H = 0$

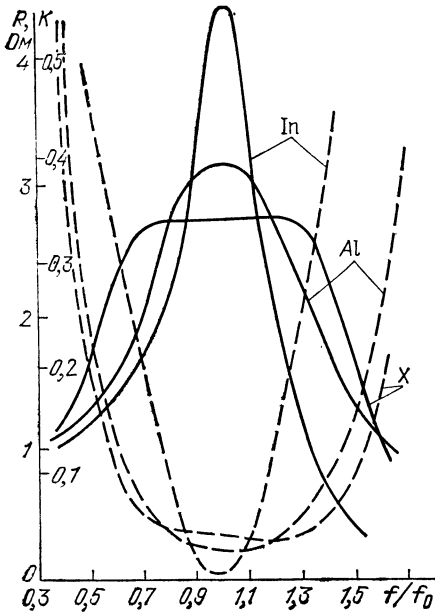


Рис. 4.8. Зависимость коэффициента передачи (непрерывная линия) и входного сопротивления (штриховая линия) модулятора от частоты для различных согласующих слоев

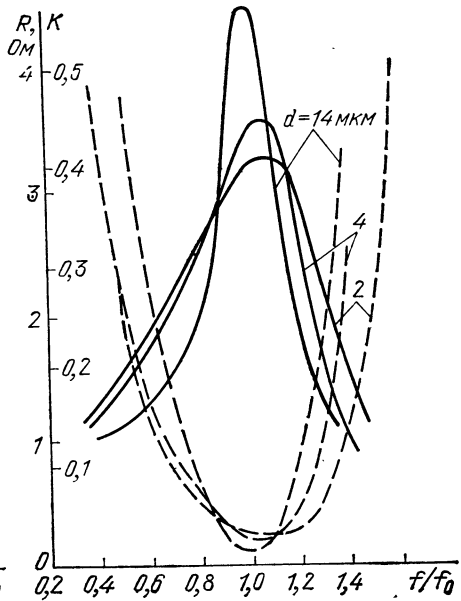


Рис. 4.9. Зависимость коэффициента передачи (непрерывная линия) и входного сопротивления (штриховая линия) модулятора с индиевым согласующим слоем разной толщины от частоты

су пропускания, коэффициент передачи на рабочей частоте и входное сопротивление.

На рис. 4.8 изображены частотные зависимости АОМ со звукопроводом из стекла марки ТФ-5 [ $Z_1 = 16,9 \cdot 10^7$  кг/(м<sup>2</sup>·с)] и пьезопреобразователем из пьезокерамического материала ННЛ-7 [ $Z_2 = 25,8 \cdot 10^7$  кг/(м<sup>2</sup>·с)] с различными согласующими слоями. В табл. 4.4 приведены расчетные параметры такого модулятора.

Таблица 4.4

Материал согласующего слоя	Акустическое сопротивление согласующего слоя $Z \cdot 10^{-7}$ , кг/(м <sup>2</sup> ·с)	Относительная полоса пропускания $2\Delta f/f_0$ , %	Рабочая частота $f_0$ , МГц	Сопротивление излучения $R_{изл}$ , Ом
In	9,6	19	31,0	88
Al	17,3	63	32,8	86
X	21,0	88	30,8	90

Примечание. Толщина согласующего слоя  $d = \lambda_{зв}/4$ .

Таблица 4.5

Толщина согласующего слоя $d$ , мкм	Относительная полоса пропускания, $2\Delta f/f_0$ , %	Рабочая частота $f_0$ , МГц
8	19	31,0
4	40	30
3	47	30,6
2	56	31,4

Примечание. Сопротивление излучения  $R_{изл} = 88$  Ом.

Наилучшее согласование возможно для теоретически рассчитанного слоя  $X$  с акустическим сопротивлением, равным среднему геометрическому акустических сопротивлений пьезопреобразователя и звукопровода, т. е.  $Z = \sqrt{Z_1 Z_2} = \sqrt{16,9 \cdot 10^7 \cdot 25,8 \cdot 10^7} = 21 \cdot 10^7$  кг/(м<sup>2</sup>·с). Материал с акустическим сопротивлением, близким к расчетному, можно получить в ряду твердых растворов Ag—In, так как  $Z_{Ag} = 37,8 \cdot 10^7$  кг/(м<sup>2</sup>·с) и  $Z_{In} = 9,6 \cdot 10^7$  кг/(м<sup>2</sup>·с).

На рис. 4.9 представлены частотные зависимости АОМ с индиевым согласующим слоем разной толщины. Наибольшая ширина полосы пропускания достигается для  $d \approx 2$  мкм, однако при этом коэффициент передачи уменьшается. Расчетные параметры модулятора приведены в табл. 4.5.

Эффективность электромеханического преобразования энергии определяется также условиями согласования генератора и пьезопреобразователя. При согласовании активного сопротивления генератора и комплексного сопротивления нагрузки существуют определенные ограничения, связывающие полосу пропускания и коэффициент передачи устройства [73].

Методика расчета согласующих электрических цепей для пьезопреобразователей основана на теории построения согласующей цепи с помощью интегральных ограничений на коэффициент отражения для пассивных электрических цепей с сосредоточенными параметрами.

Наиболее часто употребляются следующие варианты конструкции пьезопреобразователя: пьезопластина без тыльной нагрузки и согласующего слоя (вариант 1); пьезопластина без тыльной нагрузки с одним согласующим слоем (вариант 2).

Методика расчета применима для согласующих цепей, когда входное сопротивление преобразователя в рабочей полосе частот можно представить эквивалентными схемами, изображенными на рис. 4.10 и 4.11.

Примем следующие обозначения: нижняя  $f_n$  и верхняя  $f_v$  граничные частоты полосы пропускания; предельная неравномерность АЧХ АОМ  $\Delta l$ ; активное сопротивление генератора  $R_r$  и нагрузки  $R_n$ ; удельные акустические сопротивления материалов согласующего слоя  $Z_c$ , звукопровода  $Z_{зв}$  и пьезопластины  $Z_p$ ; площадь пьезопластины  $S$ .

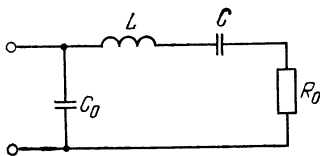


Рис. 4.10. Эквивалентная схема с сосредоточенными элементами для входного пьезопреобразователя (вариант 1)

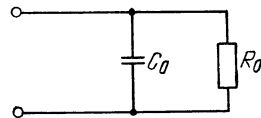
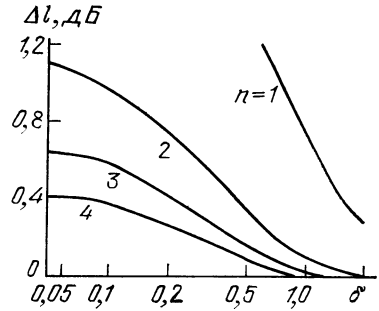


Рис. 4.11. Эквивалентная схема с сосредоточенными элементами для входного пьезопреобразователя (вариант 2)

Рис. 4.12. Пульсации чебышевских характеристик в функции  $\delta$  для согласующих цепей



Вместо характеристик материалов пьезопластины и согласующего слоя могут быть заданы экспериментально подобранные параметры эквивалентных схем, изображенных на рис. 4.10 и 4.11.

Вычислим параметры эквивалентных схем пьезопреобразователя. Для варианта 1

$$C_0 = C_{св} (1 - \mathcal{K}^2); L = \frac{1}{32 f_a^2 C_0 \mathcal{K}^2};$$

$$C = \frac{8 \mathcal{K}^2 C_0}{\pi^2 (1 - 4 \mathcal{K}^2 / \pi^2)^2}; R_0 = \frac{Z_{эв}}{8 Z_n f_a C_0 \mathcal{K}^2}; C_{св} = \frac{2 \varepsilon S f_a}{v_{эв}};$$

$$f_a = \frac{f_p}{1 - 4 \mathcal{K}^2 / \pi^2}; f_p = \sqrt{f_n f_b},$$

где  $C_{св}$  — емкость свободной пьезопластины (емкость преобразователя, измеренная на низких частотах);  $f_p$ ,  $f_a$  — резонансная и антирезонансная частоты пьезопластины.

Для варианта 2

$$C_0 = C_{св} (1 - \mathcal{K}^2); R_0 = \frac{Z_c^2}{8 Z_n Z_{эв} f_a C_0 \mathcal{K}^2}.$$

Определим декремент нагрузки:

$$\delta = R_0 / [2\pi L (f_b - f_n)] \text{ для варианта 1};$$

$$\delta = [R_0 C_0 \cdot 2\pi (f_b - f_n)]^{-1} \text{ для варианта 2}.$$

Для полученного декремента  $\delta$  по номограмме (рис. 4.12) находится число элементов  $n$  фильтра-прототипа из условия, что неравномерность, определяемая по номограмме, меньше  $0,5\Delta l$ . Рекомендуемое число элементов  $n \leq 3$ . Нормированные элементы фильтра-прототипа  $g_i$  определяются по номограммам (рис. 4.13) исходя из  $n$  и  $\delta$ .

Реальные значения элементов низкочастотного фильтра-прототипа определяются по следующим формулам (рис. 4.14):

$$R_{n+1} = \left( \frac{R_0}{R'_0} \right) R'_{n+1}; L_i = \left( \frac{R_0}{R'_0} \right) \left( \frac{\omega'_1}{\omega_1} \right) L'_i;$$

$$C_i = \left( \frac{R'_0}{R_0} \right) \left( \frac{\omega_1}{\omega'_1} \right) C'_i; G_{n+1} = \left( \frac{G_0}{G'_0} \right) G'_{n+1};$$

$$G_{n+1} = 1/R_{n+1}; R'_0 = 1; \omega'_1 = 1, \omega_1 = 2\pi(f_b - f_n); i = 1, 2, \dots, n.$$

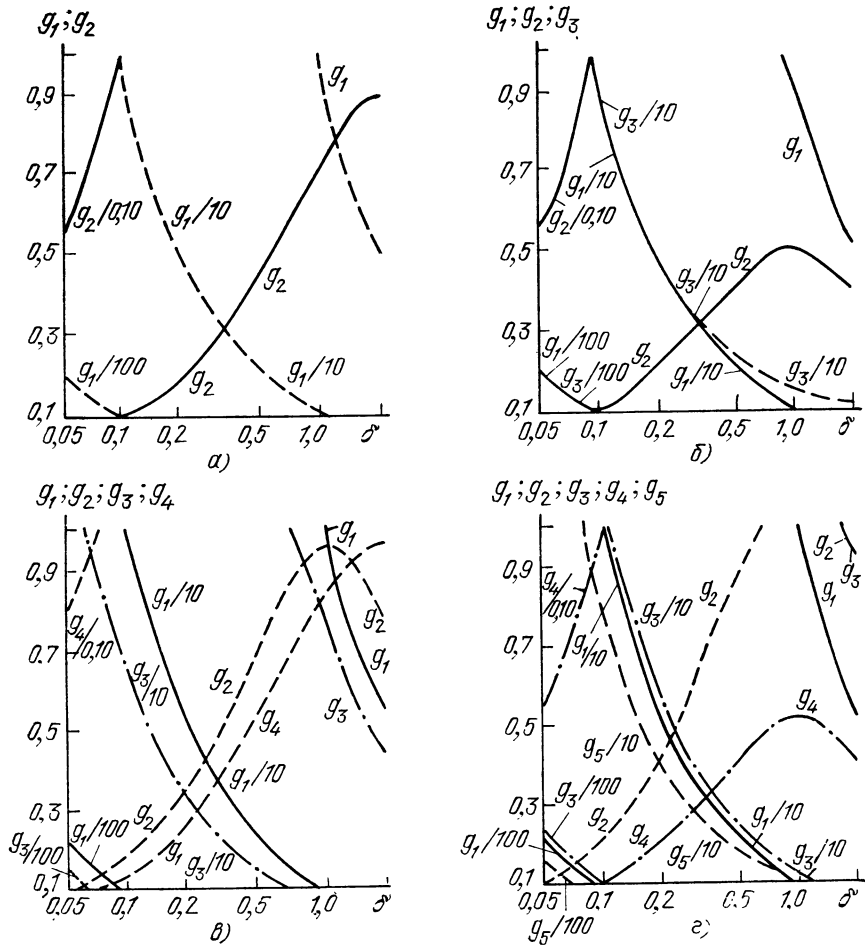


Рис. 4.13. Элементы чебышевских согласующих цепей в функции  $\delta$  при минимальных значениях  $(L_A)_{max}$ :

а —  $n=1$ ; б —  $n=2$ ; в —  $n=3$ ; г —  $n=4$

Если после вычислений  $C_2 > C_0$ , то преобразователь шунтируется дополнительной емкостью  $C_{ш} = C_2 - C_0$ , если  $C_2 < C_0$ , то необходимо изменить исходные данные (полосу пропускания или неравномерность).

Проведем преобразование фильтра-прототипа в полосовой фильтр. Для этого каждая индуктивность дополняется последовательной емкостью, а емкость — параллельной индуктивностью таким образом, чтобы резонансные частоты полученных контуров равнялись  $\sqrt{f_B f_H}$ :

$$C_i = \frac{1}{4\pi^2 f_H f_B L_i}; L_i = \frac{1}{4\pi^2 f_H f_B C_i}$$

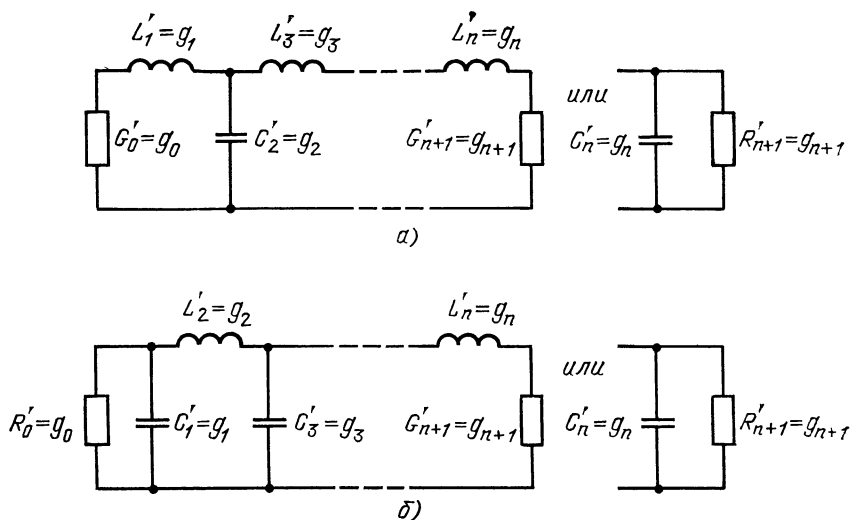


Рис. 4.14. Схемы фильтров-прототипов нижних частот:  
 а — вариант 1; б — вариант 2

Коэффициент трансформации  $\gamma = \sqrt{R_{n+1}/R_{\Gamma}}$ . К первичной обмотке подключается генератор или нагрузка. Трансформатор реализуется с помощью отвода у индуктивности в параллельной ветви. Если трансформатор реализуется с помощью индуктивности, подключенной параллельно  $C_0$ , то элементы, расположенные за трансформатором, пересчитываются по следующим формулам:  $C_{\Gamma i} = \gamma^2 C_i$ ;  $L_i = \gamma^2 L_{\Gamma i}$ ;  $R_{\Gamma} = R_{n+1}/\gamma^2$ .

Изложенная методика не гарантирует практической реализуемости рассчитанной цепи.

Ввиду того, что реальные преобразователи описываются приведенными эквивалентными схемами в ограниченной полосе частот, рассчитанная полоса частот может получаться больше реальной.

**Пример расчета.** Исходные данные: пьезопластина из  $\text{LiNbO}_3$ :  $\mathcal{K} = 0,6$ ,  $\epsilon = 725 \cdot 10^{-12}$  Ф;  $S = 6,3 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>,  $Z = 21,6 \cdot 10^6$  кг/(м<sup>2</sup>·с); звукопровод из стекла  $Z_{зв} = 8,3 \cdot 10^6$  кг/(м<sup>2</sup>·с); граничные частоты  $f_{\text{н}} = 25$  МГц,  $f_{\text{в}} = 45$  МГц, неравномерность АЧХ  $\Delta l = 3$  дБ, сопротивление  $R_{\Gamma} = 75$  Ом.

Произведем вычисления согласно предложенной методике:

$$f_{\text{р}} = \sqrt{25 \cdot 45} = 33 \text{ МГц}; f_{\text{а}} = 33 \left/ \left( 1 - \frac{4 \cdot 0,36}{(3,14)^2} \right) \right. = 38,6 \text{ МГц}; C_{\text{св}} = 80 \text{ пФ};$$

$$C_6 = 80 \cdot (1 - 0,36) = 51 \text{ пФ};$$

$$L = \frac{1}{32 \cdot (38,6)^2 \cdot 51 \cdot 0,36} = 1,14 \cdot 10^{-9} \text{ Гн}; R_0 = \frac{1}{21,6 \cdot 8 \cdot 38,6 \cdot 51 \cdot 0,36} =$$

$$= 67,7 \text{ Ом}; \delta = \frac{67,7}{1,14 \cdot 2 \cdot 3,14 \cdot 20} = 0,47;$$



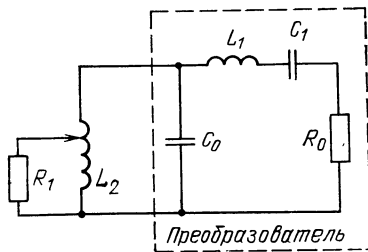


Рис. 4.15. Схема согласующего устройства

$$n = 2; g_1 = 2; g_3 = 2,2; g_2 = 0,4;$$

$$L_1 = \frac{67,7}{1} \frac{1}{20 \cdot 10^6 \cdot 2 \cdot (3,14)^2} = 1,06 \cdot 10^{-6} \text{ Гн};$$

$$C_2 = \frac{1}{67,7} \frac{1}{20 \cdot 10^6 \cdot 2 \cdot 3,14} 0,4 = 47,5 \text{ пФ};$$

$$R_3 = \frac{67,7}{1} 2,2 = 147,4 \text{ Ом}; L_2 = \frac{1}{4 \cdot 3,14^2 \cdot 33^2 \cdot 47,5} = 0,49 \cdot 10^{-6} \text{ Гн};$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{147,4}{75}} = 1,37.$$

Рассчитанная схема изображена на рис. 4.15.

#### 4.4. ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИИ И ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ МНОГОКАНАЛЬНЫХ АКУСТООПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ

В настоящее время большой интерес представляют многоканальные АОМ, работающие в промежуточном диапазоне частот (до 200 МГц) [76]. В табл. 4.6 приведены параметры отечественных и зарубежных многоканальных модуляторов. Улучшение параметров связано с решением таких вопросов, как эффективное возбуждение акустических волн в звукопроводе, разработка системы возбуждения многоэлементного пьезопреобразователя, производство перспективных материалов для звукопроводов и пьезопреобразователей.

Таблица 4.6. Параметры многоканальных акустооптических модуляторов света

Число каналов	Центральная частота, МГц	Полоса частот, МГц	Эффективность дифракции, %	Управляющая мощность, мВт	Длина взаимодействия, мм	Развязка между каналами, дБ	Ширина пьезопреобразователя, мм	Интервал между преобразователями, мм	Материал звукопровода	Источник
136	140	—	28	100	12	30	0,125	0,125	—	[77]
12*	110	40	35	100	9	16	0,15	—	SF-8	[78]
40	100	—	70	37	6	—	0,15	0,25	TeO <sub>2</sub>	[79]
10*	110	—	23,5	0,5	13,9	—	1,3	0,4	SF-8	[80]
32*	70	—	30	1000	7	—	1	0,5	СТФ-3	[81]
20*	180	60	0,1	100	7	20	0,6	0,4—0,9	СТФ-3	[82]
20*	140	94	5	1000	9	30	0,8	1,1	α-кварц	[83]

\* Материал пьезопреобразователя — монокристалл LiNbO<sub>3</sub>.

Широкое использование для создания АОМ стекол типа тяжелых и сверхтяжелых флинтгов (ТФ-5, ТФ-7, ТФ-10, СТФ-3, SF-8, SF-59) с относительно невысоким акустооптическим качеством объясняется тем, что они имеют хорошее оптическое качество, низкую стоимость. Технология их изготовления позволяет получать крупногабаритные заготовки. Однако частотный диапазон этих материалов ограничен значительным поглощением ультразвуковых волн. На частотах выше 100 МГц используют плавленный или кристаллический кварц.

Потери акустической мощности в значительной степени определяются материалом связки и способом соединения пьезопреобразователя со звукопроводом. В качестве связующих слоев применяются смолы, клеи, металлические связки. Неметаллические связующие слои малопригодны для сборки многоканальных АОМ. Из-за низкого акустического сопротивления они дают узкую полосу частот и разброс характеристик отдельных каналов [84, 85], что обусловлено колебаниями толщины слоя связки, неизбежными при большой площади склеиваемых поверхностей.

Из металлических связующих слоев широко используется In благодаря невысокой температуре плавления и пластичности. Целесообразность использования In определяется материалом звукопровода и рабочими частотами [86]. По данным [84, 85] в случае использования тяжелых флинтгов, обладающих близкими с In акустическими сопротивлениями, обеспечивается достаточно большая полоса пропускания АОМ и небольшой разброс характеристик по каналам в многоканальных устройствах. Улучшение акустического согласования пьезопреобразователя со звукопроводом может быть получено при толщине слоя In до  $\Lambda_{зв}/4$ . Так, для звукопровода из плавленного кварца и пьезопреобразователя из  $\text{LiNbO}_3$  была получена относительная полоса пропускания 33% [82].

Индиевый связующий слой часто заменяют композиционными слоями Cu—In, Al—In. Изменяя процентное содержание компонентов, можно варьировать акустическое сопротивление и увеличить электропроводность связки [87]. Использование слоев Cu—In позволило получить относительную полосу пропускания 67% [83] для АОМ со звукопроводом из  $\alpha$ -кварца и пьезопреобразователя из  $\text{LiNbO}_3$ .

Вместо In используются другие материалы: Au, Al, Sn, Ag. В частности, для парателлурида хорошие результаты были получены при использовании в качестве связующего слоя Sn [88].

В настоящее время хорошо отработанными являются два способа соединения пьезопреобразователя со звукопроводом через металлические слои: методом термокомпрессионной сварки или методом холодной вакуумной сварки [86].

По сравнению с термокомпрессионной сваркой метод холодной вакуумной сварки дает более качественные соединения, так как весь процесс проводится в вакууме, что препятствует образованию окисных слоев. Кроме того, при холодной вакуумной сварке

не возникают напряжения, связанные с различием коэффициента теплового расширения свариваемых материалов. Этот метод может быть использован для сварки деталей АОМ с помощью золотых, серебряных, алюминиевых и индиевых связующих слоев.

Для высокочастотных АОМ ( $f=400 \dots 600$  МГц) разработан метод ультразвуковой сварки [89].

Специфической проблемой при разработке многоканальных АОМ является подводка высокочастотного сигнала к пьезопреобразователям. Можно выделить два основных подхода к решению этой задачи. В макетах [78, 81] с наиболее плотным расположением каналов переход с электродов на кабели осуществлен через печатные платы (рис. 4.16). Электрический сигнал подводится радиочастотными кабелями 1 к планарным проводникам и сплошному электроду двухсторонней печатной платы 2. Планарные проводники соединены с управляющими электродами, нанесенными на пьезопластину 3, прикрепленную к звукопроводу 4 металлическим связующим слоем 5, который является одновременно вторым электродом пьезопреобразователя. В [83] сообщается о создании макетов с такой системой возбуждения пьезопреобразователей, имеющих шаг 3 и 1,9 мм.

В другом варианте подводки электрического сигнала к пьезопреобразователю используется прижимная плата 1 (рис. 4.17). Геометрия электродов 2 соответствует геометрии электродов на пластине 3, прикрепленной к звукопроводу 4. Сигнал может подводиться также через акустическую нагрузку каждого канала [90].

Для создания многоканальных АОМ была разработана технология изготовления макетов жидкостных и твердотельных АОМ различной конструкции.

Жидкостный модулятор света представляет собой кювету из плавленного кварца, заполненную дистиллированной водой с помещенным в нее пьезопреобразователем из  $(\text{NaLi})\text{NbO}_3$ . Рабочие грани кюветы, через которые проходит свет, полируются по 14-му классу шероховатости с плоскостностью не хуже  $\lambda_{\text{св}}/10$ . Пьезопреобразователь представляет собой пластину размером  $10 \times 52$  мм, рабочие плоскости пьезопластины обрабатываются по 10-му классу. Одна плоскость пьезопластины имеет сплошную металлизацию Ag толщиной 1...3 мкм с подслоем хрома для улучшения адгезии. На другую плоскость пластины с помощью специальной маски наносятся 32 электрода (ширина электрода 0,75 мм, длина 9 мм, расстояние между электродами 1,5 мм). Для подведения сигналов к каждому из них используется тыльная нагрузка из стеатита. Электроды на торцевых плоскостях тыльной нагрузки наносятся методом вжигания Ag, что позволяет производить припайку радиочастотных кабелей к этим электродам. Рабочая поверхность тыльной нагрузки обрабатывается по 10-му классу. С целью подавления переотраженного сигнала от тыльной нагрузки на грань нагрузки, параллельную рабочей плоскости, наносится насечка глубиной до 2 мм. Для осуществления подвода

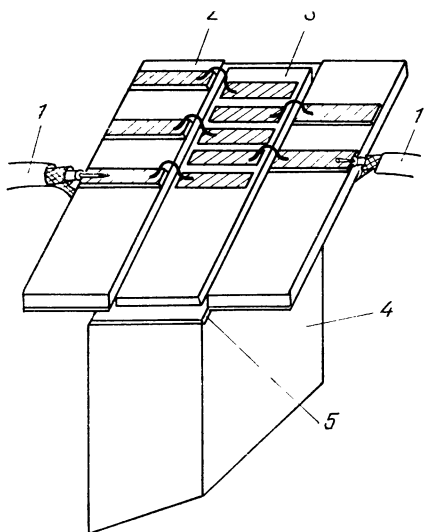


Рис. 4.16. Схема подвода электрического сигнала к пьезопреобразователю с помощью двух печатных плат

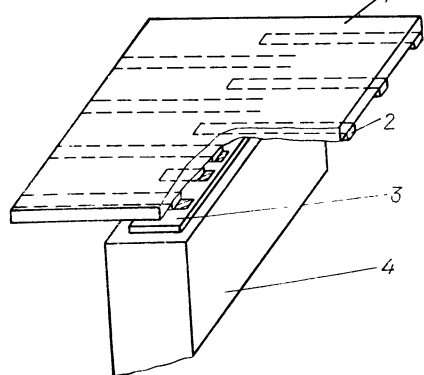


Рис. 4.17. Схема подвода электрического сигнала к пьезопреобразователю с помощью прижимной платы

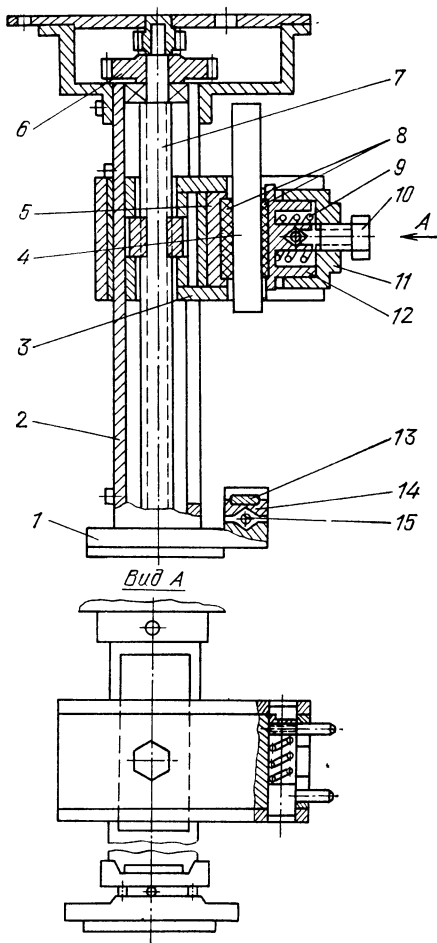


Рис. 4.18. Подколпачное устройство модернизированной вакуумной установки для проведения диффузионной сварки

электрических сигналов к пьезопластине на рабочую плоскость тыльной нагрузки методом вакуумного напыления серебра через специальную маску наносится электродами, соединяющиеся с электродами на торцах нагрузки. Тыльная нагрузка и пьезопластина соединяются с помощью клея К-300-61. Толщина пленки клея после полимеризации не должна превышать 1 ... 2 мкм. Для удобства присоединения пьезопреобразователя к держателю на плоскость тыльной нагрузки приклеивается металлическая планка с двумя крепежными отверстиями. После этого пьезопреобразова-

тель присоединяется к держателю и производится припайка радиочастотных кабелей к соответствующим электродам.

Сборка твердотельных АОМ проводится методом холодной сварки в вакууме. В качестве звукопроводов используются тяжелый флинт марки ТФ-7 и ТФ-5, а в качестве пьезопреобразователя — пластины из  $\text{LiNbO}_3$  и  $(\text{NaLi})\text{NbO}_3$ . Рабочие плоскости пьезопластины обрабатываются по 12-му классу, а грани звукопровода, через которые проходит свет и крепится пьезопластина, полируются по 14-му классу с плоскостностью не хуже 0,15 мкм.

Предварительно на поверхность звукопровода и пьезопластины напыляется слой серебра толщиной 0,2 ... 0,3 мкм с подслоем хрома около 0,03 мкм для улучшения адгезии серебра. Напыление осуществляется в вакуумной установке при вакууме не хуже  $2,66 \cdot 10^{-3}$  Па.

Диффузионная сварка проводится также при вакууме не хуже  $2,66 \cdot 10^{-3}$  Па в модернизированной установке УВН-2М-2, подколпачное устройство которой показано на рис. 4.18.

Подколпачное устройство работает следующим образом. Звукопровод 4 устанавливается на основании 5 каретки 3 и легко прижимается подпружинным упором 12, который представляет собой две плоские прокладки 8, выполненные из материала с высоким коэффициентом трения. Одна из прокладок неподвижна и находится на основании каретки, вторая может перемещаться винтом 10 зажима 11, создавая жесткое крепление звукопровода в направлении, перпендикулярном направлению перемещения каретки, за счет пружины 9.

Сила сжатия звукопровода определяется требуемым давлением, необходимым для обеспечения сваривания звукопроводов с пьезопластиной 13 заданной площади, и коэффициентом трения материала прокладок.

С помощью ходового винта 7 через редуктор 6 каретку опускают по направляющим 2 до сменной матрицы 14 и ориентируют свариваемую грань звукопровода по рабочему профилю сменной матрицы, после чего упор жестко фиксируют винтом зажима и каретку поднимают вверх.

На сменную матрицу, находящуюся на шаровой опоре 15, расположенной на опорной плите 1, устанавливается привариваемая пластина 13. После напыления на пластину и рабочую грань звукопровода тонкого слоя пластичного материала, например индия, толщиной 1 ... 2 мкм перемещением каретки с помощью механизма сжатия рабочая грань звукопровода прижимается к пластине с определенным усилием, которое передается на редуктор механизма сжатия посредством тарированного ключа, что и приводит к их свариванию. Высокое качество сварки обеспечивается за счет точного ориентирования привариваемых элементов относительно направления силы сжатия.

После холодной сварки выполняется шлифовка пьезопластины на заданную частоту и через специальную маску методом вакуумного напыления на нее наносятся электроды.

Следующим этапом изготовления АОМ является полировка рабочих граней звукопровода по 14-му классу. Для создания режима бегущей волны грань звукопровода, противоположная пьезопреобразователю, скашивается примерно на  $6^\circ$ , после чего звукопровод помещается в держатель и производится монтаж выводов с электродов на пьезопластине на соответствующие электроды на печатной плате с помощью золотых проводков диаметром 0,15 мм.

Для улучшения идентичности каналов и устранения возбуждения всей пластины при подведении сигнала к одному из каналов модулятора электрод заземления, нанесенный на звукопровод, соединяется по всему периметру с шиной заземления на держателе модулятора.

С целью увеличения числа каналов, приходящихся на единицу длины апертуры, были разработаны многоканальные АОМ с расстоянием между центрами соседних электродов 0,5 мм. В качестве звукопровода использовалось стекло ТФ-5, в качестве пьезопреобразователя — пластины монокристалла  $\text{LiNbO}_2$ ,  $yzb/ +36^\circ$ -среза. Соединение звукопровода с пьезопластиной осуществлялось по технологии, описанной выше.

Электродная структура формируется на подложке из плавленного кварца методом фотолитографии. Нанесение слоев ванадия на кварцевые подложки, а также слоев алюминия осуществляется в установке типа УВН-71-ПЗ. Толщина алюминиевого слоя 0,2... 0,3 мкм, толщина адгезионного подслоя 0,03 мкм. Напыление производится на подложку, нагретую до  $120^\circ\text{C}$ , при вакууме  $6,65 \cdot 10^{-3}$  Па. Для улучшения адгезии металлических слоев с подложкой дополнительно проводится ионная очистка при вакууме 1,33 Па в течение 30 мин и токе 400 мА. Удельное сопротивление полученных пленок составляет  $(2,3 \dots 3,4) \cdot 10^{-6}$  Ом·см.

На свеженапыленные подложки наносится слой позитивного фоторезиста ФП-РН-7 толщиной 0,6.. 0,7 мкм, затем проводится сушка слоя фоторезиста в термостате при температуре  $90 \dots 100^\circ\text{C}$  в течение 10 мин. Экспонирование фоторезиста осуществляется на установке экспонирования — совмещения. Время экспонирования составляет 5 мин, используются эмульсионные фотошаблоны, которые контролируются с помощью микроскопа УИМ-23. Точность изготовления шаблонов составляет  $\pm (2 \dots 3)$  мкм.

После операции экспонирования проводится проявление защитного рельефа. В качестве проявителя используется раствор 3%-ного тринатрийфосфата, время проявления 30... 60 с при температуре  $(20 \pm 2)^\circ\text{C}$ . Отклонение размеров проявленного рельефа от заданных не превышает 1 мкм. Термообработка проявленного рельефа осуществляется в термостате при температуре  $120^\circ\text{C}$  в течение 20 мин. Эта операция улучшает адгезию фоторезиста к подложке и его кислотостойкость, а следовательно, увеличивает точность вытравленной структуры. После выполнения операции травления удаление фоторезиста с полученной структуры произ-

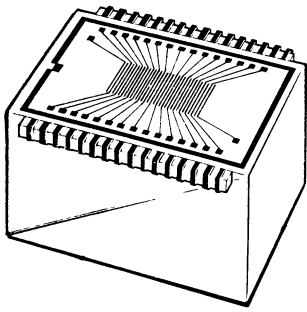


Рис. 4.19. Кварцевая подложка с электродной структурой для твердотельного модулятора света с расстоянием между соседними электродами 0,5 мм

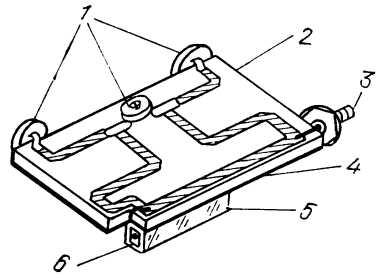


Рис. 4.20. АОМ с платой электрического согласования:

1 — подстроечные конденсаторы; 2 — керамическая плата с нанесенными на нее полосковыми элементами согласования; 3 — высокочастотный разъем; 4 — электрод; 5 — звукопровод; 6 — пленочный пьезопреобразователь с электродом

водится в диметилформалиде. Описанная технология обеспечивает точность изготовления проводящей структуры 2...3 мкм.

На рис. 4.19 представлена подложка с нанесенной электродной структурой, которая крепилась к пьезопластине со звукопроводом с помощью тонкого (1...3 мкм) слоя клея К-300-61. Монтаж выводов проводился золотыми проводками диаметром 0,15 мм на стеатитовые бруски с серебряными электродами, нанесенными методом вжигания. Стеатитовые бруски предварительно приклеивались к боковым граням подложки. Электрод заземления на звукопроводе соединялся с земляным электродом, нанесенным по периметру подложки из кварца. В связи с малым затуханием ультразвука в кварце геометрия подложки была выбрана так, чтобы излучаемый ультразвук не попадал обратно на пьезопреобразователь. Для осуществления частичного поглощения излу-

Таблица 4.7. Свойства акустооптических материалов для высокочастот

Материал	Плотность материала $\rho \cdot 10^{-3}$ , кг/м <sup>3</sup>	Температура плавления $T_{\text{плав}}$ , °С	Твердость по Моосу	Диапазон прозрачности, мкм	Тип колебаний
SiO <sub>2</sub>	2,65	1470	7	0,12...4,5	L S
LiNbO <sub>3</sub>	4,63	1250	5—5,5	0,4...4,5	L S
CaMoO <sub>4</sub>	4,20...4,38	1445	6	0,34...3,9	L
TeO <sub>2</sub>	5,72...6,02	733	—	0,35...5,0	S

чаемого в подложку ультразвукового сигнала к ней приклеивался алюминиевый блок.

Необходимость разработки высокоинформативных систем на сегодняшний день ставит задачу разработки АОМ, работающего в широком диапазоне частот и обладающего большим ДД.

Расширение диапазона рабочих частот обычно осуществляется повышением центральной частоты модулятора. Однако при этом возникает ряд трудностей, связанных с увеличением потерь акустической энергии в материале звукопровода, согласованием акустических и электрических сопротивлений пьезопреобразователя со звукопроводом и генератором сигналов. Следствием этого является резкое падение КПД устройства. Кроме того, с увеличением частот потери акустической энергии в звукопроводе растут обычно пропорционально квадрату частот, что, в свою очередь, приводит к невозможности использования в качестве звукопроводов АОМ, работающих в диапазоне СВЧ, традиционных материалов с большим акустооптическим качеством (парателлурид, тяжелый флюит и др.). Исходя из этого можно предположить, что эффективность дифракции в диапазоне СВЧ АОМ будет низкой, порядка 1...2%/Вт [91].

Таким образом, разработка акустооптического модулятора, работающего в диапазоне СВЧ, сводится к выбору материалов для звукопровода и пьезопреобразователя (табл. 4.7), расчету цепей согласований электрических сопротивлений пьезопреобразователя и генератора сигналов с учетом параметров материалов. При разработке конструкции модулятора необходимо также проводить расчет геометрии акустооптического взаимодействия.

При разработке высокочастотного АОМ использовался преобразователь из ZnO полуволновой толщины. Обладая хорошими пьезоэлектрическими свойствами, пленочные преобразователи на основе пьезополупроводниковых материалов используются с целью получения высокочастотных широкополосных преобразователей. В разработанном АОМ преобразователь эффективно ра-

ных АОМ

Поглощение звука $\Gamma$ , дБ/(мкс·ГГц <sup>2</sup> )	Скорость звука $v_{зв} \cdot 10^{-3}$ , м/с	Акустооптическое качество $M_2 \cdot 10^{15}$ , с <sup>2</sup> /кг	Возможность механической обработки	Результат взаимодействия термодара	Примечание
1,7	5,72	2,38	Хорошая	Растрескивание	Нетоксичен
0,83	3,3				
0,24	7,2	5,0	Средняя	Полное растрескивание	Анизотропен, нетоксичен
0,76	4,5	20,0			
0,1	5,75	2,0	Хорошая	Слабое растрескивание	Нетоксичен
	2,95	13,7			
250	0,62	790	Очень плохая	Растрескивание	Сильно анизотропен, токсичен



ботал в диапазоне частот 200 ... 800 МГц. Звукопровод изготавливался из  $\text{CaMoO}_4$ .

Длина акустооптического взаимодействия  $l$  вычисляется по формуле

$$l = \frac{Qn}{\pi\lambda_{\text{св}}} \frac{v_{\text{зв}}}{f_{\text{Б}}}, \quad (4.14)$$

где  $f_{\text{Б}}$  — частота Брэгга;  $Q$  — параметр, характеризующий режим дифракции;  $n$  — коэффициент преломления света в звукопроводе.

Ширина акустооптического взаимодействия  $b$  определяется из условия, что из-за расходимости ультразвукового пучка на всей длине апертуры мощность уменьшается в 2 раза, т. е.

$$b = \sqrt{4v_{\text{зв}}^2 \tau / (f_0 - \Delta f)}, \quad (4.15)$$

где  $\tau$  — время, за которое звук проходит апертуру,  $\Delta f$  — полуширина полосы рабочих частот.

Полученные по формулам (4.14) и (4.15) величины характеризуют оптимальную геометрию акустооптического взаимодействия. Так как  $l, b \gg \Lambda_{\text{зв}}$ , то можно пренебречь дифракционной расходимостью звука в звукопроводе и принять размеры пьезопреобразователя равными  $l$  и  $b$ .

В разработанном АОМ использовалась схема согласования электрических сопротивлений генератора и пьезопреобразователя с распределенными параметрами в виде микрополосковой линии с подстроечными конденсаторами (рис. 4.20). Ее параметры рассчитывались с использованием чебышевских низкочастотных прототипов [75]. Применение микрополосковых линий позволило получить компактную, механически прочную конструкцию согласующего устройства со следующими параметрами: коэффициент стоячей волны КСВ равен 2,5 во всей полосе рабочих частот АОМ, относительная полоса пропускания 30%. Звукопровод из  $\text{CaMoO}_4$  представлял собой параллелепипед ( $8 \times 8 \times 20$  мм), вырезанный таким образом, что длинная грань была направлена вдоль кристаллографического направления  $z$ , а другие грани ориентированы вдоль направлений  $x$  и  $y$ . Свет в звукопроводе распространялся вдоль оси  $x$ , а звук вдоль оси  $z$ . Ультразвуковые волны возбуждались пленочным пьезопреобразователем с электродами из  $\text{Al}$  ( $0,6 \times 0,9$  мм), на противоположном конце звукопровода был сделан скос около  $8^\circ$  для уменьшения уровня отраженного сигнала.

Звукопровод крепился непосредственно к плате, на которой была выполнена согласующая цепь, что позволило, во-первых, сократить до минимума длину проводника между согласующей цепью и электродом пьезопреобразователя, во-вторых, сделать всю конструкцию жесткой и малогабаритной (не более  $55 \times 40 \times 30$  мм). Стандартные размеры АОМ позволяют подключать его к любому высокочастотному генератору. Изготовленный АОМ имеет следующие параметры:

Полоса рабочих частот по уровню 3 дБ, МГц . . . . .	150
Эффективность дифракции, %/Вт . . . . .	3
Уровень отраженных сигналов по отношению к уровню основного сигнала, не более . . . . .	10 <sup>-4</sup>
Апертура, мкс . . . . .	3

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы:

1. СаМоО<sub>4</sub> является новым перспективным материалом для АОМ, работающих в диапазоне СВЧ.

2. Использование согласующих цепей в виде микрополосковых линий позволяет получить компактный АОМ, а применение подстроечных элементов — уменьшить разброс параметров акустооптических ячеек.

3. Полученная эффективность АОМ не является предельной для конструкции такого типа и может быть повышена до 10%/Вт за счет улучшения свойств пленки ZnO, совершенствования оптического качества и качества обработки звукопровода.

#### 4.5. МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК АКУСТООПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ

При исследовании АОМ в оптической системе в первую очередь необходимо обратить внимание на амплитудные характеристики (АХ) \* и АЧХ отдельных каналов АОМ, идентичность этих характеристик, а также однородность акустического поля, излучаемого пьезопреобразователем.

Схема экспериментальной установки (рис. 4.21) и методика измерения характеристик АОМ описаны в [12].

Исследуемый многоканальный АОМ освещается когерентной плоской волной, создаваемой лазером. Для формирования плоской световой волны на рабочей апертуре АОМ используется коллиматор, входящий в комплект оптической скамьи ОСК-2. Равномерность светового поля по всей апертуре модулятора обеспечивается диафрагмой с точечным отверстием 10 мкм, расположенной в фокальной плоскости первой линзы коллиматора. Электрические сигналы подводятся к каждому электроду пьезопреобразователя от соответствующего канала имитатора радиосигналов. Питание всех каналов имитатора осуществляется параллельно от генератора радиосигналов через соответствующий делитель напряжения. Имитатор усиливает сигналы в каждом канале на 30 дБ в рабочей полосе частот 15... 50 МГц. В каждом канале имитатора обеспечивается плавное изменение фазы сигнала на выходе в пределах 0... 360°.

Линза, расположенная за модулятором света, осуществляет преобразование Фурье полученного за модулятором распределения света. В фокальной плоскости линзы в месте формирования ±1-х порядков дифрагированного света помещается фотоприем-

\* Амплитудная характеристика — зависимость интенсивности света в 1-м дифракционном порядке от напряжения на пьезопреобразователе.

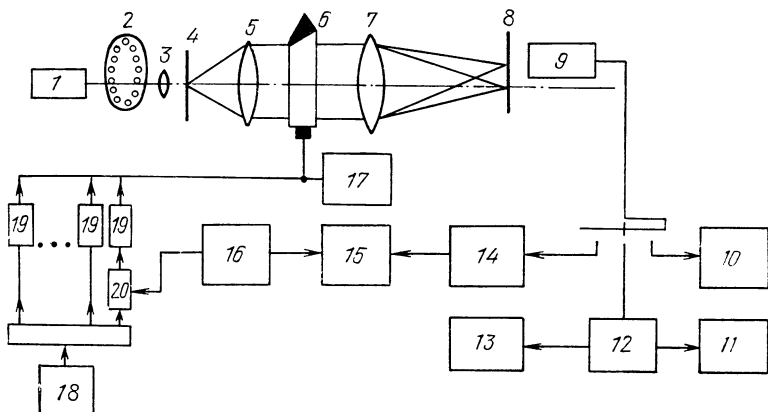


Рис. 4.21. Схема экспериментальной установки для исследования многоканальных АОМ в оптической системе:

1 — лазер; 2 — механический обтюратор; 3, 5, 7 — линзы; 4, 8 — диафрагмы; 6 — акустооптический модулятор; 9 — фотоприемник; 10 — измеритель АЧХ; 11, 15 — осциллографы; 12 — усилитель; 13 — самописец; 14 — селективный вольтметр; 16 — звуковой генератор; 17 — высокочастотный вольтметр; 18 — генератор радиосигналов; 19 — усилители мощности; 20 — фазовращатель

ник, сигналы с которого после усиления подаются на один из следующих приборов: измеритель АЧХ, осциллограф для измерения амплитудных характеристик, селективный вольтметр, самописец.

Для снятия АЧХ исследуемого АОМ с измерителя частотных характеристик ЛЧМ-сигнал после усиления в одном из каналов имитатора подается последовательно на каждый канал модулятора. Свет, дифрагируемый в 1-й порядок, регистрируется с помощью фотоприемника, причем размер диафрагмы, расположенной перед фотоприемником, согласовывается с полосой пропускания исследуемого АОМ. С фотоприемника сигнал поступает на вход измерителя АЧХ, и на экране прибора получаем изображение квадрата АЧХ исследуемого канала АОМ (напряжение на входе измерителя пропорционально интенсивности света в фокальной плоскости интегрирующей линзы).

Измерение АХ каналов модулятора производится на аналоговой установке. Плоской световой волной освещается только исследуемый канал модулятора, питаемый от одного из каналов имитатора. Напряжение на пьезопреобразователе регистрируется с помощью высокочастотного вольтметра. Затем производится измерение интенсивности света в месте 1-го дифракционного порядка. Для уменьшения влияния паразитных световых высокочастотный сигнал, поступающий на преобразователь АОМ, модулируется частотой 1 кГц. За фотоприемником располагается узкополосный усилитель, настроенный на частоту 1 кГц. После измерения интенсивности света в 1-м дифракционном порядке при различных напряжениях на пьезопреобразователе исследуемого

канала фотоприемник перемещается в место формирования 0-го порядка и производятся измерения интенсивности света. Для осуществления модуляции света 0-го порядка используется механический обтюратор, число отверстий в котором обеспечивает частоту прерываний светового потока 1 кГц. Выполненные измерения интенсивности света в 1-м и 0-м порядках позволяют рассчитать АХ исследуемого канала АОМ. Кроме измерения АЧХ и АХ отдельных каналов, при исследовании многоканальных АОМ проводятся также измерения оптических диаграмм направленности (ОДН), формируемых на выходе оптической системы при подключении к каналам модулятора имитатора сигнала. Под ОДН понимается распределение интенсивности света в фокальной плоскости интегрирующей линзы, расположенной за модулятором.

Для записи ОДН, формируемых на выходе оптической системы, необходимо предварительно осуществлять юстировку системы, а затем проводить выравнивание амплитуд сигналов каждого канала модулятора и фазирование каналов. Процесс юстировки оптической системы должен заключаться в следующем. В фокальной плоскости интегрирующей линзы в месте формирования 0-го порядка необходимо расположить фотоприемник. В месте расположения АОМ помещается диафрагма с размером отверстия, равным размеру рабочей апертуры модулятора. На самописце производится запись ОДН 0-го порядка. Перемещением фотоприемника вдоль оптической оси обеспечивается наиболее четкая картина на самописце. После этого на пути пучка света помещается звукопровод исследуемого АОМ, и также проводится запись ОДН. При этом кроме юстировки системы одновременно выполняется контроль качества обработки рабочих граней звукопровода модулятора. Выравнивание амплитуд света, дифрагированного от каждого канала АОМ, производится за счет изменения величины усиления в соответствующем канале. Затем осуществляется фазирование каналов модулятора, которое проводится с помощью фазометрической установки.

Принцип работ установки основан на периодической манипуляции фазы ( $0, 180^\circ$ ) в одном из опорных каналов имитатора сигналов [12]. На рис. 4.22 представлена электрическая принципиальная схема фазового модулятора, подключаемого к выходу одного из делителей напряжения и каналу имитатора, используемого в качестве опорного.

Сигнал звукового генератора с частотой  $\Omega$  поочередно открывает один из диодов  $VD$  в фазовом модуляторе, в результате чего фаза сигнала на вхо-

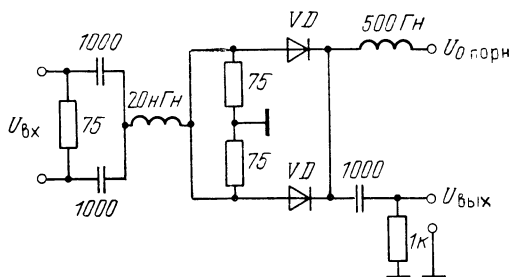


Рис. 4.22. Принципиальная электрическая схема фазового модулятора

де имитатора опорного канала периодически изменяется на  $180^\circ$ . Фотоприемник, работающий в качестве фазового детектора, устанавливается в фокальной плоскости интегрирующей линзы в точке будущего максимума ОДН. К одному из центральных электродов пьезопреобразователя подключается опорный канал имитатора и поочередно к другим электродам — один из фазирзуемых каналов. В результате интерференции двух световых потоков, возбуждаемых обоими подключенными каналами модулятора (опорным и фазирзуемым), в месте расположения фотоприемника появляется модулированный световой сигнал (частота модуляции  $\Omega$ ). С помощью фазовращателя измеряемого (фазирзуемого) канала необходимо добиться исчезновения 1-й гармоники  $\Omega$  в выходном сигнале фотоприемника, что соответствует разности фаз между опорным и фазирзуемым каналами  $+90$  или  $-90^\circ$ .

Индикация разности фаз осуществляется с помощью осциллографа по диаграмме Лиссажу, для чего сигнал звукового генератора необходимо также подавать на вертикальные пластины осциллографа. На горизонтальные пластины осциллографа подается сигнал, снимаемый с фотоприемника. При осуществлении фазирования каналов АОМ таким способом легко контролируется неоднозначность измерения фаз в  $180^\circ$ . Используемая фазометрическая установка позволяет устанавливать фазы двух каналов с точностью около  $1^\circ$ . Однако из-за высокой чувствительности оптической системы к вибрациям стенда реально получаемая точность при фазировании составляет около  $10^\circ$ .

Для увеличения ДД измерений световых сигналов измерительный прибор (осциллограф или самописец) необходимо подключить к фотоприемнику через узкополосный (около 30 Гц) низкочастотный усилитель, резонансная частота которого согласовывается с частотой прерывания измеряемого светового потока. Благодаря сужению полосы частот можно производить надежные измерения световых сигналов в ДД около 50 дБ. После осуществления фазирования каналов модулятора ОДН регистрируется с помощью перемещающегося фотоприемника. Запись распределения должна производиться при синхронном перемещении ленты самописца. Для регистрации боковых лепестков ОДН необходимо, чтобы размер диафрагмы перед фотоприемником был на порядок меньше размера центрального максимума в оптической диаграмме.

При создании АОМ возникает необходимость в определении однородности акустического поля, излучаемого пьезопреобразователем, что позволяет оценить идентичность ОДН, формируемых каждым каналом модулятора, а также контролировать качество соединения пьезопреобразователя со звукопроводом. С этой целью была собрана экспериментальная установка, схема которой изображена на рис. 4.23. Она служит также для измерения равномерности распределения света по входной апертуре модулятора. В оптической части установки в отличие от рассмотренной ранее (см. рис. 4.21) после диафрагмы 9, вырезающей 1-й дифракцион-

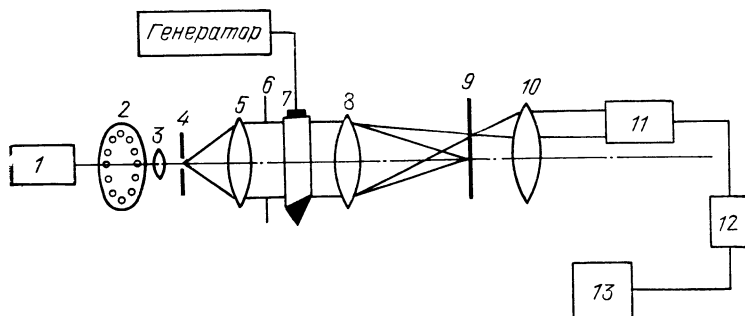


Рис. 4.23. Схема экспериментальной установки для измерений однородности акустического поля преобразователей и равномерности распределения интенсивности света во входной апертуре модулятора:

1 — лазер; 2 — механический обтюратор; 3, 5, 8, 10 — линзы; 4, 6, 9 — диафрагмы; 7 — акустооптический модулятор; 11 — фотоприемник; 12 — усилитель; 13 — самописец

ный порядок, устанавливается дополнительная линза 10, которая с линзой 8 позволяет получить изображение акустического поля, излучаемого пьезопреобразователем. Таким образом, на входе фотоприемника формируется изображение распределения звука в исследуемом канале АОМ. Перед модулятором располагается диафрагма 6, которая из плоского светового фронта, формируемого коллиматором, вырезает апертуру в ближней зоне пьезопреобразователя. Настройка системы и измерение однородности акустического поля пьезопреобразователя производится по следующей методике. Диафрагма 9 перемещается в место формирования 0-го порядка в фокальной плоскости линзы 8. Для формирования четкого изображения апертуры на входе фотоприемника линза 10 перемещается с помощью микрометрического винта вдоль оптической оси системы. Получаемое изображение регистрируется самописцем. Затем на исследуемый канал АОМ подается сигнал с генератора, диафрагма 9 перемещается в место формирования 1-го дифракционного максимума, и на входе фотоприемника формируется изображение акустического поля, излучаемого пьезопреобразователем. Запись полученной информации производится по описанной выше методике.

Для повышения чувствительности АОМ и получения требуемой АЧХ необходимо обеспечить электрическое согласование пьезопреобразователя модулятора с источником сигналов. При этом должен быть известен закон изменения активной и реактивной составляющих полного сопротивления пьезопреобразователя в заданной полосе частот. После измерения сопротивления пьезопреобразователя и выбора схемы электрического согласования с источником сигналов контроль «качества» согласования производится на измерителе АЧХ по следующей методике. К выходу измерителя подключается тройник, один из выходов которого соединяется со входом измерителя через детекторную головку. Ко второму выходу тройника присоединяется высокочастотный кабель

длиной около 50 м, свободный конец которого подключается к исследуемому каналу модулятора. При разомкнутом конце кабеля на экране измерителя наблюдается резкое изменение уровня входного сигнала при изменении его частоты, что соответствует изменению сопротивления на разомкнутом конце кабеля. При подключении пьезопреобразователя, имеющего входное сопротивление 75 Ом в заданной полосе частот, на входе измерителя в этой полосе частот образуется прямолинейный участок, указывающий на отсутствие энергии, отраженной от конца кабеля, нагруженного на АОМ. Описанная методика позволяет достаточно просто экспериментально контролировать электрическое согласование преобразователя АОМ с генератором в заданной полосе частот. Длина кабеля выбирается из следующих соображений: потери в кабеле при прохождении сигнала не должны превышать 3...5 дБ, длина кабеля  $l \geq 5c_0/2\Delta f$  ( $c_0$  — скорость света в вакууме,  $\Delta f$  — полоса согласования пьезопреобразователя), что необходимо для увеличения точности при контроле согласования исследуемого пьезопреобразователя.

Методики, представленные в параграфе, могут быть использованы при экспериментальном исследовании как одноканальных, так и многоканальных АОМ.

#### 4.6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АКУСТООПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ

По описанной в § 4.5 методике были экспериментально измерены характеристики многоканальных жидкостных (звукпровод — дистиллированная вода) и твердотельных (звукпровод — тяжелый флинт) АОМ.

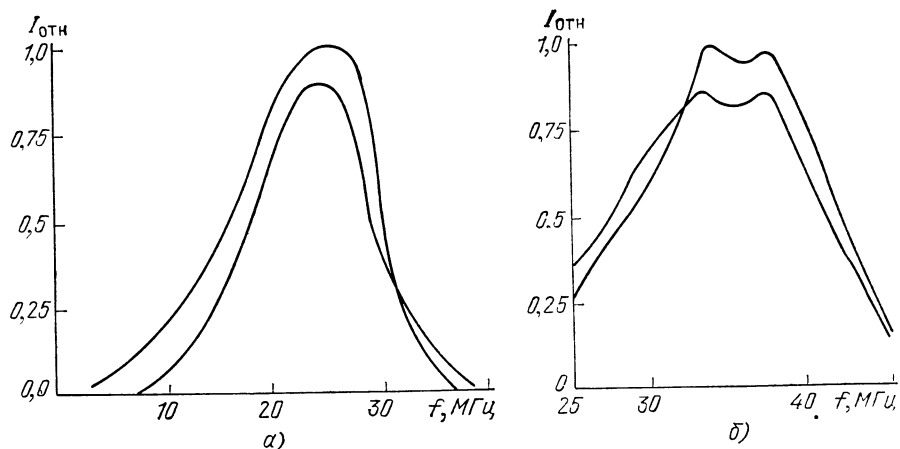


Рис. 4.24. Амплитудно-частотные характеристики двух каналов твердотельного акустооптического модулятора:

*a* — с шагом 1,5 мм; *b* — с шагом 0,5 мм

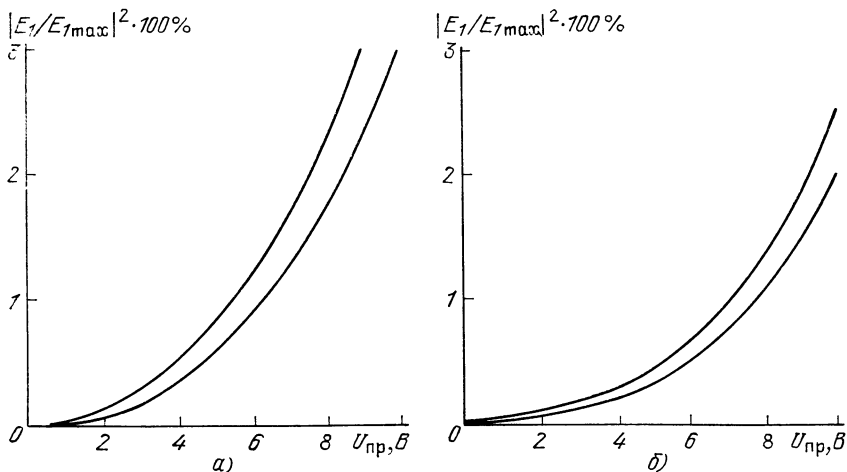


Рис. 4.25. Амплитудные характеристики двух каналов твердотельного акустооптического модулятора:

*a* — с шагом 1,5 мм; *б* — с шагом 0,5 мм

На рис. 4.24, 4.25 представлены АЧХ и АХ двух наиболее отличающихся по характеристикам каналов твердотельных модуляторов с различными расстояниями между соседними электродами на пьезопластине, полученные без предварительного электрического согласования пьезопреобразователя с имитатором сигналов.

Для модулятора с шагом 1,5 мм наибольший разброс АЧХ каналов составляет около 10% и АХ — около 20% (под наибольшим разбросом ЧХ здесь понимается различие в полосе пропускания исследуемых каналов АОМ). Полоса пропускания модулятора по уровню 0,5 от максимальной интенсивности света приблизительно равна 50% от средней частоты.

Для модулятора с шагом 0,5 мм наибольший разброс АЧХ и ЧХ составляет около 10%, полоса пропускания модулятора — около 40% от средней частоты.

На рис. 4.26, 4.27 представлены характеристики жидкостного АОМ: полоса пропускания — около 60% от средней частоты, наибольший разброс ЧХ — около 10%, АЧХ — около 20%.

При сопоставлении амплитудных характеристик видно, что чувствительность жидкостного модулятора выше, чем твердотельного. Так, для получения индекса фазовой модуляции  $\Psi \approx 0,3$  к одному из каналов жидкостного модулятора света необходимо подвести сигнал около 2 В, а к одному из каналов твердотельного — около 10 В. Наблюдающийся разброс АХ и АЧХ можно отнести за счет недостаточного качественного соединения пьезопреобразователя со звукопроводом (тыльной нагрузкой в случае жидкостного АОМ).

С целью повышения чувствительности АОМ осуществляется электрическое согласование пьезопреобразователя твердотельно-



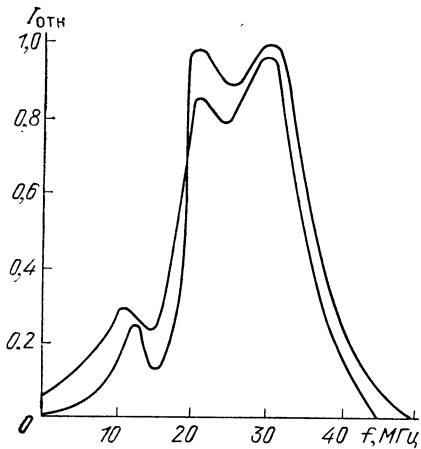


Рис. 4.26. Амплитудно-частотные характеристики двух каналов жидкостного акустооптического модулятора

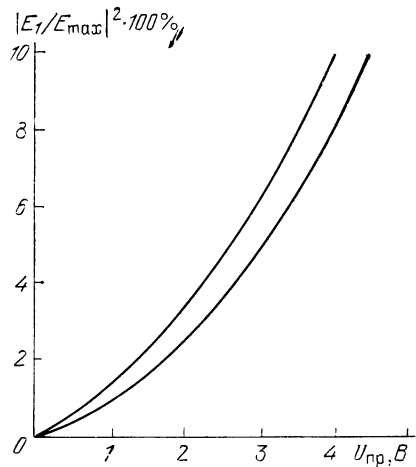


Рис. 4.27. Амплитудные характеристики двух каналов жидкостного модулятора света

го модулятора с каналом имитатора сигналов (рис. 4.28). Для выбора коэффициента трансформации и компенсирующей индуктивности предварительно измеряются полные сопротивления каналов АОМ. Характеристики наиболее отличающихся каналов представлены на рис. 4.29, 4.30. Как видно из рисунков, средние значения активного сопротивления и емкости пьезопреобразователя на резонансной частоте соответственно приблизительно равны 290 Ом и 55 пФ. На основании выполненных измерений определяются требования к элементам согласующей цепи. Коэффициент трансформации был выбран 1:4, а компенсирующая индуктивность — около 0,74 мкГн. Экспериментальная настройка согласующей цепи для пьезопреобразователя производится по измерителю АЧХ.

Осциллограммы, представленные на рис. 4.31, а, б, свидетельствуют об отсутствии электрического согласования в заданной полосе частот, так как изменение частоты сигнала, поступающего в кабель, приводит к существенному изменению условий согласования как при разомкнутом конце кабеля, так и при подключении к нему несогласованного преобразователя. Из рис. 4.31, в видно, что в диапазоне частот 21,5 ... 27 МГц наблюдается горизонтальный участок, что является следствием согласования пьезопреоб-

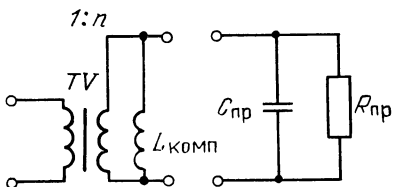


Рис. 4.28. Принципиальная электрическая схема согласования пьезопреобразователя с имитатором сигналов

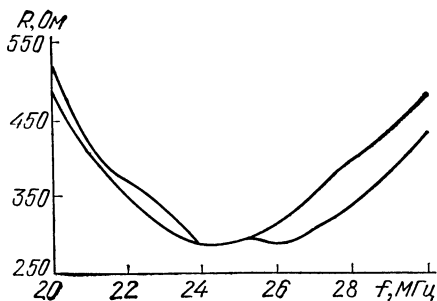


Рис. 4.29. Зависимость активной составляющей полного сопротивления двух наиболее отличающихся каналов модулятора от частоты

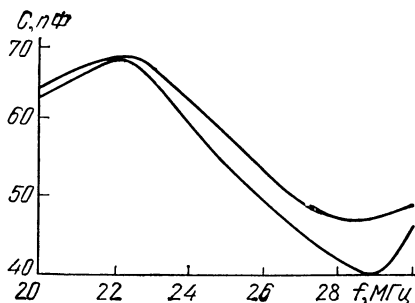


Рис. 4.30. Зависимость реактивной составляющей полного сопротивления двух наиболее отличающихся каналов модулятора от частоты

разователя с имитатором сигналов в заданном диапазоне частот. Для сравнения на рис. 4.32 представлены АЧХ одного из каналов твердотельного АОМ до и после электрического согласования пьезопреобразователя. Использование согласующей цепи позволило повысить чувствительность модулятора почти в 2 раза.

Осциллограммы, приведенные на рис. 4.31, могут быть использованы для вычисления КСВ, который определяется как отношение максимального напряжения к минимальному.

Измерению ОДН различных макетов АОМ предшествует ряд операций по настройке экспериментальной установки (рис. 4.23),

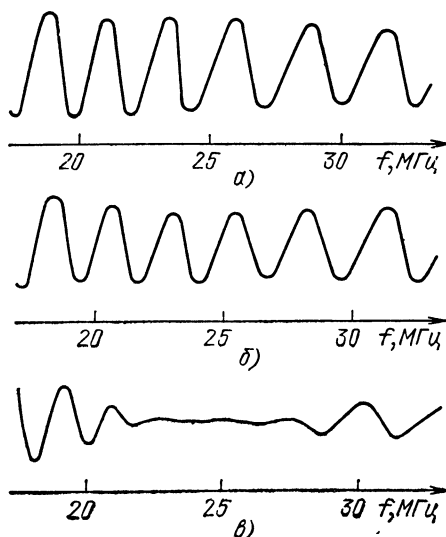


Рис. 4.31. Осциллограммы на измерителе АЧХ:

*а* — при разомкнутом кабеле; *б* — при подключении к кабелю несогласованного пьезопреобразователя; *в* — при подключении к кабелю согласованного пьезопреобразователя

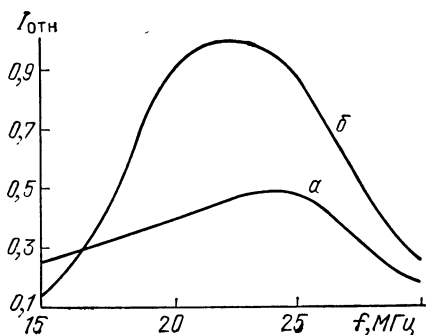


Рис. 4.32. Амплитудно-частотные характеристики твердотельного акустооптического модулятора:

*а* — до электрического согласования пьезопреобразователя с имитатором сигналов; *б* — после электрического согласования

которая включает проверку равномерности распределения светового поля по входной апертуре модулятора; измерение ОДН, формируемых в 0-м порядке при наличии и отсутствии на пути светового пучка звукопровода модулятора. По уровню боковых лепестков и глубине нулей в ОДН делается вывод о степени равномерности светового поля на апертуре АОМ и качестве обработки звукопровода.

После выполнения операций по настройке оптического тракта производится фазирование каналов АОМ с помощью фазовращателей, находящихся в каналах имитатора сигналов, и осуществляется имитация прихода различных фронтов плоских волн на апертуру антенной решетки. Были проведены измерения ОДН, формируемые на выходе оптической системы, при использовании в качестве устройства ввода 32-канального твердотельного АОМ с шагом 1,5 мм и имитации сигналов под углами к апертуре антенной решетки 25 и 90°. Аналогичные измерения были выполнены при использовании в оптической системе АОМ с шагом 0,5 мм и имитации сигналов под углами 25 и 80°, а также 32-канального жидкостного модулятора с шагом 1,5 мм и имитации сигналов под углами 0 и 35°.

Сопоставление экспериментально измеренных ОДН с расчетными показало удовлетворительное соответствие. Первые боковые лепестки в ОДН находились на расчетной огибающей (13,5 дБ), в то время как, начиная с 4-х боковых лепестков, наблюдались выбросы некоторых из них на 3...5 дБ. Эти отличия в основном можно объяснить фазовыми ошибками оптических элементов (объективов и звукопроводов модуляторов), а также высокой чувствительностью экспериментальной установки к вибрациям стенда при фазировании и установке амплитуды каналов модулятора.

При измерении относительной ширины экспериментальных ОДН были получены следующие результаты:  $\Delta\theta \approx 1,2\Delta\theta_0$  для твердотельного модулятора с шагом 1,5 мм  $\Delta\theta \approx 1,1\Delta\theta_0$  для твердотельного модулятора с шагом 0,5 мм и  $\Delta\theta \approx 1,2\Delta\theta_0$  для жидкостного модулятора. Здесь  $\Delta\theta_0$  — расчетное значение ширины ОДН по уровню 0,5 от максимального значения интенсивности света на выходе системы. Некоторое расширение экспериментально полученных ОДН можно также объяснить фазовыми ошибками оптических элементов и вибрациями стенда. Следует отметить также, что лучшее совпадение результатов эксперимента с расчетными данными было получено в оптической системе с твердотельным АОМ, шаг которого 0,5 мм, при этом глубина первых нулей в ОДН составляла 13,5 дБ. При использовании в системе твердотельного АОМ с шагом 1,5 мм она равнялась 7,5 дБ, а жидкостного — 5 дБ. Все эти различия связаны с меньшей апертурой твердотельного АОМ с шагом 0,5 мм, а также с меньшими средними квадратическими отклонениями амплитуд и фаз в каналах этого модулятора после фазирования.

## 5. ПРИМЕНЕНИЕ АКУСТООПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ СВЕТА В СИСТЕМАХ ОБРАБОТКИ РАДИОСИГНАЛОВ

### 5.1. АКУСТООПТИЧЕСКИЕ СПЕКТРОАНАЛИЗАТОРЫ

Спектральный анализ является одним из основных методов исследования радиосигналов. Важной характеристикой систем, осуществляющих спектральный анализ, является возможность работы в реальном масштабе времени [7, 93]. При этом последовательность спектров может вычисляться одновременно по перекрывающимся во времени сигналам. Такой режим работы спектроанализатора отличается от избирательного, когда для всей полосы анализируемых частот применяется один перестраиваемый узкополосный фильтр. При исследовании сигналов в реальном масштабе времени предполагается, что анализ спектра выполняется за время, меньшее, чем необходимо для заполнения всей апертуры устройства ввода входными данными.

Сейчас разработаны эффективные цифровые алгоритмы, значительно снижающие трудоемкость спектрального анализа. Спектральный анализ в реальном масштабе времени для сигналов с шириной спектра менее 2 МГц выполняется, как правило, с помощью специализированных цифровых устройств. При обработке сигналов с шириной спектра более 10 МГц значительно возрастает объем и стоимость цифровой аппаратуры, поэтому перспективным является применение акустооптических процессоров.

В настоящее время проводятся работы по применению акустооптических спектроанализаторов для обработки радиолокационных сигналов [44, 93—97]. Разработаны акустооптические анализаторы спектра на объемных акустических волнах со следующими параметрами [95]: ширина полосы анализа 1 ГГц, разрешающая способность 1 МГц, ДД 30 дБ, объем аппаратуры с источником питания менее 0,03 м<sup>3</sup>. В [96] описан акустооптический приемник радиосигналов со средней частотой 2,8 ГГц и шириной полосы анализа 884 МГц. Приемник имеет ДД 45 дБ, время когерентного накопления 0,5... 50 мс, точность измерения частоты  $\pm 250$  кГц.

Интенсивно ведутся разработки акустооптических приемников радиосигналов в интегральном исполнении. В [97] описан акустооптический приемник радиосигналов с габаритными размерами 44,5×12,7×3 мм, имеющий ширину полосы анализа 500 МГц, разрешающую способность 4 МГц, ДД 40 дБ.

В СССР основное направление работ связано с созданием широкополосных АОМ [98—100]. Разработан акустооптический анализатор спектра с полосой частот до 400 МГц, проведены его испытания в ряде систем обработки радиосигналов.

Акустооптические спектроанализаторы в зависимости от переменной интегрирования при выполнении преобразования Фурье могут быть разделены на две группы устройств: с пространственным интегрированием, когда преобразование осуществляется по пространственным переменным, и с временным интегрированием, когда преобразование выполняется по временной переменной. В каждой из этих групп можно организовать как одномерное, так и двумерное преобразование Фурье. Рассмотрим схемы спектроанализаторов с пространственным интегрированием, используя результаты исследований, выполненных в [44, 96], а также на кафедре квантовой электроники Ленинградского политехнического института.

**Классический акустооптический спектроанализатор** (рис. 5.1). Во входной плоскости  $P_1$  установлен пространственный модулятор 2, освещаемый сферической волной от точечного источника света 1 с радиусом кривизны  $d_1$ . Преобразующая линза 3 с фокусным расстоянием  $F_1$  размещается в плоскости  $P_2$  на расстоянии  $d_2$  от входной плоскости  $P_1$ . Выходная плоскость 4, в которой помещается фотоприемник, расположена на расстоянии  $d_3$  от линзы.

Выражение для распределения амплитуд поля в плоскости наблюдения  $P_3$  можно записать в виде

$$E(x_3, y_3) = \frac{i D_2 D_3}{\lambda_{св} (D_2 + F_1^{-1} + D_3)} \Phi(x_3, y_3; D_3 - \frac{D_3^2}{D_2 - F_1^{-1} + D_3}) \dot{S}(x_3, y_3), \quad (5.1)$$

где

$$\begin{aligned} \dot{S}(x_3, y_3) = & \int_{P_1} \dot{T}(x_1, y_1) \Phi(x_1, y_1; D_1 + D_2 - \frac{D_2^2}{D_2 - F_1^{-1} + D_3}) \exp \left[ -jv \frac{D_2 D_3}{D_2 - F_1^{-1} + D_3} (x_3 x_1 + \right. \\ & \left. + y_3 y_1) \right] dx_1 dy_1; \\ \Phi(x_i, y_i; D_i) = & \exp \left[ j \frac{2\pi}{\lambda_{св}} \frac{D_i}{2} (x_i^2 + y_i^2) \right]; \end{aligned}$$

$\dot{T}(x_1, y_1)$  — функция пропускания АОМ,  $D_i = 1/d_i$ ,  $i = 1, 2, 3$ .

Как видно из (5.1), модуль распределения амплитуд поля на выходе системы пропорционален модулю фурье-спектра  $S(\omega_x, \omega_y)$  функции пропускания  $\dot{T}(x_1, y_1)$ , если линзой выполняется условие преобразования Фурье

$$D_1 + D_2 - \frac{D_2^2}{D_2 - F_1^{-1} D_3} = 0. \quad (5.2)$$

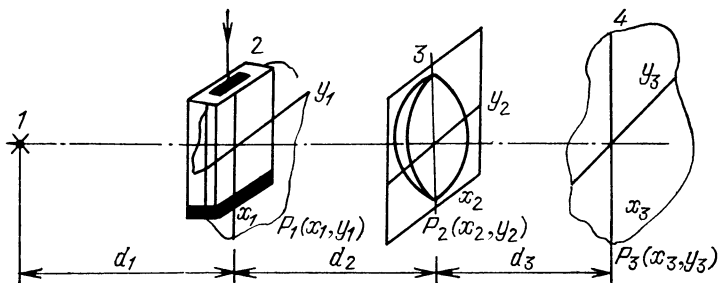


Рис. 5.1. Классический акустооптический спектроанализатор

В этом случае получаем

$$\dot{S}(x_3, y_3) = \int_{P_1} \dot{T}(x_1, y_1) \exp \left[ -j \frac{2\pi}{\lambda_{св}} \times \right. \\ \left. \times \frac{D_2 D_3}{D_2 - F_1^{-1} + D_3} (x_3 x_1 + y_3 y_1) \right] dx_1 dy_1 = S(\omega_x, \omega_y).$$

Пространственные угловые частоты связаны с координатами плоскости  $P_3$  соотношением

$$\omega_x = \frac{2\pi}{\lambda_{св}} \frac{D_2 D_3}{D_2 - F_1^{-1} + D_3} x_3; \quad \omega_y = \frac{2\pi}{\lambda_{св}} \frac{D_2 D_3}{D_2 - F_1^{-1} + D_3} y_3.$$

Из (5.2) следует, что при освещении АОМ плоской волной условием формирования фурье-образа является условие  $D_3 = F_1^{-1}$ , т. е. плоскость наблюдения  $P_3$  должна находиться в задней фокальной плоскости линзы. Если АОМ освещается неплоским световым пучком, то это приводит к сдвигу плоскости, в которой формируется спектр Фурье.

При освещении модулятора плоской световой волной величина  $D_2$  оказывает влияние только на фазовый множитель. При  $D_2 = F_1^{-1}$  фазовый множитель равен 1, т. е. при размещении входного и выходного преобразователей соответственно в передней и задней фокальной плоскостях линзы спектроанализатор осуществляет точное преобразование Фурье его входного сигнала. Однако поскольку используемые в качестве выходных преобразователей фотоприемники регистрируют интенсивность света, то фазовый множитель в этом случае не учитывается и величина  $D_2$  может быть выбрана из конструктивных соображений как можно большей, т. е. преобразующая линза должна быть установлена непосредственно за АОМ. Последнее обстоятельство позволяет также уменьшить влияние конечной апертуры преобразующей линзы на потери при обработке информации.

Влияние конечной апертуры линзы может быть сведено к минимуму в схеме, показанной на рис. 5.2 [44]. В этом случае модулятор света располагается за преобразующей линзой в плос-

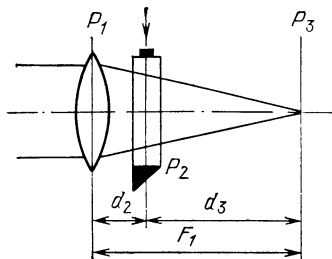


Рис. 5.2. Вариант схемы акустооптического спектроанализатора

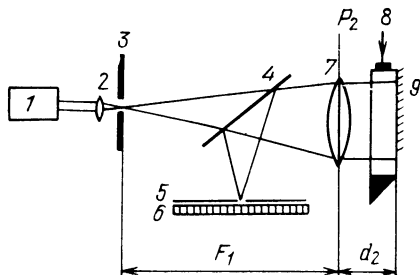


Рис. 5.3. Автоколлимационный спектроанализатор

кости  $P_2$  на расстоянии  $d_2$  от нее. При этом поле в плоскости наблюдения  $P_3$

$$\begin{aligned}
 E(x_3, y_3) &= \frac{F_1 \lambda_{\text{св}}}{D_2 - F_1^{-1} + D_1} \Psi(x_3, y_3; D_3) \int_{P_2} S(x_2, y_2) \times \\
 &\times \Psi\left(x_2, y_2; D_2 + D_3 - \frac{D_2^2}{D_2 - F_1^{-1} + D_1}\right) \times \\
 &\times \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda_{\text{св}}} D_3 (x_3 x_1 + y_3 y_1)\right] dx_2 dy_2, \quad (5.3)
 \end{aligned}$$

где  $S(x_2, y_2)$  — распределение амплитуд света в плоскости  $P_2(x_2, y_2)$ .

Из (5.3) следует, что для формирования спектра Фурье входного сигнала необходимо выполнение следующего соотношения:

$$D_2 + D_3 - \frac{D_2^2}{D_2 - F_1^{-1} + D_1} = 0.$$

Как и в предыдущей схеме, при освещении системы плоской световой волной ( $D_1=0$ ) спектр Фурье будет формироваться в задней фокальной плоскости интегрирующей линзы. При этом пространственные частоты  $\omega_x = 2\pi x_3 / (\lambda_{\text{св}} d_3)$ ,  $\omega_y = 2\pi y_3 / (\lambda_{\text{св}} d_3)$ . Рассматриваемая схема позволяет осуществлять преобразование Фурье с переменным масштабом, зависящим от отношения  $d_2/F_1$ . При больших  $d_2/F_1$  апертура преобразующей линзы должна значительно превосходить апертуру АОМ, поэтому на практике расстояние  $d_2$  должно быть близким к нулю, и основным преимуществом схемы является минимальное влияние конечных размеров апертуры линзы.

**Автоколлимационный спектроанализатор** [78]. Приведенные на рис. 5.1 и 5.2 схемы работают с плоской когерентной волной света, поэтому требуется специальный формирователь пучка. Как правило, для этого служит микробиоъектив с фильтрующей диафрагмой и высококачественный объектив, формирующий плоский пучок света. При классической компоновке схемы акустооптического

кого спектроанализатора необходимо иметь две высококачественные линзы: коллимирующую и выполняющую преобразование Фурье. При этом минимальные размеры спектроанализатора определяются прежде всего величиной  $F_k + F_1$ , где  $F_k, F_1$  — фокусные расстояния коллимирующей и интегрирующей линз. Однако схема акустооптического спектроанализатора может быть собрана лишь с одним высококачественным объективом. Основной особенностью автоколлимационных схем является наличие зеркала за АОМ, обеспечивающего как бы свертывание системы классической компоновки и позволяющего использовать коллимирующий объектив и как интегрирующий. На рис. 5.3 приведена автоколлимационная схема с осевыми оптическими пучками.

Лазерный пучок от источника 1 проходит через микрообъектив 2 и фильтруется точечной диафрагмой 3. Сферический расходящийся пучок когерентного света коллимируется линзой 7 с фокусным расстоянием  $F_1$  и освещает АОМ 8, установленный в непосредственной близости от линзы на расстоянии  $d_2$  от плоскости  $P_2$ . В этой же плоскости установлено плоское зеркало 9, отражающее световую волну, дифрагирующую на модуляторе. Отраженная волна дифрагирует вновь на АОМ и проходит через преобразующую линзу 7. Полупрозрачное плоское зеркало 4 позволяет наблюдать выходное распределение интенсивности света в плоскости 6. Диафрагма 5 отфильтровывает ненужные порядки дифракции. Плоскость наблюдения должна находиться на фокусном расстоянии от преобразующей линзы. Наличие полупрозрачного зеркала 4 приводит к тому, что расстояние между точечной диафрагмой 3 и линзой отличается от фокусного расстояния  $F_1$ , и это необходимо учитывать при настройке системы. Недостатком схемы является потеря части энергии выходного пучка на плоском полупрозрачном зеркале. В автоколлимационных акустооптических спектроанализаторах роль отражающего зеркала может играть задняя стенка звукопровода АОМ, которая металлизирована.

**Интерферометрический спектроанализатор.** При решении ряда радиотехнических задач возникает необходимость одновременно анализировать несколько радиосигналов в широкой полосе частот и большим ДД. Динамический диапазон спектроанализаторов, использующих решетку фотодетекторов, как правило, составляет не более 30 дБ, так как отношение амплитуды тока насыщения к уровню шума у таких детекторов не превышает  $10^3$ .

Существенное увеличение ДД может быть достигнуто при использовании интерференционной техники. Мощность выходного сигнала фотодетектора в таком анализаторе пропорциональна мощности входного сигнала АОМ, что приводит к уменьшению ДД устройств последетекторной обработки сигналов.

Дальнейшее увеличение ДД, а также скорости считывания при параллельной обработке достигается при использовании волоконной решетки для регистрации спектра в выходной фокальной плоскости. По каждому волокну сигнал передается на инди-



видуальный фотодиод и усилитель. Сочетание волоконной решетки с гетеродинным детектированием позволяет поднять ДД акустических спектроанализаторов до 60 дБ [44].

Рассмотрим схему акустооптического спектроанализатора с интерферометром Маха — Цандера (рис. 5.4). От источника света 1 через коллиматор 2 пучок когерентного света с плоским волновым фронтом поступает на цилиндрическую линзу 3. Затем пучок разделяется светоделителем 4 на канал сигнала и опорный канал. С помощью зеркала 9 параллельный пучок света, сжатый в одном направлении, освещает апертуру АОМ 8, на вход которого подается исследуемый радиосигнал. В опорном канале с помощью зеркала 5 такой пучок освещает апертуру аналогичного модулятора 6, на вход которого поступает широкополосный высокочастотный опорный сигнал, например ЛЧМ сигнал. После полупрозрачного зеркала 7 оба дифрагированных пучка поступают на преобразующую линзу 10 и цилиндрическую линзу 11. Интерференционная картина регистрируется с помощью решетки фотодетекторов 12.

**Спектроанализатор с многоканальным АОМ.** Для расширения полосы анализируемых частот можно использовать набор одноканальных АОМ или многоканальный АОМ, выполненный на одном звукопроводе [96]. Рассмотрим схему спектроанализатора, приведенную на рис. 5.5. Оптический квантовый генератор 1 с помощью коллиматора 2 освещает плоской волной многоканальный АОМ 3. Входные сигналы с частотами  $f_0 \dots f_N$  с помощью смесителей 5 и гетеродинов 4 преобразуются в сигналы, лежащие в диапазоне частот  $\Delta f$ , где  $\Delta f$  — полоса пропускания фильтров 6, равная полосе пропускания канала многоканального АОМ. Поскольку заранее известно, какому диапазону частот соответствует каждый сигнал модулятора в фокальной плоскости 8 цилиндрической линзы 7, можно наблюдать частотную панораму в виде вертикально расположенных участков диапазона частот  $f_0 \dots f_1, f_1 \dots f_2, \dots, f_{N-1} \dots f_N$ . В таком спектроанализаторе по сравнению с классической схемой, в которой используется одноканальный модулятор, рабочая полоса анализируемых частот увеличивается в  $N$  раз.

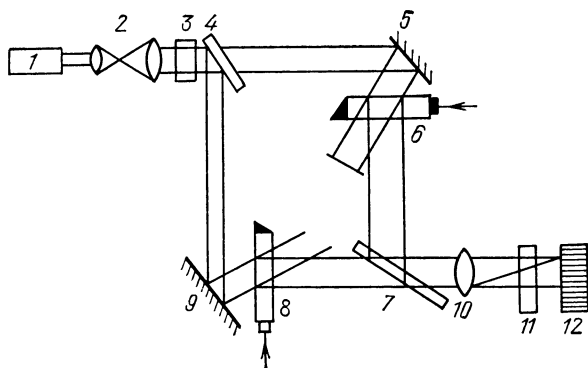


Рис. 5.4. Спектроанализатор с интерферометром Маха — Цандера

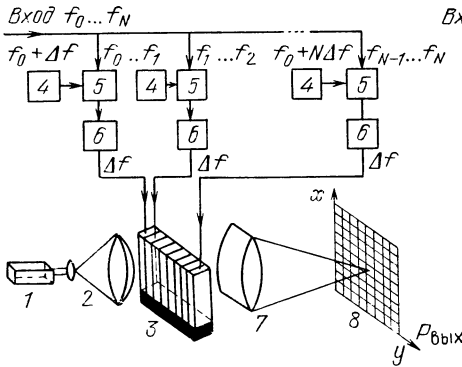


Рис. 5.5. Спектроанализатор с увеличенной шириной полосы пропускания сигналов

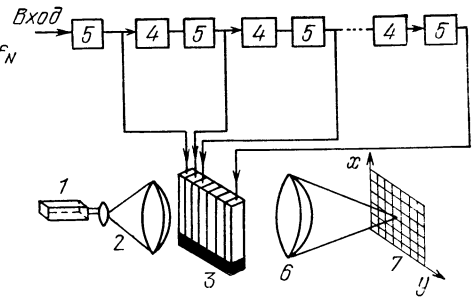


Рис. 5.6. Спектроанализатор с повышенной точностью измерения частоты

Применяя многоканальный АОМ, можно построить спектроанализатор, обеспечивающий более высокую точность измерения частоты [96]. На рис. 5.6 АОМ 3 освещается с помощью источника света 1 и коллиматора 2 плоской волной. Исследуемый радиосигнал подается на АОМ через цепочку линий задержки 4 и усилителей 5. Время задержки  $T$  в каждой линии задержки выбирается равным времени прохождения акустического сигнала через модулятор. Поэтому через время  $NT$  все каналы модулятора будут заполнены и эквивалентная апертура модулятора увеличивается в  $N$  раз по сравнению с апертурой одноканального модулятора. В фокальной плоскости сферической линзы 6 по координате  $x$  частота отсчитывается грубо, по оси  $y$  — точно. Одним из серьезных недостатков данного алгоритма обработки сигналов является наличие  $N$  линий задержки, которые должны быть идентичными и иметь стабильные фазочастотные характеристики.

**Основные характеристики акустооптического спектроанализатора.** Важнейшими характеристиками спектроанализатора являются полоса пропускания, разрешающая способность по частоте, ДД обрабатываемых сигналов, быстродействие. Полоса пропускания анализатора определяется полосой пропускания АОМ, которая зависит от геометрии взаимодействия световых и акустических пучков, центральной частоты преобразователя, физических свойств материалов звукопровода пьезопреобразователя и связующих слоев. Существенное влияние на полосу АОМ оказывают также электрические свойства пьезопреобразователя, входное электрическое сопротивление которого в общем случае является комплексной величиной, что требует осуществления электрического согласования с источником сигналов. Результирующая полоса АОМ является комбинацией трех частотных характеристик: акустооптической, акустической и электродинамической.

Разрешающая способность анализатора определяется обычно как наименьший интервал между двумя спектральными линиями

равной интенсивности, при котором они еще различаются. Согласно критерию Рэлея две спектральные линии считаются разрешенными, если пик дифракционного максимума от одной спектральной составляющей совпадает с первым нулевым значением дифракционного максимума от другой составляющей. При этом результирующая освещенность в месте перекрытия составляет около 80% от максимальной. Разрешающая способность акустооптического анализатора света по Рэлею при идеальной оптической системе и отсутствии поглощения акустических волн в материале звукопровода определяется длительностью выборки входного сигнала  $T$

$$\Delta f_{min} = 1/T = v_{зв}/a,$$

где  $a$  — апертура АОМ в направлении распространения акустической волны.

Для повышения разрешающей способности звукопровод модулятора нужно изготавливать из материала с малой скоростью распространения звуковой волны при максимально достижимой апертуре. Такое требование является противоречивым из-за поглощения акустической энергии в материале звукопровода. Скорость звука и коэффициент поглощения  $\alpha$  связаны соотношением

$$\alpha \rho_{зв}/f^2 \sim v^{-5}_{зв},$$

где  $f$  — частота акустических колебаний.

Таким образом, материал с малой скоростью распространения акустических волн обладает большим поглощением звука, что существенно влияет на характеристики анализатора спектра. Проведем оценку такого влияния [93].

Пусть  $E(x)$  — амплитуда световой волны, освещающей апертуру  $a$  АОМ, в звукопроводе которого распространяется затухающая по закону  $\exp(-\alpha_0 x)$  ультразвуковая волна. Здесь  $\alpha_0$  — погонное затухание при заданной частоте  $f$ . Тогда

$$E(x) = E \exp(-\alpha_0 x),$$

$$E = \begin{cases} E_0, & 0 \leq x \leq a, \\ 0, & x > a. \end{cases}$$

Нормированное распределение интенсивности света в фокальной плоскости спектроанализатора с учетом поглощения

$$I(\alpha_0, a, U) = \left| \frac{E(\alpha_0, a, U)}{E(\alpha_0, a, 0)} \right| = \frac{\sin^2(\pi U) + \operatorname{sh}(\alpha_0 a/2)}{[1 + (2\pi U/(\alpha_0 a))^2] \operatorname{sh}^2(\alpha_0 a/2)},$$

где  $U = x'(a)/(\lambda_{св} F)$ ;  $F$  — фокусное расстояние линзы;  $x'$  — координата в фокальной плоскости.

Это выражение позволяет оценить расширение фокального пятна вследствие поглощения ультразвука в звукопроводе (рис. 5.7). С ростом поглощения происходит расширение основного лепестка в распределении интенсивности света с одновременным уменьшением глубины максимумов. Численный расчет показывает, что при  $\alpha_0 a = 3 \dots 4$  дБ пятно увеличивается не более чем на

1...2%, интенсивность света в центре пятна уменьшается примерно на 3 дБ. В этом случае поглощение волн в большей мере влияет не на ширину основного лепестка, а на уровень боковых лепестков.

Информационной характеристикой акустооптического спектроанализатора является произведение ширины полосы пропускания  $\Delta f$  на длительность обрабатываемого сигнала  $\tau$ , которое однозначно определяет число элементов разрешения по частоте:

$$N = \Delta f \tau = \Delta f / \Delta f_{\min} = \Delta f a / v_{зв.}$$

На низких частотах апертура АОМ ограничивается конструктивными особенностями, а на высоких частотах прежде всего поглощением звуковых волн в звукопроводе.

Для обеспечения большего ДД обрабатываемых сигналов рекомендуется использовать АОМ, работающий в режиме дифракции Брэгга, так как в этом случае ДД спектроанализатора может быть увеличен примерно на 10 дБ.

Быстродействие акустооптического спектроанализатора определяется быстродействием АОМ, которое зависит от времени заполнения ультразвуковым сигналом апертуры модулятора и намного превышает быстродействие системы считывания.

Применение фотоПЗС для считывания распределения светового поля позволяет осуществить дискретизацию выходного оптического сигнала и преобразование его в электрические сигналы, что удобно при последующей машинной обработке. Так как быстродействие фотоПЗС пока еще невелико, то значительно снижается оперативность обработки информации и невозможно регистрировать быстрые изменения спектров входных сигналов.

## 5.2. АКУСТООПТИЧЕСКИЕ КОРРЕЛЯТОРЫ С ПРОСТРАНСТВЕННЫМ ИНТЕГРИРОВАНИЕМ

Кроме спектрального анализа информации АОМ находят применение в системах корреляционной обработки радиосигналов в реальном масштабе времени. Рассмотрим принципы работы и особенности построения акустооптических корреляторов с пространственным интегрированием [2]. Пусть необходимо определить свертку или взаимную корреляционную функцию сигналов  $S_1(x)$  и  $S_2(x)$ . Так как эти операции отличаются инверсией координат, то в дальнейшем ограничимся рассмотрением только взаимной корреляционной функции, широко применяемой при обработке ра-

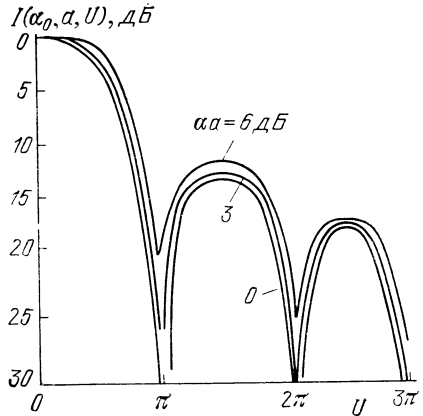


Рис. 5.7. Зависимость интенсивности света в 1-м дифракционном максимуме от поглощения звуковой волны в звукопроводе

диолокационных сигналов. При акустооптической обработке сигналов их взаимная корреляционная функция является узкополосным сигналом, в общем случае модулированным как по амплитуде, так и по фазе.

Взаимная корреляционная функция двух действительных сигналов  $S_1(x)$  и  $S_2(x)$  определяется выражением

$$R_{12}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_1(x) S_2(x+\tau) dx = \int_{-\infty}^{+\infty} S_1(x-\tau) S_2(x) dx. \quad (5.4)$$

Для упрощения анализа выразим сигналы  $S_1(x)$  и  $S_2(x)$  через аналитические сигналы  $\dot{S}_1(x)$  и  $\dot{S}_2(x)$  следующим образом:

$$S_1(x) = a_1(x) \cos[2\pi f_0 x + \alpha_1(x)] = \text{Re}[\dot{S}_1(x)], \quad (5.5)$$

$$S_2(x) = a_2(x) \cos[2\pi f_0 x + \alpha_2(x)] = \text{Re}[\dot{S}_2(x)]. \quad (5.6)$$

Здесь  $\dot{S}(x) = \dot{a}(x) \exp[j2\pi f_0 x]$ ;  $\dot{a}(x) = a(x) \exp[j\alpha(x)]$ ;  $a(x) = |\dot{a}(x)|$ ;  $\alpha(x) = \arg[\dot{a}(x)]$ ;  $f_0 = f/v_{зв}$  — пространственная частота сигнала;  $f$  — частота входного высокочастотного сигнала. Тогда

$$\begin{aligned} R_{12}(\tau) &= \frac{1}{2} \text{Re} \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{S}_1^*(x-\tau) \dot{S}_2(x) dx \right] = \\ &= \frac{1}{2} \text{Re} \{ \exp[j2\pi f_0 \tau] \dot{r}_{12}(\tau) \} = \frac{1}{2} r_{12}(\tau) \cos[2\pi f_0 \tau + \theta_{12}(\tau)], \end{aligned}$$

где  $\dot{r}_{12}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{a}_1^*(x-\tau) \dot{a}_2(x) dx$ ;  $r_{12}(\tau) =$

$$= |\dot{r}_{12}(\tau)|; \theta_{12}(\tau) = \arg[\dot{r}_{12}(\tau)].$$

В частном случае  $\dot{a}_1(x)$  и  $\dot{a}_2(x)$  представляют собой действительные низкочастотные модулирующие сигналы [ $\alpha_1(x) = \alpha_2(x) = 0(\pi)$  в (5.5) и (5.6)], а функция  $R_{12}(\tau)$  является амплитудно-модулированным сигналом.

**Негетеродинный акустооптический коррелятор с пространственным интегрированием.** При традиционном построении акустооптических корреляторов интегрирование в (5.4) осуществляется по пространственной координате. Схема, приведенная на рис. 5.8, предназначена для определения квадрата корреляционной огибающей  $r_{12}(\tau)$ . Акустооптический модулятор 3 работает в режиме дифракции Рамана—Ната. Поле упругих деформаций  $S[-(a/2) - v_{зв}t]$  на стенке модулятора, прилегающей к входному преобразователю, пропорционально напряжению входного сигнала  $U(t)$ . Комплексную функцию пропускания АОМ (плоскость  $P_2$ ) с учетом представления упругих деформаций  $S_1(x - v_{зв}t)$ , распространяющихся в звукопроводе модулятора, и малого индекса фазовой модуляции  $\Psi$  запишем в виде

$$\begin{aligned} \hat{T}(x, t) &= \exp[jS_1(x - v_{зв}t)] \text{rect}(x/a) = \{1 + j\dot{S}_1(x - v_{зв}t)/2 + \\ &+ jS_1^*(x - v_{зв}t)/2\} \text{rect}(x/a). \end{aligned} \quad (5.7)$$

Если считать, что от точечного источника света 1 и коллиматора 2 на АОМ падает монохроматическая волна единичной ам-

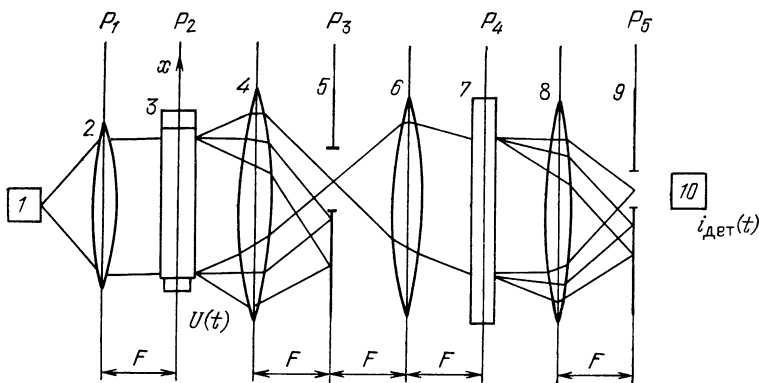


Рис. 5.8. Негетеродинный акустооптический коррелятор с пространственным интегрированием

плитуды, то комплексная амплитуда прошедшей через звукопровод модулятора световой волны  $\dot{E}(x, t) = \dot{T}(x, t)$ . Если пренебречь эффектом функции окна, связанным с конечной длиной звукопровода АОМ [множителем  $\text{rect}(x/a)$ ], то (5.7) будет характеризовать соответственно недифрагированную составляющую оптического сигнала на частоте  $\nu$  (0-й дифракционный порядок), дифрагированную плоскую волну с частотой  $\nu - f$ , распространяющуюся под углом к оптической оси (-1-й дифракционный порядок) и дифрагированную плоскую оптическую волну с частотой  $\nu + f$ , также распространяющуюся под углом к оптической оси (+1-й дифракционный порядок).

Пространственный фильтр 5 размещается в плоскости  $P_3$  (фокальная плоскость линзы 4) и пропускает лишь дифракционную компоненту +1-го порядка, смещенную по частоте вверх. В этом случае амплитуда световой волны, падающей на транспарант 7 (плоскость  $P_4$ ), имеет вид

$$\dot{E}_{\text{пад}}(x, t) = \dot{S}_1^*(x - v_{\text{зв}}t) \text{rect}(x/a)/2.$$

Транспарант описывается амплитудной функцией пропускания

$$T_m(x) = 1 + S_2(x) = 1 + \dot{S}_2(x)/2 + \dot{S}_2^*(x)/2.$$

Отсутствие множителя  $j$  во втором и третьем слагаемых соответствует амплитудному характеру модуляционной функции транспаранта.

Световая волна, прошедшая через транспарант, имеет амплитуду

$$\begin{aligned} \dot{E}_{\text{прош}}(x, t) &= E_{\text{пад}}(x, t) T_m(x) = \\ &= \left\{ \frac{1}{2} \dot{S}_1^*(x - v_{\text{зв}}t) + \frac{1}{4} \dot{S}_1^*(x - v_{\text{зв}}t) \dot{S}_2(x) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{4} \dot{S}_1^*(x - v_{\text{зв}}t) \dot{S}_2^*(x) \right\} \text{rect}(x/a). \end{aligned} \quad (5.8)$$

Линза 8 выполняет преобразование Фурье распределения амплитуд света (5.8) с точностью до квадратичного фазового множителя, точечная диафрагма 9 выделяет результат преобразования в начале координат в окрестности 0-й пространственной частоты. Второе слагаемое в (5.8), которое соответствует дважды дифрагированной световой волне, имеет спектр пространственных частот в области 0-й частоты, поэтому амплитуда волны на выходе точечной диафрагмы

$$\dot{E}_{\text{вых}}(t) = \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{S}_1^*(x - v_{\text{зв}} t) \dot{S}_2(x) \text{rect}(x/a) dx. \quad (5.9)$$

Если не учитывать множитель  $\text{rect}(x/a)$ , то  $\dot{E}_{\text{вых}}(t) \sim \dot{r}_{12}(v_{\text{зв}} t) \times \times \exp(j2\pi f t)$ . Так как выходной сигнал фотодетектора  $i_{\text{дет}} \sim \sim |\dot{E}_{\text{вых}}|^2$ , то на выходе фотодетектора будет формироваться квадрат корреляционной огибающей  $\dot{r}_{12}(v_{\text{зв}} t)$ .

Для работы коррелятора в реальном масштабе времени вместо транспаранта может быть использован второй АОМ, который возбуждается с той же стороны, что и первый модулятор. С учетом инверсии координационной оси при переходе от плоскости  $P_2$  к плоскости  $P_4$  комплексная функция пропускания второго модулятора

$$\dot{T}_m(x, t) = 1 + j\dot{S}_2(x + v_{\text{зв}} t) + j\dot{S}_2^*(x + v_{\text{зв}} t).$$

Проводя аналогичные вычисления, можно показать, что  $i_{\text{дет}}(t) \sim r_{12}^2(2v_{\text{зв}} t)$  или, если скорости распространения ультразвука в двух модуляторах различны,  $i_{\text{дет}}(t) [(v_{\text{зв}1} + v_{\text{зв}2})t]$ . Система с двумя АОМ удобна для работы в реальном времени, но она требует обращения во времени электрического сигнала, подаваемого на второй модулятор. На практике формирование обращенного во времени сигнала в ряде случаев сопряжено с трудностями.

Важной особенностью акустооптических корреляторов с пространственным интегрированием является то, что при корреляционной обработке сигналов с длительностью, превышающей время прохождения акустической волной звукопровода модулятора, метод пространственного интегрирования позволяет определить лишь частичную взаимную корреляционную функцию.

**Гетеродинные корреляторы.** Изменив схему, приведенную на рис. 5.8, можно построить коррелятор с пространственным интегрированием, который позволяет определить не только огибающую  $r_{12}(\tau)$ , но и полную корреляционную функцию  $R_{12}(\tau)$  с высокочастотным заполнением. Процессоры, выполняющие такую операцию, называются гетеродинными, так как несущая частота формируется в результате интерференции двух оптических сигналов на фотодетекторе. На рис. 5.9 пространственный фильтр 5 пропускает дифракционные компоненты 0-го и +1-го порядков, а точечная диафрагма перед фотодетектором заменена внеосевой диафрагмой 9, которая обеспечивает пропускание одной из дифракционных компонент. Если поставить на пути дифракционной ком-

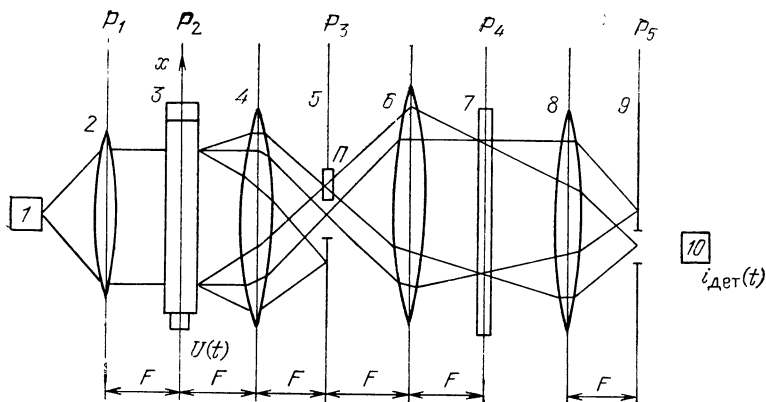


Рис. 5.9. Гетеродинный акустооптический коррелятор с пространственным интегрированием

поненты  $\pm 1$ -го порядка пластинку  $\Pi$ , осуществляющую фазовый сдвиг на  $90^\circ$ , то амплитуда волны, прошедшей через транспарант,

$$\begin{aligned} \dot{E}_{\text{прош}}(x, t) = \{ [1 + \dot{S}^*_1(x - v_{\text{зв}}t)/2] [1 + \dot{S}_2(x)/2 + \\ + \dot{S}^*_2(x)/2] \} \text{rect}(x/a). \end{aligned} \quad (5.10)$$

В (5.10) только члены, описывающие дифракционные компоненты  $\pm 1$ -х порядков  $\dot{S}^*_1(x - v_{\text{зв}}t)/2$  и  $\dot{S}^*_2(x)/2$ , содержат пространственную несущую  $\exp[-j2\pi f_0 x]$  и соответствуют волнам, проходящим через отверстие в диафрагме. В связи с этим для анализа выходного сигнала фотодетектора достаточно ограничиться выражением

$$\dot{E}_{\text{вых}}(x, t) = \{ \dot{S}^*_1(x - v_{\text{зв}}t)/2 + \dot{S}^*_2(x)/2 \} \text{rect}(x/a).$$

Так как фотодетектор регистрирует изменяющуюся во времени интенсивность света, то

$$\begin{aligned} i_{\text{дет}}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} |\dot{E}_{\text{вых}}(x, t)|^2 dx = \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} |\dot{S}^*_1(x - v_{\text{зв}}t)|^2 \text{rect}(x/a) dx + \\ + \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} |\dot{S}^*_2(x)|^2 \text{rect}(x/a) dx + \\ + \frac{1}{2} \text{Re} \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{S}^*_1(x - v_{\text{зв}}t) \dot{S}^*_2(x) \text{rect}(x/a) dx. \end{aligned} \quad (5.11)$$

Искомая взаимная корреляционная функция  $R_{12}(v_{\text{зв}}t)$  с несущей частотой  $f = v_{\text{зв}}f_0$  описывается третьим слагаемым в (5.11) и может быть выделена полосовым фильтром. Для ввода сигнала  $S_2$  в систему обработки можно, как и в предыдущем случае, использовать второй АОМ.

Для всех гетеродинных корреляторов и конвольверов характерно смешение в фотодетекторе двух оптических сигналов с раз-



личной несущей частотой. В [101] описана схема коррелятора, аналогичная схеме на рис. 5.8, в которой дифракционные компоненты  $\pm 1$ -х порядков после АОМ проходят через пространственный фильтр, а дифракционная компонента 0-го порядка подавляется. При этом комплексная амплитуда световой волны, прошедшей через транспарант

$$\begin{aligned} \dot{E}_{\text{прош}}(x, t) = & \{ [\dot{S}_1(x - v_{\text{зв}}t)/2 + \dot{S}_1^*(x - v_{\text{зв}}t)/2] \times \\ & \times [1 + \dot{S}_2(x)/2 + \dot{S}_2^*(x)/2] \} \text{rect}(x/a). \end{aligned}$$

В этом выражении компонентам, распространяющимся после транспаранта параллельно оптической оси, соответствуют лишь члены  $\dot{S}_1(x - v_{\text{зв}}t)\dot{S}_2^*(x)/4$  и  $\dot{S}_1^*(x - v_{\text{зв}}t)\dot{S}_2(x)/4$ . Поэтому комплексная амплитуда светового поля, формируемого на осевой точечной диафрагме,

$$\begin{aligned} \dot{E}_{\text{вых}}(x, t) = & \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} [\dot{S}_1^*(x - v_{\text{зв}}t)\dot{S}_2(x) + \\ & + \dot{S}_1(x - v_{\text{зв}}t)\dot{S}_2^*(x)] \text{rect}(x/a) dx = \\ = & \frac{1}{2} \text{Re} \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{S}_1^*(x - v_{\text{зв}}t)\dot{S}_2(x) \text{rect}(x/a) dx \right]. \end{aligned} \quad (5.12)$$

Если пренебречь эффектом функции окна, то выражение (5.12) будет соответствовать искомой корреляционной функции. На выходе фотодетектора  $i_{\text{дет}}(t) \sim |\dot{E}_{\text{вых}}(x, t)|^2$ , т. е.

$$\begin{aligned} i_{\text{дет}}(t) = & |R_{12}(v_{\text{зв}}t)|^2 = r_{12}^2(v_{\text{зв}}t) \cos^2[2\pi ft + \theta_{12}(v_{\text{зв}}t)] = \\ = & r_{12}^2(v_{\text{зв}}t)/2 + r_{12}^2(v_{\text{зв}}t) \cos[2\pi \cdot 2ft + 2\theta_{12}(v_{\text{зв}}t)]/2. \end{aligned} \quad (5.13)$$

Для выделения сигнала, соответствующего второму слагаемому, нужно воспользоваться полосовым фильтром. Для получения на выходе  $r_{12}(t)$  и  $\theta_{12}(v_{\text{зв}}t)$  необходима дополнительная обработка сигнала, снимаемого с фотодетектора.

Известен ряд гетеродинных корреляторов, которые не требуют точного проецирования изображения АОМ на фототранспарант, что характерно для схем, изображенных на рис. 5.8 и 5.9. В качестве примера рассмотрим компактный акустооптический коррелятор (рис. 5.10). Здесь АОМ 1 и транспарант 2 находятся ря-

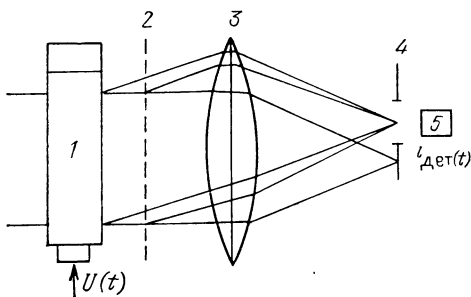


Рис. 5.10. Компактный акустооптический коррелятор

дом, так что их действие можно описать результирующей функцией пропускания

$$T_{\text{рез}}(x, t) = T(x, t) T_m(x) = \{[1 + \exp(j\theta) \dot{S}_1(x - v_{\text{зв}}t)]/2 + \exp(j\theta) \dot{S}_1^*(x - v_{\text{зв}}t)/2][1 + \dot{S}_2(x)/2 + \dot{S}_2^*(x)/2]\} \text{rect}(x/a). \quad (5.14)$$

Для упрощения анализа выбираем расстояние между АОМ и транспарантом таким, чтобы  $\exp(j\theta) = -j$ . При нормальном падении света дифрагированные на АОМ и транспаранте световые сигналы после объектива 3 проходят через неосевую диафрагму 4 в плоскости фотодетектора 5, если они содержат пространственную несущую  $\exp[j2\pi fx]$ . В выражении (5.14) несущую содержат слагаемые  $\dot{S}_1(x - v_{\text{зв}}t)/2$  и  $\dot{S}_2(x)/2$ . При этом ток фотодетектора

$$i_{\text{дет}}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \frac{1}{2} \dot{S}_1(x - v_{\text{зв}}t) + \frac{1}{2} \dot{S}_2(x) \right|^2 \text{rect}(x/a) dx. \quad (5.15)$$

Соотношение (5.15) легко привести к виду (5.11). Рассмотренный коррелятор работает без потерь, если форма волнового фронта, проходящего через АОМ и транспарант, претерпевает незначительные искажения, что, в свою очередь, накладывает ограничения на расстояние между АОМ и транспарантом, а также на ширину полосы несущей  $a_1(v_{\text{зв}}t)$ .

В [104] рассмотрены системы с пространственным интегрированием для случая, когда время корреляции увеличивается за счет использования нескольких АОМ в сочетании с линиями задержки и устройствами с многократным прохождением сигнала в АОМ.

### 5.3. АКУСТООПТИЧЕСКИЕ КОРРЕЛЯТОРЫ С ВРЕМЕННЫМ ИНТЕГРИРОВАНИЕМ

В настоящее время большое значение приобретают разработка и создание акустооптических корреляторов с временным интегрированием. Их достоинствами являются большая длительность обрабатываемых сигналов (до единиц секунд), а также значительный выигрыш в отношении сигнал-шум на выходе системы (до 80 дБ), что практически недостижимо в корреляторах с пространственным интегрированием [2, 3, 105, 108].

Рассмотрим особенности работы корреляторов с временным интегрированием, используя акустооптическую систему, предложенную Монтгомери [14, 105].

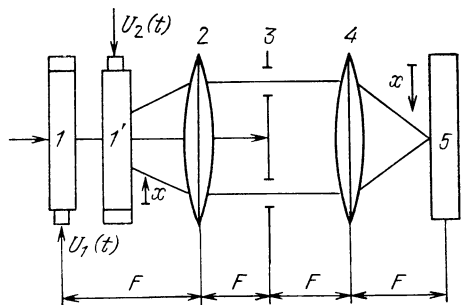


Рис. 5.11. Коррелятор с временным интегрированием на базе двух акустооптических модуляторов

**Коррелятор с временным интегрированием на базе двух акустооптических модуляторов** (рис. 5.11). В соответствии со способом интегрирования функция пропускания АОМ определяется непосредственно через сигналы  $U_1(t)$  и  $U_2(t)$ . За начало отсчета по оси  $x$  принимается нижняя грань АОМ. В этом случае комплексные функции пропускания модуляторов  $1$  и  $1'$  с точностью до коэффициентов пропорциональности и с учетом ограничений, рассмотренных в § 5.2, могут быть записаны:

$$\dot{T}_1(x, t) = \exp[jU_1(t-x/v_{зв})] = 1 + jU_1(t-x/v_{зв}), \quad (5.16)$$

$$\dot{T}_2(x, t) = \exp[jU_2(t-x/v_{зв}-T)] = 1 + jU_2(t-x/v_{зв}-T). \quad (5.17)$$

Здесь  $U_1(t) = b_1(t) \cos[2\pi ft + \beta_1(t)]$ ;  $U_2(t) = b_2(t) \cos[2\pi ft + \beta_2(t)]$ ;  $T = a/v_{зв}$  — время распространения акустической волны в звукопроводе модулятора. В (5.16) и (5.17) не учтено влияние функций окна.

Для упрощения анализа работы акустооптической системы введем аналитические сигналы  $\dot{U}_1(t)$  и  $\dot{U}_2(t)$  исходя из того, что  $U_1(t) = \text{Re}[\dot{U}_1(t)]$ ;  $U_2(t) = \text{Re}[\dot{U}_2(t)]$ :

$$\dot{U}_1(t) = b_1(t) \exp(j\beta_1 t) \exp(j2\pi ft) = \dot{b}_1(t) \exp(j2\pi ft);$$

$$\dot{U}_2(t) = b_2(t) \exp(j\beta_2 t) \exp(j2\pi ft) = \dot{b}_2(t) \exp(j2\pi ft).$$

Тогда комплексные функции пропускания модуляторов

$$\dot{T}_1(x, t) = 1 + j \frac{1}{2} \dot{U}_1\left(t - \frac{x}{v_{зв}}\right) + j \frac{1}{2} \dot{U}_1^*\left(t - \frac{x}{v_{зв}}\right); \quad (5.18)$$

$$\dot{T}_2(x, t) = 1 + j \frac{1}{2} \dot{U}_2\left(t + \frac{x}{v_{зв}} - T\right) + j \frac{1}{2} \dot{U}_2^*\left(t + \frac{x}{v_{зв}} - T\right). \quad (5.19)$$

Несмотря на то, что в (5.18) и (5.19) введены обозначения, отличающиеся от используемых в § 5.2, следует отметить, что члены, содержащие аналитические сигналы  $\dot{U}_1(t)$  и  $\dot{U}_2(t)$ , соответствуют аналитическим акустическим сигналам  $\dot{S}_1(t)$  и  $\dot{S}_2(t)$ , поэтому их взаимная корреляционная функция

$$\begin{aligned} R_{12}(\tau) &= \frac{1}{2} \text{Re} \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{U}_1^*(t-\tau) \dot{U}_2(t) dt \right] = \\ &= \frac{1}{2} \text{Re} [\exp(j2\pi f\tau) r_{12}(\tau)], \end{aligned}$$

$$\text{где } r_{12}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{b}_1^*(t-\tau) \dot{b}_2(t) dt.$$

Обычно модуляторы  $1$  и  $1'$  работают в брэгговском режиме, причем первый модулятор должен быть повернут на угол Брэгга против часовой стрелки, а второй — на такой же угол по часовой стрелке. В этом случае комплексно-сопряженные члены в (5.18)

и (5.19) обращаются в нуль и результирующий коэффициент пропускания модуляторов

$$\begin{aligned} \dot{T}_{\text{рез}}(x, t) = & \left[ 1 + j \frac{1}{2} \dot{U}_1 \left( t - \frac{x}{v_{\text{зв}}} \right) \right] \times \\ & \times \left[ 1 + j \frac{1}{2} \dot{U}_2 \left( t + \frac{x}{v_{\text{зв}}} - T \right) \right]. \end{aligned}$$

Если в фокальной плоскости интегрирующей линзы 2 поместить пространственный режекторный фильтр 3, который пропускает лишь дифракционные компоненты, соответствующие членам  $j\dot{U}_1(t-x/v_{\text{зв}})/2$  и  $j\dot{U}_2(t+x/v_{\text{зв}}-T)/2$ , то после линзы 4 распределение интенсивности света в плоскости фотодетектора 5 может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} |\dot{E}_{\text{вых}}(x, t)|^2 = & \left| j \frac{1}{2} \dot{U}_1 \left( t - \frac{x}{v_{\text{зв}}} \right) + j \frac{1}{2} \dot{U}_2 \left( t + \frac{x}{v_{\text{зв}}} - T \right) \right|^2 = \\ = & \frac{1}{4} \left| \dot{U}_1 \left( t - \frac{x}{v_{\text{зв}}} \right) \right|^2 + \frac{1}{4} \left| \dot{U}_2 \left( t + \frac{x}{v_{\text{зв}}} - T \right) \right|^2 + \\ & + \frac{1}{2} \text{Re} \left[ \dot{U}_1^* \left( t - \frac{x}{v_{\text{зв}}} \right) \dot{U}_2 \left( t + \frac{x}{v_{\text{зв}}} - T \right) \right]. \end{aligned}$$

Фотоприемник, расположенный на выходе системы, осуществляет временное интегрирование сигнала за счет накопления снимаемого заряда, величина которого пропорциональна световой энергии, поступающей за время  $\Delta T$  в точку с координатой  $x$  на матрице фотоприемника:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{\Delta T}(x) = & \int_{\Delta T} |\dot{E}_{\text{вых}}(x, t)|^2 dt = \frac{1}{4} \int_{\Delta T} b_1^2 \left( t - \frac{x}{v_{\text{зв}}} \right) dt + \\ & + \frac{1}{4} \int_{\Delta T} b_2^2 \left( t + \frac{x}{v_{\text{зв}}} - T \right) dt + \\ & + \frac{1}{2} \text{Re} \left[ \int_{\Delta T} \dot{U}_1^* \left( t - \frac{x}{v_{\text{зв}}} \right) \dot{U}_2 \left( t + \frac{x}{v_{\text{зв}}} - T \right) dt \right]. \end{aligned}$$

Если  $\Delta T$  — достаточно большой промежуток времени, то первые два слагаемых в этом выражении не зависят от  $x$ , а третье слагаемое соответствует искомой корреляционной функции, т. е.

$$\mathcal{E}_{\Delta T}(x) = \text{const} + R_{12}(2x/v_{\text{зв}} - T). \quad (5.20)$$

На практике время интегрирования ограничено темновым током, который вызывает насыщение интегрирующих фотодетекторов. Время интегрирования фотодетекторов на ПЗС достигает десятков микросекунд, и его можно увеличить за счет последетекторного накопления в памяти ЭВМ. Размер звукопровода в корреляторе с временным интегрированием уже не ограничивает длительность обрабатываемых сигналов, но определяет пределы изменения аргумента корреляционной функции:  $0 \leq \tau \leq x/a$ . Как видно из (5.20), одним из недостатков коррелятора с временным интегрированием является наличие в выходном сигнале постоянных

составляющих, которые вызывают насыщение интегрирующих фотоприемников. К недостаткам акустооптической системы коррелятора (см. рис. 5.11) можно отнести также эффект ослабления компоненты 0-го порядка, которая после АОМ 1 оказывается промодулированной по времени и пространству, что приводит к дополнительным потерям при повторной дифракции света на АОМ 1'.

**Коррелятор с одним акустооптическим модулятором.** На рис. 5.12 приведена схема акустооптического коррелятора с временным интегрированием, в которой отсутствует ослабление компоненты 0-го порядка [106]. В данном случае АОМ 3, освещаемый с помощью источника света 1 и коллиматора 2, возбуждается электрическим сигналом  $U_1(t)$ . Интенсивность света, воздействующего на модулятор, изменяется по закону  $U_2(t)$ :

$$|E_{\text{пад}}(t)|^2 = B + U_2(t).$$

Смещение  $B$  подбирается так, чтобы сумма  $B + U_2(t)$  была неотрицательной величиной. С помощью линз 4 и 6 формируется изображение акустического поля на фотоматрице 7, осуществляющей интегрирование во времени. Дифракционные компоненты 0-го и  $\pm 1$ -х порядков после линзы 4 попадают на пространственный режекторный фильтр 5, осуществляющий подавление дифракционной компоненты  $-1$ -го порядка и поворот фазы у компоненты 0-го порядка на  $90^\circ$ . В этом случае распределение интенсивности света в плоскости матрицы фотодетекторов

$$\begin{aligned} E_{\text{вых}}^2(x, t) &= E_{\text{пад}}^2(t) \left| 1 + \frac{1}{2} U_1 \left( t - \frac{x}{v_{\text{зв}}} \right) \right|^2 = \\ &= [B + U_2(t)] \left[ 1 + \frac{1}{4} b_1^2 \left( t - \frac{x}{v_{\text{зв}}} \right) + U_1 \left( t - \frac{x}{v_{\text{зв}}} \right) \right]. \end{aligned}$$

Световая энергия, накапливаемая на выходе фотодетектора за время  $\Delta T$ ,

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{\Delta T} &= B \Delta T + \int_{\Delta T} \left\{ B U_1 \left( t - \frac{x}{v_{\text{зв}}} \right) + \right. \\ &\left. + U_2(t) \left[ 1 + \frac{1}{4} b_1^2 \left( t - \frac{x}{v_{\text{зв}}} \right) \right] \right\} dt + \int_{\Delta T} U_1 \left( t - \frac{x}{v_{\text{зв}}} \right) U_2(t) dt. \quad (5.21) \end{aligned}$$

Третье слагаемое в (5.21) является искомой корреляционной функцией  $R_{12}(x/v_{\text{зв}} - T)$ .

**Акустооптический коррелятор с электрическим опорным сигналом.** Для увеличения гибкости акустооптических корреляторов

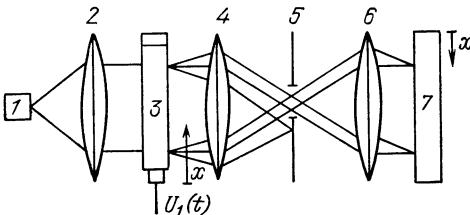


Рис. 5.12. Коррелятор с одним пространственно-временным акустооптическим модулятором

с временным интегрированием схема, представленная на рис. 5.12, была усовершенствована [107]. Вместо сигнала  $U_1(t)$  использовался сигнал  $U'_1(t) = b_1(t) \cos[2\pi(f+f_{\text{см}})t + \beta_1(t)] + A \times \times \cos 2\pi f_{\text{см}} t$ , где  $f_{\text{см}}$  — частота смещения. Функция пропускания АОМ, работающего в режиме Брэгга,

$$\begin{aligned} \dot{T}(x, t) = & 1 + j \frac{1}{2} \left\{ A \exp \left[ j 2\pi f_{\text{см}} \left( t - \frac{x}{v_{\text{зв}}} \right) \right] + \right. \\ & \left. + U_1 \left( t - \frac{x}{v_{\text{зв}}} \right) \exp \left[ j 2\pi f_{\text{см}} \left( t - \frac{x}{v_{\text{зв}}} \right) \right] \right\}. \end{aligned}$$

Пространственный режекторный фильтр пропускает только дифракционную компоненту +1-го порядка, поэтому распределение интенсивности света в плоскости фотодетектора

$$\begin{aligned} |\dot{E}_{\text{вых}}(x, t)|^2 = & [B + U_2(t) |A \exp [j 2\pi f_{\text{см}} (t - \frac{x}{v_{\text{зв}}})] + \\ & + U_1 (t - \frac{x}{v_{\text{зв}}}) \exp [j 2\pi f_{\text{см}} (t - \frac{x}{v_{\text{зв}}})]|^2 = \\ = & [B + U_2(t) [A^2 + b_1^2 (t - \frac{x}{v_{\text{зв}}}) + AU_1 (t - \frac{x}{v_{\text{зв}}})]]. \end{aligned}$$

Если время интегрирования  $\Delta T \gg 1/t$ , то усредненная во времени интенсивность света

$$\dot{E}_{\Delta T}(x) = A^2 B \Delta T + A \int_{\Delta T} U_1 \left( t - \frac{x}{v_{\text{зв}}} \right) U_2(t) dt.$$

Это выражение аналогично (5.21), но в нем отношение корреляционного члена к смещению  $A^2 B \Delta T$  пропорционально  $A^{-1}$  и может быть подобрано для требуемой характеристики обрабатываемой системы.

**Коррелятор с линейной модуляцией интенсивности света.** Схема коррелятора аналогична показанной на рис. 5.12. Если акустооптический модулятор света возбуждается гармоническим сигналом  $U(t) = b \cos(2\pi f t)$ , то интенсивность света, отклоняемого в +1-й дифракционный порядок в режиме дифракции Брэгга,  $|E_{\text{вых}}|^2 = |E_{\text{пад}}|^2 \sin^2(Kb)$ , где  $|E_{\text{пад}}|^2$  — интенсивность освещающего пучка света;  $K$  — константа. При низкой эффективности дифракции ( $Kb \ll 1$ ) интенсивность света, отклоняемого в +1-й порядок, пропорциональна  $(Kb)^2$ . В оптической системе, предложенной в [14], АОМ возбуждается сигналом  $U(t) = [b_0 + b_1(t)] \times \times \cos(2\pi f t)$ . Параметр  $b_0$  подбирается так, чтобы обеспечить работу АОМ на линейном участке кривой  $\sin^2(KU)$ , т. е.  $Kb_0 = \pi/4$ . В этом случае интенсивность света, отклоняемого в +1-й дифракционный порядок, оказывается промодулированной как по времени, так и по пространству:

$$\begin{aligned} |E_{\text{вых}}|^2 = & |E_{\text{пад}}|^2 \sin^2 \left\{ K \left[ b_0 + b_1 \left( t - \frac{x}{v_{\text{зв}}} \right) \right] \right\} = \\ = & |E_{\text{пад}}|^2 \left[ \frac{1}{2} + Kb_1 \left( t - \frac{x}{v_{\text{зв}}} \right) \right]. \end{aligned}$$

Так как световой пучок, освещающий АОМ, изменяется по закону  $|E_{\text{пад}}|^2 = B + b_2(t)$ , то распределение интенсивности света в плоскости фотодетектора

$$|E_{\text{вых}}|^2 = [B + b_2(t)] \left[ \frac{1}{2} + K b_1 \left( t - \frac{x}{v_{\text{эв}}} \right) \right].$$

После усреднения во времени количества световой энергии, поступающей в точку  $x$  матричного детектора,

$$\begin{aligned} \Delta_T(x) = & \frac{1}{2} B \Delta T + \int_{\Delta T} \left[ \frac{1}{2} b_2(t) + K B b_1 \left( t - \frac{x}{v_{\text{эв}}} \right) \right] dt + \\ & + K \int_{\Delta T} b_1 \left( t - \frac{x}{v_{\text{эв}}} \right) b_2(t) dt. \end{aligned}$$

Последнее слагаемое представляет собой искомую корреляционную функцию, при этом из-за малости величины  $K b_1$  отношение полезного сигнала к смещению на выходе системы невелико. Тем не менее на базе рассматриваемого коррелятора созданы акустооптические процессоры, позволяющие обрабатывать сигналы с произведением длительности сигнала на ширину спектра более  $10^6$ .

В [108] представлены результаты экспериментального исследования гибридного оптико-цифрового акустооптического процессора с временным интегрированием на основе ПЗС и ЭВМ «Электроника-100». Так как время интегрирования в акустооптических корреляторах с использованием ПЗС без охлаждающего элемента ограничено десятками миллисекунд, то длительность обрабатываемых сигналов может быть увеличена за счет накопления данных в памяти ЭВМ. При обработке шумового сигнала с полосой частот 1,5 МГц и длительностью 1,28 с использовалась буферная память ЭВМ. При этом каждому элементу линейки ПЗС соответствовала своя ячейка памяти ЭВМ, в которой суммировались результаты отдельных циклов накопления в ПЗС. Длительность реализованных циклов составила 10 мс, полное время интегрирования с использованием ЭВМ — 1,28 с, экспериментально полученная ширина корреляционного максимума 0,64 мкс соответствует коэффициенту сжатия шумового сигнала около  $2 \cdot 10^6$ .

#### 5.4. СПЕКТРОАНАЛИЗАТОРЫ

##### С ВРЕМЕННЫМ ИНТЕГРИРОВАНИЕМ

Рассмотренные в § 5.1 акустооптические спектроанализаторы с пространственным интегрированием имеют существенные недостатки, связанные с относительно малым временем распространения акустических сигналов в звукопроводе модулятора и, как следствие, ограниченной длительностью обрабатываемых сигналов (десятки микросекунд) и низким разрешением по частоте (десятки килогерц). Эти недостатки устраняются, если интегрирование осуществляется не по пространственным координатам, а во времени с помощью фотодетекторов, например на основе ПЗС. В

этом случае можно осуществлять спектральный анализ сигналов длительностью до единиц секунд и разрешением по частоте до единиц герц.

**Одномерный спектроанализатор с временным интегрированием.** Основой акустооптических спектроанализаторов являются корреляторы с временным интегрированием. Спектральный анализ сигналов с использованием коррелятора, изображенного на рис. 5.12, можно выполнить с помощью алгоритма ЛЧМ-преобразования [107].

Полагаем, что АОМ 1 осуществляет только временную модуляцию света, в то время как АОМ 3 — пространственно-временную. В месте расположения фотоприемника 7 дополнительно формируется опорный пучок.

Если принять

$$U_1(t) = U_2(t) = 2 \cos(\omega_{\text{пр}}t + \mu t^2/2) = \exp\{j[\omega_{\text{пр}}t + \mu t^2/2]\} + \exp\{-j[\omega_{\text{пр}}t + \mu t^2/2]\},$$

то распределение амплитуд света после АОМ 3

$$\begin{aligned} \dot{E}(x, t) = & \exp\left[j\left(\omega_{\text{пр}}t + \frac{\mu}{2}t^2\right)\right] \exp\left\{-j\left[\omega_{\text{пр}}\left(t - \frac{x}{v_{\text{зв}}}\right) + \right.\right. \\ & \left.\left. + \frac{\mu}{2}\left(t - \frac{x}{v_{\text{зв}}}\right)^2\right]\right\} = \exp\left[j\left(\frac{\omega_{\text{пр}}x}{v_{\text{зв}}} - \frac{\mu}{2}\frac{x^2}{v_{\text{зв}}^2}\right)\right] \exp\left[j\frac{\mu x}{v_{\text{зв}}}t\right]. \end{aligned}$$

Здесь первый сомножитель зависит только от пространственной координаты  $x$ . При этом квадратичный фазовый член является основой для алгоритма ЛЧМ-преобразования. Второй сомножитель характеризует распределенный в пространстве генератор, временная частота  $\mu x/v_{\text{зв}}$  которого линейно зависит от координаты  $x$  и параметра  $\mu$ . Если сигнал  $U_1(t)$  умножить на анализируемый сигнал  $S(t)$ , просуммировать на выходе с опорным сигналом единичной амплитуды и результирующую интенсивность проинтегрировать в фотодетекторе в течение времени  $T$ , то выходной сигнал

$$\dot{E}_{\text{вых}}(x) = \exp\left[j\left(\frac{\omega_{\text{пр}}x}{v_{\text{зв}}} - \frac{\mu x^2}{2v_{\text{зв}}^2}\right)\right] \int_T S(t) \exp\frac{j\mu xt}{v_{\text{зв}}} dt. \quad (5.22)$$

Соотношение (5.22) соответствует преобразованию Фурье сигнала  $S(t)$ . Разрешение по частоте равно  $1/T$ , т. е. обратно пропорционально времени интегрирования в фотодетекторе. Диапазон изменения  $x$  ограничен апертурой АОМ, поэтому частоты, анализируемые таким устройством, изменяются от 0 до  $\Delta\Omega = \mu x_{\text{max}}/v_{\text{зв}} = \mu T_{\text{max}}$ , где  $x_{\text{max}}$  — длина звукопровода АОМ,  $T_{\text{max}}$  — максимальное время задержки акустического сигнала в звукопроводе. Центральная частота диапазона анализируемых частот  $\Omega_0 = \mu\tau$ , где  $\tau$  — относительное время задержки ЛЧМ-сигналов, поступающих в АОМ, которое в рассматриваемом случае принимается равным нулю. Число элементов разрешения данного анализатора спектра равно  $\mu T_{\text{макс}}T$ . Так как ширина спектра ЛЧМ-



сигнала  $\mu T$  не может превышать полосы пропускания АОМ и ширины спектра анализируемого сигнала, то верхнее предельное значение числа элементов разрешения по частоте равно произведению ширины полосы АОМ на максимальное время задержки акустического сигнала в звукопроводе. Таким образом, полоса частот, в которой определяется спектр входного сигнала, во столько раз меньше полосы АОМ, во сколько раз время интегрирования в фотодетекторе превышает время задержки акустического сигнала в звукопроводе модулятора.

Квадратичный фазовый множитель в (5.22) можно устранить введением квадратичного закона изменения фазы в опорном пучке. Другой способ устранения заключается в коррекции квадратичного фазового члена функции  $E_{\text{вых}}(x)$  в электрических блоках последетекторной обработки.

В [109] приведены результаты экспериментального исследования макета акустооптического спектроанализатора с временным интегрированием, в котором использовались твердотельные АОМ, работающие на центральной частоте 20 МГц, и линейка фотодетекторов ПЗС, содержащая 500 элементов. Время интегрирования составило 12 мс, полоса анализируемых частот изменялась от 450 Гц до 3 кГц, максимальное число элементов разрешения созданного макета — 34. Максимально достигнутое при эксперименте разрешение по частоте составило 18 Гц, при этом длительность обрабатываемых сигналов в  $2 \cdot 10^4$  раз превысила время распространения ультразвука в звукопроводе АОМ, равное 3 мкс. Малое число элементов разрешения объясняется узкой полосой пропускания использованных АОМ. В работе отмечено, что применение широкополосных модуляторов и линеек ПЗС, состоящих из 2000 элементов, позволит увеличить число элементов разрешения до 600.

**Акустооптические процессоры для вычисления функции неопределенности.** Частным случаем спектрального анализа является определение взаимной функции неопределенности сигнала, которую можно записать в виде [5]

$$\dot{Q}(\omega, \tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{f}(t) \dot{g}^*(t - \tau) \exp(j\omega t) dt. \quad (5.23)$$

Соотношение (5.23) можно рассматривать как спектр произведения двух сигналов, который зависит от их относительной временной задержки. Функции неопределенности находят широкое применение в радиолокации. Эти функции представляют собой отклик оптимальной линейной системы, осуществляющей обработку радиолокационных сигналов, на входной сигнал на фоне белого гауссовского шума [5].

Два АОМ позволяют получить произведение функций, стоящих под интегралом в (5.23), как это было показано в § 5.2. С помощью двух других АОМ можно получить произведение выходных сигналов первой пары модуляторов и функции, которая выполня-

ет роль распределенного генератора колебаний. Итак, система из четырех АОМ, образующих два ортогональных коррелятора с временным интегрированием, позволяет получить произведение, которое стоит под интегралом в (5.23). Для окончательного вычисления функции неопределенности достаточно проинтегрировать полученное пространственное распределение света с помощью матрицы фотодетектора. На рис. 5.13 приведена схема акустооптической системы с двумя ортогональными корреляторами [15], предназначенная для вычисления функции неопределенности сигналов  $f(t)$  и  $g(t)$ , подаваемых на модуляторы 3 и 4. Для получения на выходе пространственно распределенных колебаний  $\exp(j\mu y t/v_{зв})$ , на модуляторы 6 и 7 подают ЛЧМ-сигналы  $K(t) = h(t) = \exp[j(\omega_{пр}t + \mu t^2/2)]$ . Причем модуляторы 3 и 7 осуществляют только временную модуляцию света, а модуляторы 4 и 6 — пространственно-временную. Распределение света в выходной плоскости системы 5

$$|E_{\text{вых}}(x, y, t)|^2 = \left| \dot{f}(t) \dot{g}^* \left( t - \frac{x}{v_{зв}} \right) + \exp \left( j \frac{\mu y}{v_{зв}} t \right) \right|^2 = 1 + 2\text{Re} \left[ \dot{f}(t) \dot{g}^* \left( t - \frac{x}{v_{зв}} \right) \exp \left( j \frac{\mu y}{v_{зв}} t \right) \right] + \left| \dot{f}(t) \dot{g}^* \left( t - \frac{x}{v_{зв}} \right) \right|^2.$$

Второе слагаемое в этом выражении представляет собой полезную составляющую интенсивности света на выходе системы, которая интерпретируется затем фотодетектором по времени. Описанная система демонстрирует высокую производительность метода обработки данных по двум координатам.

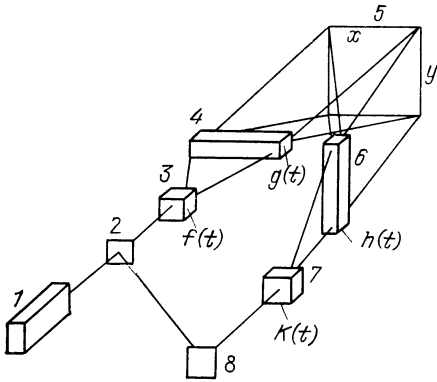


Рис. 5.13. Двумерный акустооптический коррелятор:

1 — источник света; 2, 8 — плоские зеркала; 3, 7 — точечные модуляторы света; 4, 6 — пространственно-временные акустооптические модуляторы; 5 — выходная плоскость системы

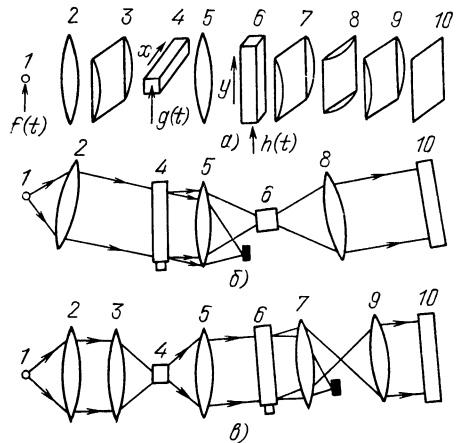


Рис. 5.14. Акустооптический процессор тройного произведения с временным интегрированием:

а — архитектура оптического процессора; б — вид сверху; в — вид спереди

Гибкая архитектура оптического процессора с двумя ортогонально расположенными АОМ была предложена в [7, 107]. На рис. 5.14 приведена схема такого процессора, осуществляющего операцию временного интегрирования произведения трех функций [3]. В качестве источника света 1 используется светозлучающий диод, интенсивность света которого модулируется во времени сигналом  $f(t)$ . Первый АОМ 4, расположенный в горизонтальном направлении, модулируется сигналом  $g(t)$  и освещается светом с помощью линз 2 и 3. В результате интенсивность света, дифрагированного модулятором, оказывается промодулированной произведением сигналов  $f(t)g(t-x/v_{\text{зв}})$ . Световой пучок, выходящий из модулятора 4, расширяется в вертикальной плоскости и фокусируется в горизонтальной плоскости с помощью сферической линзы 5 для освещения вертикально расположенного АОМ 6, на вход которого подается сигнал  $h(t)$ . В результате свет, дифрагированный модулятором 6, будет промодулирован произведением сигналов  $f(t)g(t-x/v_{\text{зв}})h(t-y/v_{\text{зв}})$ . Цилиндрические линзы 7 и 9 формируют изображение модулятора 6 в выходной плоскости 10 в вертикальном направлении, а сферическая 5 и цилиндрическая 8 линзы модулятора 4 — в горизонтальном направлении. Как и в когерентном корреляторе, к полученному в выходной плоскости распределению света необходимо добавить опорную световую волну. Результирующее распределение света детектируется матрицей фотодетекторов, на выходе которой формируется пространственное распределение зарядов, пропорциональное интенсивности света. Величина заряда, накапливаемого в течение времени  $T$  в каждом фотодетекторе с координатами  $x$ , пропорциональна функции

$$Q(x, y) = \int_T f(t) g(t-x/v_{\text{зв}}) h(t-y/v_{\text{зв}}) dt. \quad (5.24)$$

Виды оптической системы сверху (рис. 5.14,б) и спереди (рис. 5.14,в) показывают, что система состоит из двух одномерных корреляторов с временным интегрированием, работающих одновременно в двух ортогональных направлениях. Результат обработки получается не простым повторением одномерных преобразований, а при совместной двумерной обработке. Оптическая система с такой архитектурой, называемая процессором тройного произведения, всегда выполняет операцию общего вида (5.24), однако обеспечивает значительную гибкость, так как все три входных сигнала — электрические и путем их изменения можно перестроить процессор для выполнения новой математической операции, используя те же оптические компоненты [3]. Если входные сигналы  $f(t) = S(t) \exp(jkt^2)$ ,  $g(t) = S(t)$  и  $h(t) = \exp(-jkt^2)$ , где  $k$  — постоянный коэффициент, то

$$Q(x, y) = \exp[-jk(y/v_{\text{зв}})^2] \int S(t) S(t-x/v_{\text{зв}}) \times \\ \times \exp[-j2(ky/v_{\text{зв}})t] dt. \quad (5.25)$$

Соотношение (5.25) представляет собой функцию неопределенности сигнала  $S(t)$ , умноженную на квадратичный фазовый множитель, который при необходимости может быть устранен при последующей обработке. В этой же системе может быть выполнен иной вид обработки, если  $\dot{f}(t) = S(t) \exp(jk_1 t^2 + jk_2 t^2)$ ,  $\dot{g}(t) = \exp(-jk_1 t^2)$  и  $\dot{h}(t) = \exp(-jk_2 t^2)$ . Тогда

$$\begin{aligned} Q(x, y) = & \exp[-jk_1 (x/v_{зв})^2 - jk_2 (y/v_{зв})^2] \times \\ & \times \int S(t) \exp[-j(2k_1 x/v_{зв}) t] \exp[-j(2k_2 y/v_{зв}) t] dt. \end{aligned} \quad (5.26)$$

Выражение (5.26) представляет собой преобразование Фурье сигнала  $S(t)$ , вычисленное по алгоритму ЛЧМ-преобразования по обеим пространственным координатам, если не учитывать квадратичный фазовый множитель. Спектр сигнала  $S(t)$  отображается по двум координатам в виде функций  $k_1 x / (2\pi v_{зв})$  и  $k_2 y / (2\pi v_{зв})$ , которые являются частотными переменными по осям  $x$  и  $y$ . Максимальные частоты сигнала  $S(t)$  равны соответственно  $k_1 a / (2\pi \times v_{зв})$  и  $k_2 a / (2\pi v_{зв})$ , где  $a$  — максимальный размер апертуры по осям  $x$  и  $y$  обоих АОМ. Разрешение по частоте равно максимальному значению частоты, деленному на число элементов разрешения по каждой координате двумерной матрицы фотодетекторов. Если  $k_1$  выбрать из условия  $k_1 a / (2\pi v_{зв}) = \Delta f$ , где  $\Delta f$  — полоса пропускания АОМ, то спектр сигнала  $S(t)$  отобразится по оси  $x$  с низким разрешением. Если при этом  $k_2 = k_1 / N$ , где  $N$  — число элементов разрешения в фотоприемнике (например,  $N = 10^3$ ), то только тысячная часть спектра отображается по оси  $y$  при каждом положении  $x$  и разрешение по  $y$  равно  $\Delta f / 10^6$ . Предполагается, что время интегрирования  $T \geq 10^6 / \Delta f$ . Такое сочетание преобразования по оси  $x$  с низким разрешением в широкой полосе частот и преобразование по оси  $y$  с высоким разрешением в узкой полосе представляет собой двумерный «свернутый» спектр, или, что то же самое, двумерный растр записи  $10^6$  отсчетов одномерных фурье-образов сигнала  $S(t)$ . Формирование одномерного спектра по двум пространственным координатам в описанной архитектуре позволяет отображать до  $10^6$  отсчетов спектральных составляющих, так как двумерная матрица фотодетекторов имеет такой размер.

Процессор, выполняющий операцию произведения функций, можно использовать также для вычисления «свернутой» корреляционной функции одномерных сигналов длительностью, большей времени задержки акустического сигнала в звукопроводе модулятора. Достоинство устройства определения свернутой корреляционной функции заключается в возможности вычислять корреляционную функцию двух сигналов с очень большой длительностью и в то же время вводить большие относительные задержки между сигналами. Одно из этих свойств можно реализовать в одномерном варианте процессора, но одновременно их можно обеспечить только в двумерных оптических системах [3].

## 5.5. КОМБИНИРОВАННЫЕ АКУСТООПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ С ПРОСТРАНСТВЕННЫМ И ВРЕМЕННЫМ ИНТЕГРИРОВАНИЕМ

При спектральном анализе радиосигналов на основе акустooптических систем с временным интегрированием возникает принципиальная трудность при обработке слабого сигнала в присутствии сильного [6]. Так как входной сигнал сканирует по всей поверхности выходной матрицы фотодетекторов, выполняющей временное интегрирование, то большое значение амплитуды одного из сигналов приведет всю фотодетекторную матрицу в состояние насыщения. При спектральном анализе сигналов методом пространственного интегрирования обеспечивается детектирование слабых сигналов в присутствии сильного, если составляющие спектра слабых сигналов не перекрываются спектральными составляющими сильного. В этом случае спектр слабых сигналов регистрируется на выходе системы, если АОМ обладает малым по сравнению с амплитудой слабых сигналов уровнем собственных шумов. При этом наличие на входе сильного сигнала не мешает регистрации слабого, так как энергия сильного сигнала приводит в состояние насыщения только ту часть фотодетекторной матрицы, которая соответствует положению спектральных составляющих сильного сигнала.

Обработка сигналов с пространственно-временным интегрированием была предложена для спектрального анализа одномерных радиосигналов [3, 110, 111]. Спектр одномерных сигналов может быть вычислен в одномерном акустooптическом спектроанализаторе с пространственным или временным интегрированием. Оба варианта спектроанализатора имеют дополняющие друг друга характеристики: процессор с пространственным интегрированием позволяет получить широкую полосу пропускания, но сравнительно низкое разрешение, а система с временным интегрированием — высокое разрешение спектральных составляющих, но в относительно узкой полосе частот. Двумерный оптический процессор, сочетающий достоинства пространственного и временного интегрирования, обеспечивает реализацию спектроанализатора с высоким разрешением в широкой полосе частот.

Спектральный анализ с последовательным применением пространственного и временного интегрирования позволяет увеличить надежность детектирования спектральных составляющих слабого сигнала по методу пространственного интегрирования и использовать возможности метода временного интегрирования для обработки сигналов большой длительности. Принцип работы комбинированной акустooптической системы, осуществляющей спектральный анализ, заключается в том, что операции обработки, связанные с временным интегрированием, выполняются не над самим входным пространственно-временным сигналом, а над его пространственно-временным спектром, полученным с помощью пространственного интегрирования (рис. 5.15).

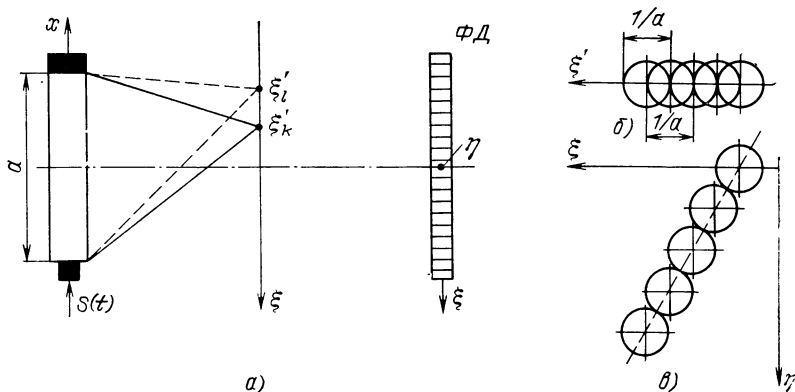


Рис. 5.15. Спектральный анализ с комбинацией пространственного и временного интегрирования:

*a* — условная схема; *б* — расположение отсчетов спектра, полученного при пространственном интегрировании; *в* — расположение отсчетов выходного спектра, полученного при дополнительном временном интегрировании

Предположим, что длительность входного сигнала  $T_s \gg T_i = a/v_{зв}$ , где  $T_i$  — временная апертура АОМ. В анализируемом спектре сигнала частоты различаются с точностью  $1/T_s$ . Однако в пространственном спектре, реализованном при одномерном пространственном интегрировании сигнала, находящегося в апертуре модулятора, различаются лишь пространственные частоты, разнесенные не менее чем на  $1/a$ . Таким образом, можно определить частоты исследуемого сигнала только с точностью  $1/T_i$ . Поскольку  $1/T_i \gg 1/T_s$ , то такой способ спектрального анализа является слишком грубым для определения частот исходного сигнала. Однако при движении входного сигнала вдоль апертуры модулятора его спектр, реализованный методом пространственного интегрирования, содержит необходимую информацию о структуре исследуемого сигнала, но не в соответствующих пространственных отсчетах интенсивности спектра, а в различии частот временной модуляции фазы света. При синусоидальном входном сигнале, имеющем пространственную частоту  $\xi_0$ , соответствующую временной частоте  $\omega_0 = \xi_0 v_{зв}$  исследуемого сигнала, выходной спектр

$$S(\xi) = \exp(-j\omega_0 t) \operatorname{sinc}[D(\xi - \xi_0)].$$

Частота сигнала, вводимого в АОМ, может быть определена как по положению максимума соответствующего пространственного отсчета функции  $\operatorname{sinc}[D(\xi - \xi_0)]$ , описывающей спектр сигнала, так и по частоте  $\omega_0$  временной модуляции фазы этого отсчета. Предположим, что на входе системы имеется набор синусоидальных сигналов, распространяющихся вдоль апертуры модулятора. Если разницу в частоте этих сигналов нельзя определить по положению максимумов отсчетов пространственного спектра вследствие низкого пространственного разрешения вдоль оси  $\xi'$  (рис. 5.15, б), то для увеличения разрешения по частоте, соответствующего пол-

ной длительности исследуемого сигнала, применяется дополнительный спектральный анализ с временным интегрированием, при котором анализируемыми сигналами являются модулированные по фазе отсчеты пространственного спектра. Использование комбинированного процессора позволяет разделить на выходе перекрывающиеся в пространственном спектре отсчеты (рис. 5.15,б) с помощью спектрального анализа с временным интегрированием и формирования дополнительных отсчетов спектра вдоль оси  $\eta$  (рис. 5.15,в). Вдоль оси  $\xi$  частота исследуемого сигнала определяется грубо с разрешением  $1/T_i$ , а вдоль оси  $\eta$  — точно с разрешением  $1/T_s$ .

Акустооптический спектроанализатор с последовательным применением пространственного и временного интегрирования показан на рис. 5.16. В плоскости  $P_2$  вдоль оси  $\xi_2$  реализуется пространственно-временной спектр сигнала  $S(t)$ , поступающего в апертуру модулятора  $M1$ , находящуюся в плоскости  $P_1$ . Каждый пространственный отсчет этого спектра можно рассматривать как источник света, модулированный по фазе временной частотой, значения которой соответствуют пространственной частоте этого отсчета. На вход модулятора  $M2$ , находящегося в плоскости  $P_3$ , подается ЛЧМ-сигнал с длительностью, равной длительности анализируемого сигнала. Между плоскостями осуществляется, таким образом, многоканальный спектральный анализ временных частот, соответствующих фазовой модуляции спектра. Он реализуется методом одномерного временного интегрирования в каждом канале. На рис. 5.16 заштрихованная область соответствует одной из таких схем. При этом акустооптический модулятор  $M2$  для всех одномерных схем является общим. Выходной сигнал получают в растровой форме. Причем вдоль горизонтальной оси  $\xi_4$  выходной плоскости  $P_4$  спектральное разрешение равно спектральному разрешению в пространственном спектре, реализованном в плоскости  $P_2$  вдоль оси  $\xi_2$ , т. е. вдоль оси  $\xi_4$  разрешение определяется временной апертурой  $T_i$  акустооптического модулятора  $M1$ , а вдоль оси  $\eta_4$  — длительностью исследуемого сигнала  $T_s$ ,

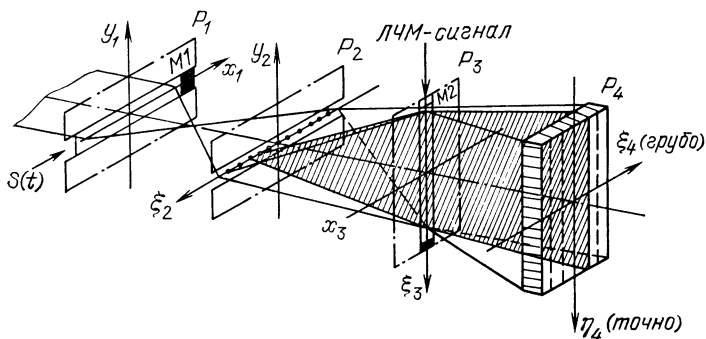


Рис. 5.16. Акустооптический спектроанализатор с комбинацией пространственного и временного интегрирования

поскольку каждый одномерный спектроанализатор с временным интегрированием анализирует полностью исходный сигнал.

Процессоры с комбинацией пространственного и временного интегрирования выполняют и другие математические преобразования одномерных сигналов, например вычисления корреляционных функций одномерных сигналов большой длительности или функций неопределенности сигналов [111—113]. Архитектура оптического процессора, предназначенного для формирования свернутых спектров одномерных сигналов, позволяет разработать аналогичную методику использования систем с пространственно-временным интегрированием для обработки двумерных сигналов изображений [3, 114]. Если одномерный сигнал большой длительности записать на двумерный транспарант в виде растра, то двумерное преобразование Фурье такого транспаранта будет представлять собой растровую запись преобразования Фурье исходного сигнала, т. е. свернутый спектр. Эти результаты можно применить и к процессорам с комбинацией пространственного и временного интегрирования. Свернутый спектр, формируемый таким процессором, можно рассматривать как двумерное преобразование Фурье-изображения, полученного в виде растровой записи одномерного входного сигнала.

## 5.6. ИТОГИ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ АКУСТООПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

К настоящему времени проектирование акустооптических систем обработки информации прошло законченный цикл [2—4, 7, 15]. Первые акустооптические системы в основном представляли двумерные процессоры. При двумерной обработке сигналов одновременно выполняется множество операций, что обеспечивает оптическим процессорам очень высокую потенциальную мощность вычислений. Вследствие способности оптических систем производить двумерную обработку стало возможным создание процессоров, приспособленных для обработки изображений, требующей большого числа вычислений.

Одномерные архитектуры появились благодаря разработке эффективных одноканальных акустооптических устройств ввода. В одномерных оптических процессорах акустооптические устройства ввода используются как широкополосные высококачественные преобразователи электрических сигналов в оптический аналог [9]. Широко распространенным процессором такого типа является акустооптический спектроанализатор, построенный на основе акустооптического устройства ввода, линзы, выполняющей одномерное преобразование Фурье, и линейки фотодетекторов [7].

Отличием нового поколения архитектур двумерных оптических систем является применение в качестве входных преобразователей одномерных акустооптических устройств ввода. Классические двумерные процессоры, построенные на двумерных пространственных



модуляторах света, осуществляют непосредственную обработку данных с помощью сферических линз, предназначенных для выполнения преобразований Фурье или двумерных линейных операций, инвариантных к сдвигу. Двумерные акустооптические системы с одномерными входными устройствами дают возможность осуществлять более широкий класс линейных операций и обеспечивают большой выбор способов их выполнения. Динамические процессы обработки, такие, как временное интегрирование и систолическая обработка, реализуемые с одномерными входными устройствами, в сочетании с высоким быстродействием, достигаемым в двумерных оптических системах, позволяют создавать наиболее производительные и многофункциональные оптические процессоры. Если несколько снизить излишнее быстродействие, присущее таким системам, то можно существенно повысить точность, используя методы двоичного умножения с помощью аналоговых сверток [1]. Это может привести к реализации оптических процессоров, точность которых сравнима с точностью ЭВМ, и тем самым расширить возможности применения оптических вычислений для решения более общих проблем, включающих численные решения различных линейных математических задач [1—4].

Убедительным аргументом в пользу одномерных устройств является их высокий уровень развития. В нашей стране и за рубежом разработаны многочисленные оптические устройства, предназначенные, как правило, не для оптической обработки информации. Тем не менее многие из них эффективно используются в качестве входных или выходных преобразователей в одномерных оптических процессорах. Наиболее широко применяются такие элементы, как акустооптические устройства ввода, полупроводниковые источники света (лазерные диоды и светоизлучающие диоды), полупроводниковые фотодетекторы (фотодиоды и приборы с зарядовой связью). Малая потребляемая мощность и низкая стоимость данных устройств делают возможной реализацию оптических процессоров, имеющих преимущество не только по быстродействию, но и по потребляемой мощности, габаритным размерам и стоимости.

Развитие новых архитектур оптических систем зависит в первую очередь от состояния и уровня разработки оптических элементов и устройств. Если будут созданы надежные и эффективные двумерные пространственные модуляторы света, работающие в реальном масштабе времени, то их можно будет использовать в двумерных архитектурных оптических процессорах, в которых одномерные устройства применяются как широкополосные входные преобразователи, а двумерные — в качестве программируемой памяти большой емкости для оптической системы. Разработка двумерных входных устройств, приспособленных к динамической обработке, например многоканальных АОМ [32, 77, 78], приведет к новым архитектурам эффективных оптических процессоров.

Нелинейные оптические устройства также могут дать новый импульс развитию оптических вычислительных систем. Если будут

созданы линейки и матрицы оптических бистабильных устройств, то окажется возможной реализация оптических процессоров, выполняющих не только линейные преобразования, но и операции более широкого класса. Быстродействие таких оптических процессоров должно превысить быстродействие цифровых вычислительных машин, но не потому, что оптические логические элементы обладают большей скоростью, чем электронные, а потому, что оптическому процессору легко придать свойства трехмерной обработки.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Guilfoyle P. S.** Systolic Acousto-Optic Binary Convolver//Optical Engineering. — 1984. — Vol. 23, N 1. — P. 020—025.
2. **Родес У. Т., Гилфойл П. С.** Архитектура акустооптических алгебраических процессоров//ТИИЭР. — 1984. — Т. 72, № 7. — С. 80—91.
3. **Псалтис Д.** Двумерная оптическая обработка сигналов с использованием одномерных входных устройств//ТИИЭР. — 1984. — Т. 72, № 7. — С. 240—255.
4. **Berg N. J., Lee J. N.** Acousto-Optic Signal Processing. Theory and Implementation. — New York: Marcel Dekker, Inc., 1983. — 481 p.
5. **Финкельштейн М. И.** Основы радиолокации. — М.: Радио и связь, 1983. — 536 с.
6. **Ежов В. А., Тарасов Л. В.** Акустооптическая обработка радиосигналов//Зарубежная радиоэлектроника. — 1982. — № 7. — С. 3—35.
7. **Терлин Т. М.** Спектральный анализ сигналов оптическими методами//ТИИЭР. — 1981. — Т. 69, № 1. — С. 92—108.
8. **Kellman P., Todd R. Bader.** Acousto-Optic Channelized Receivers//Optical Engineering. — 1984. — Vol. 23, N 1. — P. 002—006.
9. **Chang I. C., Necht D. L.** Characteristics of Acousto-Optic Devices for Signal Processors//Optical Engineering. — 1982. — Vol. 21, N 1. — P. 076—081.
10. **Балакий В. И., Парыгин В. Н.** Акустооптические системы непрерывного сканирования//Радиотехника и электроника. — 1974. — № 10. — С. 2163—2169.
11. **Многоканальные ультразвуковые модуляторы света, работающие в режиме дифракции Брэгга, для системы оптической обработки сигналов/Е. Т. Аксенов, В. А. Григорьев, Н. А. Есепкина и др.**//Вопросы радиоэлектроники. Сер. ОТ. — 1972. — Вып. 5. — С. 8—14.
12. **Многоканальные акустооптические модуляторы света для устройств обработки информации/В. С. Бондаренко, В. П. Зоренко, И. Н. Кулигин и др.**//Вопросы радиоэлектроники. Сер. ОТ. — 1978. — Вып. 8. — С. 82—93.
13. **Cassasent D., Carlotto H.** Multidimensional Adaptive Radar Array Processing Using an Iterative Optical Matrix — Vector Processor//Optical Engineering. — 1982. — Vol. 21, N 5. — P. 814—821.
14. **Sparague R. A., Koliopoulos C. L.** Time Integrating Acousto-Optic Correlator//Appl. Opt. — 1976. — Vol. 15, N 1. — P. 89—92.
15. **Родес У. Т.** Акустооптическая обработка сигналов. Свертка и корреляция//ТИИЭР. — 1981. — Т. 69, № 1. — С. 74—91.
16. **Касасент Д.** Акустооптические процессоры для операции линейной алгебры. Архитектура, алгоритмы, применения//ТИИЭР. — 1984. — Т. 72, № 7. — С. 92—113.
17. **Дьелесан Э., Руайе Д.** Упругие волны в твердых телах. — М.: Наука, 1982. — 242 с.
18. **Francis E. Fox and Virginia Criffing//J. Acoust. Soc. Amer.** — 1979. — Vol. 21, N 4. — P. 352—359.
19. **Klein W. R., Gook B. D.** Unified Approach to Ultrasonic Light Diffraction.—IEEE Trans. — 1967. — Vol. SU-14, № 3. — P. 123—134.
20. **Парыгин В. Н.** Дифракция света на бегущих акустических волнах в изотропной среде//Радиотехника и электроника. — 1974. — Т. XIX, № 1. — С. 38—44.
21. **Борн М., Вольф Э.** Основы оптики. — М.: Наука, 1970. — 870 с.

22. Dixon R. W. Acoustic Diffraction of Light in Anisotropic Media//IEEE J. — 1967. — Vol. QE-3. — P. 85—93.
23. Федоров Ф. И. Теория упругих волн в кристаллах. — М.: Наука, 1965. — 386 с.
24. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. — М.: Наука, 1965. — Т. 7. — 203 с.
25. Лямов В. Е. Поляризационные эффекты и анизотропия взаимодействия акустических волн в кристаллах. — М.: Изд-во МГУ, 1983. — 223 с.
26. Колесников А. Е. Ультразвуковые измерения. — М.: Изд-во стандартов, 1970. — 238 с.
27. Морозов А. И., Проклов В. В., Станковский Б. А. Пьезоэлектрические преобразователи для радиоэлектронных устройств. — М.: Радио и связь, 1981. — 184 с.
28. Монокристаллы для акустооптических устройств/В. С. Бондаренко, Н. А. Есепкина, А. А. Липовский и др.//Вопросы радиоэлектроники. Сер. ОТ. — 1979. — Вып. 9. — С. 97—108.
29. Твердые растворы на основе ниобатов щелочных металлов/В. В. Чкалова, В. С. Бондаренко, Н. Г. Стемблер и др.//Изв. АН СССР. Сер. Неорганические материалы. — 1973. — Т. 9, № 6. — С. 987—991.
30. Мэзон У. Физическая акустика. — М.: Мир, 1966. — Т. 1. — 429 с.
31. Многоканальный акустооптический модулятор с перекрывающимися ультразвуковыми пучками/Е. Т. Аксенов, Н. А. Бухарин, В. А. Григорьев и др.//Труды ЛПИ. — 1975. — № 344. — С. 52—56.
32. Vademan L. Parallel-Channel Acousto-Optic Modulation. — Optical Engineering. — 1986. — Vol. 25, № 2. — P. 303—308.
33. Морс Ф. М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. — М.: ИЛ, 1969. — Т. 2. — 314 с.
34. A. Vander Lugt, G. S. Moore, S. S. Matche. Multichannel Bragg Cells Compensation for Acousticing Spreading//Appl. Opt. — 1983. — Vol. 22, № 23. — P. 3906—3912.
35. Brunneel C., Delannoy B., Torguest R. Electrical Coupling Effects in an Ultrasonic Transducer Array//Ultrasonics. — 1979. — Vol. 17, № 6. — P. 255—260.
36. Rappalardo M. Some Experimental Acoustic Arrays//J. Sound Vibration. — 1977. — Vol. 52, № 4. — P. 279—586.
37. Rappalardo M. Hybrid Linear and Matrix Acoustic Arrays//Ultrasonics. — 1981. — Vol. 19, N 2. — P. 81—86.
38. Plummer J., Swartz R., Maginness M. Two-Dimensional Transmit/Receive Ceramic Piezoelectric Arrays. Construction and Performance. — IEEE Trans. — 1978. — Vol. SU-25, N 5. — P. 273—280.
39. Tiersten H. F., Mc Donald J. F., Das P. S. Monolithic Mosaic Transducer Utilizing Trapped Energy Modes//Appl. Phys. Letts. — 1976. — Vol. 29, N 12. — P. 761—763.
40. Исследование влияния геометрии электрода на пьезоэлектрической пластине на диаграмму направленности канала ультразвукового модулятора света/В. С. Бондаренко, В. П. Зоренко, И. Н. Кулигин и др.//Вопросы радиоэлектроники. Сер. ОТ. — 1982. — Вып. 12. — С. 91—104.
41. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. — М.: Гостехиздат, 1954. — 666 с.
42. Оценка взаимного влияния каналов в многоканальном ультразвуковом модуляторе света/В. С. Бондаренко, В. П. Зоренко, И. Н. Кулигин, В. В. Чкалова//Вопросы радиоэлектроники. Сер. ОТ. — 1982. — Вып. 12. — С. 105—111.
43. Beyer R. T., Letcher S. V. Physical Ultrasonics. — New York and London: Academic Press. — 1969. — 650 p.
44. Hammilton M. C. Acousto-Optic Spectrum Analysis for Electronic Warfare Applications//Ultrasonic Symposium. — 1981. — P. 714—720.
45. Кондратенков Г. С. Обработка информации когерентными оптическими системами. — М.: Сов. радио, 1972. — 206 с.
46. Кулаков С. В., Разживин Б. П., Молоток В. В. Нелинейные искажения в

- акустооптическом анализаторе спектра//Изв. вузов. СССР. Сер. Радиоэлектроника. 1980. — Т. 23, № 11. — С. 38—42.
47. Hecut D. L. Multifrequency Acousto-Optic Diffraction//IEEE Trans. — 1977. — Vol. SU-24, № 1. — P. 7—18.
  48. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику: Пер. с англ./Под ред. Г. И. Косурова. — М.: Мир, 1970. — 364 с.
  49. Гринев А. Ю., Воронин Е. Н., Темченко В. С. Пространственная режекция радиосигналов когерентно-оптическими методами//Методы и устройства радио- и акустической голографии/Под ред. Л. Д. Бахраха. — Л.: Наука, 1983. — С. 60—84.
  50. Воскресенский Д. И., Гринев А. Ю., Воронин Е. Н. Радиооптические антенные решетки. — М.: Радио и связь, 1986. — 240 с.
  51. Водоватов И. А., Есепкина Н. А., Рогов С. А. Влияние случайных ошибок в системах акустооптической обработки сигналов//Акустические методы и техника обработки информации/Под ред. С. В. Кулакова. — Л.: ЛЭТИ, 1980, № 142. — С. 22—33.
  52. Температурные исследования диэлектрических, пьезоэлектрических и упругих свойств монокристалла ниобата лития/В. В. Чкалова, В. С. Бондаренко, Г. О. Фокина и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. — 1971. — Т. XXXV, № 9. — С. 1886—1889.
  53. Акустические кристаллы: Справочник/Под ред. М. П. Шаскольской. — М.: Наука, 1982. — 632 с.
  54. Стрижевская Ф. Н., Лазутин Ю. П., Чкалова В. В. Монокристаллы для акустооптических модуляторов света//Новые пьезо- и сегнетоматериалы и их применение: Материалы семинара, 1975. — М.: МДНТП. — С. 32—35.
  55. Эффективные пьезоэлектрические преобразователи на основе монокристаллов титаната свинца/В. С. Бондаренко, В. Г. Гавриляченко, Е. Д. Левит и др.//Науч. тр. высших учеб. заведений Литов. ССР, 1977. — Вып. 9. — С. 105—107.
  56.  $\text{Ca}_{12}\text{Al}_{14}\text{O}_{33}$ : a New Piezoelectric Material/R. W. Whatmore. С. O'Hara, В. Cockayne e. a.//Mat. Res. Bull. — 1979. — Vol. 14. — P. 967—972.
  57. Yamada T. Single-crystal Growth and Piezoelectric Properties of Lead Potassium Niobate//Appl. Phys. Letts. — 1973. — Vol. 23. — P. 213.
  58. Adachi M., Kawabata A. Elastic and Piezoelectric Properties of Potassium Lithium Niobate (KLM) Crystals//Jan. J. Appl. Phys. — 1978. — Vol. 17, N 11. — P. 1969—1973.
  59. Сильвестрова И. М., Кобыков И. Б., Белименко Ф. А. Упругие, диэлектрические и пьезоэлектрические свойства монокристаллов карбонат-канкринита//ФТТ. — 1982. — Т. 24, вып. 11. — С. 3241.
  60. Андреев И. А., Дубовик М. Ф. Новый пьезоэлектрик «лангасит»  $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$  — материал с нулевым температурным коэффициентом частоты упругих колебаний//Письма в ЖТФ. — 1984. — Т. 10, вып. 8. — С. 487.
  61. А. с. 169567 СССР, МКИ 03 21  $a^4$ , 10. Способ контроля процесса поляризации керамических пьезоэлектриков/В. С. Бондаренко, В. В. Чкалова, Г. В. Дуковский. — Опубл. 1963, Бюл. № 14.
  62. Разработка, исследование и применение сегнетоматериалов в ультразвуке/В. С. Бондаренко, Э. Ж. Фрейденфельд, В. В. Чкалова и др.//Титан бария. — М.: Наука, 1973. — С. 195—201.
  63. Лейбфрид Г. Микроскопическая теория механических и тепловых свойств кристаллов: Пер. с англ./Под ред. Б. Я. Мойжеса. — М. — Л.: Гос. издат., 1963. — 312 с.
  64. Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела: Пер. с англ./Под ред. И. Г. Михайлова, В. В. Леманова. — М.: Мир, 1972.
  65. Pippow D. A. Guide Lines for the Selection of Acousto-Optic Materials//IEEE Trans. — 1970. — Vol. QE-6, № 4. — P. 223—238.
  66. Балакший В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики. — М.: Радио и связь, 1985. — 279 с.
  67. Возможность применения тяжелых флинтов для ультразвуковой модуляции света/В. В. Клудзин, С. В. Кулаков, Б. П. Разживин, Г. К. Ульянов//Оптико-механическая пром-ть. — 1972. — № 1. — С. 3—6.

68. Nelson D. F. Electric, Optic and Acoustic Interaction in Dielectric. — New York: A Wiley-Interscience Publication, 1979. — 539 p.
69. Экстремальные направления акустооптического взаимодействия в  $\alpha$ -SiO<sub>2</sub>/ О. А. Бышевский, Н. В. Переломова, В. С. Бондаренко, В. В. Чкалова// Вопросы радиоэлектроники. Сер. ОВР. — 1984. — Вып. 11. — С. 133—141.
70. Клименко Б. И., Переломова Н. В., Бондаренко В. С. Объемные акустические волны и коэффициенты электроакустической связи кристаллов берлинита//Кристаллография. — 1983. — Т. 28, вып. 2. — С. 392, 393.
71. Клименко Б. И., Переломова Н. В., Бондаренко В. С. Анизотропия распространения объемных акустических волн в PbMoO<sub>4</sub>//Новые материалы для радио-, опто- и акустоэлектроники: Межвузовский сборник. — 1982. — Красноярск. — С. 27—38.
72. Залесский В. В. Анализ и синтез пьезоэлектрических преобразователей. — Ростов-на-Дону: Ростов. гос. ун-т. — 1971. — 152 с.
73. Белецкий А. Ф. Основы теории линейных электрических цепей. — М.: Связь, 1967. — 608 с.
74. Бондаренко В. С., Дуковский Г. В., Чкалова В. В. Частотные и фазовые характеристики акустооптических устройств с пьезоэлектрическими преобразователями//Вопросы радиоэлектроники. Сер. ОТ. — 1975. — Вып. 6. — С. 13—24.
75. Маттей Д. Л., Янг Л., Джонс Е. М. Фильтры СВЧ, согласующие цепи и цепи связи. — М.: Связь, 1971. — Т. 1. — 439 с.
76. Soppock R. A., Croce R. F. Wideband Optical Channelizer for Simultaneous Frequency and Direction Finding//Proc. SPIE, Acousto-Optic Bulk Wave Device. — 1979. — Vol. 214. — P. 124—128.
77. Bardos A. M., Nelson R. H., Shuman C. A. Light Data Rate Holographic Recording//Proc. Electro-Optic System Design Conf., 1974. — P. 126—132.
78. Bardos A. M. Wideband Holographic Recorder//Appl. Opt. — 1974. — Vol. 13. — P. 832—840.
79. Young E. M., Yao S. K. Linear Array Acousto-Optic Devices//Ultrason. Symp. Proc. Annapolis. — New York, 1976. — P. 666, 667.
80. Roberts H. N., Watkins J. W., Johnson R. H. High-Speed Holographic Digital Recorder//Appl. Opt. — 1974. — Vol. 13. — P. 841—855.
81. Голографическая запись двоичной информации с помощью многоканальных акустооптических модуляторов света/Ю. К. Вовк, В. К. Сапожников, Д. В. Щелопут и др.//Автометрия. — 1979. — С. 53—60.
82. Многоканальные высокочастотные акустооптические модуляторы/ Е. Т. Аксенов, Н. А. Бухарин, С. А. Рогов, Н. Н. Саенко//Квантовая электроника. Труды ЛПИ. — 1979. — № 366. — С. 45—50.
83. Многоканальный акустооптический модулятор//Л. М. Васильева, О. Б. Гусев, В. В. Клуздин и др.//Оптико-механическая пром-сть. — 1981. — № 5. С. 24—27.
84. Магдич Л. Н., Молчанов В. Я. Акустооптические устройства и их применение. — М.: Сов. радио, 1978. — 112 с.
85. Многоканальные акустооптические модуляторы для устройств ввода и оптической обработки информации в реальном масштабе времени/О. Б. Гусев, С. В. Кулаков, В. А. Мельников и др.//ЖТФ. — 1978. — Т. 48, № 1. — С. 169—179.
86. Многоканальные акустические устройства/Н. А. Есепкина, В. Ю. Петрунькин, Е. Г. Аксенов и др.//ЖТФ. — 1975. — Т. 45, № 11. — С. 2353—2360.
87. Исследование работы акустических модуляторов света с многокомпонентными металлическими связующими слоями/С. В. Кулаков, В. П. Пикарников, Д. В. Тигин и др.//Материалы I Всесоюз. конф. по проблемам управления параметрами лазерного излучения. — Ташкент, 1978. — ч. II. — С. 136, 137.
88. Yano T., Watanabe A. Broad Bandwidth TeO<sub>2</sub> Acousto-Optic Devices Bonded with Tin Metal//IEEE Trans. — 1978. — Vol. SU-25, № 3. — P. 157.
89. Larson J. D. Ultrasonically Welded Piezoelectric Transducer//IEEE Trans. — 1971. — Vol. SU-18, № 3. — P. 142—146.
90. Многоканальные ультразвуковые модуляторы света на основе кристаллов  $\alpha$ -иодноватой кислоты/В. Ф. Васин, Ю. В. Писаревский, И. М. Сильвестро-

- ва и др.//Материалы I Всесоюз. конф. по проблемам управления параметрами лазерного излучения. — Ташкент, 1978. — ч. II. — С. 103—105.
91. **Эффективный модулятор света СВЧ диапазона на основе светозвукопровода из молибдата кальция**/В. С. Бондаренко, А. Н. Палагушкин, А. А. Харин, В. В. Чкалова//Вопросы радиоэлектроники. Сер. ОВР. — 1985. — Вып. 8. — С. 67—71.
  92. **Яне Э., Шикай Я. О. Расчет акустооптических устройств**//ТИИЭР. — 1981. — Т. 69, № 1. — С. 62.
  93. **Кулаков С. В. Акустооптические устройства спектрального и корреляционного анализа сигналов.** — Л.: Наука, 1978. — 143 с.
  94. **Lindley J. P., Narse H. L. Spectrum Analysis Using Acousto-Optic Techniques**//Proc. SPIE. — 1977. — Vol. 128. — P. 68—90.
  95. **Casasent D. Optical Computing Techniques for Radar and Sonar Signal Processing**//Proc. SPIE. — 1977. — Vol. 118. — P. 100—108.
  96. **Акустооптические анализаторы спектра радиосигналов**/А. П. Белошицкий, В. М. Комаров, Б. П. Кречотень и др.//Зарубежная радиоэлектроника. — 1981. — № 3. — С. 51—70.
  97. **Введение в интегральную оптику**/Под ред. М. Барноски. — М.: Мир, 1977. — 367 с.
  98. **Исследование макета интегрального акустооптического спектроанализатора**/Е. Т. Аксенов, А. В. Кухарев, А. А. Липовский и др.//Письма в ЖТФ. — 1980. — Т. 6, № 19. — С. 1170—1173.
  99. **Демидов А. Я., Серебrenников Л. Я., Шандаров С. М. Широкополосные акустооптические ячейки на основе кристаллов  $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{Si}$ ,  $\text{PbMoO}_4$** //Акустооптические методы обработки информации. — Л.: Наука, 1978. — С. 67—72.
  100. **Блаер Г. М., Жуков А. А. Возможности многоканальных акустооптических систем двумерной обработки радиосигналов**//Применение акустооптических методов и устройств в промышленности. — Л.: Знание, 1984. — С. 25—28.
  101. **Sprague R. A. A Review of Acousto-Optic Signal Correlators**//Optical Engineering. — 1977. — Vol. 16. — P. 467—474.
  102. **Houston J. B. The Potential for Acousto-Optics in Instrumentation: An Overview for the 1980.** — Optical Engineering. — 1981. Vol. 20, N 5. — P. 712.
  103. **Cohoon R. L., Wright C. S. Acousto-Optic Convolver Digital Pulses**//Optical Engineering. — 1986. — Vol. 25. — N 3. — P. 480—489.
  104. **Готтлиб М. Оптоакустическая обработка сигналов с большим произведением времени задержки на ширину полосы**//Зарубежная радиоэлектроника. — 1973. — № 2. — С. 16—31.
  105. **Pat. 634749 USA. Acousto-Optic Signal Processing System**/Montgomery R. M.
  106. **Kellman P. Detector Integration Acousto-Optic Signal Processing**//Proc. Int. Optical Comp. Conf. — 1978. — P. 91—95.
  107. **Kellman P. Time Integrating Optical Signal Processing**//Optical Engineering. — 1980. — Vol. 19, N 3. — P. 370—375.
  108. **Акустооптический коррелятор с интегрированием во времени**/Н. А. Бухарин, Н. А. Есепкина, Б. А. Котов и др.//Автометрия, 1981. — № 3. — С. 38—42.
  109. **Исследование возможности реализации акустооптического спектроанализатора с высоким разрешением**/Н. А. Бухарин, А. В. Головин, Н. А. Есепкина и др.//Труды ЛПИ. — 1982. — № 387. — С. 82—84.
  110. **Barder T. Acousto-Optic Spectrum Analysis: High Performance Hybrid Technique**//Appl. Opt. — 1979. — Vol. 18. — P. 1668—1673.
  111. **Psaltis D., Casasent D. Time-and-Space Integrating Spectrum Analyzer**//Appl. Opt. — 1979. — Vol. 18. — P. 3203—3211.
  112. **Psaltis D. Spread Spectrum Time-and-Space Integrating Optical Processor**//Appl. Opt. — 1980. — Vol. 19. — P. 1546—1552.
  113. **Silbershatz G., Casasent D. Hybrid Time and Space Integrating Processor for Spread Spectrum Application**//Appl. Opt. — 1983. — Vol. 22. — P. 2095—2102.
  114. **Thomas E. E. Optical Spectrum Analysis of Large Space Bandwidth Signals**//Appl. Opt. — 1966. — Vol. 5. — P. 1782—1786.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие . . . . .	3
<b>1. ВВОД ИНФОРМАЦИИ В СИСТЕМЫ ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ</b> . . . . .	4
<b>1.1.</b> Структура систем оптической обработки сигналов . . . . .	4
<b>1.2.</b> Физические основы работы пространственно-временных акустооптических модуляторов света . . . . .	5
<b>2. ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ АКУСТООПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ СВЕТА</b> . . . . .	19
<b>2.1.</b> Волны в изотропных и анизотропных твердых телах . . . . .	19
<b>2.2.</b> Возбуждение объемных акустических волн резонансным пьезопреобразователем . . . . .	22
<b>2.3.</b> Диаграмма направленности резонансных пьезопреобразователей объемных волн . . . . .	24
<b>2.4.</b> Взаимное влияние каналов в акустооптическом модуляторе света . . . . .	41
<b>3. ВЛИЯНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ В АКУСТООПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРАХ НА ДИНАМИЧЕСКИЙ ДИАПАЗОН ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ</b> . . . . .	46
<b>3.1.</b> Взаимная модуляция сигналов в одноканальном акустооптическом модуляторе . . . . .	46
<b>3.2.</b> Взаимная модуляция сигналов в оптической системе с многоканальным акустооптическим модулятором . . . . .	48
<b>3.3.</b> Потери в оптической системе при ступенчатом разнесении каналов модулятора . . . . .	55
<b>4. КОНСТРУКЦИЯ И ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ АКУСТООПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ СВЕТА</b> . . . . .	59
<b>4.1.</b> Выбор материалов для пьезопреобразователя . . . . .	59
<b>4.2.</b> Выбор материалов для звукопровода . . . . .	64
<b>4.3.</b> Акустическое и электрическое согласование пьезопреобразователей . . . . .	67
<b>4.4.</b> Особенности конструкции и технологии изготовления многоканальных акустооптических модуляторов . . . . .	80
<b>4.5.</b> Методики измерения характеристик акустооптических модуляторов . . . . .	89
<b>4.6.</b> Экспериментальные исследования акустооптических модуляторов . . . . .	94
<b>5. ПРИМЕНЕНИЕ АКУСТООПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ СВЕТА В СИСТЕМАХ ОБРАБОТКИ РАДИОСИГНАЛОВ</b> . . . . .	99
<b>5.1.</b> Акустооптические спектроанализаторы . . . . .	99
<b>5.2.</b> Акустооптические корреляторы с пространственным интегрированием . . . . .	107
<b>5.3.</b> Акустооптические корреляторы с временным интегрированием . . . . .	113
<b>5.4.</b> Спектроанализаторы с временным интегрированием . . . . .	118
<b>5.5.</b> Комбинированные акустооптические системы с пространственным и временным интегрированием . . . . .	124
<b>5.6.</b> Итоги и перспективы развития акустооптических систем . . . . .	127
Список литературы . . . . .	130



Производственное издание

**Массовая библиотека инженера «Электроника»**

**БОНДАРЕНКО ВИКТОР СТЕПАНОВИЧ, ЗОРЕНКО ВЛАДИМИР ПЕТРОВИЧ,  
ЧКАЛОВА ВАЛЕРИЯ ВАЛЕРЬЕВНА**

**АКУСТООПТИЧЕСКИЕ МОДУЛЯТОРЫ СВЕТА**

Заведующий редакцией Ю. Н. Рысев  
Редактор И. П. Леонтьева  
Художественный редактор Н. С. Шейн  
Обложка художника А. С. Дзущева  
Технический редактор Г. З. Кузнецова  
Корректор Л. А. Буданцева

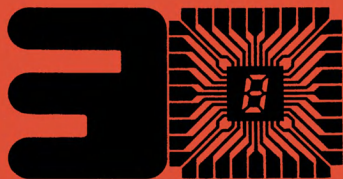
**ИБ № 1231**

Сдано в набор 09.02.88  
Т-10162      Формат 60×90/16      Бумага кн.-журн. № 2      Подписано в печать 05.05.88  
Печать высокая      Усл. печ. л. 8,5      Усл. кр.-отт. 8,75      Уч.-изд. л. 9,76      Гарнитура литературная      Тираж 8800 экз.  
Изд. № 21555      Зак. № 42      Цена 50 к.

Издательство «Радио и связь». 101000 Москва, Почтамт, а/я 693

Московская типография № 5 ВГО «Союзучетиздат». 101000 Москва, ул. Кирова, д. 40

50 к.



Акусто-  
оптические  
модуляторы  
света

Издательство «Радио и связь»