

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
Федеральное государственное автономное образовательное  
учреждение высшего образования  
«ЮЖНЫЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»**

УДК 621.391.26  
ББК 32.86

**Рецензенты:**

доктор технических наук, профессор **Румянцев К.Е.**;  
кандидат технических наук, старший научный сотрудник  
**Пивоваров И.И.**

**Шибает С.С., Помазанов А.В., Вольфовский Б.Н.** Акустооптические процессоры. Алгоритмы и погрешности измерений. – Таганрог: Изд-во ЮФУ, 2015. – 212 с.

**С.С. Шибает, А.В. Помазанов, Б.Н. Вольфовский**

**АКУСТООПТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССОРЫ.  
АЛГОРИТМЫ И ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ**

Описаны особенности построения и функционирования акустооптических измерителей частоты параллельного и последовательного типов. Систематизированы виды и причины погрешностей измерения частоты названными устройствами; описаны методы их минимизации. Приведены алгоритмические способы измерения частоты повышенной точности и варианты аппаратного расширения возможностей измерителей.

Рассчитано на студентов вузов радиоэлектронного и вычислительного профилей, а также на разработчиков измерителей параметров сигналов на акустооптической и другой элементной базе.

Таганрог  
Издательство Южного федерального университета  
2015

© С.С. Шибает, А.В. Помазанов,  
Б.Н. Вольфовский, 2015  
© ЮФУ, 2015

## Введение

При выборе метрологического обеспечения измерений параметров сигналов определяющими аргументами в пользу того или иного технического решения являются широкополосность прибора, его быстродействие и точностные характеристики.

В настоящее время известно несколько типов измерителей параметров. Среди перспективных устройств отметим, прежде всего, многоканальный приёмник – многоканальный фильтр, появившийся исторически раньше прочих. Это также и приёмник мгновенного измерения частоты, в котором осуществляется слежение за зависящим от частоты значением разности фаз между задержанным и незадержанным сигналами. Это акустооптический (АО) измеритель параметров сигналов (АОИПС), обладающий уникальной возможностью измерения мгновенного спектра фрагмента сигнала, находящегося в апертуре АО-дефлектора (АОД). Отметим также приёмник со сжатием импульсов, использующий дисперсионные линии задержки на поверхностных акустических волнах в сочетании с высокоскоростной цифровой обработкой, и процессор, выполняющий быстрое преобразование Фурье.

Следует отметить, что развитием существующих и поиском новых технических решений по измерению параметров сигналов интенсивно и систематически занимаются как у нас в стране, так и за рубежом. При этом мнения специалистов относительно преимуществ и недостатков названных типов измерителей и вытекающих отсюда концепций построения аппаратуры неоднозначны и непостоянны. Эти мнения (как во всяком динамически развивающемся процессе) пересматриваются и меняются с появлением и развитием новой элементной базы, появлением прогрессивных технических решений и появлением в связи с этим новых возможностей по созданию новой и модернизации существующей аппаратуры.

Некоторые специалисты считают наиболее перспективными частотно-определятельными устройствами многоканальные приёмники, базирующиеся на современных достижениях технологии изготовления фильтров на поверхностных акустических и магнитостатических волнах или на микрополосковых линиях. Появление перечисленных компонентов оживило интерес к таким приёмникам и инициировало предпосылки для создания на их основе компактных измерителей частоты.

Не меньший интерес для разработчиков представляют измерите-

ли, выполненные на базе приёмников мгновенного измерения частоты. Эти устройства достаточно широкополосны (полоса рабочих частот может достигать единиц гигагерц) и способны работать на частотах в десятки гигагерц. Экономически более выгодно использовать данный тип приёмников с несколькими линиями задержки, каждая из которых рассчитана на работу в определённом участке диапазона частот. Привлекательными качествами таких измерителей являются приемлемые метрологические и массогабаритные характеристики, сравнительно несложный алгоритм обработки информации, доступность и относительная дешевизна используемой элементной базы, очевидная реализуемость технических и конструкторско-технологических решений.

АОИПС уступает описанным измерителям в широкополосности, но превосходит приёмник мгновенного измерения частоты в помехозащищённости и обладает способностью одновременно анализировать несколько совпадающих во времени сигналов.

Существующая в настоящее время АО-элементная база позволяет разрабатывать устройства в диапазоне единиц гигагерц с полосой рабочих частот до 1 ГГц. Сопоставительный анализ показывает, что структура построения АО-анализатора спектра наиболее близка к структуре построения многоканального приёмника. АО-анализатор можно рассматривать как многоканальный АО-фильтр. При этом, при одинаковом быстродействии и ширине полосы пропускания АО-фильтра и фильтра многоканального приёмника, АО-анализатор превосходит последний в точности измерения и разрешающей способности по частоте. Для получения в многоканальном приёмнике метрологических характеристик аналогичных АО-анализатору, необходимо сужать полосы пропускания фильтров приёмника. Однако сужение указанных полос сопряжено с уменьшением быстродействия (увеличением инерционности, или, что одно и то же, увеличением времени переходных процессов). Такое положение вещей объясняется тем, что у многоканального приёмника ширина полосы пропускания и инерционность фильтра регулируются его добротностью. Поэтому изменение (улучшение) одного из параметров (ширины полосы пропускания или инерционности) неизбежно влечёт за собой изменение (ухудшение) другого. У АО-анализатора инерционность и полоса пропускания АО-фильтра регулируются независимо и отдельно: инерционность определяется длительностью апертурного времени АО-модулятора, а ширина полосы пропускания АО-фильтра – линейными размерами эле-

ментов фотоприёмника.

Начальный период развития АО-методов измерения параметров сигналов характеризовался тем, что некоторые технические решения носили ещё эвристический характер или представляли собой заимствования известных технических решений реализованных на другой элементной базе. Естественно, что эти решения не в полной мере учитывали особенности работы АО-приёмников и (как следствие) уменьшали эффективность их использования. Между тем, с появлением АО-устройств, измеряющих мгновенный спектр, появились возможности измерения качественно новых характеристик сигналов (например, интегральной спектральной характеристики) и возможности, в связи с этим, разработки и реализации качественно новых принципов построения аппаратуры. В частности, известны АО-демодуляторы сигналов с фазокодовой манипуляцией (ФКМ), принцип действия которых основан на слежении за динамикой изменения мгновенного спектра при прохождении скачка фазы через апертуру АО-модулятора. Эти устройства позволяют и демодулировать ФКМ-сигнал, и оценивать для него величину и знак скачка фазы. При использовании двумерных многоходовых АО-модуляторов и двумерных фотоприёмников возможно оценивание и частоты сигнала, и направления его прихода.

Несомненное достоинство приёмника со сжатием импульсов состоит в наличии у него разрешающей способности по частоте, т.е. способности к раздельному частотному анализу совпадающих во времени сигналов. Вместе с тем он уступает другим типам приёмников и в широкополосности, и в способности работать на достаточно высоких частотах. Это связано со сложностью создания высокочастотных и широкополосных линий задержек с квадратичной дисперсионной характеристикой. Поэтому в известных технических решениях требуемый участок частотного диапазона, с целью последующего анализа, переносят в полосу рабочих частот такого приёмника.

У процессоров быстрого преобразования Фурье так же, как и у АОИПС, и у приёмника со сжатием импульсов имеется разрешающая способность по частоте. Однако потенциальные возможности этих измерителей в части увеличения разрешающей способности по частоте и точности измерения частоты в большом динамическом диапазоне уровней сигналов существенно большие. Достижимые метрологические характеристики этих измерителей частотных параметров напрямую связаны с быстродействием используемых аналого-цифровых

преобразователей (АЦП) и быстродействием цифрового процессора. Как известно, дискретность измерения частоты с помощью данного типа процессора уменьшается с увеличением длительности обрабатываемых реализаций; полоса анализируемых частот увеличивается с уменьшением периода между отсчётами сигнала, а экспансия в сторону высоких частот связана с уменьшением времени преобразования (времени выборки) АЦП. Наблюдаемое в последнее время бурное развитие цифровых методов обработки сигналов сопровождается разработкой относительно широкополосных и высокочастотных цифровых процессоров. Но в абсолютном выражении потенциально достижимый диапазон рабочих частот таких измерителей недостаточен для абсолютного доминирования над АО-процессорами (АОП), в частности, над процессорами в гибридном исполнении, сочетающими АО и последующую цифровую обработку сигналов.

Настоящая работа является результатом обобщения многолетнего положительного опыта сотрудников Южного федерального университета по разработке, изготовлению и настройке АОИПС.

АО-измеритель, появившийся исторически раньше, в настоящее время трансформировался в АОП, объединяющий в одном конструктиве и аппаратную (элементы оптического тракта, заканчивающиеся фотоприёмником), и вычислительную часть, в которой реализованы алгоритмы первичной и вторичной обработки информации с фотоприёмника.

Значительное внимание в книге уделено исследованию (гл. 2) погрешностей измерений частотных, амплитудных и временных параметров сигналов.

Погрешности систематизированы и по источникам возникновения (входной и оптический тракт, лазерный источник, акустооптический дефлектор, фотоприёмник), и по отклонениям реальных технических и конструктивных характеристик элементов АОП от идеальных. Исследовались нежелательные отклонения амплитудных, амплитудно-частотных, спектральных, пространственных, временных, частотных и других характеристик и их вклад в погрешности измерений.

Поскольку изучение погрешностей измерений параметров сигналов было бы слишком абстрактным и неполным без привязки к известным базовым схемам построения АОП, то в гл. 1 кратко рассмотрены соответствующие структурные схемы и принципы их функционирования. В этой же главе даётся определение аппаратной функции –

одной из основных характеристик, определяющих метрологические возможности АОП.

Алгоритмическое обеспечение АОП, рассмотренное в гл. 3, включает в себя обзор так называемых традиционных (грубых) алгоритмов, разработанных для многоканальных измерителей параметров сигналов до появления АОП, и описание высокоточных авторских алгоритмов, учитывающих специфику работы АОИПС и разработанных специально для них.

Кроме того, описаны алгоритмы аппроксимации кривой настройки – зависимости частот настройки фотодиодов фотоприёмника от их порядковых номеров в фотоприёмнике. Учет в АОП кривой настройки уменьшает погрешности измерения частоты.

Глава 4 посвящена перспективным исследованиям, направленным на улучшение метрологических характеристик акустооптических измерителей – расширение полосы анализируемых частот, увеличение разрешающей способности по частоте и коррекцию качества лазерного излучения.

## ГЛАВА 1 АО-ПРОЦЕССОРЫ. СХЕМНЫЕ РЕШЕНИЯ И КОНСТРУКТИВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ

### 1.1. Акустооптический преобразователь Фурье

Ядром акустооптического процессора – измерителя параметров сигналов – является акустооптический преобразователь Фурье (АОПФ), осуществляющий Фурье-преобразование радиосигнала, поступающего на его вход, в выходное пространственно-временное распределение интенсивности светового сигнала (РИСС). РИСС на выходе АОПФ соответствует мгновенному спектру мощности либо всего входного радиосигнала, либо его фрагмента длительностью  $T_0$ .

Рассмотрим подробнее устройство и принцип действия АОПФ (рис. 1.1). Этот преобразователь включает в себя:

- монохроматический источник света 1 (лазер);
- коллиматор 2, формирующий лазерный пучок нужной апертуры;
- акустооптический дефлектор (АОД) света 3 [1,2]. АОД пред-

ставляет собой оптически прозрачный (в форме параллелепипеда) кристалл. Этот кристалл является хорошим светозвукопроводом, т.е. проводником и световых, и акустических колебаний;

- интегрирующая линза (или Фурье-объектив) 4;
- фотоприемное устройство (ФПУ) 5, регистрирующее световой сигнал и преобразующее его в электрический. Фотоприемник расположен в фокальной плоскости Фурье-объектива.

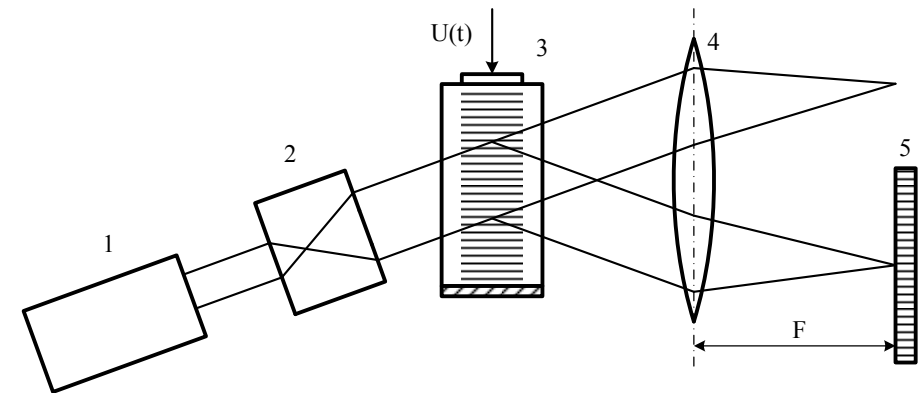


Рис. 1.1

Радиосигнал  $U(t)$ , поступающий на ВЧ-вход АОД, преобразуется на его торцевой грани в акустические колебания, распространяющиеся по светозвукопроводу. Эти колебания, являющиеся пространственно-временным акустическим аналогом анализируемого радиосигнала, изменяют оптические свойства кристалла (показатель преломления) по закону  $U(t)$ . Промодулированная таким образом оптическая среда кристалла с изменяющимся показателем преломления является для проходящего монохроматического света дифракционной решеткой.

При облучении боковой грани кристалла АОД сколлимированным лазерным пучком проходящая через решётку световая волна будет подвергаться дифракции на акустическом аналоге сигнала.

Модулированный по фазе световой сигнал на выходной грани АОД будет связан с распределением светового сигнала в спектральной плоскости интегрирующей линзы (при малых индексах фазовой модуляции) прямым преобразованием Фурье:

$$|G(v, t)|^2 = \left| \int_t^{t+T_0} U(\tau) \exp(-j2\pi v \tau) d\tau \right|^2. \quad (1.1)$$

Это распределение (в котором  $v$  – пространственная частота), представляющее собой РИСС и формирующееся в реальном времени, описывает мгновенный спектр [3] сигнала  $U(t)$  на скользящем, прямоугольном по форме временном интервале, длительностью  $T_0$ . Эта длительность, называемая апертурным временем, связана с пространственной протяженностью  $Z$  акустического аналога сигнала в кристалле АОД зависимостью:

$$T_0 = Z/V, \quad (1.2)$$

где  $V$  – скорость распространения акустических колебаний в светозвукпроводе.

Отметим, что уникальная возможность формирования с помощью АОПФ мгновенного спектра в форме (1.1) объясняется различием скоростей распространения световых и акустических колебаний в кристалле АОД. Поскольку они разнятся примерно на 5 порядков, то в каждый момент времени  $t$  информация о сигнале (в виде дифракционной решетки в кристалле АОД, отображающей фрагмент сигнала длительностью  $T_0$ ) практически неподвижна для проходящего через кристалл света.

Изменяя апертурное время  $T_0$ , можно активно влиять на форму РИСС на фотоприемнике. Это ценное качество АОПФ полезно при работе с простыми и частотно-модулированными (ЧМ) сигналами. Так, например, выбирая время  $T_0$  из условия [4]

$$T_0 \leq 1/\sqrt{\gamma_{\max}}, \quad (1.3)$$

где  $\gamma_{\max}$  – максимальная ожидаемая скорость перестройки частоты анализируемого ЧМ-сигнала, получим РИСС (1.1), форма которого практически не будет зависеть от скорости перестройки частоты ЧМ-сигнала  $\gamma$  и от девиации частоты в апертуре. При облучении АОД плоской световой волной эта форма практически будет совпадать с формой распределения  $\{\sin(\pi x)/\pi x\}^2$ , т.е. распределения, соответствующего

щего спектральной функции немодулированного прямоугольного радиоимпульса. В связи с этим условие (1.3) называют условием квазигармоничности. Распределение  $\{\sin(\pi x)/\pi x\}^2$  имеет, как известно, один глобальный максимум, уровень которого соответствует уровню фрагмента сигнала, находящегося в данный момент времени  $t$  в апертуре. При этом пространственное положение глобального максимума на фотоприемнике будет соответствовать средней частоте  $f_t$  спектра  $f(t)$ :

$$f_t = \frac{1}{T} \int_t^{t+T_0} f(t) dt. \quad (1.4)$$

Здесь  $f(t)$  – закон изменения частоты радиосигнала. Кроме того, форма РИСС в плоскости фотоприемника будет симметрична относительно точки  $f_t$ , соответствующей средней частоте.

Из сказанного следует, что задача измерения средней частоты сводится либо к определению положения на фотоприемнике абсциссы глобального максимума РИСС, либо к определению точки пересечения с фотоприемником оси симметрии РИСС. Отметим, что последовательность (совокупность) измеренных с дискретностью во времени  $T_0$  средних частот можно рассматривать как дискретную аппроксимацию закона изменения частоты.

Поскольку РИСС (1.1) формируется световым пучком на всем фотоприемнике одновременно, то АОПФ, по способу записи информации на фотоприемник, следует отнести к устройствам параллельного типа. По способу считывания информации с фотоприемника возможны два технических решения. Одно из них (в нём считывание информации осуществляется одновременно со всех фотодиодов фотоприемника) входит в состав АОИПС параллельного типа, а другое (в котором информация с фотодиодов считывается поочередно, поэлементно) составляет АОИПС последовательного типа. Рассмотрим эти технические решения и сопоставим их между собой.

## 1.2. АО-измеритель параллельного типа

Оптическая часть данного устройства аналогична типовой, приведенной на рис. 1.1. ФПУ представляет собой  $N$ -элементную линейку 1,

либо матрицу (с объединенными строками) фотодиодов с отдельными выходами (рис. 1.2).

Получается дискретный по частоте фотоприёмник с параллельным считыванием. К выходу каждого фотодиода подсоединяют видеоусилитель 2 и пороговое устройство (ПУ) или аналого-цифровой преобразователь (АЦП) 3. Выходы устройств 3 подключают к формирователю кодов частоты и уровня 4.

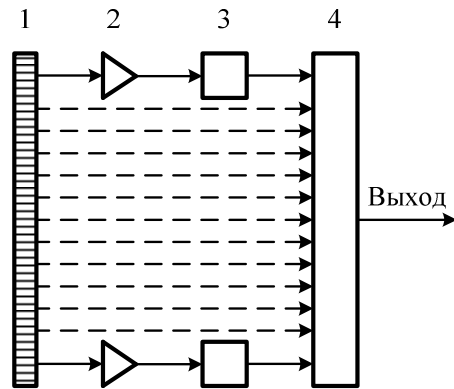


Рис. 1.2

Если видеоусилители нагружены на пороговые устройства, то уровень порога выбирают таким, чтобы он превышался основным лепестком РИСС (1.1). Сигналы на выходах пороговых устройств принимают значения логических "1" или "0", в зависимости от того, превышен или нет пороговый уровень усиленным сигналом.

Простейший алгоритм определения мгновенной частоты сводится к выделению группы сработавших пороговых устройств и соответствующих им фотодиодов. Значение мгновенной частоты отождествляют с пространственным положением оси симметрии группы фотодиодов, соответствующих сработавшим пороговым устройствам. Результат измерения представляют в виде кода мгновенной частоты.

N сигналов уровней логических "0" и "1" с выходов пороговых устройств поступают в формирователь кода оси симметрии РИСС, где они трактуются как N-разрядный двоичный код, состоящий из "0" и "1". В этом коде среди лог. "0" будет присутствовать группа лог. "1"

(не содержащая "0" внутри группы), положение которых в коде соответствует номерам пороговых устройств, на которых имело место превышение сигналом порогового уровня.

Код оси симметрии, соответствующий мгновенной частоте сигнала длительностью  $T_0$ , вычисляется по формуле

$$K_f = (m_1 + m_2), \quad m_2 \geq m_1, \quad (1.5)$$

где  $m_1$  и  $m_2$  – порядковые номера младшей и старшей "1" в группе.

Код  $K_f$  используется для вычисления частоты  $f_B$  радиосигнала в соответствии с выражением

$$f_B = F_N + \Delta f(K_f - K_N), \quad (1.6)$$

где  $F_N$  – нижняя граница диапазона анализируемых частот;  $\Delta f$  – шаг сетки частот (дискретность измерения частоты);  $K_N$  – код частоты, соответствующий радиосигналу с частотой  $F_N$ .

Можно показать, что максимально возможное количество кодов  $Q_{MAX}$  мгновенной частоты (кодов оси симметрии), формально вычисляемых по формуле (1.5) для N-элементного фотоприёмника, равно  $Q_{MAX} = (2N-1)$ . На практике количество таких кодов Q всегда меньше  $Q_{MAX}$ . Оно определяется уровнем сигнала (который может изменяться в пределах динамического диапазона АОИПС), уровнем выбранного порога и количеством L пороговых устройств, срабатывающих в пределах основного лепестка РИСС (считается, что РИСС попадает на фотоприёмник полностью).

Теоретически минимально возможное количество срабатывающих пороговых устройств  $L_{MIN}$  может варьироваться в пределах  $1 \leq L_{MIN} \leq 2$  (при работе с сигналами на уровне чувствительности АОИПС). Этой ситуации соответствует максимально возможное количество кодов  $Q = Q_{MAX}$ . Но поскольку выбор  $L_{MIN} = 1$  нежелателен из соображений помехоустойчивости, то приемлемым становится соотношение  $2 \leq L_{MIN} \leq 3$ .

Если основной лепесток РИСС попадает на фотоприёмник не полностью, то количество сработавших пороговых устройств будет меньше L. Такая ситуация может, например, иметь место, если частота анализируемого радиосигнала соответствует частоте пространственного расположения (частоте настройки) крайнего (слева или справа) фо-

тодиода фотоприёмника. В этом случае, половина основного лепестка РИСС будет освещать  $L/2$  фотодиодов фотоприёмника, а другая половина лепестка освещать фотоприёмник не будет, поскольку будет находиться ниже нижней (или выше верхней) частотной границы фотоприёмника. Вследствие этого количество сработавших пороговых устройств будет равно не  $L$ , а  $L/2$ .

Остановимся на специфике выбора кода  $K_N$ , входящего в (1.6). Этот код, очевидно, должен соответствовать положению оси симметрии РИСС на фотоприёмнике для радиосигнала с частотой  $F_N$ . Если на частоту  $F_N$  настроить крайний фотодиод, т.е. фотодиод с порядковым номером  $m_1=0$ , то через него будет проходить ось симметрии РИСС и, следовательно, код  $K_N$  должен быть равен  $m_1$ , т.е. равен “0”. Но, как было показано в предыдущем абзаце, для описанной ситуации количество сработавших пороговых устройств будет равно  $L/2$ . И в соответствии с этим, порядковые номера  $m_1$  и  $m_2$ , входящие в (1.5) получатся равными:  $m_1=0$ ;  $m_2=L/2-1$ , а код  $K_f=L/2-1$ . При подстановке этого кода  $K_f$  в (1.6) получим вычисленную частоту радиосигнала не  $F_N$ , а  $F_N + \Delta f(L/2-1)$ ; таким образом, погрешность вычисления частоты составит  $\Delta f(L/2-1)$ .

Очевидно, что эта погрешность будет меняться в динамическом диапазоне, поскольку величина  $L/2$ , входящая в формулу погрешности, зависит от уровня сигнала.

Чтобы избавиться от указанной погрешности, на частоту  $F_N$  следует настроить фотодиод с порядковым номером  $m_N = (L_{MAX}/2-1)$ , где  $L_{MAX}$  – количество срабатывающих пороговых устройств при работе с максимальным сигналом, т.е. сигналом, соответствующим верхней границе динамического диапазона (если  $L_{MAX}$  нечётное, то его следует увеличить на “1”). Можно показать, что при такой настройке код  $K_N$  получится равным  $K_N = 2m_N = L_{MAX} - 2$ .

Аналогичную настройку (руководствуясь приведенной мотивацией) следует выполнить и в верхней части частотного диапазона, для верхней граничной частоты  $F_V$ . На частоту  $F_V$  следует настроить фотодиод с порядковым номером  $m_V = N - L_{MAX}/2 - 2$ .

В результате таких настроек  $(L_{MAX} - 2)$  фотодиодов будут вынесены за полосу анализа.  $(L_{MAX}/2 - 1)$  фотодиодов окажется ниже частоты  $F_N$  и столько же фотодиодов окажется выше частоты  $F_V$ . В результате частоты фотодиодов, размещённых вне полосы анализа, не будут входить в сетку частот АОИПС, но будут участвовать в формировании

кода оси симметрии на краях частотного диапазона.

Поскольку  $(L_{MAX} - 2)$  фотодиодов  $N$ -элементного фотоприёмника будут размещены вне полосы анализа, а  $(N - L_{MAX} - 2)$  фотодиодов – в полосе, то частотный интервал между фотодиодами (дискретность их размещения)  $\Delta f_D$  будет равен

$$\Delta f_D = \Delta F / [(N - L_{MAX} - 2) - 1], \quad (1.7)$$

где  $\Delta F$  – полоса частот, анализируемых АОИПС.

При этом шаг сетки частот (дискретность измерения частоты)  $\Delta f$  окажется равным

$$\Delta f \approx \Delta f_D / 2 = \Delta F / 2[(N - L_{MAX} - 2) - 1]. \quad (1.8)$$

Погрешность измерения частоты, связанную с дискретностью  $\Delta f$ , называют погрешностью квантования. Её среднеквадратичное значение  $\sigma_f$  для равномерного распределения измеряемых частот в полосе  $\Delta F$  составляет  $\sigma_f \approx 0,289 \Delta f$ .

Поскольку дискретность  $\Delta f$  и погрешность квантования, при фиксированном отношении сигнал/шум (ОСШ), определяется числом фотодиодов (числом частотных каналов), то, наращивая число фотодиодов и соответствующих им частотных каналов, массогабаритные характеристики и энергопотребление, можно уменьшить этот вид погрешности.

Однако следует подчеркнуть, что если погрешности измерения частоты, связанные с неидентичностью каналов, неравномерностью АЧХ, неидеальностью измерителя, наличием шумов и мешающих сигналов, окажутся существенно больше погрешности квантования, то дальнейшее увеличение числа фотодиодов и частотных каналов становится бессмысленным и ведет к неоправданному усложнению и схемных, и конструкторско-технологических решений. Кроме того, настройка и регулировка измерителя в этом случае не приведёт к желаемому результату – уменьшению погрешности измерения частоты. Таким образом, в выборе количества фотодиодов должен соблюдаться разумный оптимум.

Алгоритм измерения уровня сигнала в АОИПС (и параллельного, и последовательного типа) сводится к нахождению и измерению мак-

симула РИСС (1.1). Этот максимум отождествляется с искомым уровнем сигнала. Поскольку на линейке фотодиодов (дискретном по частоте фотоприёмнике) РИСС представлено дискретными (по частоте) отсчётами, то измерение уровня сигнала сводится к нахождению фотодиода с максимальным сигналом и измерению его уровня. Погрешность такого измерения (она всегда положительна) связана с тем, что частота сигнала может не совпадать с частотой настройки фотодиода и, следовательно, ось симметрии РИСС, на которой расположен максимум сигнала, может не проходить через центр фотодиода. Из-за этого несовпадения уровень сигнала на фотодиоде будет не больше искомого уровня сигнала.

### 1.3. АО-измеритель последовательного типа

В этом устройстве осуществляется одновременная (параллельная) запись светового сигнала на весь фотоприёмник и поочередное (поэлементное или последовательное) считывание информации с фотоприёмника.

Один из вариантов последовательного считывания может быть реализован при использовании в качестве фотоприёмника  $N$ -элементной линейки ПЗС. Устройство с такой линейкой 1 (рис. 1.3) работает циклично, и цикл (с периодом  $T_{Ц}$ ) включает в себя время записи  $T_3$  (обновления) информации на фотоприёмнике и время её считывания  $T_{сч}$ .

Во время записи  $N$  фотодиодов фотоприёмника (элементы линейки ПЗС) регистрируют и запоминают в аналоговой форме уровни сигналов, пропорциональные интенсивности падающего на фотоприёмник распределения (1.1). Сохраненная совокупность из  $N$  аналоговых сигналов представляет собой дискретную (по частоте) аппроксимацию РИСС. Во время считывания запомненные аналоговые сигналы поочередно, с периодом  $T_T = 1/f_T$  ( $f_T$  – тактовая частота считывания), формируются и появляются на выходе линейки ПЗС. Далее они усиливаются, оцифровываются и сравниваются с фиксированным цифровым порогом, выбираемым обычно близким к уровню чувствительности устройства. При превышении сигналом порога формируется сигнал уровня лог. “1”; в противном случае – лог. “0”.

$N$  логических сигналов после пороговой обработки рассматриваются как двоичный  $N$ -разрядный цифровой код, состоящий из “1” и

“0”. Моменты превышения цифровыми сигналами порога и соответствующие этим моментам порядковые номера ( $m_1$  и  $m_2$ ) логических “1” в цифровом коде регистрируются и используются для вычисления кода оси симметрии и соответствующей этому коду частоты по формулам (1.5) и (1.6).

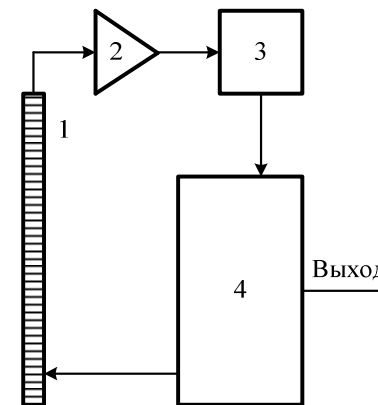


Рис. 1.3

Настройки АОИПС, связанные с выбором кода  $K_N$ , входящего в (1.6), осуществляют, так же как и в АОИПС параллельного типа, по вышеизложенной методике. Оценка погрешности измерения частоты, связанная с дискретностью сетки частот, и алгоритм измерения уровня сигнала также аналогичны вышеописанным.

Для реализации алгоритма рассматриваемый АОИПС с последовательным съёмом информации (рис. 1.3) включает в себя генератор циклических (с периодом  $T_{Ц}$ ) и тактовых (с периодом  $T_T$ ) импульсов, усилитель 2, АЦП 3, схему сравнения с порогом и схему формирования кодов частоты. Генераторы циклических и тактовых импульсов, схема сравнения и схема формирования кодов реализованы в контроллере 4 (который часто строится на базе программируемой логики).

Отметим, что в этом АОИПС периоды  $T_{Ц}$  и  $T_T$  должны быть связаны между собой соотношением  $T_{Ц} = T_3 + N \cdot T_T$ . Поскольку на практике  $T_3 \ll N \cdot T_T$ , то справедливо приближённое равенство  $T_{Ц} \approx N \cdot T_T$ , из которого следует, что коды частоты на выходе этого измерителя будут формироваться с минимальной временной задержкой, равной  $T_{Ц}$ . Для



уменьшения времени считывания и временной задержки уменьшают период считывания  $T_T$ , для чего работают на предельно возможных тактовых частотах  $f_T$ .

Очевидно, что по массогабаритным характеристикам и характеристикам энергопотребления АОИПС последовательного типа выгодно отличается от АОИПС параллельного типа.

В другом варианте построения АОИПС последовательного типа (рис. 1.4), в спектральной плоскости вместо фотоприёмника располагают второй АОД (АОД2) 9.

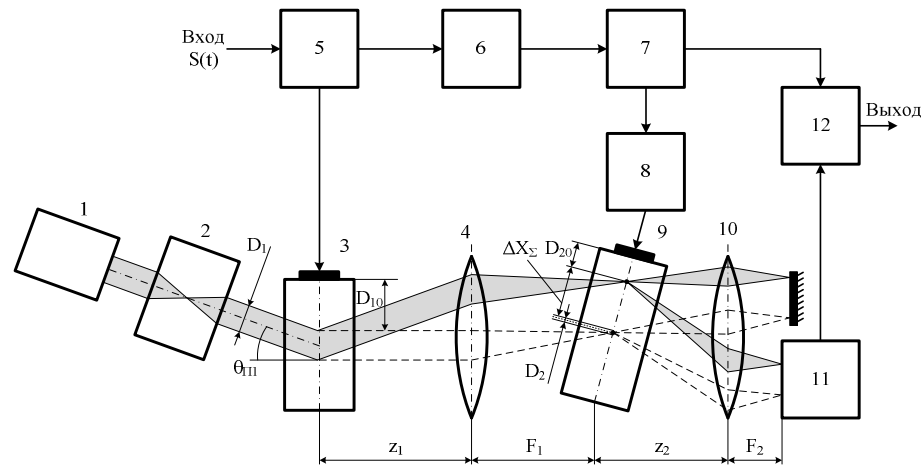


Рис. 1.4

Он облучается не прямым пучком от лазера, а световым сигналом (РИСС), представляющим собой Фурье-преобразование сигнала, находящегося в апертуре первого АОД (АОД1) 3. Здесь, так же как и на рис. 1.1: 1 – лазер, 2 – коллиматор, 4 – объектив. Световой сигнал, облучающий АОД2 при выполнении (1.3) будет иметь практически неменяющуюся, заранее известную форму (например, форму гауссоиды). При этом пространственное положение его апертуры на боковой грани АОД2, будет определяться значением средней частоты фрагмента сигнала  $f_t$ , находящегося в момент времени  $t$  в апертуре АОД1. Заметим, что с изменением частоты  $f_t$  меняются и пространственное положение апертуры светового сигнала, и теньевое апертурное время (временной

интервал между моментом подачи сигнала на электрический вход АОД2 и моментом входа акустического сигнала в апертуру). Из сказанного следует, что измерения теневого апертурного времени равносильны определению пространственного положения апертуры светового сигнала на боковой грани АОД2 и, следовательно, измеренным значениям теневого апертурного времени можно поставить в соответствие искомые значения средней частоты  $f_t$ .

Устройство (рис. 1.4), реализующее измерения теневого апертурного времени и соответствующей ему мгновенной частоты включает в себя АОПФ (см. рис. 1.1), в котором вместо фотоприёмника, установлены: АОД2 9, ещё один интегрирующий объектив 10 и дискретный фотоприёмник 11 (например, фотоэлектронный умножитель или p-i-n-фотодиод) в фокальной плоскости объектива. Дополнительно в схему введены: ВЧ делитель 5, детектор 6, формирователь 7.

На практике, в интересах измерения частоты, можно определять не теньевое апертурное время, а временной интервал  $T_{ви}$  между моментом подачи сигнала на электрический вход АОД2 и моментом достижения акустическим сигналом середины апертуры.

С этой целью на электрический вход АОД2 подают от генератора 8 считывающий радиоимпульс. Его несущую частоту  $f_T$  выбирают фиксированной, а форму огибающей и пространственную длительность – совпадающей с формой и размерами апертуры светового сигнала, облучающего АОД2. Такое согласование параметров радиоимпульса и апертуры позволяет максимизировать отношение сигнал-шум (ОСШ) на выходе фотоприёмника 11 и оптимизировать, благодаря этому, измерение интервала  $T_{ви}$ .

При входе считывающего радиоимпульса в апертуру и продвижении его по ней выполняются условия дифракции в АОД2 и выполняется Фурье-преобразование распределения, сформированного в его сигнальной плоскости. При этом на выходе фотоприёмника, установленного в точке, соответствующей частоте  $f_T$ , формируется отклик.

Измерение мгновенной частоты в этом устройстве сводится, как уже отмечалось, к измерению временного интервала  $T_{ви}$  измерителем 12. Окончание интервала  $T_{ви}$  отождествляют с моментом достижения откликом на выходе фотоприёмника максимального значения. Измеренному интервалу  $T_{ви}$  ставят в соответствие частоту. Дискретность и точность измерения частоты описанным устройством определяются дискретностью и точностью измерения временных интервалов.

Очевидно, что полосе анализируемых частот  $\Delta F$ , которые можно измерить с помощью АОИПС, можно поставить в соответствие диапазон пространственных положений апертуры светового сигнала и диапазон  $\Delta T$  соответствующих пространственным положениям временных интервалов  $T_{\text{ви}}$ . Диапазон измеряемых интервалов  $\Delta T$  изменяется в пределах  $T_{\text{вимин}} \leq \Delta T \leq T_{\text{вимах}}$ . Отметим, что  $T_{\text{вимах}}$  – аналог времени считывания  $T_{\text{сч}}$ .

Определим количество частот  $W$ , измеряемых АОИПС с полосой анализа  $\Delta F$  и шагом сетки частот  $\Delta f$ . Оно составит

$$W \approx \Delta F / \Delta f. \quad (1.9)$$

Поскольку между  $\Delta F$  и  $\Delta T$ , а также между интервалами  $T_{\text{ви}}$  и частотами сигнала существует взаимно-однозначное соответствие, то это значит, что для получения  $W$  дискретных значений частоты временные интервалы  $T_{\text{ви}}$  необходимо различать с шагом (с дискретностью)  $\Delta t_{\text{ш}}$  по времени

$$\Delta t_{\text{ш}} = \Delta T / W. \quad (1.10)$$

Из (1.10) следует, что для увеличения шага  $\Delta t_{\text{ш}}$  (а это желательно, для упрощения технического решения и улучшения метрологических характеристик АОИПС) следует увеличивать (при  $W = \text{const}$ ) диапазон  $\Delta T$ . В свою очередь, для увеличения  $\Delta T$  следует выбирать кристалл для АОД2 из материала с малой скоростью распространения акустических колебаний и одновременно увеличивать диапазон изменения пространственных положений апертуры светового сигнала на боковой грани АОД2 в полосе частот  $\Delta F$ .

Среднеквадратичная погрешность измерения частоты (погрешность квантования) этим АОИПС составит  $\sigma_f \approx 0,289 \Delta f \equiv 0,289 \Delta t$  (где  $\Delta t$  – дискретность измерения временных интервалов). Отсюда следует, что для уменьшения  $\sigma_f$  следует стремиться к уменьшению  $\Delta t$ . Но возможности измерения временных интервалов с дискретностью  $\Delta t$  ограничены быстроедействием используемой элементной базы.

Так, например, для  $\Delta T = 5$  мкс и  $W = 500$  получим по формуле (1.10)  $\Delta t_{\text{ш}} = 10$  нс. Если исходить из того, что на шаг  $\Delta t_{\text{ш}}$  должно приходиться 2–5 отсчётов временных интервалов, то требуемая величина  $\Delta t$  в этом случае составит 2–5 нс.

При анализе импульсов, длительность которых меньше апертур-

ного времени  $T_0$  в АОД1, измерение частоты получится неоптимальным из-за расширения РИСС в плоскости АОД2.

Апертурное время  $T_0$  в АОД1 желательно выбирать равным  $\Delta T$ . В этом случае можно обеспечить беспропусковый (по каждому импульсу) режим анализа сигналов. Но такой выбор апертурного времени автоматически накладывает ограничения, в соответствии с (1.3), на максимальную скорость перестройки частоты ЧМ-сигналов, которые могут быть проанализированы этим устройством.

Сопоставление рассмотренных вариантов построения АОИПС последовательного типа показывает, что в АОИПС с использованием двух АОД можно, по-видимому, получить меньшее время обзора полосы анализа, чем в АОИПС с использованием линейки ПЗС.

Более подробно с детальными конструктивными особенностями (в том числе и цифровой части) АОП обоих типов (последовательного и параллельного) можно ознакомиться в [5–7].

#### 1.4. Аппаратная функция АО-измерителя

Если пренебречь затуханиями, связанными с распространением сигнала по материалу кристалла АОД, то прохождение сигнала  $U(t)$  через кристалл можно охарактеризовать произведением  $S(t) = U(t) \cdot h(t)$ , где  $h(t)$  – функция временного окна (апертурная функция): для случая равномерной засветки апертуры АОД  $h(t) = 1$  при  $t \in (t, t+T_0)$ ;  $h(t) = 0$  при  $t \notin (t, t+T_0)$ .

Спектральное представление функции  $S(t)$  при прохождении через АОД гармонического сигнала  $U(t) = \cos(2\pi f_0 t)$  называют [8] аппаратной функцией (АФ)

$$\eta(f) = \sin(\pi(f - f_0)T_0) / (\pi(f - f_0)T_0) = \text{sinc}((f - f_0)T_0). \quad (1.11)$$

Для произвольного вида функции  $h(t)$  АФ определяется общим выражением

$$\eta(f) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) \exp(-j2\pi(f - f_0)t) dt. \quad (1.12)$$

В любом случае вместо исходного сигнала  $U(t)$  спектральному анализу подвергается функция  $S(t)$ , в связи с чем спектр сигнала будет искажен аппаратной функцией  $\eta(f)$ . Уровень искажений зависит от соотношения длительностей анализируемых сигналов, формы и протяжённости временного окна  $T_0$  и увеличивается с уменьшением размеров окна.

## ГЛАВА 2

### ВИДЫ И ИСТОЧНИКИ ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ СИГНАЛОВ В АО ПРОЦЕССОРАХ

#### 2.1. Неидеальность входного тракта

##### 2.1.1. Нелинейность амплитудной характеристики

Нелинейная зависимость между уровнями сигнала на входе и выходе СВЧ-тракта является, со всей очевидностью, источником погрешностей в измерении уровня радиосигнала и источником обогащения спектра сигнала.

Точность измерения уровней сигнала (в их динамическом диапазоне) связана с нелинейностью амплитудной характеристики тракта напрямую, поскольку из-за названной нелинейности коэффициент передачи тракта различен для различных уровней сигнала. Следовательно, соотношение разных уровней сигнала на входе тракта и входе АОИПС будет различно. В связи с этим различием, если градуировка измерителя уровня сигнала в АОИПС линейна, то в результате измерений уровня добавится погрешность, связанная с неточностью передачи трактом уровня сигнала и соотношения уровней сигнала.

Следует отметить, что если известна сквозная (пусть даже и нелинейная) амплитудная характеристика тракта и АОИПС, то рассматриваемый вид погрешности может быть устранён или существенно уменьшен путем пересчета измеренных уровней сигнала с выхода АОИПС на вход СВЧ-тракта. Техническое решение, связанное с таким пересчётом, может быть реализовано и аппаратно и алгоритмически.

Обогащение спектра сигнала, вызванное нелинейностью амплитудной характеристики СВЧ-тракта, может привести к изменению (ис-

кажению) формы сквозной (совместной) аппаратной функции СВЧ-тракта и АОИПС и, как следствие, к погрешностям измерения частоты, связанным с этим явлением.

Кроме того, обогащение спектра (появление новых и перераспределение уровней старых спектральных составляющих) неизбежно приведёт к дополнительной погрешности в измерении уровня сигнала.

##### 2.1.2. Неравномерность АЧХ СВЧ-тракта

Неравномерность амплитудно-частотной характеристики тракта, через который подаётся сигнал на вход АОИПС, может исказить форму ЧМ-сигнала, которая станет отображать эту неравномерность.

Из-за указанной неравномерности появятся погрешности в измерениях уровня сигнала. Появление этого вида погрешностей связано с градуировкой измерителя уровня АОИПС, всегда выполняемой на конкретной частоте для конкретной чувствительности и амплитудной характеристики (на этой частоте).

Для избавления от погрешности этого вида следует в результаты измерения уровня сигнала вносить поправки – значения неравномерности амплитудно-частотной характеристики тракта. Очевидно, что такая коррекция возможна только после измерения частоты сигнала. Из сказанного следует, что для более точного измерения уровня сигнала в диапазоне частот измеритель уровня следует совмещать в одном техническом решении с измерителем частоты.

##### 2.1.3. Несогласованность АОД с входным СВЧ-трактом

При наличии несогласованности АОД с СВЧ-трактом могут возникнуть отражения части сигнала от АОД. При обратном отражении к АОД эта часть сигнала будет возбуждать в дефлекторе ультразвуковой аналог, распространяющийся в кристалле с некоторой задержкой относительно основного сигнала. Данное обстоятельство может привести к возникновению паразитных (ложных сигналов), что повлечет некорректное отображение сигналов и измерение их параметров. Особенно это может проявляться при измерении коротких радиоимпульсов в АОИПС параллельного типа.

## 2.2. Качество источника лазерного излучения

### 2.2.1. Нестабильность длины волны излучения

Нестабильность (в частности, температурная) длины волны лазерного источника (особенно это касается лазеров инжекционного типа) напрямую вносит вклад в погрешности измерения частоты радиосигнала, так как изменяется та шкала частот, которая обеспечивает измерения с заданной погрешностью.

Предположим, к примеру, что длина волны  $\lambda_0$  излучения увеличивается с ростом температуры  $T$ . В узкополосном варианте и для безабберационного (для большей наглядности) объектива с фокусом  $F$  координата  $x(T)$  центра светового распределения (относительно нулевого порядка дифракции АОД) определяется выражением

$$x(T) \approx \frac{\lambda_0(T)f}{V} F, \quad (2.1)$$

из которого следует, что при изменении (увеличении)  $T$  положение РИСС будет смещаться в сторону больших частот, причем с ростом  $f$  это смещение нарастает, т.е. изменяется не только положение частотной шкалы, но и ее масштаб ( $V$  – скорость ультразвука в кристалле АОД).

Для компенсации возникающих при этом погрешностей необходимо обеспечивать температурную стабилизацию источника излучения либо вводить в состав измерителя стабилизированный калибровочный генератор гармонических сигналов требуемых частот. Как следует из (2.1), на выходе такого генератора должно наличествовать как минимум две калибровочные частотные линии (гл.3).

### 2.2.2. Ширина и спектральный состав линии излучения

Снова рассматривая безабберационный случай, угол дифракционной расходимости (в рабочей, частотной плоскости) гауссова пучка по уровню  $1/e^2$  от максимума интенсивности можно определить как  $\alpha_d = 2\lambda_0/\pi r_0$  [9], где  $\lambda_0$  – длина волны излучения,  $r_0$  – полуширина пучка. При конечной ширине спектральной линии излучения  $\Delta\lambda$  в

пространстве за акустооптическим дефлектором к дифракционной расходимости будет добавляться так называемая спектральная расходимость  $\alpha_s$ , равная

$$\alpha_s = 2 \left( \arcsin \left[ \frac{(\lambda_0 + \Delta\lambda)f}{2V} \right] - \arcsin \left[ \frac{\lambda_0 f}{2V} \right] \right), \quad (2.2)$$

где  $V$  – скорость ультразвука в кристалле АОД,  $f$  – частота радиосигнала.

График зависимости  $\alpha_s(f)$  в диапазоне 1700–1800 МГц приведен на рис. 2.1, на котором горизонтальной линией показана величина  $\alpha_d$ . Исходные данные для расчета:  $\lambda_0 = 657$  нм,  $r_0 = 4$  мм,  $V = 3590$  м/с,  $\Delta\lambda = 0,2$  нм. То есть, в дифрагированном пучке, ввиду не нулевой ширины спектральной линии светового излучения и взаимодействия с акустической волной, происходит уширение его расходимости, и, как видно из рис. 2.1, она растет с увеличением частоты сигнала.

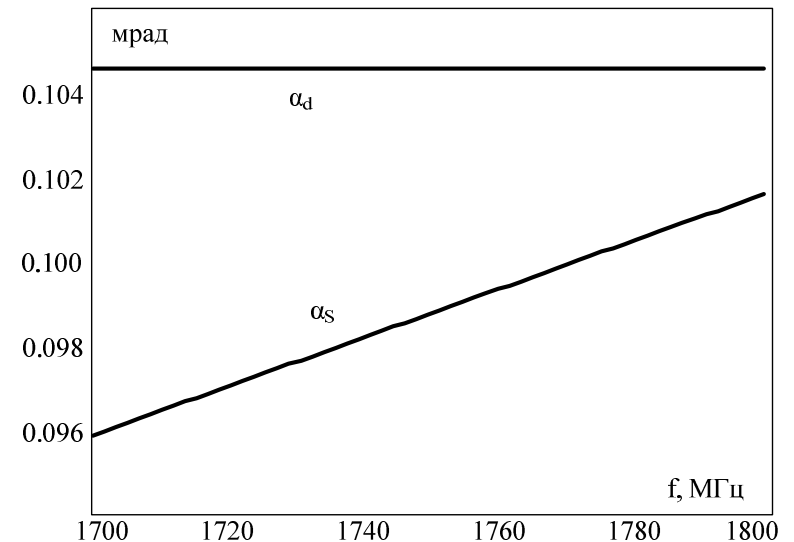


Рис. 2.1

Зависимость  $\alpha_s(\Delta\lambda)$  на максимальной частоте выбранного диапазона 1800 МГц (наихудший случай) представлена на рис. 2.2.

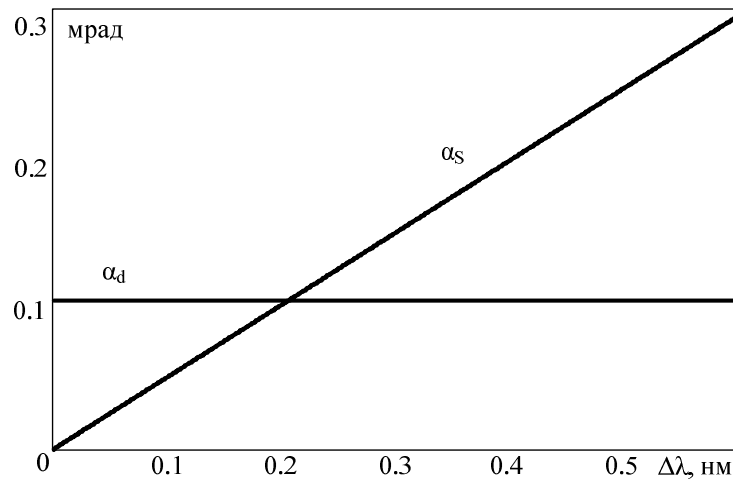


Рис. 2.2

Видно, что при ширине спектра всего 0,2 нм полная расходимость пучка может в два раза превысить дифракционную. К тому же нарушение симметричности спектральной линии вызовет и асимметрию РИСС на фотоприемнике, что, в свою очередь, приведет к погрешностям в измерении амплитудных и частотных параметров.

На погрешностях измерения и ограничении динамического диапазона неминуемо скажется и наличие паразитных составляющих в спектре излучения лазера. В особенности, если эти составляющие достаточно далеко отстоят от основной линии излучения. При этом в плоскости интегрирования на фотоприемнике возникнут дополнительные (паразитные) распределения.

### 2.2.3. Оптическая обратная связь

Обратная связь, вызванная частичным отражением света от следующих за лазером оптических элементов, может значительно ухудшить характеристики самого лазера. Возвращение в активную область

лазера даже малой части излучения, отразившегося от внешних элементов оптической схемы, может привести к развитию хаотической генерации, которая проявляется в увеличении шумов оптической мощности (паразитной амплитудной модуляции) и резком уширении линии генерации, так называемом "коллапсе когерентности" [10]. Для устранения этого явления в оптические схемы включают оптические изоляторы, которые снижают уровень оптической мощности, возвращающейся в лазер, а также применяют более качественное двухслойное просветление оптики.

Нестабильность мощности излучения лазера напрямую приводит к амплитудным погрешностям и, косвенно, к частотным, ввиду уширения спектра лазерного излучения.

### 2.2.4. Пространственные характеристики излучения

Симметрия аппаратной функции, определяемой Фурье-преобразованием пространственного распределения оптического сигнала на выходе из дефлектора, питаемого гармоническим сигналом, и отсутствие ее "несанкционированного" сдвига в спектральной области являются необходимым условием минимизации частотных и амплитудных погрешностей в акустооптических процессорах. Под "несанкционированным" здесь понимается сдвиг распределения света на фотоприемнике, вызываемый любой причиной, кроме изменения несущей (или средней) частоты радиосигнала, воздействующего на вход АОП.

Покажем, как форма аппаратной функции зависит от формы распределения амплитуды лазерного излучения. Для наглядности рассмотрим одномерный случай – в плоскости АО-взаимодействия, а также примем допущение, что АО-дефлектор не оказывает искажающего влияния на взаимодействующий с ним лазерный пучок. Последнее предположение хорошо выполняется на практике, когда апертура дефлектора в несколько раз превышает поперечный размер падающего на него пучка света, а угловой размер акустического поля гораздо больше светового.

Тогда спектральное распределение оптического сигнала в плоскости расположения Фурье-объектива равно

$$L(v)H(v) = L(v)\exp\left[j2\pi z\sqrt{1-(\lambda_0 v)^2}/\lambda_0\right], \quad (2.3)$$

где  $v$  – пространственная частота,  $H(v)$  – передаточная функция слоя пространства (толщиной  $z$ ) между выходом лазера и объективом [11],  $L(v)$  – пространственный спектр излучения на выходе лазера.

Пространственное распределение комплексной амплитуды света на Фурье-объективе определим классическим образом:

$$K(x) = A(x)\exp(j\phi(x)), \quad (2.4)$$

где  $A(x)$  – действительная амплитуда,  $\phi(x)$  – фаза сигнала. С другой стороны,  $K(x)$  представляет собой обратное преобразование Фурье от функции (2.3).

Тогда аппаратная функция (на фотоприемнике) определится выражением

$$K(v) = \int_{-\infty}^{\infty} K(x)\exp(-j2\pi vx)dx. \quad (2.5)$$

В (2.5) учтено, что частотная шкала в плоскости фотоприемника отсчитывается от частоты  $f_0$  действующего на АОД гармонического радиосигнала.

В случае, когда световой сигнал (назовем его исходным)  $K(x) = A(x)$ , т.е. принимает вещественные значения, аппаратная функция, в общем случае, все равно является комплексной:

$$\begin{aligned} K(v) &= \int_{-\infty}^{\infty} A(x)\exp(-j2\pi vx)dx = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} A(x)\cos(j2\pi vx)dx - j\int_{-\infty}^{\infty} A(x)\sin(j2\pi vx)dx = A(v) - jB(v). \end{aligned}$$

Выполним обратное преобразование Фурье:

$$A(x) = \int_{-\infty}^{\infty} [A(v) - jB(v)](\cos(2\pi vx) + j\sin(2\pi vx))dv.$$

Видно, что для того, чтобы сигнал  $A(x)$  оставался вещественным, необходимо, чтобы

$$\int_{-\infty}^{\infty} A(v)\sin(2\pi vx)dv = 0; \quad \int_{-\infty}^{\infty} B(v)\cos(2\pi vx)dv = 0.$$

Это возможно в случае, если  $A(v)$  является четной, а  $B(v)$  – нечетной функциями частоты  $v$ .

Таким образом, в случае вещественного исходного сигнала при любой форме распределения его амплитуды (даже крайне асимметричной), аппаратная функция и ее модуль будут всегда симметричными.

Например, на рис. 2.3,а приведено асимметричное гауссово распределение вида  $A(x) = \begin{cases} \exp(-x^2), & x \leq 0 \\ \exp(-5x^2), & x > 0 \end{cases}$ , а на рис. 2.3,б – квадрат модуля его спектра.

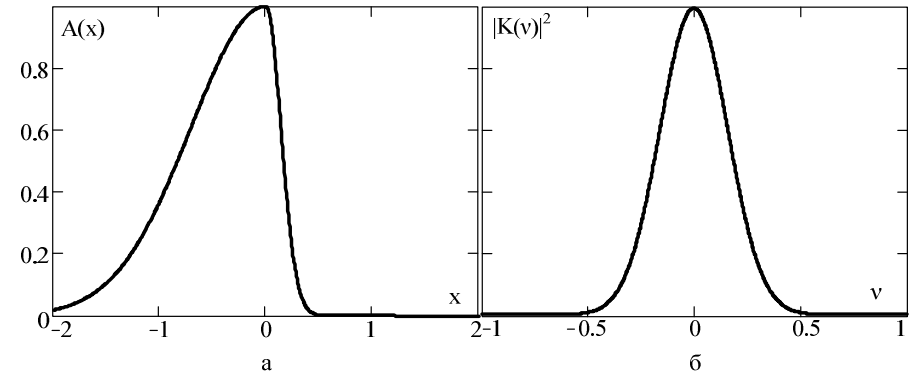


Рис. 2.3

Такого же результата естественно ожидать и в случае комплексного исходного сигнала, фаза которого от поперечной координаты не зависит:  $\phi(x) = \text{const}$ .

Пусть теперь сигнал описывается выражением (2.4), в котором фаза линейно зависит от  $x$ , например,  $\phi(x) = x$ . Аппаратная функция

(АФ) в этом случае приведена на рис. 2.4.

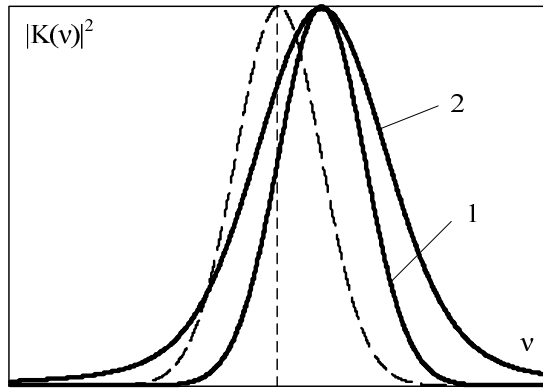


Рис. 2.4

На этом рисунке цифрой 1 отмечена АФ сигнала с симметричной амплитудой вида  $A(x) = \exp(-x^2)$ , а цифрой 2 – АФ для несимметричной  $A(x)$ , пунктиром показаны АФ и ось симметрии неискаженного (и несмещенного) сигнала с нулевой или постоянной фазой.

То есть для сигнала с линейно изменяющейся фазой АФ будет по-прежнему оставаться симметричной, но смещенной по частотной оси, что эквивалентно "смещению" несущей частоты радиосигнала и появлению соответствующей ошибки в измерениях.

Теперь пусть фаза сигнала распределена нелинейно, но симметрично, например  $\varphi(x) = \cos(2x)$  (рис. 2.5), а действительная амплитуда: для графика 1 – симметричный гаусс, а для кривой 2 – несимметричный.

Видно, что в случае симметричных амплитуды и фазы, АФ – симметрична (кривая 1), но является более широкой, чем АФ вещественного сигнала (пунктир). А асимметричная амплитуда на фоне нелинейной, но симметричной фазы, приводит и к асимметрии АФ (кривая 2). Отметим, что слой пространства может вносить нелинейные фазовые добавки (2.3), так что даже если излучение лазера характеризуется равномерным фазовым распределением, то для достижения симметричной АФ необходимо добиваться и симметрии  $A(x)$ .

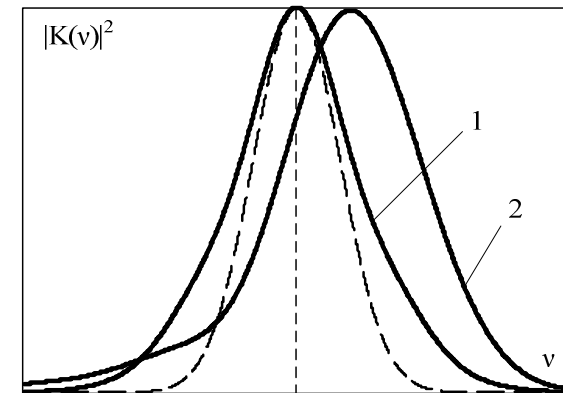


Рис. 2.5

В случае асимметричной нелинейной фазы, например  $\varphi(x) = \sin(2x)$  (рис. 2.6), АФ асимметрична при любом  $A(x)$  (кривые 1 и 2).

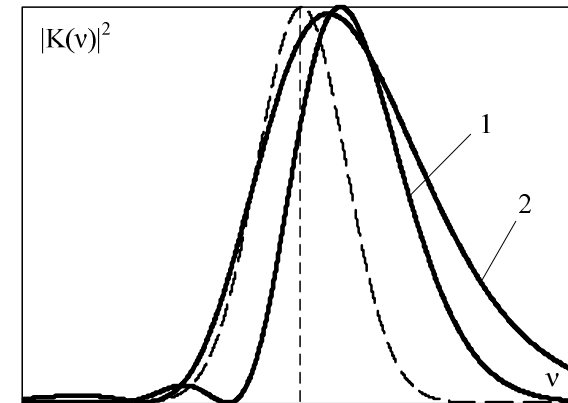


Рис. 2.6

Приведем в заключение форму АФ при симметричной амплитуде вида  $A(x) = \exp(-x^2)$  и различных видах асимметричной фазовой нелинейности (рис. 2.7),

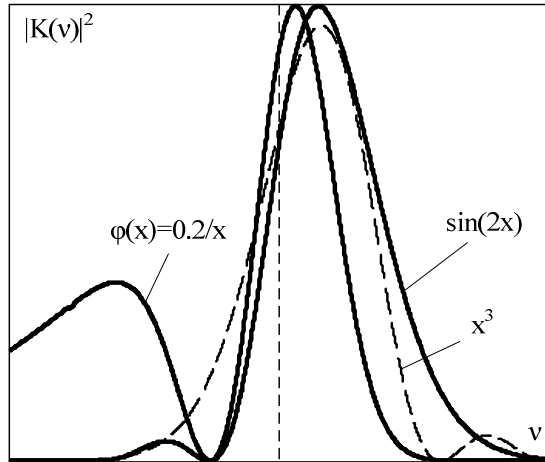


Рис. 2.7

а также при асимметричной амплитуде вида  $A(x) = \begin{cases} \exp(-x^2), & x \leq 0 \\ \exp(-5x^2), & x > 0 \end{cases}$  и различных видах симметричной фазы (рис. 2.8).

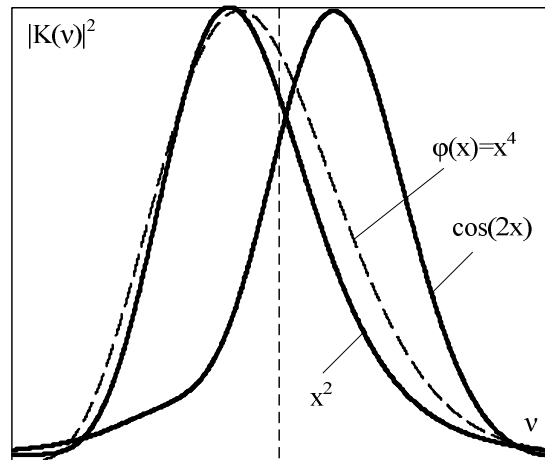


Рис. 2.8

Виды симметричных и асимметричных фазовых распределений указаны на самих рисунках.

Данное рассмотрение показывает, что даже в случае монохроматического светового сигнала нелинейность, а более того, асимметричная нелинейность фазовой составляющей распределения комплексной амплитуды лазерного пучка может приводить к искажениям и смещениям аппаратной функции. Показано также, что асимметрия действительной амплитуды  $A(x)$  сама по себе не искажает АФ, а только усугубляет это искажение на фоне несимметричности и нелинейности фазы.

## 2.3. Неидеальность характеристик АО-дефлектора

### 2.3.1. Неравномерность АЧХ АОД

Под неравномерностью АЧХ акустооптического дефлектора (АОД) понимаются вариации интенсивности дифрагированного пучка и соответственно уровня максимума аппаратной функции в зависимости от частоты радиосигнала, подаваемого на его вход. Регистрировать вариации уровня максимума (и неравномерность АЧХ) нужно с помощью одного фотодиода, перемещаемого в плоскости фотоприёмника вдоль оси пространственных частот. Переменным параметром в этих измерениях будет частота радиосигнала, изменяющаяся с равномерным шагом. Мощность сигнала должна быть при этом постоянной. Методика измерений неравномерности АЧХ сводится к следующему:

- устанавливают постоянную мощность радиосигнала, а его частоту меняют с равномерным шагом;
- для каждого значения частоты измеряют уровень сигнала на фотодиоде, перемещаемом вдоль оси пространственных частот с помощью микрометрического винта;
- находят положение фотодиода, соответствующее максимуму сигнала и регистрируют его (максимума) значение;
- полученная совокупность отсчётов частота-уровень максимума характеризует неравномерность АЧХ АОД.

Неравномерность АЧХ АОД влияет на общую (сквозную) неравномерность АЧХ АОП и является его составной частью. АЧХ АОП включает в себя: АЧХ входного СВЧ-тракта, АЧХ АОД, разброс чув-



ствительностей фотодиодов фотоприёмника и амплитудные характеристики устройств, подключённых к выходам фотодиодов (в случае параллельного съёма информации).

Учитывать неравномерность АЧХ АОП и регулировать её в случае необходимости удобнее всего на выходах фотодиодов фотоприёмника или на выходах устройств, подключённых к фотодиодам, поскольку их амплитудные характеристики включают в себя все неравномерности всех предшествующих трактов.

### 2.3.2. Частотная вариация апертуры

Такие вариации имеют место в дефлекторах со сканируемым звуковым полем [1, 2, 12] и сопровождаются: изменением энергии сигнала в апертуре (при полном её заполнении), изменением апертурного времени  $T_0$ , изменением ширины и уровня максимума аппаратной функции и, как следствие, изменением чувствительности АОП.

Изменение чувствительности АОП в зависимости от  $T_0$  следует учитывать при выборе порога в грубом методе измерения частоты в соответствии с (1.5), (1.6).

### 2.3.3. Затухание ультразвука в кристалле

В дефлекторах, функционирующих на высоких частотах (порядка единиц гигагерц), заметно ослабление акустической волны при распространении ее вдоль кристалла, что является главным фактором, ограничивающим апертуру дефлектора [2]. Затухание волны приводит к: световым потерям из-за уменьшения интенсивности дифрагированного света, увеличению расходимости дифрагированного пучка и соответствующему снижению разрешения АОП. Кроме того, если к этому добавится нелинейное распределение фазы падающего на АОД света, то, согласно выводам подразд. 2.2.4, можно ожидать нарушения симметрии аппаратной функции и появления связанных с этим погрешностей.

### 2.3.4. Явления разогрева АОД

В составе акустооптических радиотехнических устройств СВЧ-диапазона часто используются АОД на основе ниобата лития

( $\text{LiNbO}_3$ ), в которых акустические колебания в объёме звукопровода возбуждаются с поверхности кристалла встречно-штыревыми (ВШП) или щелевыми преобразователями [13, 14].

Поскольку дифракционная эффективность  $\eta$  этих технологически простых АОД не превышает 5–8 % / Вт, то, как правило, они работают при повышенных уровнях входной электрической мощности ( $P_3 \geq 1$  Вт). Воздействие таких мощностей на кристалл сопровождается разогревом среды АО-взаимодействия, связанным с поглощением материалом кристалла существенной части электрической мощности  $P_3$  (и энергии) и преобразованием её в кристалле в тепловую энергию. В результате этого явления изменяются: дифракционная эффективность взаимодействия; скорость распространения акустических колебаний в материале кристалла  $V$ ; геометрия амплитудного распределения дифрагированного излучения и, как следствие, разрешающая способность АОИПС по частоте.

Ниже представлены полученные экспериментально качественные и количественные оценки степени влияния температурного разогрева среды АО-взаимодействия (связанные с поглощаемой кристаллом АОД электрической мощностью сигнала) на основные параметры дефлекторов. Явление разогрева изучалось на выполненном из ниобата лития промышленном образце АОД, работающем в диапазоне частот 1,5–2,0 ГГц. Акустические колебания в кристалле возбуждались ВШП пьезопреобразователем.

В исследуемом АОД тангенциальной составляющей электрического поля возбуждалась сдвиговая акустическая волна в направлении оси  $Z$ . Возбуждение выполнялось с поверхности кристалла среза  $XY$ .

Лазерный световой пучок с длиной волны в свободном пространстве  $\lambda_0 = 0,63$  мкм распространялся в кристалле светозвукопровода в плоскости  $YOZ$ , плоскость поляризации излучения была ей перпендикулярна. При такой изотропной геометрии взаимодействия ниобат лития обладает максимальным коэффициентом качества, а также способностью к эффективному и широкополосному взаимодействию с возбуждаемой ВШП сдвиговой волной.

Кристалл ниобата лития имел размеры  $10 \times 10 \times 12$  мм<sup>3</sup> вдоль граней  $X, Y, Z$  соответственно. На грани  $XY$  электроды ВШП были ориентированы вдоль направления  $X$ . Система электродов содержала 20 элементарных “излучателей” (штырей) с общей длиной  $h = 0,61$  мм и высотой  $L = 0,64$  мм; период ВШП, равный 15 мкм, соответствовал частоте

$f_0 = 1730$  МГц, на которой выполнялись условия коррекции угла Брэгга [1]. Значение коэффициента стоячей волны по электрическому входу АОД не превышало 1,5 в окрестности центральной рабочей частоты  $f_0$ , где дифракционная эффективность АОД составляла 5,5 % / Вт. Подводимая мощность  $P_3$  рассеивалась в материале кристалла через металлизированную поверхность грани XY, которая прикреплялась к латунному корпусу АОД. Нижняя грань кристалла специального теплоотвода не имела и ориентировалась держателем (рис. 2.9).

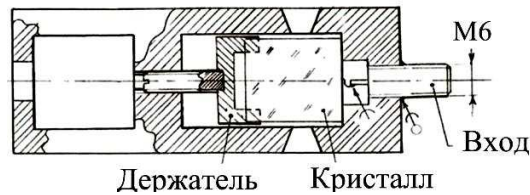


Рис. 2.9

Структурная схема измерительной установки приведена на рис. 2.10.

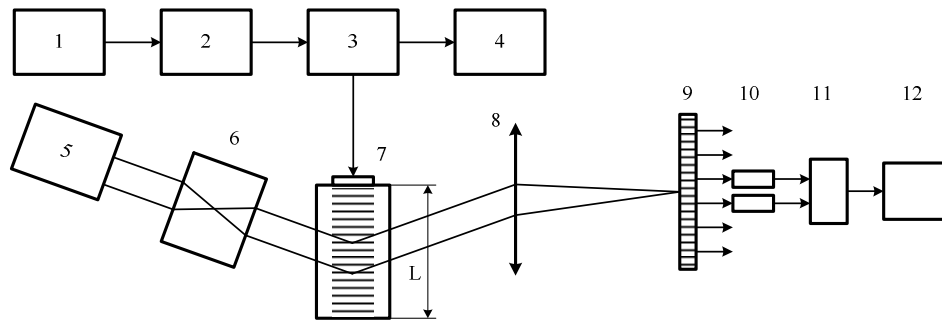


Рис. 2.10

На этом рисунке: 1 – СВЧ-генератор, 2 – СВЧ-усилитель, 3 – направленный ответвитель, 4 – электронный частотомер, 5 – лазер, 6 – коллиматор, 7 – исследуемый АОД, 8 – фокусирующая линза, 9 – позиционно-чувствительный фотоприемник типа ФПУ-14, 10 – ви-

деоусилители, 11 – схема вычитания, 12 – индикатор.

В целом данная установка соответствует традиционному акусто-оптическому измерителю частоты (АОИЧ) за исключением того, что в ней в пределах элемента разрешения предусмотрено уточнение измеряемого параметра. Оно осуществлялось амплитудным дискриминатором, в котором опорное значение частоты (угла дифракции) соответствует малым по уровню входным радиосигналам.

Экспериментальная установка обеспечивала возможность отсчёта интенсивности дифрагированного излучения  $I$ , а также регистрацию изменения местоположения максимума интенсивности  $x_m$  с точностью до  $\pm 2$  мкм. Если последний параметр выразить в частотных единицах  $\delta f$ , то координата  $x_m$  регистрировалась с точностью  $\approx \pm 0,02$  МГц (или в относительных единицах  $\delta f/f_0 \approx 10^{-5}$ ). Это обстоятельство позволило регистрировать изменение скорости ультразвука в теле АОД  $\Delta V/V$  с точностью, превышающую точность, обычно обеспечиваемую данным способом:  $\Delta V/V = 2V^2/(f_0^2 \lambda L)$  и ограниченную минимально разрешимым углом дифракции  $V/f_0 L$  [15]. Подаваемая на вход АОД мощность  $P_3$  изменялась в пределах 0–1,5 Вт; максимальная подаваемая мощность ограничивалась электрическим пробоем ВШП, наступающим при значениях  $P_3$ , превышающих 1,8 Вт.

Результаты эксперимента представлены на рис. 2.11–2.13.

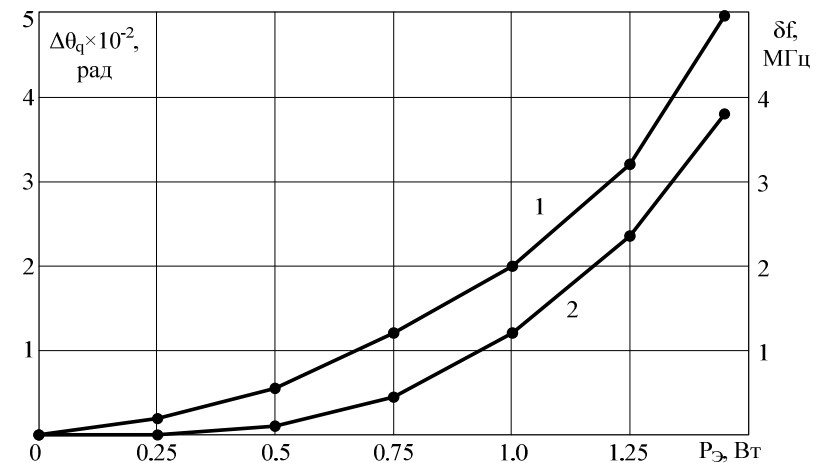


Рис. 2.11

На рис. 2.11 приведены зависимости изменения угла дифракции  $\Delta\theta_q$  от  $P_{\Sigma}$  на частоте  $f = 1700$  МГц, зарегистрированные на разных расстояниях  $D$  от плоскости размещения ВШП.

Кривая 1 соответствует минимально возможному расстоянию  $D = D_{\min}$ , а кривая 2 –  $D \approx 5$  мм, что отвечает области дифракции Френеля (по звуку). Из анализа рис. 2.11 следует, что температурный разогрев АОД значителен вблизи ВШП. При изменении  $P_{\Sigma}$  в пределах 0,5–1,5 Вт “уход”  $\theta_q$  составил  $\Delta\theta_q = (4 \cdot 10^{-2})^\circ$ . Это означает, что при использовании такого АОД в составе АОИЧ, погрешность измерения частоты составит  $\sim 4$  МГц. Поскольку для данного среза кристалла ниобата лития значение температурного коэффициента скорости составило  $(-1,685 \times 10^{-4}) K^{-1}$  [16], то, по-видимому, превышение температуры грани XY кристалла над комнатной составляет  $\geq 17^\circ C$ .

На рис. 2.12 приведены зависимости  $(I/I_0)$  от координаты  $x$  ( $I_0$  – интенсивность в максимуме дифрагированного пятна света при максимальном значении  $P_{\Sigma}$ ), зарегистрированные в плоскости, перпендикулярной плоскости дифракции при разных значениях  $P_{\Sigma}$ .

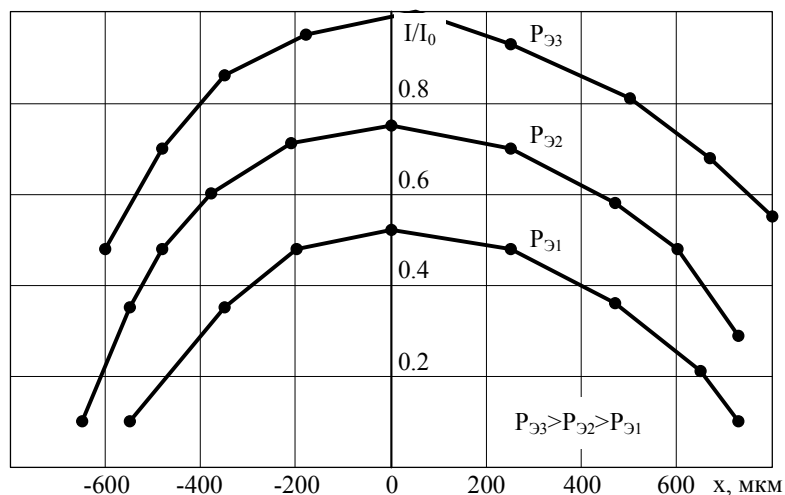


Рис. 2.12

Их анализ показывает, что дифракционное пятно сохраняет по-

стоянство своей формы во всем диапазоне изменения  $P_{\Sigma}$ . Данное обстоятельство позволяет заключить, что при  $P_{\Sigma} < 1,5$  Вт в АОД не проявляется эффект акустотермической фокусировки лазерного пучка, приводящий к изменению его геометрических параметров, как это имеет место в высокоэффективных АОД [17,18].

В эксперименте выявлено, что в исследуемых АОД, обладающих незначительной дифракционной эффективностью  $\eta$ , и соответственно режим дифракции которых можно считать линейным, с увеличением средней электрической мощности уменьшается эффективность АО-взаимодействия. Так, при обеспечении на входе АОД постоянства импульсной мощности  $P_{\Sigma 1} = 0,7$  Вт и периода следования импульсов  $T = 500$  мкс и при увеличении длительности импульсов  $\tau$  от 50 до 450 мкс импульсная интенсивность дифрагированного света  $I_i$  (при  $D = D_{\min}$ ) уменьшается на 40 % (рис. 2.13).

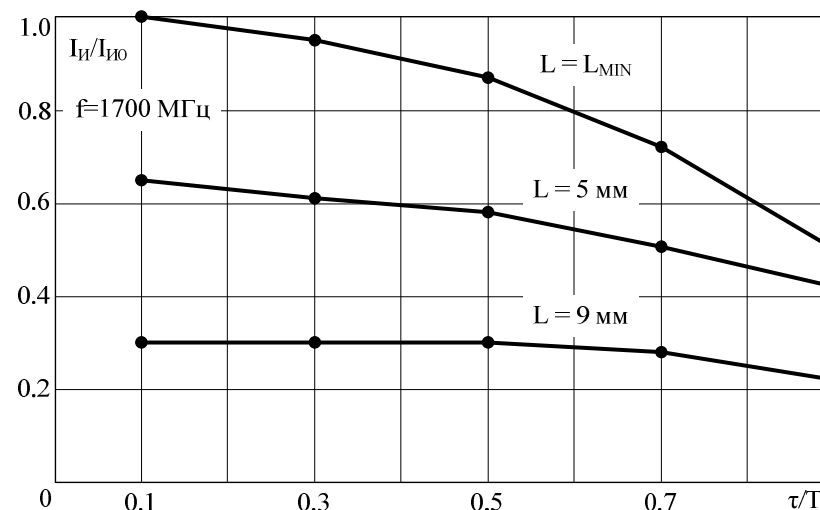


Рис. 2.13

Значительное уменьшение  $(I_i/I_{i0})$  (где  $I_{i0}$  – импульсная интенсивность в максимуме дифрагированного пятна света при  $D = D_{\min}$  и  $\tau = 50$  мкс) объясняется как соответствующим изменением в АОД эффективности преобразования электрической энергии в ультразвуко-

вую, так и уменьшением эффективности АО-взаимодействия с ростом температуры.

Изменение  $(I_{\text{и}}/I_{\text{и0}})$  означает, что при необходимости регистрации амплитудных параметров радиосигналов с помощью такого АОД зависимость  $(I_{\text{и}}/I_{\text{и0}}) = \varphi(T, \tau)$  будет восприниматься в виде амплитудной погрешности АО-измерителя.

Проведенное экспериментальное исследование, в целом носящее частный характер, позволяет обратить внимание на необходимость жёсткого поддержания температурного режима АОД на основе ниобата лития, работающих в составе АОИЧ. Нарушение температурного режима может быть обусловлено значительным уровнем действующих на входе АОИЧ радиосигналов. Соответствующие частотные и амплитудные погрешности АОП будут тем значительней, чем выше дифракционная эффективность АОД, применяемых в его составе.

## 2.4. Качество оптического тракта и его элементов

### 2.4.1. Качественная оценка влияния оптики

Как было показано выше, измерение несущей частоты радиосигнала производится путем определения координат одной из характеристик светового пятна на линейке (или матрице) фотоприемников. Такими характеристиками могут служить: максимум светового распределения с координатой  $X_{\text{max}}$ , его энергетический центр с  $X_{\text{ЭЦ}}$ , геометрический центр по заданному порогу ( $X_{\text{порог}}$ ) и др. Следует отметить, что координаты всех этих характеристик совпадают только в случае симметричного распределения интенсивности светового сигнала. При асимметричном же РИСС (рис. 2.14) они не только не совпадают, но расположение их может варьироваться в зависимости от уровня сигнала.

Помимо симметрии, для точной оценки частоты, а вернее, для минимизации погрешностей ее измерения до уровня, определяемого применяемым алгоритмом обработки [19–22], необходимо, чтобы координата  $x$  главного луча дифрагированного пучка в плоскости фотоприемника зависела от частоты радиосигнала линейно.

Напомним, что главным лучом, по принятой в геометрической оптике терминологии [23], называют луч, идущий из внеосевой точки предмета и проходящий через центр апертурной диафрагмы, в роли

которой, а также входного зрачка системы, в нашем случае может выступать апертура  $D$  дифрагированного пучка в области акустооптического взаимодействия (либо апертура АОД, когда ее ширина меньше  $D$ ).

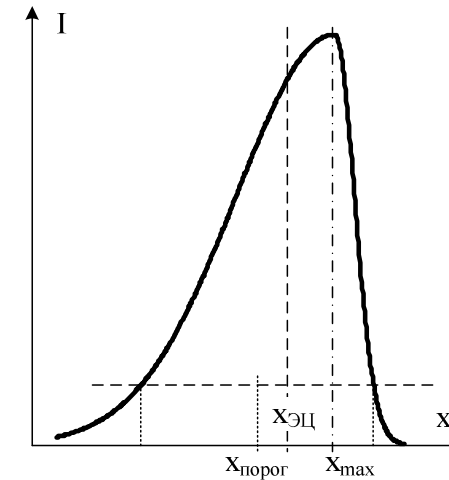


Рис. 2.14

Эти два условия точного измерения частоты (симметрия и линейность) нарушаются при использовании простых объективов со сферическими (цилиндрическими) поверхностями ввиду наличия у них остаточных aberrаций. Фокус объектива  $F_{\text{об}}$  при этом связан с полосой рабочих частот измерителя  $\Delta F$  обратной, в общем случае нелинейной, зависимостью.

В измерителях со средними и большими значениями  $\Delta F$ , как правило, применяются однокомпонентные объективы, что приводит с ростом  $\Delta F$  к возрастанию оптических aberrаций и нарушению указанных выше и симметрии, и линейности.

В узкополосных системах в случаях, когда требуется минимизация габаритов измерителя, применяют телеобъектив [24], один из компонентов которого (отрицательный) короткофокусный, что также ведет к возрастанию aberrаций и, как следствие, измерительных ошибок. В качестве примера на рис. 2.15 приведены полученные в программе “Zemax” графики поперечных aberrаций (верхние графики) на

краю поля (для крайних частот диапазона АО-измерителя, где погрешности максимальны) и дисторсии (нижние графики) для двух вариантов фокуса второго компонента телеобъектива:  $F_2 = -20$  мм (рис. 2.15,а) и  $F_2 = -50$  мм (рис. 2.15,б).

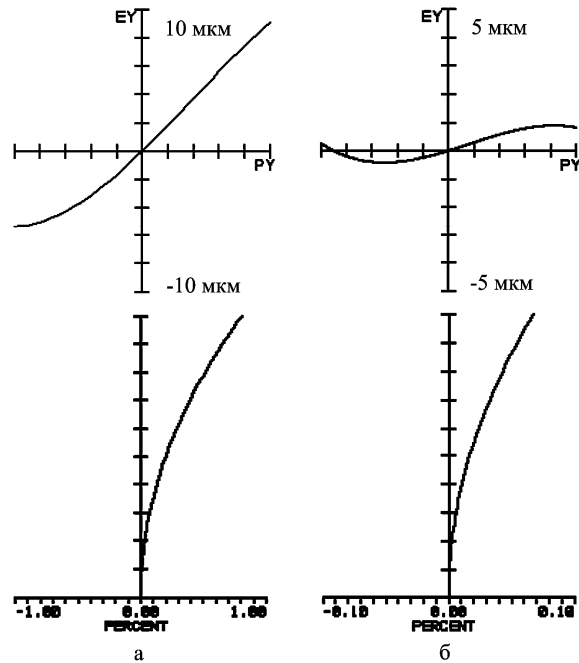


Рис. 2.15

Фокус первого компонента в обеих системах был одинаков и составлял  $F_1 = 105$  мм. На этих рисунках:  $x_D$  – относительная координата луча по апертуре  $D$  пучка на АОД (ширина апертуры равна 1);  $\theta$  – относительный полевой угол – угол отклонения дифрагированного пучка от его положения на центральной частоте ( $\theta_{\max} = 1$ );  $\delta x$  – поперечная абберация;  $\Delta D$  – относительная дисторсия в процентах.

Как видно из рисунка, в первой системе (габариты ее минимальны) дисторсия на краю поля составила около 1 %. На первый взгляд это значение выглядит вполне безобидным, но учитывая, что в ПЗС-линейке около 1000 фотоприемных ячеек (500, если считать от цен-

тра), ошибка в определении координаты главного луча, если его принять за центр РИСС, составляет 5 ячеек, что является совершенно недопустимым для современных измерителей.

Во втором варианте оптические искажения снижены на порядок при увеличении габаритов устройства всего на 10 %. Эта система является оптимальной (из разряда простых систем) для того конкретного измерителя, в котором она использовалась, так как при дальнейшем увеличении фокуса отрицательного компонента абберации, как и габариты, возрастали.

Следует отметить, что в приведенном рассмотрении заведомо предполагался линейаризованный вид зависимости угла главного луча системы  $\theta$  от частоты  $f$ , что справедливо для относительно узкополосных систем:  $\theta = \lambda(f - f_0)/2V$ , где  $V$  – скорость ультразвука в кристалле АОД,  $f_0$  – частота радиосигнала, на которой главный луч дифрагированного пучка совпадает с главной оптической осью объектива.

Так что задачи разработки и систематизация аппаратных методов снижения описанных выше погрешностей, а также синтеза оптических систем с учитывающими, в том числе и нелинейный характер зависимости  $\theta(f)$ , предискажениями, являются актуальными.

#### 2.4.2. Погрешности оптического Фурье-преобразования

Как показано в подразд. 1.2, измерение мгновенной частоты с помощью АОИПС сводится к вычислению кода оси симметрии РИСС по формуле (1.5) и последующему определению искомой частоты по формуле (1.6). Значение максимума РИСС отождествляется при этом с уровнем сигнала.

Заметим, однако, что использование (1.6) допустимо лишь в предположении, что входящий в неё шаг сетки частот  $\Delta f$  неизменен во всей полосе частот, анализируемых АОИПС. Таким образом, равенство  $\Delta f = \text{const}$  равносильно требованию равномерности частотной шкалы этого измерителя, или равносильно требованию равномерности пространственного шага сетки частот на фотоприёмнике.

Поскольку, как показано в подразд. 1.4, РИСС, формируемое на фотоприёмнике, является результатом Фурье-преобразования, то предположение о неизменности пространственного шага сетки частот равносильно допущению линейной зависимости между частотой ана-

лизируемого сигнала и координатой оси симметрии РИСС во всём диапазоне перемещений светового сигнала по фотоприёмнику (т.е. в спектральной плоскости АОИПС).

Сформулированное допущение линейности (равномерности) пространственной частотной шкалы справедливо при выполнении так называемого параксиального приближения [2, 25].

На практике, если параксиальное приближение не выполняется (например, в широкополосных АОИПС СВЧ-диапазона), то погрешность вычисления частоты по формуле (1.6) из-за неравномерности частотной шкалы может превышать значение шага сетки частот  $\Delta f$ , вычисленного по формуле (1.8). Остановимся на этом подробнее.

Структурная схема [26] исследуемого АОИПС минимальной конфигурации приведена на рис. 2.16.

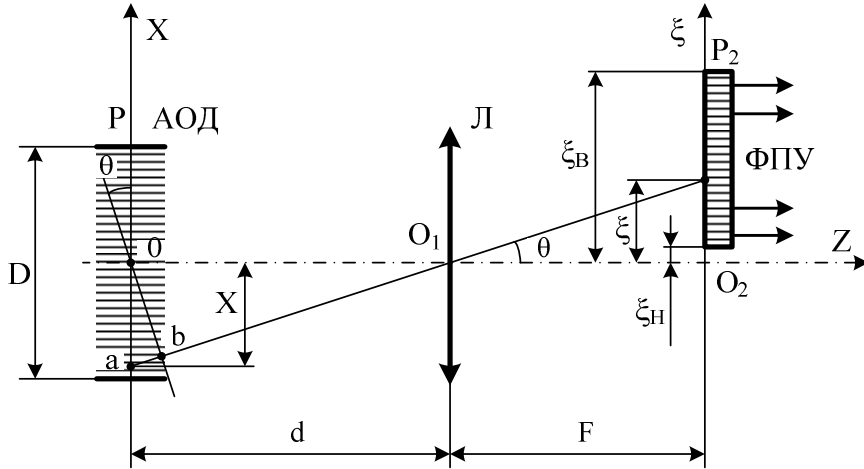


Рис. 2.16

Так как в АОИПС практически важными являются относительные изменения пространственной координаты оси симметрии РИСС  $\xi_0$  и интенсивности максимума РИСС  $I_0$ , то при анализе погрешностей целесообразно отвлечься от энергетических особенностей, связанных с АО-взаимодействием света и звука и допустив, что само взаимодействие имеет место в сигнальной плоскости АОД (в плоскости P), воспользоваться для вычисления распределения амплитуд излучения  $E(\xi, z)$  в плоскости P<sub>2</sub> формулой Рэлея–Зоммерфельда. Для применяе-

мых в составе АОИПС лазерных источников света волновое число световых колебаний  $k = 2\pi/\lambda$  может достигать значений  $k \approx 10^5$ , а фокусные расстояния таковы, что вместо формулы Рэлея–Зоммерфельда можно использовать формулу Гюйгенса–Френеля:

$$E(\xi, z) = \frac{jk}{2\pi} \int E(x, 0) \frac{\exp(-jkr)}{r} \cos \theta dx, \quad (2.5)$$

где минус в показателе экспоненты соответствует расходящейся световой волне;  $E(x, 0)$  – распределение (в плоскости P) комплексных амплитуд продифрагировавшего на сигнале  $S(t)$  лазерного излучения;  $r$  – расстояние от точки  $\xi$  плоскости P<sub>2</sub> до точек X плоскости P, влияющих на амплитуду света в точке  $\xi$ ;  $\theta$  – угол наклона фронта волны дифрагированного излучения.

Таким образом, для определения напряженности (и интенсивности) поля в точке  $\xi$  необходимо рассчитать угол дифракции  $\theta$  (рис. 2.16), найти длину оптического пути  $r$  и интегрированием распределения  $E(x, 0)$  в пределах апертуры D, учесть влияние всех его точек на формирование суммарной амплитуды напряженности поля в точке  $\xi$  плоскости P<sub>2</sub>. При определении расстояния  $r$  не будем пользоваться параксиальным приближением, т.е. не будем полагать, что расстояние  $d+F$  значительно превосходит размеры апертуры D и фотоприёмника h; будем считать также угол дифракции  $\theta$ , определяемый из соотношения  $\cos \theta = F/\sqrt{F^2 + \xi^2}$ , конечным.

Произвольная волна, возникающая вследствие дифракции в АОД светового излучения на акустическом аналоге сигнала, фокусируется линзой в точку с координатой  $\xi = F \cdot \tan \theta$ . Для идеальной линзы, в соответствии с принципом Ферма, имеет место постоянство расстояния  $r_0$  до точки  $\xi$ :

$$r_0 = bO_1 + O_1\xi = d \cos \theta + \sqrt{F^2 + \xi^2} = \frac{Fd}{\sqrt{F^2 + \xi^2}} + \sqrt{F^2 + \xi^2}.$$

Изменяющуюся часть расстояния  $ab$ , входящую в  $r = r_0 + ab$ , можно записать в виде  $ab = x \sin \theta = x\xi/\sqrt{F^2 + \xi^2} = \alpha x$ , где  $\alpha = \sin \theta$ , и, следовательно, оптический путь между точками  $x$  и  $\xi$  равен  $r = r_0 + \alpha x$ .

Таким образом, выражение (2.5) можно записать как

$$E(\xi) = -\frac{F}{\lambda} \exp(-jkr_0) \int \frac{E(x) \exp(-jk\alpha x)}{F^2 + \xi^2 + d \cdot F + x\xi} dx. \quad (2.6)$$

Преобразуем (2.6) так, чтобы сопоставить его с аналогичным выражением, справедливым в приближении дифракции Фраунгофера в параллельных лучах, для чего введём обозначение для нелинейной пространственной частоты  $v_1 = \alpha/\lambda = \xi/(\lambda\sqrt{F^2 + \xi^2})$ , вынесем  $(F^2 + Fd)$  за знак интеграла (2.6) и после преобразований получим

$$E(v_1) = C_1 \int E(x) \left[ 1 - \left( 1 - \frac{1}{1 + \frac{\xi(\xi + x)}{F^2 + d \cdot F}} \right) \right] \exp(-j2\pi v_1 x) dx, \quad (2.7)$$

где  $C_1 = -\exp(-jkr_0)/(\lambda(F + d))$  – постоянная величина.

Сопоставляя это соотношение с известным, связывающим распределение комплексных амплитуд светового сигнала в плоскости его расположения и в задней фокальной плоскости линзы

$$E(v_0) = C_0 \int E(x) \exp\left(-j2\pi \frac{\xi}{\lambda F} x\right) dx, \quad (2.8)$$

где  $v_0 = \xi/\lambda F$  – линейная пространственная частота, отметим, что частотная погрешность для (2.7) обусловлена нелинейной зависимостью между пространственной частотой  $v_1$  и координатой  $\xi$  в плоскости ФПУ. Относительная амплитудная погрешность, связанная с изменением  $\gamma$  для разных точек апертуры АОД и с изменением угла  $\theta$ , как следует из сопоставления (2.7) и (2.8), равна

$$\Delta'_A = \frac{\xi(\xi + x)}{F(F + d)}. \quad (2.9)$$

Величину относительной частотной погрешности  $\Delta'_f$  можно найти, сопоставив выражения для  $v_0$  и  $v_1$ :

$$\Delta'_F = \frac{v_1 - v_0}{v_0} = \sqrt{1 + \frac{\xi^2}{F^2}} - 1. \quad (2.10)$$

Из формулы (2.10) следует, что погрешность  $\Delta'_F$  определяется соотношением величин  $\xi$  и  $F$  и увеличивается с ростом  $\xi$ , т.е. с увеличением частоты.

Поскольку угол наклона фронта волны дифрагированного излучения  $\theta$  пропорционален частоте сигнала (линейно от неё зависит), то частотная шкала будет равномерна (шаг сетки частот будет постоянен;  $\Delta f = \text{const}$ ) на сфере радиуса  $F$ .

Таким образом, если бы фотоприемник был не плоским, а сферическим, с радиусом кривизны  $F$ , то погрешность  $\Delta'_F$  равнялась бы 0. На плоском фотоприёмнике, расположенном в спектральной плоскости  $P_2$ , линейное приращение  $\Delta\xi$  координаты  $\xi$ , соответствующее фиксированному приращению  $\Delta f_c$  частоты сигнала  $f_c$ , будет максимально вблизи оптической оси  $O_1O_2$  интегрирующей линзы. С удалением от этой оси оно будет уменьшаться.

На практике приращению  $\Delta\xi$  можно поставить в соответствие расстояние между соседними фотодиодами фотоприёмника. Оно, как известно, фиксированное:  $\Delta\xi = \text{const}$ . Будем считать, что шаг сетки частот  $\Delta f$  – это такой интервал, при изменении на который частоты сигнала  $f_c$ , ось симметрии РИСС перемещается на расстояние  $\Delta\xi$  (т.е. с  $j$ -го фотодиода на  $(j+1)$ -й).

Пусть частоте сигнала  $f_c$  соответствует угол дифракции  $\theta_c$  и координата  $\xi_c$  оси симметрии РИСС, а координате  $\xi_c$  соответствует пространственное положение центра  $j$ -го фотодиода фотоприёмника. Угол дифракции  $\theta_c$ , соответствующий координате  $\xi_c$ , определяется выражением  $\theta_c = \arctg(\xi_c/F)$ .

Пространственному положению центра  $(j+1)$ -го фотодиода соответствуют: координата  $(\xi_c + \Delta\xi)$ , угол дифракции  $\theta_{c+\Delta f} = \arctg[(\xi_c + \Delta\xi)/F]$  и частота сигнала  $f_c + \Delta f$ . Таким образом, шаг

сетки частот  $\Delta f$  пропорционален разности  $(\theta_{C+\Delta f} - \theta_C) = \arctg[(\xi_C + \Delta\xi)/F] - \arctg(\xi_C/F)$ . Из этого выражения следует, что шаг  $\Delta f$  неодинаков в полосе частот АОИПС, поскольку он зависит (нелинейно) от  $\xi_C$  (от пространственного положения фотодиода в фотоприёмнике). С расширением полосы анализируемых частот неравномерность частотной шкалы и систематическая погрешность  $\Delta'_F$  увеличиваются.

В процессе регулировки АОИПС подстраиваются относительные величины амплитуд и частот, сформированных на фотоприёмнике радиосигналом, подаваемым на вход АОИПС от СВЧ-генератора эталонных сигналов. По ним выполняется “калибровка” на одной из “эталонных” частот (амплитуд) входного радиосигнала. В связи с этим реальные погрешности  $\Delta'_A$  и  $\Delta'_F$  будут меньше вычисленных по формулам (2.9) и (2.10).

Если калибровка проводится на нижней граничной частоте  $f_H$ , с которой соотносится координата  $\xi_H$ , то расчётные соотношения для суммарных частотной  $\Delta_F$  и амплитудной  $\Delta_A$  погрешностей можно представить в виде

$$\Delta_F = \sqrt{1 + \frac{\xi_B^2}{F^2}} - \sqrt{1 + \frac{\xi_H^2}{F^2}} = \frac{h}{F} \operatorname{tg} \theta_0, \quad (2.11)$$

$$\Delta_A = \frac{\xi_B^2 - \xi_H^2}{F(F+d)} = 2 \frac{h}{F+d} \operatorname{tg} \theta_0, \quad (2.12)$$

причём последнее соотношение соответствует малоапертурному варианту АОИПС, в котором  $D \ll (\xi_B - \xi_H) = h$ , а  $\xi_B$  и  $\theta_0$  – координата и угол, соответствующие верхней и центральной рабочим частотам. Если же калибровку проводить на «среднегеометрической» частоте, которой соответствует координата  $\xi_K^2 = 0,5(\xi_B^2 - \xi_H^2)$ , то  $|\Delta_F|$  и  $|\Delta_A|$  могут быть уменьшены в два раза по сравнению с (2.11) и (2.12).

Оценим  $\Delta_F$  и  $\Delta_A$  применительно к АОИПС диапазона 1,5–2,0 ГГц, в составе которого используется лазер с  $\lambda_0 = 0,63$  мкм; АОД, расположенный вблизи лазера ( $d \ll F$ ) и имеющий: скорость ультразвука  $V = 3,6 \cdot 10^3$  м/с, неравномерность дифракционной эффек-

тивности –6дБ и  $D \approx 1$  мм; а также 128-элементная линейка фотодиодов с общим размером  $h = 32$  мм.

В таком АОИПС координата  $\xi_0 = F(\theta_{\Pi} + \lambda f_0 / V)$ , где  $\theta_{\Pi}$  – угол падения лазерного излучения на АОД; при этом фокус  $F = hV/(\Delta F \lambda)$  линзы выбирается из условия обеспечения в АОИПС заданного диапазона рабочих частот  $\Delta F$ .

Расчёт по формуле (2.11) даёт значение  $\Delta_F = 6$  МГц, что составляет приблизительно 3 частотных дискреты (частотный промежуток между соседними фотодиодами) и максимальную амплитудную погрешность  $\Delta_A \approx 2,4 \cdot 10^{-2}$ , что значительно меньше амплитудной неравномерности АЧХ, обусловленной неравномерностью дифракционной эффективности АОД в составе АОИПС.

Эксперименты проводились на двух АОИПС диапазона 1,5–2,0 ГГц. В первом из них в качестве фотоприёмника использовался единичный фотодиод, установленный на микрометрическом столике, перемещаемом в фокальной плоскости интегрирующей линзы параллельно плоскости её размещения. Предельная погрешность отсчёта местоположения фотодиода составила  $\pm 1$  мкм, а координаты  $\xi_0$  – не превышала  $\pm 7$  мкм.

Во втором АОИПС фотоприёмник состоял из 128 фотодиодов (использовались четыре матрицы ФПУ-14, строка каждой из которых одержит по 32 фотодиода). Оптическая схема второго АОИПС приведена на рис. 2.17 [27]. Применение в ней, помимо обычных оптических элементов, зеркал 1(1), 1(2), диафрагм и т. д., а также углового зеркала 6 и зеркал-ножей 5(1) и 5(2) связано с необходимостью разводки дифрагированного света на четыре фотоматрицы. В этом устройстве перекрытие первой части диапазона 1500–1625 МГц обеспечивает матрица 7(1), на которую дифрагированный пучок света падает, перетразившись от нижней грани углового зеркала 6 и зеркала-ножа 5(1). Затем дифрагированный пучок, последовательно переходя на ФПУ 7(2), 7(3) и 7(4), перекрывает остальные 375 МГц полосы частот. Оптические центры всех четырёх фотоматриц расположены на окружности радиусом, равным фокусному расстоянию линзы 4, и имеется возможность и регулировки этого расстояния, и изменения углов наклона. Линзы, предназначенные для Фурье-преобразования, изготавливались из стекла марки К8.



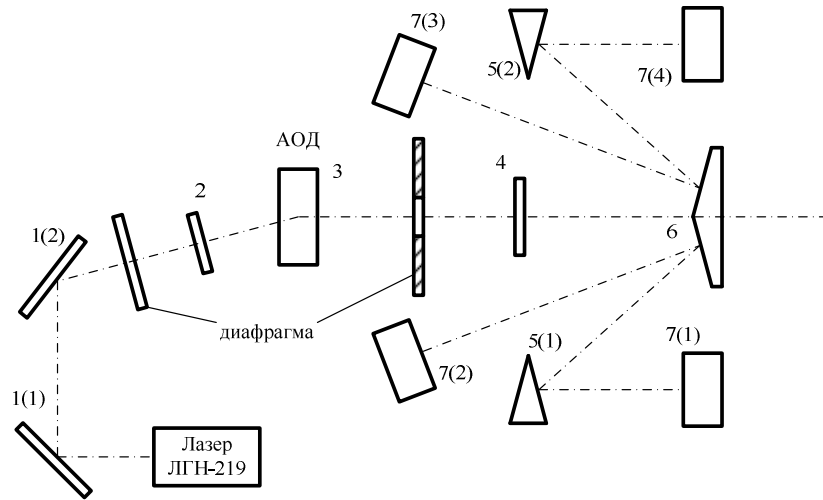


Рис. 2.17

Эксперимент начинался с калибровки АОИПС по частоте. На частоте  $f_H = 1500$  МГц в первом АОИПС фиксировалась координата  $\xi_0$  (начало отсчета), а во втором – максимум интенсивности на нижней граничной частоте соответствовал второму фотодиоду фотоматрицы 7(1), который также принимался за начало отсчёта. Дифрагированное пятно «засвечивало» три фотодиода, а уровень входного радиосигнала поддерживался в пределах, обеспечивающих постоянство интенсивности дифрагированного света в диапазоне частот.

Необходимость соотнесения начальной частоте (1500 МГц) второго фотодиода ФПУ 7(1), а конечной частоте (2000 МГц) 127-го фотодиода ФПУ 7(4) связана с используемым алгоритмом вычисления частоты по формуле (1.6).

Итогом эксперимента явилось то, что в первом АОИПС координата, соответствующая верхней рабочей частоте 2000 МГц, отличалась от расчетной на  $\sim 350$  мкм, что соответствует частотной ошибке, равной  $\sim 5,5$  МГц и совпадающей с расчётной. Однако эту погрешность можно уменьшить примерно в 1,5 раза путём наклона плоскости перемещения единичного фотодиода на угол около  $8^\circ$ , равный углу Брэгга (в воздухе) на центральной частоте 1750 МГц.

Настройка (калибровка) второго АОИПС осуществлялась регули-

ровкой расстояния от центра плоскости расположения линзы до центра каждой фотоматрицы и изменением угла наклона. Координаты начала фотоматрицы 7(1), а также координаты начал и концов остальных фотоматриц: 7(2), 7(3) и 7(4) увязывались с расчётными значениями частоты входного сигнала.

В эксперименте выяснилось, что несложно обеспечить настройку 127-го фотодиода фотоматрицы 7(4) на частоту 2000 МГц. При этом нелинейность частотного хода угла отклонения дифрагированного пятна света во всей полосе рабочих частот не проявлялась.

Таким образом, в широкополосных АОП диапазона СВЧ следует учитывать систематические частотную (2.11) и амплитудную (2.12) погрешности Фурье-преобразования. Поскольку оптические схемы АОП не центрированы, то можно уменьшить эти погрешности подбором ориентации фотоприёмника.

## 2.5. Неидеальность фотоприёмника

### 2.5.1. Геометрические погрешности

Под «геометрическими» будем понимать погрешности, связанные с особенностями конструкции реального фотоприёмника, у которого фотодиоды (ФД) имеют конечные, а не точечные (бесконечно малые) размеры. В результате сигнал на выходе протяжённого фотодиода пропорционален не уровню светового сигнала в точке, а усреднённому уровню сигнала в полосе частот, охватываемой фотодиодом.

Так, например, у фотоприёмной линейки ПЗС типа ТН7813А (фирма E2v) шаг расположения фотодиодов составляет 10 мкм, а промежутки между ними – 1 мкм. Поскольку сигнал на выходе  $i$ -го фотодиода при равномерной светочувствительности (см. подразд. 2.5.2) пропорционален освещённости фотодиода и его размерам, то вычислять этот сигнал  $I(f_i)$  следует интегрированием светового сигнала в полосе частот  $\Delta\Omega$ , соответствующей протяжённости фотодиода. Для гауссовой формы светового сигнала получаем:

$$I(f_i) = \left( \frac{U_m}{\Delta\Omega} \int_{f_i - 0,5\Delta\Omega}^{f_i + 0,5\Delta\Omega} \exp[-\alpha(f - f_C)^2] df \right)^2, \quad (2.13)$$

где  $f_c$  – частота радиосигнала;  $f_i$  – частота, соответствующая центру  $i$ -го фотодиода;  $U_m$  и  $\alpha$  – амплитуда и коэффициент формы гауссоиды.

На рис. 2.18 приведены расчётные гауссовы РИСС единичной амплитуды в плоскости фотоприёмника, состоящего из линейки фотодиодов, с конструктивными параметрами линейки ПЗС ТН7813А, у которой размер ФД составляет порядка 90 % от междиодного периода.

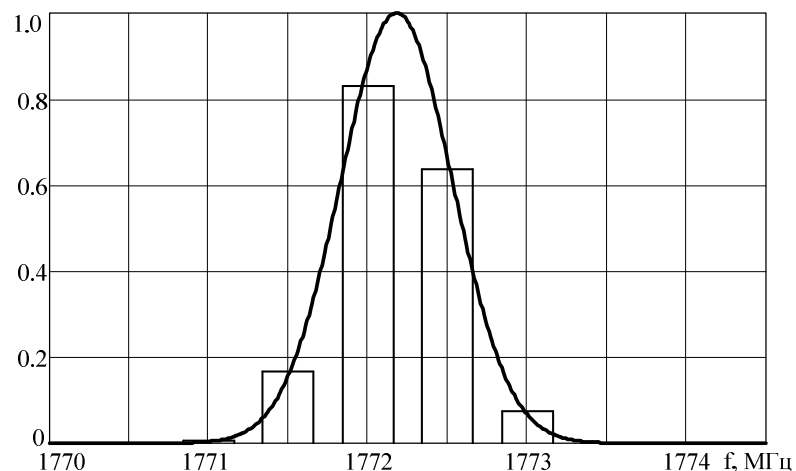


Рис. 2.18

Расчет проводился для одномерного случая в плоскости интегрирования или АО-взаимодействия в предположении равномерной засветки фотодиодов в перпендикулярном этой плоскости направлении. Вертикальные линии сетки на графиках проходят через центры фотодиодов, а их абсциссы оцифрованы в единицах частоты. Частота сигнала  $f_c = 1772,18$  МГц.

Горизонтальные отрезки (вершины столбиков) – это уровни сигналов  $I(f_i)$ , полученные после интегрирования светового сигнала в полосах частот фотодиодов. Хотя ширины столбиков не равны размерам фотодиодов, интегрирование (2.13) проводилось при частотном шаге между ними 0,5 МГц и промежутке соответственно 0,05 МГц.

Ординаты точек пересечения вертикалей, проходящих через центры фотодиодов и РИСС, соответствуют уровням сигналов для фотодиодов, имеющих точечные размеры. Такие фотодиоды не искажают

РИСС. Видно, что уровни  $I(f_i)$  выходных сигналов протяжённых фотодиодов не равны соответствующим уровням сигналов точечных фотодиодов. Разность этих уровней составляет как погрешности аппроксимации РИСС, так и собственно геометрические погрешности, приводящие к ошибкам вычисления частоты и амплитуды.

Для оценки геометрических погрешностей  $\delta f$  и влияния на них неточности аппроксимации РИСС проведено математическое моделирование. Погрешности  $\delta f$  оценивались для случая, когда частота сигнала  $f_c$  равномерно распределена на частотном интервале  $\Delta f_d$  между частотами настройки соседних фотодиодов. Такой подход обладает достаточной степенью общности, чтобы распространить его результаты на всю полосу рабочих частот АОИПС.

На частотном интервале  $\Delta f_d = 500$  кГц погрешности  $\delta f$  вычислялись в 50 равноотстоящих точках. Считалось, что идеальное распределение светового сигнала в плоскости фотоприёмника имеет гауссову форму. Реальное распределение, представленное интегральными значениями с фотодиодов и учитывающее их линейные размеры, аппроксимировалось гауссоидой и параболой. Уровни сигналов на фотодиодах по (2.13) вычислялись с использованием формулы Симпсона, а частота – по методике, изложенной в гл. 3. Результаты моделирования представлены на рис. 2.19 (гауссова аппроксимация) и рис. 2.20 (параболическая).

На обоих рисунках сплошными линиями отображаются погрешности для размера ФД, равного 90 % от междиодного периода (вертикальная ось – в килогерцах); пунктирами – 10 % (для рис. 2.19 вертикальная ось – в герцах).

Анализ рисунков показывает, что при аппроксимации РИСС, близкой к идеальной, "геометрический" фактор проявляет себя довольно существенно, и, напротив, при параболической (отличающейся от идеальной) аппроксимации влияние "геометрии" фотодиодов на погрешности  $\delta f$  не так велико, а сама  $\delta f$  значительна. Сказанное иллюстрируется рис. 2.21, на котором показаны зависимости максимальной ошибки  $\delta f_{\max}$  от относительного размера фотодиода ( $a$ ) для гауссовой аппроксимации  $\delta f_{1\max}$  (сплошная линия) и параболической аппроксимации  $\delta f_{2\max}$  (пунктир). Погрешности аппроксимации подробнее будут рассмотрены в гл. 3.

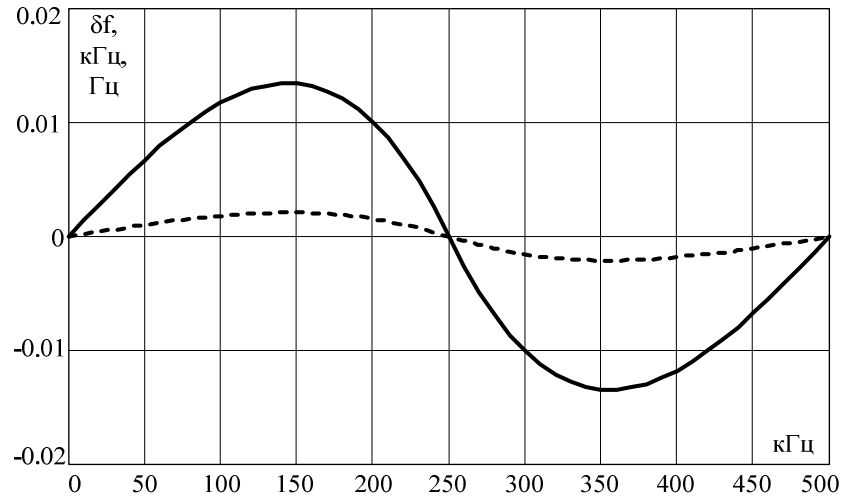


Рис. 2.19

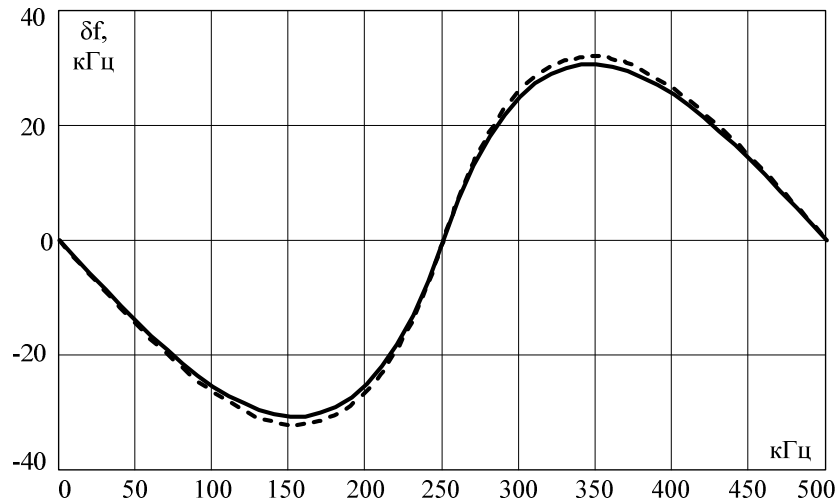


Рис. 2.20

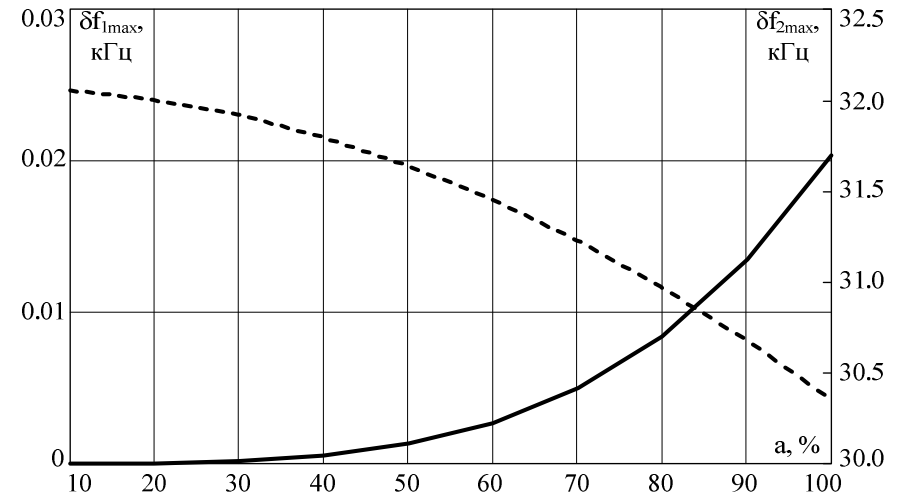


Рис. 2.21

### 2.5.2. Неоднородность чувствительности

При рассмотрении геометрических погрешностей и вычислении уровня сигнала на фотодиоде, например, по формуле (2.13) предполагалось, что его светочувствительность в пределах активной области постоянна (равномерна), т.е. описывается идеально прямоугольной апертурной функцией.

Между тем в литературе [28], имеются указания на то, что светочувствительность фотодиода по площадке (форма его апертурной функции) неравномерна и может изменяться в пределах 3–80%. Следует, однако, отметить, что в документации какие-либо численные данные, характеризующие неравномерность чувствительности, для большинства фотоприёмников отсутствуют. В частности, их не приводят и в технических условиях.

Очевидно, что уровни выходных сигналов фотодиодов напрямую определяются интенсивностью воздействующего на них светового сигнала и формой их (фотодиодов) апертурной функции. Очевидно также и то, что точность измерения и вычисления параметров сигналов (в различных вычислительных алгоритмах) определяется именно уровнями сигналов фотодиодов. Следовательно, их (уровней) измене-

ние (по любой причине, в том числе и из-за формы апертурной функции фотодиодов) сопровождается появлением погрешностей, требующих изучения и учёта.

Исследованию погрешностей измерения частоты, связанных с неидеальностью формы апертурной функции фотодиодов, посвящена работа [29], в которой рассматриваются вариации дискриминационной характеристики акустооптического демодулятора ЧМ-сигналов, связанные с вариациями формы апертурной функции фотодиодов.

Структурная схема этого демодулятора показана на рис. 2.22.

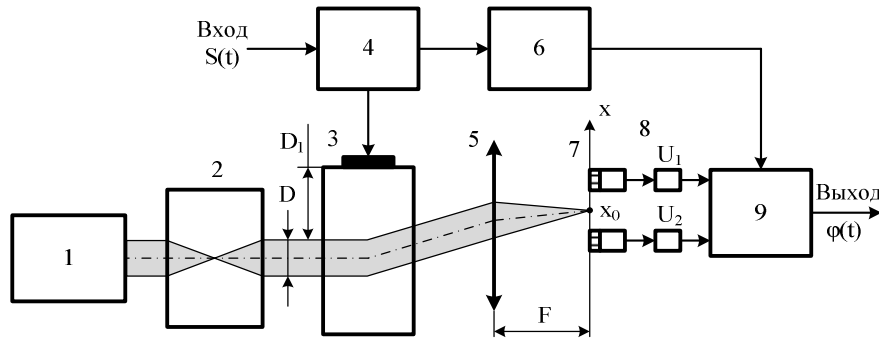


Рис. 2.22

Она включает в себя лазер 1; коллиматор 2; АОД 3; ВЧ-делитель 4; интегрирующую линзу 5; устройство управления 6; пару фотодиодов (ФД1 и ФД2) 7, в промежуток  $2r_x$  между которыми сфокусирован продифрагировавший на сигнале  $S(t)$  лазерный пучок света, причём несущей частоте  $f_0$  соответствует максимум  $I_0(x)$ , абсцисса которого  $x = x_0$ . ФД1 и ФД2 нагружены на два видеоусилителя 8 и дискриминатор 9, с выхода которого снимается полезный сигнал  $\phi(t)$ , отображающий закон изменения частоты демодулированного сигнала.

Дискриминатор 9 управляется устройством 6, обеспечивающим измерение мгновенной частоты сигнала  $S(t) = A(t)\cos(2\pi f_0 t + \psi(t))$  в момент времени  $t_0$ , «отстоящий» от момента прихода сигнала на преобразователь на время  $\Delta t = (D_1 + D)/V$ , где  $D$  – апертюра,  $D_1$  – теневая апертюра АОД,  $A(t)$  – закон изменения огибающей,  $f(t) = f_0 + \psi'(t)$  – закон изменения частоты,  $f_0$  – начальная частота,  $\psi(t)$  – закон изменения фазы и  $\gamma = \psi''(t)$  – скорость изменения частоты.

Считается, что апертурное время  $T_0$  в демодуляторе соответствует условию квазигармоничности (1.3) и, следовательно, при облучении апертюры плоской волной, интенсивность дифрагированного света в спектральной плоскости 7 интегрирующей Фурье-линзы 5 описывается выражением

$$I_{g1}(x, y) = I_{01} \operatorname{sinc}^2 \frac{D}{\lambda F} \left[ x - x_0 - \frac{\lambda F}{V} \psi'(t) \right] \operatorname{sinc}^2 \frac{h}{\lambda F} y, \quad (2.14)$$

где  $\operatorname{sinc}(\chi) = \sin(\pi\chi)/\pi\chi$ ;  $I_{01}$  – интенсивность продифрагировавшего света в точке с координатами  $x_0 = (\lambda_0 F/V)f_0$ ;  $y = y_0 = 0$  при  $\psi'(t) \rightarrow 0$ ;  $\lambda_0$  – длина волны лазерного излучения;  $h$  – высота апертюры АОД;  $F$  – фокусное расстояние линзы 5.

Из (2.14) следует, что максимум (энергетический центр) дифрагированного пятна света перемещается по закону

$$x(t) = x_0 + (\lambda F/V) \psi'(t),$$

идентичному закону изменения частоты во входном радиосигнале. Следовательно, регистрация положений упомянутого максимума во времени равносильна измерению  $f(t) = f_0 + \psi'(t)$ .

Дискриминационная характеристика демодулятора, инвариантная к уровню действующего на его входе радиосигнала, может быть представлена в виде

$$W(x) = (U_1(x) - U_2(x)) / (U_1(x) + U_2(x)), \quad (2.15)$$

где  $U_1(x)$  и  $U_2(x)$  – уровни сигналов, снимаемых с фоточувствительных площадок фотодиодов ФД1 и ФД2 площадью  $S = \Delta x \Delta y$ ; где  $\Delta x$  и  $\Delta y$  – размеры площадки по осям  $x$  и  $y$  соответственно.

Знак  $W(x)$  определяет направление изменения частоты ЧМ-сигнала, а значение  $W(x)$  – величину девиации частоты относительно частоты  $f_0$ .

Для оценки погрешности демодуляции закона изменения частоты  $f(t)$  и расчёта дискриминационной характеристики (2.15) в [29] рассчитываются уровни сигналов  $U_1(x)$  и  $U_2(x)$  при «набегании» и «сходе» с фотодиодов ФД1 и ФД2 дифрагированного пятна света.

Напряжения  $U_1(x)$  и  $U_2(x)$ , являющиеся результатом некогерент-

ного суммирования  $I_{g1}(x, y)$  по апертурам ФД1 и ФД2, определяют с учётом форм их считывающих апертур  $A(x-x_{1,2}; y-y_{1,2})$  ( $C$  – параметр, не зависящий от частоты):

$$U_{1,2}(x, y) = C \iint_{x, y} I_{g1}(x, y) A(x-x_{1,2}; y-y_{1,2}) dx dy. \quad (2.16)$$

Расчёт  $W(x)$  выполняется для двух форм  $A(x-x_{1,2}; y-y_{1,2})$ . Одна из них бинарная ( $A(x-x_{1,2}; y-y_{1,2}) = 1$ , если  $x, y \in \Delta x, \Delta y$ ;  $A(x-x_{1,2}; y-y_{1,2}) = 0$ , при остальных  $x, y$ ) соответствует одинаковой и равномерной по полю чувствительности фотодиодов. Другая форма может быть аппроксимирована функцией вида  $A(x, y) = \cos(\pi x / \Delta x) \cos(\pi y / \Delta y)$  [30].

Интегрируя выражение (2.16) по координате  $y$  в пределах:  $(-\Delta y / 2) \leq y \leq (\Delta y / 2)$ , по координате  $x$  для диода ФД1 пределах:  $(-p_x - \Delta x) \leq x_1 \leq (-p_x)$ , а для диода ФД2 в пределах  $(p_x) \leq x_2 \leq (p_x + \Delta x)$  и учитывая, что

$$\int \text{sinc}^2(\alpha \chi) d\chi = \frac{1}{\pi \alpha} [\text{Si}(2\pi \alpha \chi) - \text{sinc}^2(\alpha \chi)],$$

с точностью до постоянного множителя

$$M_1(y) = \frac{2}{\pi b} [\text{Si}(\pi b) - \text{sinc}^2(0,5b)]$$

получим для бинарной формы апертурных функций

$$U_{1,2}(x, y) = \frac{CI_{01}M_1(y)}{\pi a} \cdot \Delta_1,$$

$$\Delta_1 = \begin{cases} \text{Si}\{2\pi a[\mp(p_x + \Delta x) - x_0]\} - \text{sinc}^2\{a[\mp(p_x + \Delta x) - x_0]\} \\ - \text{Si}[2\pi a \mp(p_x + x_0)] + \text{sinc}^2[a \mp(p_x + x_0) / \pi] \end{cases}, \quad (2.17)$$

где  $\text{Si}(\chi)$  – интегральный синус,  $a = D / \lambda F$ ,  $b = h / \lambda F \Delta y$ .

Если же падающий на АОД лазерный пучок имеет гауссову фор-

му  $U(x, y) = U_0 \exp[-4(x^2 / d_1^2 + y^2 / d_2^2)]$ , с интенсивностью в плоскости фотоприёмника

$$I_{g2}(x, y) = I_{02} \exp\left\{-\left[(\pi/2)a_1(x - x_0)\right]^2\right\} \exp\left\{-\left[(\pi/2)b_1y\right]^2\right\},$$

то соотношения, аналогичные (2.17), для сигналов  $U_{1,2}(x)$  примут вид

$$U'_{1,2}(x, y) = CI_{02}M_2(y) \frac{1}{a_1 \sqrt{\pi}} \Delta_2, \quad (2.18)$$

$$\Delta_2 = \text{erf}(0,5\pi a_1[\mp(p_x + \Delta x) - x_0]) - \text{erf}(0,5\pi a_1[\mp p_x - x_0]),$$

где  $d_1$  и  $d_2$  – поперечные размеры пучка в плоскости АО-взаимодействия;

$a_1 = d_1 / \lambda D$ ;  $b_1 = d_2 / \lambda D$ ;

$M_2(y) = (b_1^2 \pi)^{-0,5} [\text{erf}(0,25\pi b_1 \Delta y) - \text{erf}(-0,25\pi b_1 \Delta y)]$ ;

$\text{erf}(\chi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\chi \exp(-t^2) dt$  – интеграл вероятности [31].

В (2.17) и (2.18) верхние знаки соответствуют фотодиоду ФД1, а нижние – ФД2.

Графики зависимостей  $W(x)$  для  $\Delta x = \Delta y = 100$  мкм,  $2p_x = 150$  мкм и ширины распределения  $I_{g1}(x)$  «по первым нулям»  $2p_x$  приведены на рис. 2.23 для бинарной 1 и косинусоидальной 2 апертурных функций.

Как следует из рисунка, нелинейность дискриминационной характеристики  $W(x)$  проявляется, в основном, вблизи краев интервала  $2p_x$ . Она ограничивает линейный участок дискриминационной характеристики демодулятора значениями 1–1,3  $p_x$ .

Заштрихованная область на этом рисунке характеризует погрешность демодуляции ЧМ-сигналов. Её величина может достигать 0,08  $p_x$  даже в пределах линейного участка  $W(x)$ . Таким образом, если интервалу  $2p_x$  в плоскости фотоприёмника соответствует, например, полоса рабочих частот  $\Delta f = 25$  МГц (в соответствии с  $\Delta x = 2p_x = \lambda F \Delta f / V$ ), то ожидаемое значение частотной погрешности составит  $\sim 1$  МГц. В качественном отношении аналогичные выводы следуют из анализа  $W(x)$

для пучка дифрагированного света гауссовой формы.

Несмотря на то, что использованное бинарное или косинусоидальное распределение чувствительности фотодиодов носит модельный характер, полученные результаты позволяют утверждать, что нелинейное распределение чувствительности фотодиодов сопровождается уменьшением линейного участка дискриминационной характеристики демодулятора ЧМ-сигналов.

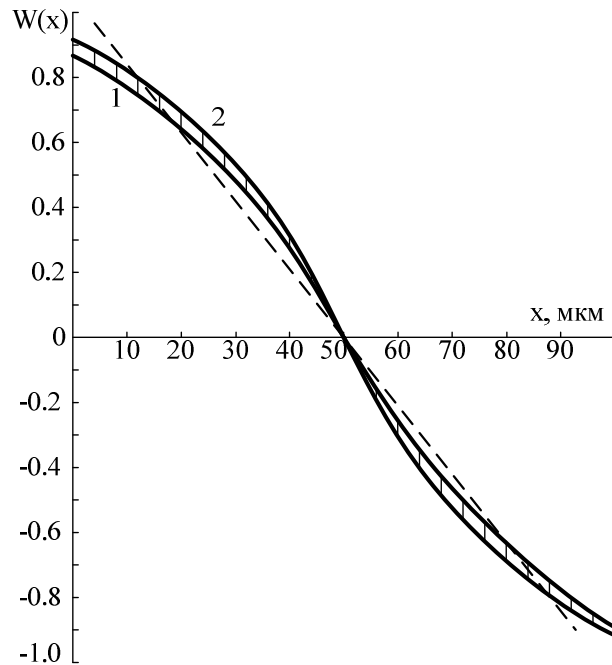


Рис. 2.23

Для одинаковых апертурных функций фотодиодов погрешности демодуляции, носящие систематический характер, могут быть учтены при градуировке дискриминационной характеристики. Если апертурные функции фотодиодов различны, то данную погрешность следует рассматривать как случайную.

Поскольку форма апертурной функции фотодиода, отличная от бинарной, вносит, в общем случае, случайную добавку в уровни сигналов на фотодиодах, вычисляемых по формуле (2.13), то это увели-

чивает погрешности определения частоты с помощью вычислительных алгоритмов по (2.11).

### 2.5.3. Неидентичность амплитудных характеристик

Измерять неидентичность амплитудных характеристик собственно фотодиодов фотоприёмника следует в отрыве от АОИПС, поскольку в составе АОИПС в амплитудные характеристики фотодиодов входят составной частью неравномерности и неидентичности всех предшествующих трактов.

Измерение неидентичности амплитудных характеристик фотодиодов в составе АОИПС выполняется по следующей методике:

- устанавливают (и поддерживают в процессе измерений) частоту радиосигнала, равную частоте точной настройки фотодиода;
- контролируют факт точной настройки, например, по осциллографу;
- изменяют мощность радиосигнала от минимальной до максимальной с равномерным шагом и измеряют уровни сигнала на выходе фотодиода, например, в цифровых кодах АЦП.

Совокупность измеренных характеристик – это амплитудные характеристики фотодиодов.

По измеренным амплитудным характеристикам можно оценить их неравномерность и идентичность. Оценка неравномерности может быть использована для коррекции уровня цифрового порога (для каждого фотодиода, т.е. в каждом частотном канале) в алгоритмах грубого либо точного (гл.3) измерения частоты радиосигнала.

### 2.5.4. Инерционность фотодиодов

Особенности формирования информации на выходе фотоприёмника, а значит, и виды характеристик, которые могут быть получены с его помощью, зависят от типа применённого фотоприёмника и, в частности, от такой его характеристики, как инерционность (постоянная времени интегрирования фотодиодов).

Влияние инерционности фотоприёмника на формируемые спектральные характеристики сигнала заключается в том, что в течение времени интегрирования на нём будут суммироваться с некоторым весовым коэффициентом, определяемым импульсной

характеристикой фотоприёмника, спектральные плотности мощности мгновенных спектров, т.е. будет вычисляться функция

$$g(\omega, t) = k_{\Pi} \int_0^t J(\omega, \zeta) \Phi(\zeta - t) d\zeta, \quad (2.19)$$

где  $J(\omega, t)$  – мгновенный спектр мощности,  $\Phi(t)$  – импульсная характеристика фотоприёмника,  $k_{\Pi}$  – коэффициент, учитывающий преобразование световой энергии (облучающей фотоприёмник) в электрическую.

Для случая простого интегрирования функция  $\Phi(t)$  имеет вид

$$\Phi(t) = (1/\tau_0) \exp(-t/\tau_0), \quad (2.20)$$

где  $\tau_0$  – постоянная времени интегрирования.

Функция  $g(\omega, t)$ , как следует из (2.19), представляет собой по смыслу отклик фотоприёмника на воздействие мгновенного спектра мощности  $J(\omega, t)$ .

Очевидно, что всё многообразие форм откликов  $g(\omega, t)$  зависит от импульсной характеристики фотоприёмника, в частности, для характеристик вида (2.20) оно зависит от  $\tau_0$ . Так, для безынерционного фотоприёмника функция (2.20) превращается в дельта-функцию. При этом выражение (2.19) с учётом фильтрующего свойства дельта-функции, примет наиболее простой вид:

$$g(\omega, t) = k_{\Pi} \int_0^t J(\omega, \zeta) \delta(\zeta - t) d\zeta = k_{\Pi} J(\omega, t). \quad (2.21)$$

Как следует из (2.21), отклик на выходе безынерционного фотоприёмника повторяет входное воздействие  $J(\omega, t)$  и позволяет следить за всеми изменениями спектральных составляющих во времени.

Для другого граничного случая  $\tau_0 \gg t_c$  (где  $t_c$  – время существования сигнала в апертуре АОД) импульсная характеристика (2.20)  $\Phi(t) \approx (1/\tau_0)$ . При этом

$$g(\omega, t_c) = \frac{k_{\Pi}}{\tau_0} \int_0^{t_c} J(\omega, t) dt. \quad (2.22)$$

Отклик (2.22), соответствующий непрерывному суммированию спектральных плотностей мощности мгновенных спектров в течение времени  $t_c$  существования сигнала в апертуре АОД, может быть назван интегральной спектральной характеристикой.

В случае, если фотоприёмник нельзя считать безынерционным, или  $\tau_0$  сравнима с  $t_c$ , отклик на выходе фотоприёмника на воздействие функции  $J(\omega, t)$ , при условии (2.20), необходимо вычислять по формуле

$$g(\omega, t) = \frac{k_{\Pi}}{\tau_0} \int_0^t J(\omega, \zeta) \exp\left(-\frac{t-\zeta}{\tau_0}\right) d\zeta. \quad (2.23)$$

Инерционность фотоприёмника приводит к появлению следующих эффектов, влияющих на формирование отклика  $g(\omega, t)$ :

- зависимость максимального значения отклика  $g_{\max}$  от постоянной интегрирования  $\tau_0$  и скорости изменения частоты  $\gamma$  (для ЧМ-сигнала);
- запаздывание  $g_{\max}$  относительно  $J_{\max}(\omega, t)$ ;
- асимметричное изменение отклика по сравнению с входным воздействием.

Влияние  $\gamma$  на  $g_{\max}$  проявляется двояко. Во-первых, от  $\gamma$  зависит уровень входного воздействия и, в частности, его максимальное значение  $J_{\max}(\omega, t)$ . А во-вторых, при постоянной форме и величине входного воздействия  $J(\omega, t)$  уровень  $g_{\max}$  на выходе инерционного фотоприёмника зависит от соотношения времени воздействия сигнала на фотоприёмник и времени  $\tau_0$ . Если время воздействия  $t_B$  сигнала на фотоприёмник подчиняется условию

$$t_B \gg \tau_0, \quad (2.24)$$

то максимум сигнала на выходе  $g_{\max}$  достигнет величины  $J_{\max}(\omega, t)$ . Кроме того, функции  $g(\omega, t)$  и  $J(\omega, t)$  практически совпадут по форме.

Если же условие (2.24) не выполняется, то за время  $t_B$  сигнал на фотоприёмнике достигнет уровня  $g_{\max}$ , меньшего чем  $J_{\max}(\omega, t)$ . При  $t_B = \text{const}$  величина  $g_{\max}$  будет уменьшаться с ростом  $\tau_0$  и одновременно форма  $g(\omega, t)$  будет всё больше искажаться и отличаться от  $J(\omega, t)$ . Искажения формы будут заключаться в отсутствии быстрых изменений  $g(\omega, t)$ , по сравнению с  $J(\omega, t)$ , расширении  $g(\omega, t)$  и появлении асимметрии. При  $\tau_0 \rightarrow \infty$  величина  $g_{\max} \rightarrow 0$ .

Оценим величину  $\tau_0$  для случая, когда анализируемым сигналом является ЛЧМ-сигнал. Будем считать фотоприёмник точечным (имеющим бесконечно малые размеры), а апертурное время  $T_0$  выбранным в соответствии с максимальной границей условия (1.3).

При справедливости (1.3) функция  $J(\omega, t)$  практически будет совпадать по форме с квадратом модуля аппаратной функции (1.11). Положение этой функции в плоскости фотоприёмника будет определяться мгновенной частотой участка сигнала, находящегося в апертуре АОД. При линейном изменении частоты функция  $J(\omega, t)$  будет равномерно (с постоянной скоростью) перемещаться по фотоприёмнику.

Определим  $t_B$  как промежуток времени, в течение которого через фотоприёмник проходит основной лепесток аппаратной функции (1.11). Для смещения  $J(\omega, t)$  на ширину основного лепестка относительно фотоприёмника за время  $t_B$  необходимо, чтобы частота сигнала в апертуре АОД изменилась на  $2/T_0$  со скоростью  $\gamma$ . Поэтому  $t_B = (2/T_0) / \gamma = 2/(T_0\gamma) = 2/\Delta F_D$ , где  $\Delta F_D$  – девиация частоты в апертуре АОД.

Подставим полученное значение  $t_B$  в выражение (2.24) и заменим его равенством

$$\tau_0 = k_{\text{и}} (1/\Delta F_D), \quad (2.25)$$

откуда  $k_{\text{и}} = \Delta F_D \tau_0$  – коэффициент, выбираемый в зависимости от требований к инерционности фотоприёмника.

На рис. 2.24 представлены рассчитанные по формуле (2.23) отклики  $g(\omega, t)$  на выходе инерционного фотодиода при прохождении через аперттуру АОД ЛЧМ-сигнала и выполнении квазигармонического условия (1.3). Обозначения на рисунке: 1 – воздействие на входе фотодиода. Отклики (приведены безразмерные величины) на выходе фотодиода: 2 –  $\tau_0 = 0,5$ ; 3 –  $\tau_0 = 1$ ; 4 –  $\tau_0 = 2,5$ ; 5 –

$\tau_0 = 5$ ; 6 –  $\tau_0 = 10$ . Графики рассчитаны для  $\gamma = 0,25$ ;  $T_0 = 2,0$ ;  $\Delta F_D = 0,5$ .

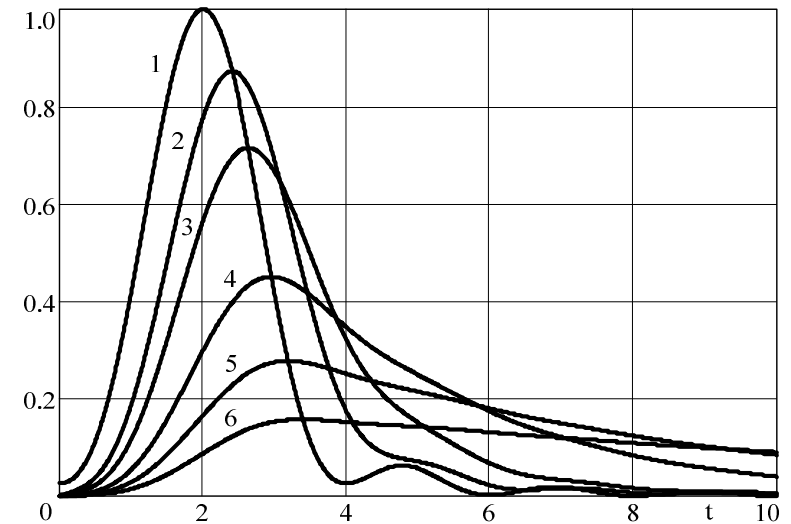


Рис. 2.24

Практически, как следует из приведенных графиков и выполненных расчётов, при значении  $k_{\text{и}} \ll 0,05$  величина  $g_{\max} \approx J_{\max}(\omega, t)$  и если это условие является условием безынерционной работы фотоприёмника, то для обеспечения безынерционности величину  $\tau_0$  необходимо выбирать по формуле

$$\tau_0 \leq 0,05 (1/\Delta F_D) = 0,05 (1/T_0\gamma) = \tau_{0\text{min}}. \quad (2.26)$$

При  $k_{\text{и}} > 5$  фотоприёмник практически не пригоден к эксплуатации, поскольку  $g_{\max}$  на его выходе становится пренебрежимо малым по сравнению с  $J_{\max}(\omega, t)$ . Если величины  $\tau_0$  и  $\gamma$  известны заранее, то для обеспечения безынерционной работы фотоприёмника время заполнения аперттуры АОД необходимо, как следует из (2.26), выбирать из условия:  $T_0 \leq 0,05(1/\tau_0\gamma)$ .

Разброс инерционных параметров фотодиодов (вариации постоянной времени интегрирования  $\tau_0$  от фотодиода к фотодиоду) приве-



дет к формированию на фотодиодах откликов, уровни и формы которых (в частности, фронты и срезы) также будут варьироваться.

Для АОИПС последовательного типа (см. рис. 1.3) вариации фронтов и срезов откликов практически не скажутся на результатах измерений, поскольку в этом устройстве на фотодиодах во время записи формируется интегральная (за время записи) оценка уровня сигнала, в полосе частот, соответствующих размерам фотодиода. Что же касается вариаций уровня отклика, то они могут привести к искажению формы распределения интенсивности светового сигнала, формирующегося на фотоприёмнике. Эти искажения практически не повлияют на точность измерения частоты при использовании грубого алгоритма и формул (1.5) и (1.6). Для точных алгоритмов вычисления частоты (гл. 3), использующих для измерений частоты информацию о форме распределения, искажение её формы может привести к дополнительным погрешностям.

АОИПС параллельного типа (см. рис. 1.2) помимо чувствительности к вариациям уровня отклика, о которых говорилось в предыдущем абзаце, чувствителен ещё и к вариациям фронтов и срезов откликов при использовании грубого алгоритма вычисления частоты. Такая зависимость от фронтов и срезов объясняется тем, что в этом устройстве код частоты по (1.5) формируется обычно в реальном времени с некоторым периодом  $T_{\Pi}$ . При этом может оказаться, что в момент формирования кода частоты, уровень сигнала на одном из фотодиодов ( $\tau_0$  у которого больше, чем у рядом расположенных фотодиодов) ещё не превысил порог. В результате ещё не сработает пороговое устройство, подключённое к названному фотодиоду. Это приведёт к ошибке в формировании кода частоты по (1.5). Описанная ситуация может иметь место при формировании как первого, так и последнего кодов частоты.

Для борьбы с этим явлением необходимо предусматривать стробирование формирователя кодов частоты стробом не показанного на рис. 1.2 амплитудного канала, т.е. стробом, сформированным на выходе амплитудного детектора, подключённого к источнику сигнала  $S(t)$ . Указанный строб может отсеять ложные коды частоты, сформированные после окончания откликов, т.е. по их срезам. Однако эта мера не гарантирует избавления от формирования ложных кодов частоты по фронтам откликов. В последнем случае для избавления от ложных кодов частоты, идут на задержку фронта строба, что равносильно ис-

ключению из дальнейшего анализа первого сформированного кода частоты. Однако очевидно, что эта мера сопряжена с потерей информации о сигнале, а это не всегда допустимо.

### 2.5.5. Дифракционные эффекты в фотоприемнике

Применительно к акустооптическим (АО) средствам обработки информации и, в частности, к АО-измерителю параметров радиосигналов, типовая схема которого приведена на рис. 1.1, принято считать, что их динамический диапазон «снизу» ограничивается фоном светового рассеяния, внутри- и межэлементными френелевскими переотражениями и т.д.; их суммарный уровень определяется оптическим качеством входящих в измеритель элементов, таких как коллиматор, акустооптический дефлектор, интегрирующий объектив и другие элементы оптического тракта.

При этом основной вклад в упомянутый уровень оптических помех вносит АОД, значение многосигнального динамического диапазона (ДД) которого увязывается с уровнем светового фона. Так, если задать уровень оптического фона равным  $10^{-7} - 10^{-5}$  (по отношению к уровню падающего на АОД света), то следует ожидать [32, 33], что значение ДД будет изменяться в пределах от 52 до 38 дБ. Данное значение ДД и принято считать теоретическим пределом как для АОД, так и в целом для АО-измерителей параметров радиосигналов.

В работе [34] обращено внимание на тот факт, что в реальных АО-измерителях элементом, ограничивающим их ДД, может выступать фотоприемное устройство (ФПУ), причем ограничение ДД может быть не связано с электрическими параметрами самого ФПУ, его ДД, а может определяться конструктивными особенностями его корпуса, элементами защиты фоточувствительной области и самой геометрией (топологией) фоточувствительной площадки многоэлементного ФПУ.

В работе показано, что дифракция «в отраженном свете», возникающая (и проявляющаяся при большом уровне светового сигнала) на упорядоченной структуре фотодиодов ФПУ, является причиной («источником») паразитных световых сигналов; присутствие последних непосредственно в плоскости ФПУ, в конечном счете, и ограничивает многосигнальную динамику АО-измерителя, внося погрешности в измерение частоты сигнала. Вышесказанное иллюстрируется экспериментальной осциллограммой сигнала, снятого с ФПУ в схеме рис. 1.1,

представленной на рис. 2.25.

На рисунке, помимо основного полезного сигнала большого уровня, наблюдается ряд световых сигналов, образованных дифракционными эффектами. Последние и «воспринимаются» АО-измерителем как реально действующие на его входе радиосигналы. Данное явление было обнаружено при попытке получения в АО-измерителе величины ДД, превышающей  $\sim(40-45)$  дБ.

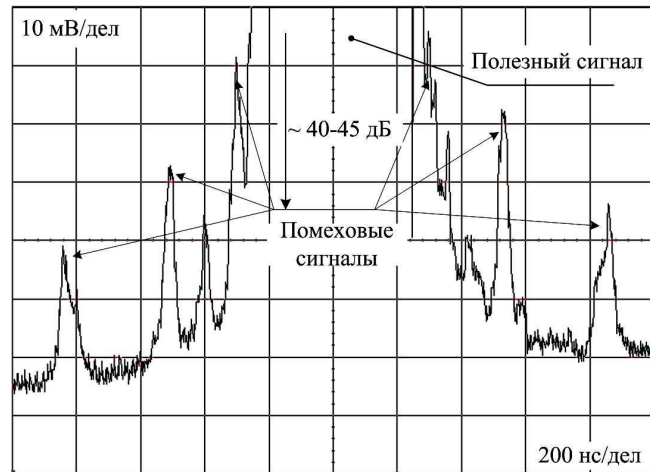


Рис. 2.25

Для пояснения высказанного утверждения рассмотрим конструкцию применяемой в составе измерителя ПЗС линейки типа ТН7813 производства фирмы «E2v», микрофотография активной области которой приведена на рис. 2.26. Фоточувствительная область А обрамлена металлическими электродами 1 с периодом расположения, ориентировочно равным размеру одного фотоэлемента и составляющим 10 мкм. Выше и ниже от этой центральной области расположены электроды 2, которые соответствуют «четным» и «нечетным» транспортным регистрам; они следуют с удвоенным шагом в 20 мкм.

Для падающего светового пучка достаточно больших поперечных размеров указанная структура ПЗС представляет собой отражательную дифракционную решетку. Двумерная фотография дифракции (в отраженном свете) представлена на рис. 2.27, в которой расстояние, отме-

ченное цифрой 1 (по горизонтали), между более яркими дифракционными порядками соответствует электродам 1 на рис. 2.26, а расстояние, отмеченное как 2, между промежуточными порядками дифракции соответствует решетке, образованной электродами 2.

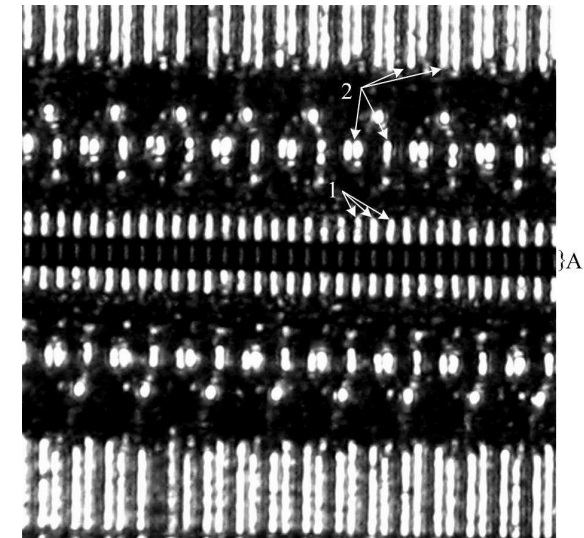


Рис. 2.26

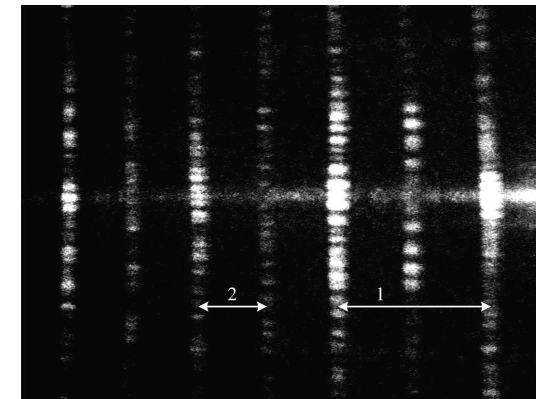


Рис. 2.27

Наблюдаемая на рис. 2.27 дифракция по вертикали соответствует вертикальной периодичности электродов линейки.

Дифракция сфокусированного на область А пучка (что является рабочим состоянием АО-измерителя), показана на рис. 2.28. В этом случае результат дифракции соответствует одномерной решетке, состоящей из межэлементных электродов 1 (электроды 2 и вертикальная структура сфокусированным пятном не захватываются).

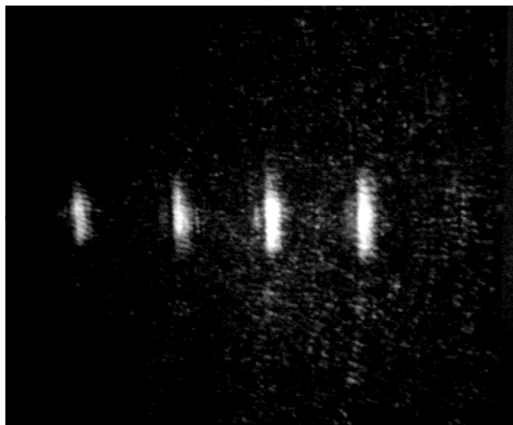


Рис. 2.28

Таким образом, отраженные от структуры ПЗС дифракционные порядки, повторно отразившись от граней входного стеклянного окна линейки (чертеж корпуса которой с характерными размерами представлен на рис. 2.29), воздействуют на фоточувствительную область приемника и при достаточно высоком уровне светового, а соответственно и принимаемого радиосигнала, дают изображенную на рис. 2.25 картину.

Проведем расчет характеристик указанного явления. Анализ влияния продуктов дифракции на параметры АО-измерителя будем проводить в два этапа.

На первом этапе рассчитаем распределение амплитуды светового поля основного сигнала в плоскости расположения ФПУ, приняв которое за исходное, на втором этапе определим результаты дифракции этого пятна на структуре ПЗС и рассчитаем ее энергетические пара-

метры.

Для проведения такого рассмотрения за основу возьмем оптическую схему реального измерителя, приведенную на рис. 2.30.

Оптическая система состоит из трех положительных цилиндрических линз (Л1, Л2, Л3) с фокусными расстояниями  $f_1$ ,  $f_2$ ,  $f_3$ , две из которых (Л1, Л3) осуществляют преобразование пучка в вертикальной (на рис. 2.29 –  $xOz$ ), а третья (Л2) – в горизонтальной ( $yOz$ ) плоскостях.

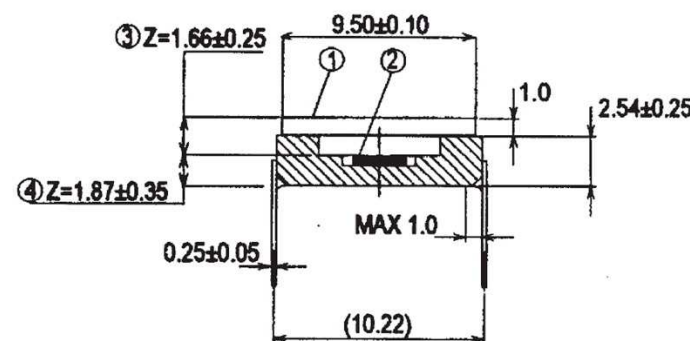


Рис. 2.29

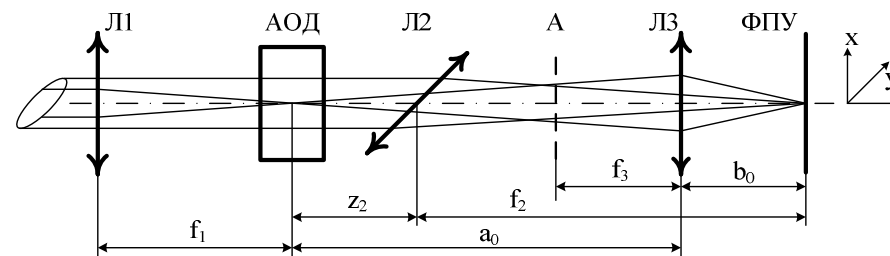


Рис. 2.30

Будем считать, что на входе в оптическую систему распределение поля, создаваемого лазером светового пучка, описывается выражением

$$u_0(x, y) = \exp\left(-\frac{x_0^2}{r_{0x}^2}\right) \exp\left(-\frac{y_0^2}{r_{0y}^2}\right), \quad (2.27)$$

где  $r_{0x}$  и  $r_{0y}$  – «радиусы» гауссова пучка по амплитудному уровню  $1/e$  от максимума.

При этом по оси  $y$  в плоскости ПЗС распределение амплитуды пятна определяется (с точностью до постоянного коэффициента) Фурье-преобразованием (линза Л2) зависящей от  $y$  части выражения (2.27), т.е.  $\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-y_0^2/r_{0y}^2) \exp(-j2\pi y/\lambda_0 f_2 y_0) dy_0$ ,  $\lambda_0$  – длина волны света.

Для оценки ситуации в плоскости  $xOz$  заметим, что падающий на линзу Л3 расходящийся (после воздействия первой линзы Л1) пучок можно представить как результат освещения исходящей из точечного (линейного) источника, находящегося на расстоянии  $a_0$  позади линзы Л3, цилиндрической волной транспаранта с амплитудным пропусканием  $\exp\left(-\frac{f_1^2 x_0^2}{r_{0x}^2 (a_0 - f_3)^2}\right)$ , расположенного в сечении А на расстоянии

$f_3$  перед Л3. Причем  $a_0$  определяется (рис. 2.30) из условия:  $a_0 = 0,5(z_2 + f_2) + 0,5\sqrt{(z_2 + f_2)^2 - 4(z_2 + f_2)f_3}$ , где  $z_2$  – расстояние между задней фокальной плоскостью линзы Л1 и линзой Л2, а изображение формируется на расстоянии  $b_0 = a_0 f_3 / (a_0 - f_3)$  от Л3. При этом по оси  $x$  в плоскости фотоприемника распределение света определится преобразованием Фурье от функции амплитудного пропускания транспаранта.

Таким образом, для двумерного распределения нормированной интенсивности света в плоскости ФПУ можно получить выражение

$$I_1(x, y) = U_1^2(x, y) = \exp\left[-\frac{2\pi^2}{\lambda_0^2} \left( \frac{(a_0 - f_3)^2 r_{0x}^2}{f_1^2 f_3^2} x^2 + \frac{r_{0y}^2}{f_2^2} y^2 \right)\right]. \quad (2.28)$$

На рис. 2.31 представлен результат расчета распределения (2.28) в виде контурного графика, на котором линии расположены с шагом 0,1 от максимума интенсивности. Расчет выполнен для исходных данных:  $f_1 = 86$  мм;  $f_2 = 105$  мм;  $f_3 = 20$  мм;  $\lambda_0 = 0,657$  мкм;  $r_{0y} = 2$  мм;  $r_{0x} = 1$  мм;  $z_2 = 40$  мм.

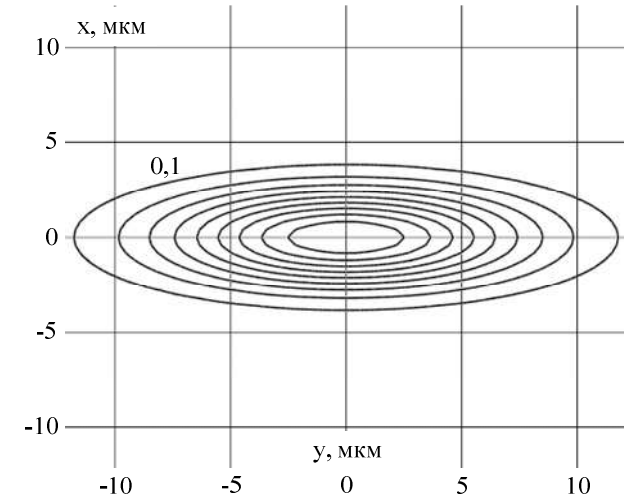


Рис. 2.31

Периодическую совокупность металлических электродов в промежутках между фотоприемными элементами ФПУ можно представить в виде отражательной дифракционной решетки (рис. 2.32) с количеством элементов  $N = 2n + 1$ , шириной  $h$  и периодом  $d$ .

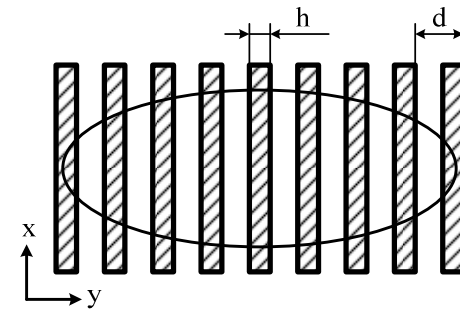


Рис. 2.32

Обозначив коэффициент отражения элементов решетки по интенсивности через  $\rho$ , амплитудное «пропускание» такой решетки можно представить в виде

$$C(x, y) = \sqrt{\rho} \sum_{i=-n}^n \text{rect}\left(\frac{y - id}{h}\right). \quad (2.29)$$

Причем, если ширина решетки  $Nd$  значительно превышает размеры светового пятна (что и имеет место на практике), то ее можно считать бесконечно протяженной, положив в (2.29)  $n = \infty$ .

При этом спектральная функция решетки равна

$$S(v_x, v_y) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k \delta[v_x, (v_y - kv_0)], \quad (2.30)$$

где  $k = 0, \pm 1, \dots$  – порядок дифракции;  $v_x, v_y$  – пространственные частоты по соответствующим осям;  $v_0 = 1/d$ ;  $c_k$  – коэффициенты разложения амплитудного «пропускания» решетки  $C(x, y)$  в ряд Фурье:

$$C(x, y) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k \exp(j2\pi kv_0 y), \quad (2.31)$$

причем коэффициенты  $c_k$  находятся из выражения

$$c_k = \frac{1}{d} \int_{-0,5d}^{0,5d} C(x, y) \exp(-j2\pi kv_0 y) dy. \quad (2.32)$$

Учитывая, что амплитудный спектр продифрагировавшего на решетке светового поля в фраунгоферовском приближении [11] можно представить как

$$U_2(v_x, v_y) = \frac{\exp(j2\pi z/\lambda_0)}{j\lambda_0 z} \exp[j\pi\lambda_0 z(v_x^2 + v_y^2)] \times F\{U_1(x, y)\} * S(v_x, v_y), \quad (2.33)$$

где  $F\{U_1(x, y)\}$  – спектр функции  $U_1(x, y)$  (2.28), а  $*$  – знак свертки, для спектра отразившегося от решетки света получаем

$$U_2(v_x, v_y) = \exp\left[j\pi\lambda_0 z\left(v_x^2 + v_y^2 + \frac{2}{\lambda_0}\right)\right] \frac{\lambda_0^2 f_1 f_2 f_3}{j\lambda_0 z \pi r_{0x} r_{0y} (a_0 - f_3)} \times \exp\left\{-\left[\frac{\lambda_0 f_1 f_3 v_x}{r_{0x} (a_0 - f_3)}\right]^2\right\} \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k \exp\left\{-\left[\frac{\lambda_0 f_2 (v_y - kv_0)}{r_{0y}}\right]^2\right\}. \quad (2.34)$$

С учетом  $v_x = x/\lambda_0 z$ ,  $v_y = y/\lambda_0 z$  и отражения от входного стекла ФПУ (коэффициент отражения по интенсивности обозначим  $\Gamma$ ), для распределения интенсивности продифрагировавшего на структуре ФПУ, отраженного от входного стекла и вновь воздействующего на фотоприемные элементы ФПУ света окончательно получаем:

$$I_2(x, y) = \Gamma \left( \frac{\lambda_0 f_1 f_2 f_3}{\pi r_{0x} r_{0y} (a_0 - f_3) z} \right)^2 \exp\left\{-\frac{2f_1^2 f_3^2 x^2}{r_{0x}^2 (a_0 - f_3)^2 z^2}\right\} \times \left| \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k \exp\left\{-\frac{\lambda_0^2 f_2^2}{r_{0y}^2} \left(\frac{y}{\lambda_0 z} - kv_0\right)^2\right\} \right|^2. \quad (2.35)$$

Рассчитанное по формуле (2.35) распределение в плоскости  $x = 0$  для прежних и дополнительных ( $\rho = 0,5$ ;  $\Gamma = 0,1$ ;  $d = 10$  мкм;  $h = 2$  мкм;  $z = 2$  мм) исходных данных, представлено на рис. 2.33.

Распределение интенсивности в отдельных дифракционных порядках при этом описывается выражением

$$I_{2k}(x, y) = \left( \frac{\Gamma |c_k| \lambda_0 f_1 f_2 f_3}{\pi r_{0x} r_{0y} (a_0 - f_3) z} \right)^2 \exp\left\{-\frac{2f_1^2 f_3^2 x^2}{r_{0x}^2 (a_0 - f_3)^2 z^2} - 2 \frac{f_2^2}{r_{0y}^2} \frac{y^2}{z^2}\right\}. \quad (2.36)$$

Для определения соотношения величин сигналов: исходного и создаваемого  $k$ -м порядком, необходимо проинтегрировать соотношения (2.28) и (2.36) по площади одной фотоприемной ячейки размерами  $a_x \times a_y$ :

$$I_1 = \int_{-0,5a_x}^{0,5a_x} \int_{-0,5a_y}^{0,5a_y} I_1(x, y) dx dy, \quad I_{2k} = \int_{-0,5a_x}^{0,5a_x} \int_{-0,5a_y}^{0,5a_y} I_{2k}(x, y) dx dy.$$

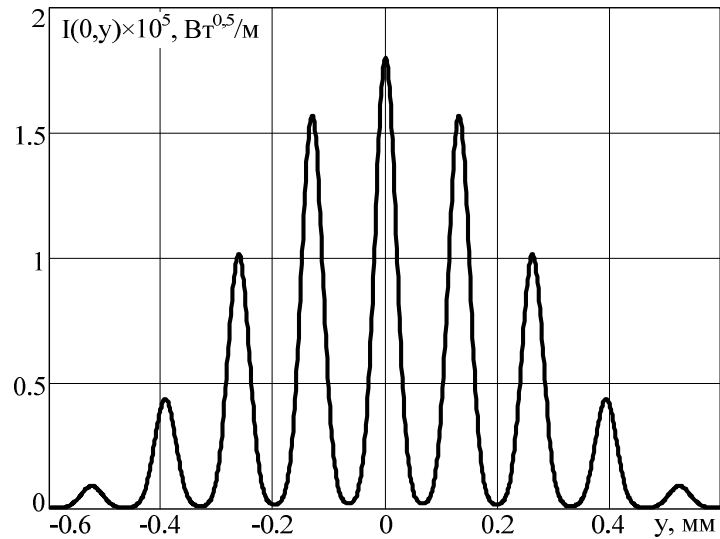


Рис. 2.33

Отношение интенсивностей, выраженное в дБ характеризует полный (не ограниченный насыщением приемника) динамический диапазон ФПУ:

$$D_k = 10 \lg(I_1 / I_{2k}). \quad (2.37)$$

На рис. 2.34 приведены зависимости отношения исходной интенсивности и интенсивности первого (как наиболее «опасного») дифракционного порядка, т.е. величины  $D_1$  от коэффициента  $\rho$  при различных  $\Gamma$  (размеры фотоячейки полагались равными  $a_x = a_y = 10$  мкм).

Зависимости  $D_1$  от расстояния  $z$ , характеризующего положение (с учетом отражения:  $z/2$ ) плоскости отражения от входного стекла ФПУ относительно фотоприемной области, при разных  $\rho$  и  $\Gamma = 0,1$ , приведены на рис. 2.35.

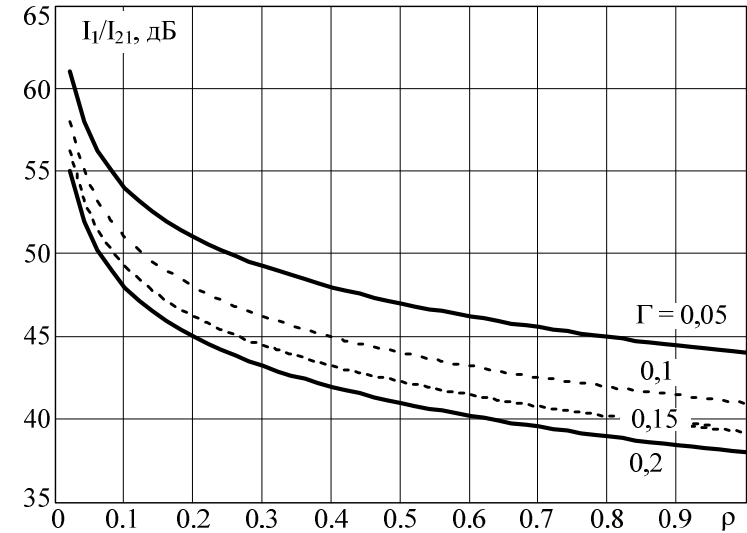


Рис. 2.34

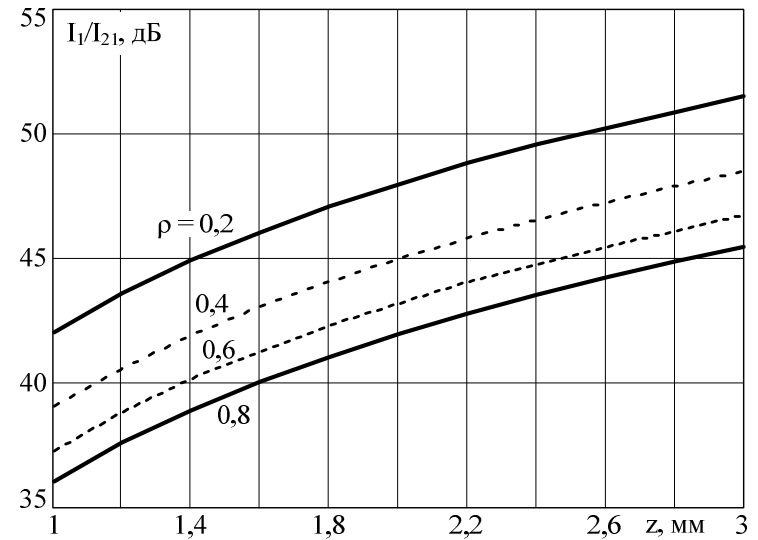


Рис. 2.35

Не углубляясь в вопросы технологических доработок ФПУ, можно предложить наиболее простые и лежащие на поверхности меры, направленные на уменьшение рассмотренных выше дифракционных явлений. Первым и наиболее общим способом является снижение коэффициента отражения токопроводящих электродов, составляющих топологическую структуру и окружающих фоточувствительную область ПЗС линейки. Другим способом, в тех случаях, когда область применения фотоприемника предполагает использование достаточно узкой части оптического диапазона, является двустороннее просветление входного окна ПЗС.

Еще два способа [35, 36] заключаются в развороте ФПУ в плоскости, перпендикулярной плоскости АО-взаимодействия, с целью ослабления продуктов дифракции. Сочетание указанных мер позволит при минимуме затрат на производство улучшить параметры как самих ПЗС, так и систем, в которых они эксплуатируются.

## 2.6. Динамические погрешности

Рассмотрим динамические погрешности измерения с помощью АОИПС законов изменения частоты и огибающей ЧМ-сигнала, связанные с выбором апертурного времени АОД  $T_0$  и алгоритмом измерения частот  $f(t_n)$  и уровней  $a(t_n)$  сигнала.

Рассмотрение погрешностей этого вида базируется, во-первых, на знании особенностей формирования РИСС на фотоприёмнике при прохождении через апертуру АОД фрагментов ЧМ-сигнала. И, во-вторых, эти погрешности связаны с алгоритмом обработки РИСС, т.е. со способом извлечения из него требуемой информации о частотах  $f(t_n)$  и уровнях  $a(t_n)$ . Рассмотрим эти вопросы подробнее.

Исследуем сначала зависимость вида РИСС, формирующегося на фотоприёмнике, от апертурного времени  $T_0$  и скорости  $\gamma$  изменения частоты ЛЧМ-сигнала, проходящего через апертуру АОД.

При заполнении аперттуры АОД ЛЧМ-сигналом с прямоугольной огибающей амплитуды  $U$  на фотоприёмнике формируется РИСС, соответствующее спектральной функции (СФ) вида:

$$G(f) = U \int_0^{T_0} \exp[j2\pi(f_0 t + (\gamma t^2 / 2))] \exp(-j2\pi f t) dt, \quad (2.38)$$

где  $f_0$  – значение частоты ЛЧМ-сигнала в начале аперттуры, т.е. в момент времени  $t = 0$ .

После преобразований в показателе степени (2.38) и дополнения его до полного квадрата, получим для  $G(f)$  следующее выражение:

$$G(f) = U \exp\left[-j\frac{\pi}{\gamma}(f - f_0)^2\right] \int_0^{T_0} \exp\left\{j\frac{\pi}{\gamma}[\gamma t - (f - f_0)]^2\right\} dt. \quad (2.39)$$

Выполнив в интеграле (2.39) замену переменной:

$$x = \sqrt{2/\gamma}[\gamma t - (f - f_0)]; \quad t = x/\sqrt{2\gamma} + (f - f_0)/\gamma; \quad dt = dx/\sqrt{2\gamma},$$

придём к выражению:

$$G(f) = \frac{U}{\sqrt{2\gamma}} \exp\left[-j\frac{\pi}{\gamma}(f - f_0)^2\right] \int_a^{a+\delta} \exp(0,5j\pi x^2) dx, \quad (2.40)$$

где  $a = \sqrt{2/\gamma}(f - f_0)$ ,  $\delta = \sqrt{2\gamma}T_0 = \sqrt{2\Delta F_D T_0} \approx \sqrt{2B}$ ,  $\Delta F_D$  – девиация частоты в апертуре АОД,  $B$  – база ЛЧМ-сигнала в апертуре АОД.

Комплексный интеграл Френеля, входящий в (2.40), может быть представлен следующим образом:

$$\int_a^{a+\delta} \exp(0,5j\pi x^2) dx = C(a + \delta) - C(a) + j[S(a + \delta) - S(a)], \quad (2.41)$$

где  $C(q) = \int_0^q \cos(0,5\pi x^2) dx$ ,  $S(q) = \int_0^q \sin(0,5\pi x^2) dx$  – интегралы Френеля. Обозначая

$$C_\delta = C(a + \delta) - C(a), \quad S_\delta = S(a + \delta) - S(a), \quad (2.42)$$

можно преобразовать интеграл Френеля (2.41) к виду

$$\int_a^{a+\delta} \exp(0,5j\pi x^2) dx = C_\delta + jS_\delta = \Phi \exp(j\psi), \quad (2.43)$$

где  $\Phi = \sqrt{C_\delta^2 + S_\delta^2}$ ,  $\psi = \arctg(S_\delta/C_\delta)$  – модуль и аргумент интеграла Френеля.

Воспользуемся при вычислении (2.43) приближёнными выражениями [37, 38] интегралов Френеля:

$$\left. \begin{aligned} C(q) &\approx 0,5 + \frac{\sin(0,5\pi q^2)}{\pi q} - \frac{\cos(0,5\pi q^2)}{\pi^2 q^3} \\ S(q) &\approx 0,5 - \frac{\cos(0,5\pi q^2)}{\pi q} - \frac{\sin(0,5\pi q^2)}{\pi^2 q^3} \end{aligned} \right\}, \quad (2.44)$$

обеспечивающими вычисления с погрешностью, определяемой третьими слагаемыми и не превышающей величины  $2/(\pi^2 q^3)$ .

Используя в (2.42) формулы (2.44) и вычисляя затем модуль и аргумент интеграла Френеля, получим для  $|a| \gg \delta$  следующие выражения:

$$\Phi \approx \delta \sin(0,5\pi a\delta)/0,5\pi a\delta, \quad (2.45)$$

$$\psi \approx 0,5\pi a(a + \delta). \quad (2.46)$$

С учётом (2.45) и (2.46) интеграл Френеля (2.43) можно записать следующим образом:

$$\int_a^{a+\delta} \exp(0,5j\pi x^2) dx = \delta \operatorname{sinc}(0,5a\delta) \exp(j0,5\pi a(a + \delta)). \quad (2.47)$$

После подстановки этого интеграла в выражение (2.40) с учётом обозначений для “а” и “δ” получим выражение для СФ:

$$G(f) = UT_0 \operatorname{sinc}[(f - f_0)T_0] \exp[j\pi(f - f_0)T_0], \quad (2.48)$$

представляющее собой выражение для СФ радиоимпульса длительности  $T_0$ .

Проведём анализ условия  $|a| \gg \delta$ , при котором выражение для СФ ЛЧМ-импульса совпадает с выражением для СФ радиоимпульса.

Условие  $|a| \gg \delta$ , с учётом принятых обозначений, может быть представлено в трёх следующих эквивалентных формах:

$$\sqrt{2/\gamma}|f - f_0| \gg \sqrt{2\gamma}T_0 = \sqrt{2\Delta F_D T_0} \approx \sqrt{2B}, \quad (2.49)$$

$$|f - f_0|/\Delta F_D \gg 1, \quad (2.50)$$

$$|f - f_0|/\gamma T_0 \gg 1. \quad (2.51)$$

Условие (2.49) означает, что для ЛЧМ-импульса с любой базой и  $\gamma = \text{const}$  можно указать такое значение  $|f_0 - f|$ , начиная с которого СФ ЛЧМ-импульса длительности  $T_0$  практически не будет отличаться от СФ радиоимпульса той же длительности. Иными словами, СФ ЛЧМ-импульса и простого радиоимпульса такой же длительности при больших значениях  $|f_0 - f|$  близки и по мере увеличения  $|f_0 - f|$  асимптотически сходятся.

К этому же результату приводит анализ условия (2.50), согласно которому для справедливости (2.48) величина  $|f_0 - f|$  должна быть значительно больше девиации частоты  $\Delta F_D$  в апертуре АОД. Тот факт, что в неравенство (2.50) не входит апертурное время  $T_0$ , говорит о том, что его изменение отражается на форме СФ ЛЧМ-импульса в области частот  $f_0 + \Delta F_D$  для  $\gamma > 0$  и  $f_0 - \Delta F_D$  для  $\gamma < 0$ , но не сказывается на положении на оси частот того участка СФ, который описывается выражением (2.49).

Условие (2.51) можно интерпретировать таким образом: для  $|f_0 - f| = \text{const}$ , уменьшая скорость перестройки частоты  $\gamma$  при фиксированном  $T_0$ , или уменьшая апертуру при фиксированной  $\gamma$ , или же уменьшая оба эти параметра (девиацию), можно выполнить это условие и, таким образом, на любой частоте получить СФ сколь угодно мало отличающуюся от СФ радиоимпульса длительности  $T_0$ . Например, задавшись условием, чтобы в области частот  $|f_0 - f| = 1/T_0$  было справедливо условие (2.51), получим

$$T_0 \ll 1/\sqrt{\gamma}. \quad (2.52)$$



Это выражение показывает, как нужно выбирать апертурное время  $T_0$  при данной  $\gamma$ , чтобы влиянием частотной модуляции на форму СФ на частотах  $f_0 \pm 1/T_0$  можно было пренебречь.

Аналогичное условие можно получить из выражения (2.50) в виде

$$T_0 \ll 1/\Delta F_D. \quad (2.53)$$

Нарушая данное условие (увеличивая аперттуру АОД  $T_0$ ) можно проследить динамику превращения СФ радиоимпульса (2.48) в СФ ЛЧМ-импульса и изучить законы формирования последней.

Результат аналогичный (2.52), названный квазигармоническим условием, приведен в [39] в форме:

$$\xi''(t - 0,5T_0)0,25T_0^2 \leq 0,5, \quad (2.54)$$

где  $\xi(t)$  – закон изменения фазы колебания  $U(t) = U \cos(2\pi[f_0 t + \xi(t)])$ .

Учитывая, что для ЛЧМ-сигнала величина  $\xi''(t - 0,5T_0)$ , фигурирующая в (2.54), имеет смысл скорости перестройки частоты  $\gamma$ , получим из (2.54) условие:

$$T_0 \leq \sqrt{2/\gamma}, \quad (2.55)$$

которое с точностью до постоянного множителя совпадает с условием (2.52).

Квазигармоническое условие в форме (2.55) можно получить и другим способом [4]. Как известно, вид СФ любого импульса зависит от его длительности, формы огибающей, вида и параметров внутриимпульсной модуляции. В частности, для ЛЧМ-импульса с прямоугольной огибающей, как следует из (2.38), вид СФ определяется скоростью перестройки частоты и протяжённостью временного окна  $T_0$ . Оценим степень влияния на вид СФ величин  $T_0$  и  $\gamma$ .

При отсутствии модуляции, т.е. когда  $\gamma = 0$ , выражение (2.38) превращается в СФ радиоимпульса, вид которой определяется только размером аперттуры. При наличии частотной модуляции форма СФ определяется и размером аперттуры, и девиацией частоты  $\Delta F_D$  в апертуре АОД. Степень влияния этих двух факторов на вид СФ

различна и зависит от соотношения полос частот  $\Delta F_D$  и  $2/T_0$ . При этом очевидно, что, если  $2/T_0 \gg \Delta F_D$ , то вид СФ определяется в основном длительностью импульса, в противном случае он определяется девиацией частоты. Подставив в последнее неравенство  $\Delta F_D = \gamma T_0$  и разрешив его относительно  $T_0$ , придём к выражению (2.55).

Динамика формирования СФ ЛЧМ-импульса (рис. 2.36 и 2.37) была исследована на математической модели.

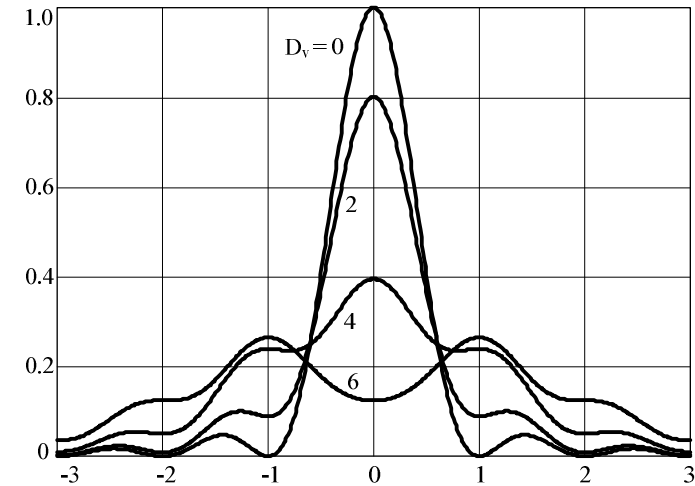


Рис. 2.36

В основу моделирования был положен вариант условия (2.53)  $\Delta F_D \ll 1/T_0$ , причём это условие для удобства моделирования было заменено равенством  $\Delta F_D T_0 = D_v$ , или

$$\Delta F_D = D_v (1/T_0). \quad (2.56)$$

При вычислении СФ ЛЧМ-импульса длительность  $T_0 = 1$  не изменялась, а величина  $D_v$  (безразмерный коэффициент, соответствующий девиации) увеличивалась от значения  $D_v = 0$ , что соответствует СФ немодулированного радиоимпульса, до  $D_v = 6$ , что соответствует СФ ЛЧМ-импульса с девиацией 6.

По рис. 2.36 можно проследить превращение СФ радиоимпульса в СФ ЛЧМ-импульса. Видно, что с увеличением девиации СФ начинает деформироваться. Деформация проявляется в снижении главного максимума СФ и одновременном росте уровней боковых максимумов; в исчезновении нулей СФ и появлении плавных переходов между экстремумами.

На рис. 2.37 в координатах девиация частоты – уровень показаны: 1 – уровень главного экстремума; 2 – уровни 1-х боковых экстремумов и 3 – уровни 2-х боковых экстремумов.

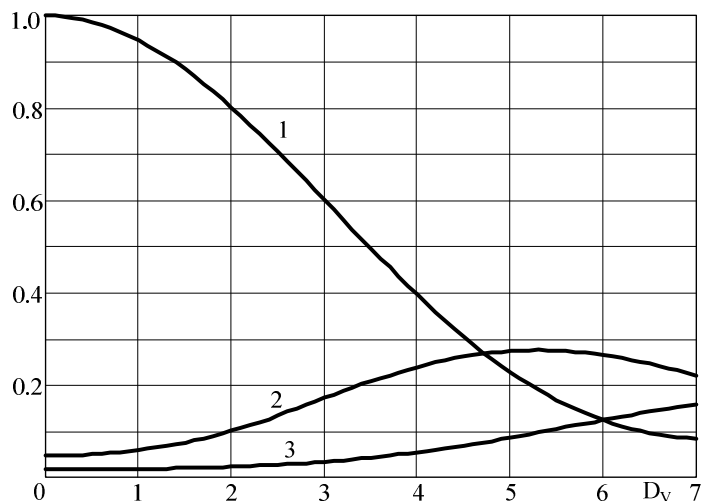


Рис. 2.37

Как видно из рис. 2.37, уровни глобального и первых боковых экстремумов совпадают при  $D_v \approx 4,7$ ; следовательно, для  $D_v < 4,7$  СФ сохраняет один глобальный максимум.

Если теперь обратиться к (2.56), подставив туда  $\Delta F_d = \gamma T_0$  и  $D_v = 4,7$ , и разрешить его относительно  $T_0$ , то получим, что центральный максимум РИСС сохраняется лишь до тех пор, пока выполняется условие

$$T_0 \leq \sqrt{4,7/\gamma}. \quad (2.57)$$

Условие (2.52) было получено в предположении, что анализируемым сигналом для АОИПС является ЛЧМ-сигнал со скоростью изменения частоты  $\gamma$ . Чтобы расширить это условие, т.е. сделать его пригодным и для ЧМ-сигнала, следует учесть, что у ЧМ-сигнала скорость изменения частоты является функцией времени  $\gamma(t)$ , меняющейся в некоторых пределах (от  $\gamma_{\min}$  до  $\gamma_{\max}$ ). Следовательно, в случае ЧМ-сигнала, в формулу (2.52) вместо  $\gamma$  нужно подставлять  $\gamma_{\max}$  (так сделано в формуле 1.3). Тогда, выбирая  $T_0$  из условия (1.3), можно при анализе ЧМ-сигнала получать на фотоприёмнике РИСС, форма которого практически не будет отличаться от формы СФ радиоимпульса. На практике возможны ситуации, когда скорость изменения частоты заранее неизвестна; тогда в (1.3) подставляют максимальное ожидаемое значение скорости изменения частоты  $\gamma_{\max}$ .

В алгоритмах измерения частоты ЧМ-сигналов, используемым свойством РИСС, сформированных на фотоприёмнике, при выполнении условия (1.3), является свойство, заключающееся в том, что получающееся РИСС имеет один глобальный максимум, расположенный на его оси симметрии. Абсцисса этого максимума (как и абсцисса оси симметрии) соответствует средней частоте, а ордината – уровню сигнала.

В одном из алгоритмов (алгоритме №1) о средней частоте ЧМ-сигнала судят по положению глобального максимума РИСС на фотоприёмнике. Поскольку информация в АОД и на фотоприёмнике постоянно обновляется, то наблюдение за уровнем и пространственным положением глобального максимума позволяет получать информацию о текущем среднем уровне сигнала и о текущей средней частоте.

Отметим, что этот алгоритм работоспособен (в части измерения частоты) лишь до тех пор, пока выполняется условие (2.57). При его невыполнении, в РИСС исчезает глобальный максимум.

Что же касается измерения текущих значений огибающей ЧМ-сигнала, то анализ рис. 2.36 показывает, что абсолютные погрешности в её измерении (всегда положительные) появляются при любой девиации частоты. В то же время, очевидно, что для ЛЧМ-сигнала можно измерить (с точностью до погрешностей аппроксимации) форму огибающей, не привязываясь к абсолютным значениям уровня сигнала.

В другом алгоритме (алгоритме №2) измерения средней частоты

ЧМ-сигнала её значение отождествляют со значением абсциссы оси симметрии РИСС на фотоприёмнике. Аппаратурная реализация алгоритма описана в гл.3. Уровень сигнала на оси симметрии РИСС соответствует, как уже отмечалось, уровню огибающей. Структурная схема АОИПС, реализующего этот алгоритм измерения частоты приведена на рис. 1.2.

Поскольку РИСС, формирующееся на фотоприёмнике, сохраняет симметрию для ЛЧМ-сигнала с любой девиацией, то алгоритм №2 пригоден для измерения частоты даже при невыполнении условия (2.57). Возможности измерения мгновенных значений огибающей у обоих алгоритмов одинаковы.

Рассмотрим особенности измерения с помощью АОИПС закона изменения частоты  $f(t_n)$  ЧМ-сигналов и оценим погрешности измерения этого закона, связанные с выбором апертурного времени  $T_0$  и алгоритмом измерений.

Пусть анализируемым сигналом для АОИПС является радиосигнал  $S(t)$  вида

$$S(t) = A(t) \cos [\psi(t)], \quad (2.58)$$

где  $\psi(t) = 2\pi \left[ f_0 t + \gamma \frac{t^2}{2} + \beta \frac{t^3}{3} + \varphi_0 \right]$  – полная фаза, а  $\varphi_0$  – начальная фаза колебания  $S(t)$ .

Чтобы уяснить смысл остальных величин, входящих в  $\psi(t)$ , возьмём от неё производную по времени:

$$\psi'(t)/2\pi = f(t) = f_0 + \gamma t + \beta t^2. \quad (2.59)$$

Правая часть выражения (2.59) соответствует закону изменения частоты  $f(t) = f_0 + \gamma t + \beta t^2$ , в котором  $f_0$  – начальная частота сигнала.

Взяв производную по времени от  $f(t)$  получим закон изменения скорости перестройки частоты

$$\gamma(t) = \gamma + 2\beta t \quad (2.60)$$

в течение длительности ЧМ-сигнала. Очевидно, что  $\gamma = \gamma(0)$  в выражении (2.60) имеет смысл начальной скорости изменения частоты, а  $2\beta$  –

ускорения изменения частоты. Для ЧМ-импульса длительностью  $\tau$  конечная (в конце импульса) скорость изменения частоты составит величину  $\gamma(\tau) = \gamma + 2\beta\tau$ .

Рассмотрим конкретный пример, иллюстрирующий особенности измерения мгновенных частот двух сигналов одинаковой длительности  $\tau$ . Один из сигналов – ЛЧМ-импульс с параметрами:  $\tau = 4$  мкс и  $\gamma = 1$  МГц/мкс. Другой – ЧМ-импульс с  $\tau = 4$  мкс,  $\gamma = 1$  МГц/мкс,  $\beta = 1$  МГц/мкс<sup>2</sup>. Законы изменения частоты этих сигналов (при  $f_0 = 0$ ) представлены на рис. 2.38.

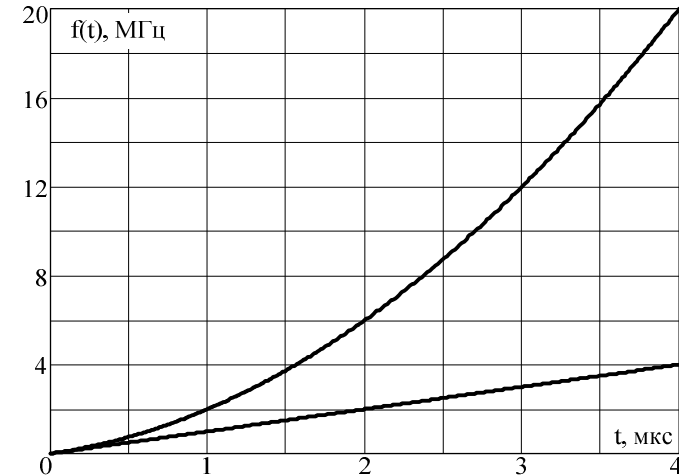


Рис. 2.38

Скорость изменения частоты  $\gamma$  у ЛЧМ-импульса (нижний график) постоянна и равна  $\gamma = 1$  МГц/мкс. Скорость изменения частоты ЧМ-импульса (верхний график) в соответствии с нашими исходными данными меняется от  $\gamma_{\min} = \gamma(0) = 1$  МГц/мкс до  $\gamma_{\max} = \gamma(4) = 9$  МГц/мкс.

Рассмотрим формы РИСС, формирующихся на фотоприёмнике при анализе ЧМ-импульса, для двух вариантов выбора апертурного времени  $T_0$ . В первом варианте подставим в квазигармоническое условие (1.3) начальное значение  $\gamma(0)$  скорости перестройки частоты:  $\gamma_{\min} = 1$  МГц/мкс и получим  $T_{01} = 1$  мкс. Во втором варианте подставим туда же конечное значение  $\gamma(4)$  скорости перестройки частоты:

$\gamma_{\max} = 9 \text{ МГц/мкс}$ ; получим  $T_{02} = 0,33 \text{ мкс}$ .

На рис. 2.39 показаны РИСС для 1-го варианта ( $T_{01} = 1 \text{ мкс}$ ,  $f_0 = 100 \text{ МГц}$ ): 1 – аппаратная функция (вида  $(\text{sinc}(x))^2$ ); она соответствует РИСС немодулированного сигнала; 2 – РИСС2 для  $\gamma_{\min} = 1 \text{ МГц/мкс}$  и  $\Delta F_{\text{д}} = 1 \text{ МГц}$ ; 3 – РИСС3 для  $\gamma_{\max} = 9 \text{ МГц/мкс}$  и  $\Delta F_{\text{д}} = 9 \text{ МГц}$ .

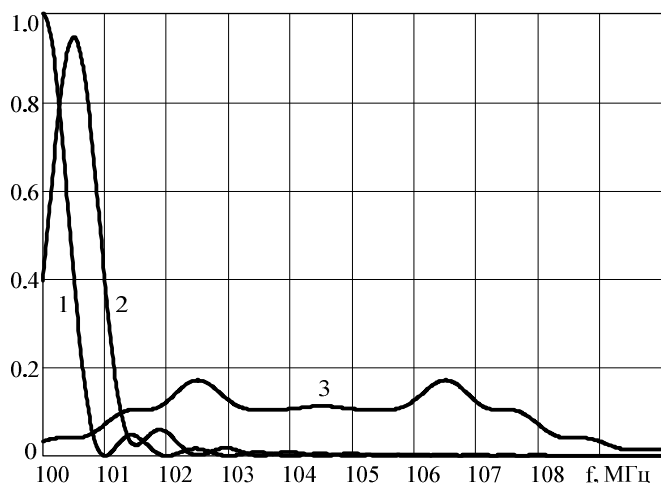


Рис. 2.39

Видно, что абсцисса оси симметрии РИСС2 (100,5 МГц) соответствует средней частоте ЛЧМ-сигнала с  $\tau = T_{01}$  и девиацией частоты 1 МГц. Аналогично абсцисса оси симметрии РИСС3 (104,5 МГц) соответствует средней частоте ЛЧМ-сигнала с  $\tau = T_{01}$  и девиацией частоты 9 МГц. Смещения средних частот относительно  $f_0$  составляют половину девиации частоты. Это соответствует теоретическим представлениям.

Отметим, что РИСС2 пригоден для измерения частоты по обоим алгоритмам, в то время как РИСС3 подходит только под второй алгоритм. Для оценки уровня сигнала пригоден только РИСС2.

На рис. 2.40 показаны РИСС для 2-го варианта ( $T_{02} = 0,33 \text{ мкс}$ ). Остальные обозначения совпадают с обозначениями рис. 2.39. Девиация частоты для РИСС2 равна 0,33 МГц, а для РИСС3 – 2,97 МГц.

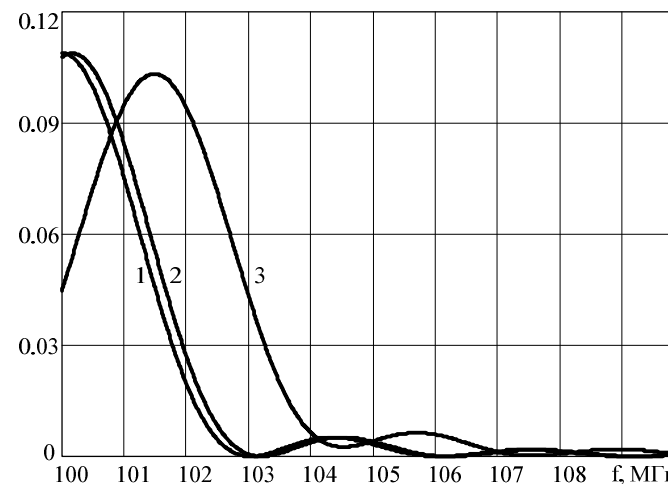


Рис. 2.40

На рис. 2.40, так же как и на предыдущем, абсциссы осей симметрии РИСС совпадают со средними частотами соответствующих ЛЧМ-импульсов. А эти частоты смещены относительно  $f_0$  на половину девиаций частоты. Очевидно, что обе РИСС (РИСС2 и РИСС3) пригодны для измерения мгновенных частот и уровней сигнала по обоим алгоритмам. На рис. 2.41 представлены РИСС для 4-х фрагментов ЧМ-импульса (его закон изменения частоты показан на рис. 2.38 верхней кривой) для апертурного времени  $T_{01} = 1 \text{ мкс}$ . Цифрой 1 на этом рисунке обозначено РИСС 1-го фрагмента ЧМ-импульса, т.е. фрагмента от момента  $t = 0 \text{ мкс}$  до момента  $t = 1 \text{ мкс}$ , а цифрой 4 обозначено РИСС последнего фрагмента: от  $t = 3 \text{ мкс}$  до  $t = 4 \text{ мкс}$ .

Начальные частоты  $f_0$  фрагментов соответствуют следующим значениям:  $f_{01} = 100 \text{ МГц}$ ;  $f_{02} = 102 \text{ МГц}$ ;  $f_{03} = 106 \text{ МГц}$ ;  $f_{04} = 112 \text{ МГц}$ , а девиации частот  $\Delta F_{\text{д}}$  равны:  $\Delta F_{\text{д}1} = 2 \text{ МГц}$ ;  $\Delta F_{\text{д}2} = 4 \text{ МГц}$ ;  $\Delta F_{\text{д}3} = 6 \text{ МГц}$ ;  $\Delta F_{\text{д}4} = 8 \text{ МГц}$ .

Видно, что во всех случаях РИСС несимметричны и немного сдвинуты по частоте, о чем говорится ниже.

Для измерений мгновенной частоты и уровня по обоим алгоритмам пригодны первый и второй фрагменты, а остальные фрагменты пригодны для измерения частоты только по второму алгоритму.

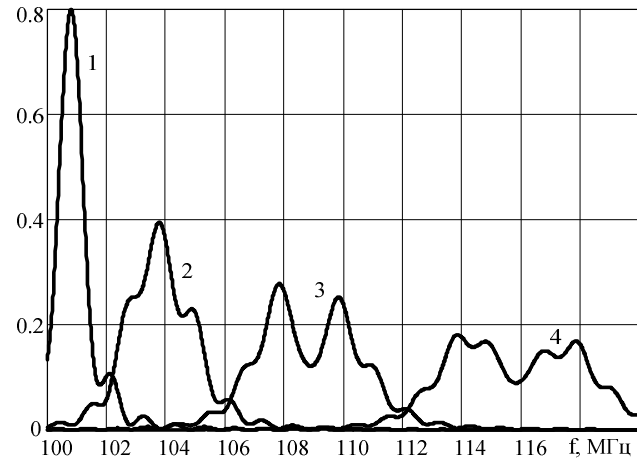


Рис. 2.41

Проведенное рассмотрение показывает, что использование первого алгоритма измерения параметров и неверный выбор апертурного времени  $T_0$  может привести к зависимости результатов измерений от вида и параметров ЧМ. Проиллюстрируем это на конкретных примерах. На рис. 2.42 показаны: 1 – РИСС ЧМ и 2 – ЛЧМ-сигналов.

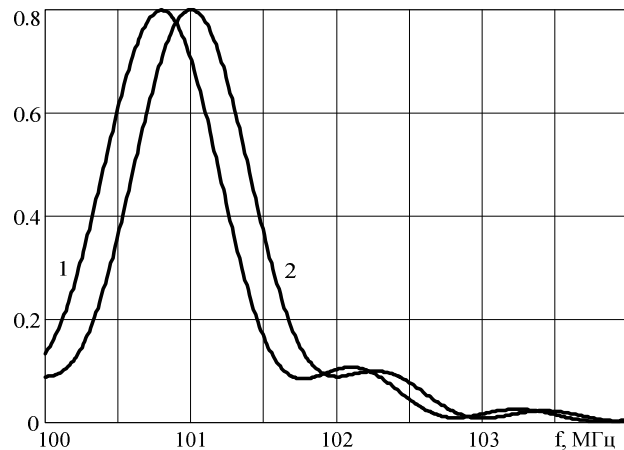


Рис. 2.42

Сигналы имеют одинаковые длительности (равные апертурному времени  $T_{01} = 1$  мкс) и одинаковые девиации частоты ( $\Delta F_d = 2$  МГц). РИСС ЧМ-сигнала совпадает с РИСС первого фрагмента, показанного на рис. 2.41. Поскольку апертурное время  $T_{01}$  и девиация частоты  $\Delta F_d$  у сигналов одинаковы, то одинаковы и скорость  $\gamma$  перестройки частоты ЛЧМ-сигнала и средняя скорость  $\gamma_{cp}$  перестройки частоты ЧМ-сигнала. Она составляет:  $\gamma = \gamma_{cp} = 2$  МГц/мкс. Нетрудно убедиться, что квазигармоническое условие в данном случае не выполняется, поскольку  $T_{01}$  не должно превышать  $T_{01} \approx 0,71$  мкс.

На положении на оси частот абсциссы оси симметрии РИСС2 (ЛЧМ-сигнала) невыполнение квазигармонического условия не отразилось. Она (ось) смещена относительно  $f_0 = 100$  МГц на 1 МГц, т.е. на половину девиации частоты.

В случае ЧМ-сигнала смещение абсциссы (как и на рис. 2.41) максимума РИСС1 составило 0,8 МГц. Такое смещение соответствует, по-видимому, средней частоте рассматриваемого ЧМ-сигнала.

Чтобы убедиться (качественно), в том, что средняя частота ЧМ-сигнала меньше средней частоты ЛЧМ-сигнала (длительности сигналов и их девиации равны), рассмотрим рис. 2.43, на котором показаны реализации соответствующих сигналов (вверху – реализация ЛЧМ-сигнала).

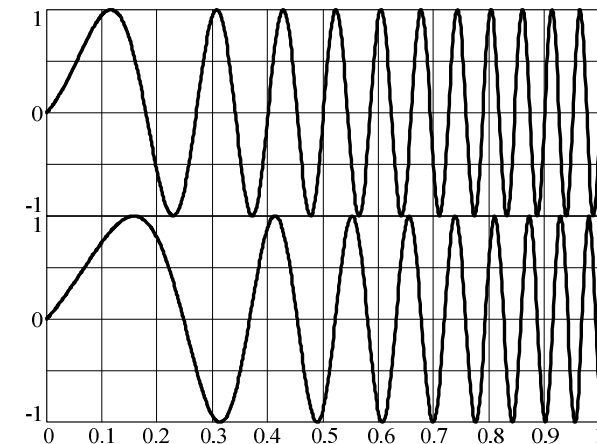


Рис. 2.43

Видно, что если к концу временного интервала 1 мкс периоды осцилляций на графиках примерно равны, то в начале интервала, период колебания у ЧМ-сигнала больше, а начальная (и, значит, средняя) частота меньше.

На рис. 2.44 (также как и на рис. 2.42) показаны: 1 – РИСС ЧМ и 2 – ЛЧМ-сигналов. Они соответствуют второму фрагменту рис. 2.41 и имеют:  $\Delta F_D = 4$  МГц,  $\gamma = \gamma_{cp} = 4$  МГц/мкс.

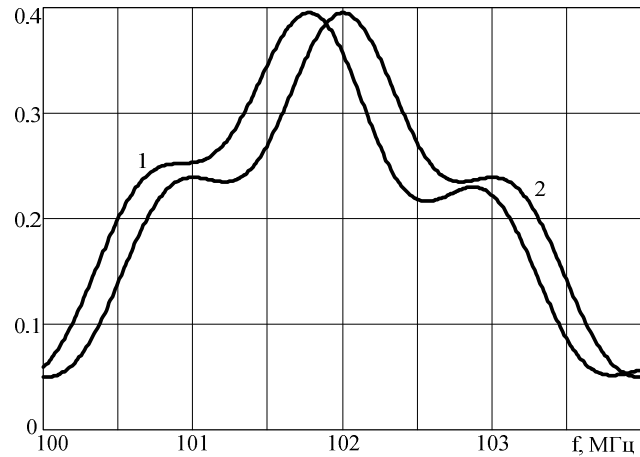


Рис. 2.44

Здесь мы качественно наблюдаем те же эффекты (см. выше), что и на рис. 2.42. Кроме того, заметна асимметрия РИСС ЧМ-сигнала, относительно ординаты его максимума (см. рис. 2.41), связанная с нелинейностью закона частотной модуляции.

На рис. 2.45. и 2.46 показаны: 1 – РИСС ЧМ и 2 – ЛЧМ-сигналов, соответствующих третьему и четвертому фрагментам рис. 2.41.

Они отличаются от РИСС рис. 2.42 девиацией частоты. На рис. 2.45  $\Delta F_D = 6$  МГц, а на рис. 2.46 –  $\Delta F_D = 8$  МГц. Скорости перестройки частоты: на рис. 2.45  $\gamma = \gamma_{cp} = 6$  МГц/мкс, а на рис. 2.46 8 МГц/мкс.

Распределения, относящиеся к ЧМ-сигналам на этих рисунках ещё более (чем предыдущие) несимметричны из-за нелинейности закона ЧМ. Кроме того, у них отсутствуют глобальные максимумы.

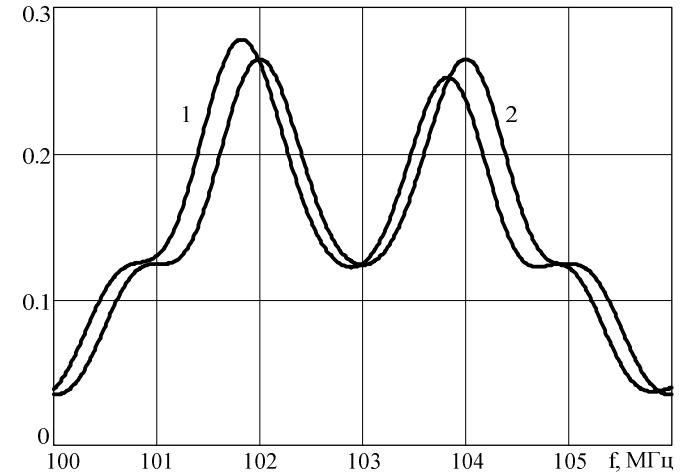


Рис. 2.45

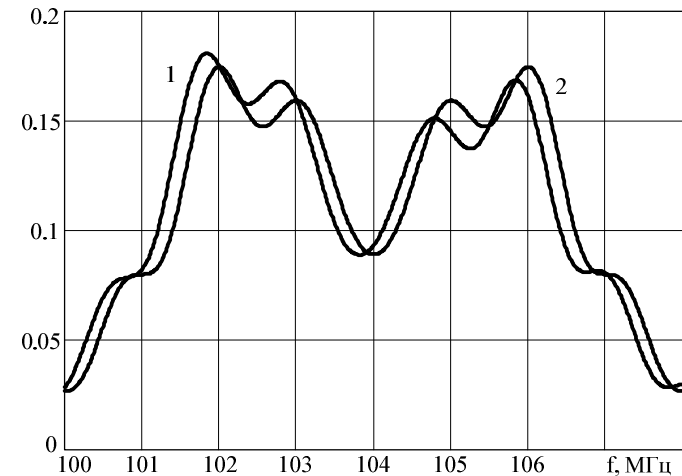


Рис. 2.46

## ГЛАВА 3

### АЛГОРИТМИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ В АО-ПРОЦЕССОРАХ

#### 3.1. Традиционные алгоритмы

Рассмотрим традиционные алгоритмы измерения параметров сигналов. Они разработаны до появления акустооптических устройств, применительно к многоканальным частотомерам и пеленгаторам, использующим пороговые схемы обработки сигналов. Заложенные в эти измерители принципы обработки сигналов на выходах пороговых устройств основаны на простой, очевидной логике и обеспечивают невысокую точность вычисления параметров сигналов.

Ниже показано, что зависящие от уровня порога, погрешности измерения неравномерно распределены в диапазоне изменения параметра; из-за этой неравномерности увеличивается максимальная погрешность. В связи с этим увеличением, дополнительно ухудшаются точностные характеристики измерителя параметров сигналов. Для получения равномерного (оптимального) распределения погрешности необходимо подбирать оптимальный уровень порога.

Под традиционным будем понимать алгоритм, использующийся в многоканальных измерителях параметров сигналов. Его суть сводится к следующему.

Весь диапазон изменения параметра (например, частоты или пеленга) разбивается на  $N$  поддиапазонов (каналов) устройствами селекции. В качестве устройств селекции, в зависимости от специфики измерителя, используют: полосовые фильтры (многоканальный приёмник); дискретный фотоприёмник с фотодиодами (АОИПС); направленные антенны (пеленгатор).

К выходу каждого канала подключают амплитудный детектор, усилитель и пороговое устройство с фиксированным пороговым уровнем, обычно выбираемым на уровне чувствительности измерителя.

При поступлении сигнала на вход измерителя, в конкретных каналах, параметры которых наиболее близки к значению измеряемого параметра, выделяются (в результате селекции) и усиливаются протектированные сигналы. Сигналы на выходах пороговых устройств (см. подразд. 1.2), подключённых к названным каналам, принимают значения логических "1" или "0", в зависимости от того, превышен или

нет пороговый уровень усиленным сигналом.

Алгоритм определения параметра сводится к выделению группы сработавших пороговых устройств и соответствующих им каналов. Значение параметра отождествляют с положением оси симметрии группы каналов, соответствующих сработавшим пороговым устройствам по формуле (1.5). Результат измерения представляют в виде кода измеряемого параметра по формуле аналогичной (1.6). В подразд. 1.2 приводится пример определения уровня сигнала в соответствии с традиционным алгоритмом.

Рассмотрим точностные характеристики измерителя частоты на базе АОИПС, построенного по традиционной схеме, и возможности их оптимизации. Считается, что в качестве фотоприёмника в измерителе используется линейка фотодиодов, а частота вычисляется в соответствии с традиционным алгоритмом.

При подаче на вход АОИПС анализируемого сигнала  $U(t)$  на фотоприёмнике формируется световой сигнал, соответствующий мгновенному спектру мощности  $J(\omega, t)$  анализируемого сигнала:

$$J(f, t) = |G(f, t)|^2, \quad (3.1)$$

где

$$G(f, t) = \int_t^{t+T_0} U(\tau) \exp(-j2\pi f\tau) d\tau \quad \text{— мгновенный спектр фрагмента сигнала длительностью } T_0.$$

Сигнал на выходе  $j$ -го фотодиода с равномерной светочувствительностью по площадке может быть определён по формуле

$$V_j(t) = k_{\Pi} \int_{f_j - \Delta f/2}^{f_j + \Delta f/2} J(f, t) df, \quad (3.2)$$

где  $f_j$  — частота, соответствующая середине пространственного положения  $j$ -го фотодиода,  $\Delta f$  — полоса частот, приходящаяся на фотодиод (определяется линейными размерами фотодиода и масштабом расположения пространственных частот в плоскости фотоприёмника),  $k_{\Pi}$  —

коэффициент, учитывающий преобразование световой энергии (облучающей фотоприёмник) в электрическую (в том числе учитывающий инерционность фотоприёмника).

На рис. 3.1 изображена функция  $J(f,t)$ , сформировавшаяся на фотоприёмнике при подаче на вход АОИПС, имеющего аппаратную функцию вида (1.11) гармонического колебания частоты  $f_0$ .

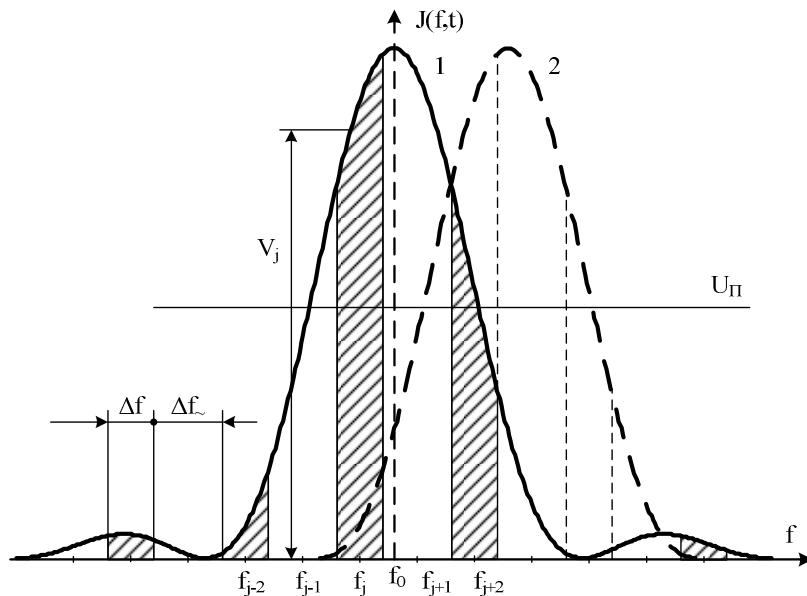


Рис. 3.1

На рис. 3.1 заштрихованы участки функции  $J(f,t)$ , приходящиеся на фотодиоды. Величиной  $V_j$  обозначен уровень сигнала на выходе  $j$ -го фотодиода,  $\Delta f_~$  — полоса частот в промежутке между соседними фотодиодами,  $U_П$  — уровень порога.

При изменении частоты сигнала на величину  $f_{j+2}-f_j = \Delta f + \Delta f_~$  функция  $J(f,t)$  переместится из положения 1 в положение 2. Если фиксировать положение максимума функции  $J(f,t)$  с помощью пороговых устройств, подключённых к выходам фотодиодов, то номеру  $j$ -го сработавшего порогового устройства можно поставить в соответствие час-

тоту  $f_j$ . При срабатывании двух рядом расположенных пороговых устройств частота сигнала отождествляется с пространственным положением середины расстояния между фотодиодами, соответствующими сработавшим пороговым устройствам.

Таким образом, шаг сетки частот, который может быть зафиксирован описанным способом (рис. 3.2), получается равным:  $\Delta N = (f_{j+2} - f_j)/2$ . Количество сработавших пороговых устройств, в конечном итоге, определяется измеряемой частотой сигнала  $f_0$  и выбранным уровнем порога.

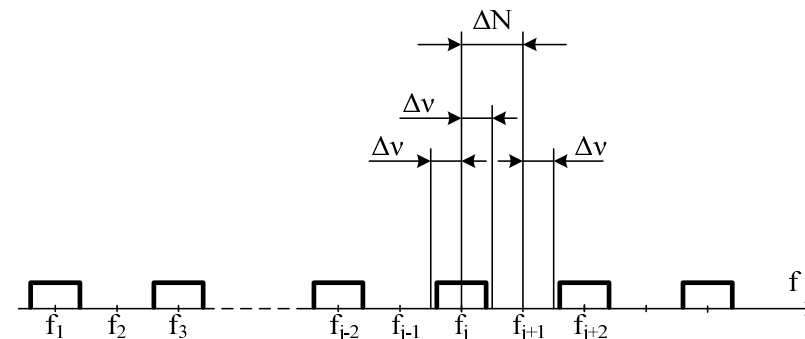


Рис. 3.2

Рассмотрим случай, когда выбранный пороговый уровень  $U_П$  обеспечивает при изменении частоты срабатывание не более двух рядом расположенных пороговых устройств. Это означает, что при изменении частоты сигнала (рис. 3.2) в пределах  $(f_j - \Delta v \leq f_0 \leq f_j + \Delta v)$  должно срабатывать одно пороговое устройство, соответствующее частоте  $f_j$ . При изменении же частоты в интервале  $(f_{j+1} - \Delta v \leq f_0 \leq f_{j+1} + \Delta v)$  или  $(f_{j-1} - \Delta v \leq f_0 \leq f_{j-1} + \Delta v)$  — два рядом расположенных пороговых устройства ( $\Delta v = \Delta N/2$ ); при этом принимается решение о том, что частота сигнала равна в первом случае  $f_{j+1}$ , а во втором —  $f_{j-1}$ .

Уровень порога  $U_П$  должен быть выбран таким образом, чтобы при  $f_0 \in (f_j - \Delta v, f_j + \Delta v)$  порог превышался бы только сигналом на выходе  $j$ -го фотодиода, а сигналы на выходах  $(j-2)$ -го и  $(j+2)$ -го фотодиодов были бы ниже порога. В то же время при  $f_0 \in (f_{j-1} - \Delta v, f_{j-1} + \Delta v)$  и при  $f_0 \in (f_{j+1} - \Delta v, f_{j+1} + \Delta v)$  уровень порога должен превышать сигналы на



выходах  $(f_{j-2}, f_j)$  и  $(f_j, f_{j+2})$  фотодиодов соответственно. Таким образом, частоты  $f_j - \Delta\nu$ ,  $f_j + \Delta\nu$  являются граничными  $f_{гр}$ , поскольку при достижении частотой сигнала значений  $f_j - \Delta\nu$  и  $f_j + \Delta\nu$ , должны срабатывать уже два пороговых устройства, а не одно. Следовательно, пороговый уровень должен равняться тому значению сигнала  $(j+2)$ -го или  $(j-2)$ -го фотодиода, которое достигается на них при  $f_0$  равной  $f_j + \Delta\nu$  или  $f_j - \Delta\nu$ , соответственно. Пороговый уровень  $U_{\Pi}$  может быть вычислен по формулам:

$$U_{\Pi} = k_{\Pi} \int_{f_{j+2} - \Delta f/2}^{f_{j+2} + \Delta f/2} J(f) df, \text{ при } f_0 = f_j + \Delta\nu,$$

или

$$U_{\Pi} = k_{\Pi} \int_{f_{j-2} - \Delta f/2}^{f_{j-2} + \Delta f/2} J(f) df, \text{ при } f_0 = f_j - \Delta\nu. \quad (3.3)$$

Если пороговый уровень выбран больше величины  $U_{\Pi}$  (3.3), то второе пороговое устройство срабатывает при условии, что  $|f_j - f_0| > \Delta\nu$ , в противном случае (если пороговый уровень меньше  $U_{\Pi}$ ), оно срабатывает при  $|f_j - f_0| < \Delta\nu$ . Но при этом  $|f_{j-1} - f_0| > \Delta\nu$ ;  $|f_{j+1} - f_0| > \Delta\nu$ .

Таким образом, поддержание величины порога на уровне  $U_{\Pi}$  обеспечивает одинаковую максимальную погрешность измерения частоты  $\Delta\nu$  во всём диапазоне частот, анализируемых АОИПС. Отклонение порогового уровня от  $U_{\Pi}$  как в сторону больших, так и в сторону меньших значений, увеличивает максимальную погрешность измерения частоты по сравнению с величиной  $\Delta\nu$ . Аналогичные рассуждения по выбору и вычислению величины  $U_{\Pi}$  могут быть проведены для случаев срабатывания либо “n” либо “n-1” порогового устройства.

Следует отметить, что максимальная погрешность измерения частоты, при любом уровне порога, не будет превышать величину  $2\Delta\nu$  для  $n \leq 1$  и величину  $\Delta\nu$  в остальных случаях.

Расчётные семейства нормированных зависимостей  $U_{\Pi}(T_0)$ , обеспечивающих одинаковую максимальную погрешность измерения частоты во всём диапазоне частот, анализируемых АОИПС, для конст-

руктивных размеров фотоматрицы ФПУ-14 и линейки ПЗС ТН7813А приведены на рис. 3.3 и 3.4 соответственно. Графики нормированы к величине  $(U_C T_0)^2$ , где  $U_C$  – уровень сигнала. Числа 1–5 на рисунках обозначают количество n сработавших пороговых устройств.

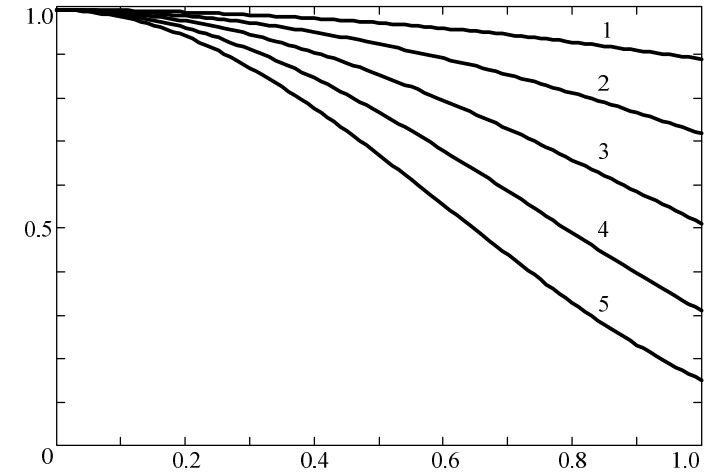


Рис. 3.3

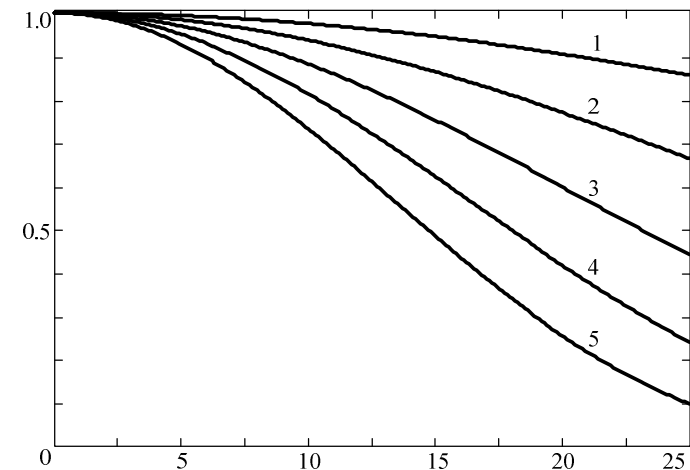


Рис. 3.4

Из приведенных графиков следует, что при малых значениях  $T_0$ , даже небольшая относительная нестабильность в поддержании  $U_{\Pi}$  может привести к большому разбросу в количестве срабатывающих пороговых устройств. С ростом  $T_0$  требования к стабильности поддержания порога могут быть ослаблены. Расстояния между кривыми при фиксированном  $T_0$  показывают, в каких пределах можно изменять пороговый уровень, не изменяя количество сработавших пороговых устройств.

### 3.2. Обзор высокоточных алгоритмов измерения

В [40] рассмотрена возможность и предложен способ уточнения координат  $(x_0, y_0)$  точечного светового объекта (далее светового пятна) в телевизионных камерах на матрицах ПЗС до долей элемента ПЗС.

Под координатами светового пятна понимаются координаты (в плоскости матрицы ПЗС) точки  $(x_0, y_0)$  пятна, соответствующей максимальной амплитуде светового сигнала. Считается, что световое пятно засвечивает 4 элемента в двух рядом расположенных строках матрицы ПЗС. По 2 засвеченных элемента в каждой строке. Площади засветки упомянутых элементов и соответствующие площадям сигналы на выходах элементов в общем случае не равны. Требуется, обработав и измерив 4 сигнала (от засвеченных элементов) на выходе ПЗС, определить (уточнить) координаты  $x_0, y_0$ .

Для синтеза оптимального алгоритма обработки принимаемого сигнала  $s(t)$ , с целью уточнения координат  $x_0, y_0$ , используется метод оценки параметра по максимуму логарифма функции правдоподобия. Считается, что известный сигнал  $S(t, x_0, y_0)$  принимается на фоне нормального аддитивного стационарного шума с известной корреляционной функцией. Считаются также известными: распределение освещённости светового пятна в плоскости фотоприёмника  $E(x, y)$ , форма считывающей апертуры элемента ПЗС  $A(x-x_j, y-y_i)$ , форма напряжения  $u(t)$  на выходе одного элемента ПЗС.

Найденное выражение для логарифма функции правдоподобия позволяет определить структуру оптимального фильтра. Искомая структура включает в себя: собственно оптимальный фильтр, согласованный с формой напряжения  $u(t)$ ; источник опорного сигнала и сумматор, в котором складываются сигналы элементов ПЗС с “весом”, пропорциональным величине опорного сигнала. За истинные значения

измеряемых параметров принимаются те значения  $x, y$ , при которых логарифм функции правдоподобия достигает максимума.

Другой метод определения координат  $x_0, y_0$  основан на использовании дискриминаторов, определяющих сигнал рассогласования при сравнении оцениваемого параметра  $x_{\text{оц}}$  с параметром опорного сигнала  $x_{\text{оп}}$ .

В телевизионной камере на матрице ПЗС выполняют пространственное стробирование оптического изображения дискретными элементами по всему полю зрения. При этом можно применить дискриминирование при априори неизвестной области истинного значения оцениваемого параметра.

Точностные характеристики матричной ПЗС с поверхностным переносом в режиме полной засветки оценивались экспериментально на лабораторном малокадровом канале. Проекция светового пятна осуществлялась с помощью зеркальной оптики имитатора объекта. В качестве источника света применялась лампа накаливания с цветовой температурой 2854 К. Положение проекции светового пятна по осям изменялось с точностью  $\pm 0,2$  мкм. В эксперименте измерялись дискриминационные характеристики (вычислялась и регистрировалась на осциллооскопе С8-1 разность сигналов с соседних элементов).

В работе получены выражения для погрешностей измерения, обусловленных шумами ПЗС и неэффективностью переноса заряда. Определён оптимальный размер светового пятна, при котором минимизируется максимальная флуктуационная ошибка измерения координат. Приведено значение достигнутой точности измерения координат без коррекции неэффективности переноса. Оно составляет 1/8 элемента ПЗС (для конкретной матрицы ПЗС – 3,0 мкм).

В работе [41] представлены и исследованы несколько одномерных алгоритмов интерполяции нечётными  $n$ -точечными центроидами и квадратичными кривыми с 5-ю и 3-мя точками.

Все алгоритмы слежения оценивают положение или пика, или центроида (центра тяжести) точечного изображения цели. В самом простом способе оценки используют линейку фотодиодов. Находят фотодиод с максимальным сигналом и считают, что координаты изображения цели совпадают с координатами центра этого фотодиода  $(x_0, y_0)$ . Точность такой оценки  $\delta \geq 0,33\Delta_p$ , где  $\Delta_p$  – расстояние (шаг) между фотодиодами. Точность можно существенно повысить, если дополнить описанный способ процедурами интерполяции, являющи-

мися предметом исследования данной статьи.

Считается, что интенсивность (яркость)  $I(x, y)$  оптической отметки цели (далее светового пятна) имеет гауссово распределение шириной  $2p$ :

$$I(x, y) = (W_0/2\pi) \exp\left[-(x^2 + y^2)/2\right], \quad (3.4)$$

где  $W_0$  – полная мощность в пятне; все размеры даны в единицах "p";  $2,82p \approx 1,2\lambda_0/D$ ;  $\lambda_0$  – максимальная длина волны;  $D$  – диаметр апертуры.

Световое пятно покрывает от 2-х до 6-и фотодиодов. Интерполяция осуществляется относительно фотодиода с максимальным сигналом  $S_{0,0}$  и координатами  $x_0, y_0$ . Эти координаты представляют собой грубую оценку положения максимума светового пятна на линейке фотодиодов. Алгоритмы интерполяции позволяют вычислить оценку ( $\Delta x_E$ ), представляющую собой отклонение положения максимума светового пятна относительно координат  $x_0, y_0$ . Считается, что "истинное" отклонение равно  $\Delta x$ .

Для нахождения  $\Delta x_E$ , в случае центроида, вычисляют отношение суммы взвешенных сигналов на засвеченных фотодиодах к сумме амплитуд (нормированных относительно максимума  $S_{0,0}$ ) сигналов на тех же фотодиодах. Сигналы на фотодиодах взвешиваются пропорционально их расстоянию до  $x_0, y_0$ . Соответствующий весовой коэффициент равен номеру "n" фотодиода относительно фотодиода с координатами  $x_0, y_0$ . Для последнего фотодиода  $n = 0$ .

Другой (предпочтительный) класс алгоритмов основан на параболической аппроксимации уровней сигналов на выходах засвеченных фотодиодов (по методу наименьших квадратов) и последующем вычислении  $\Delta x_E$ , т.е. координаты максимума параболы относительно точки  $x_0, y_0$ . Используются алгоритмы для 3-х и 5-ти точек.

Далее в работе исследованы источники погрешностей измерения величины  $\Delta x_E$ . Это, прежде всего, погрешность (систематическая) алгоритма. Она связана, например, с неидеальностью аппроксимации параболой сигналов на выходах засвеченных диодов. К систематическим погрешностям следует отнести и погрешности, связанные с неидентичностью диодов и подключенных к ним трактов. При вычислении  $\Delta x_E$  систематические погрешности могут быть учтены.

Другой важный источник погрешности связан с наличием шумов.

Под отношением сигнал/шум понимается отношение сигнала на фотодиоде с максимальным уровнем к уровню шума на фотодиоде без сигнала. Фон считается однородным и одинаковым для всех фотодиодов.

Рассматривается также погрешность неоднородности, под которой понимаются вариации передаточных характеристик для разных фотодиодов.

В случае применения коррекции, погрешности определения координат максимума сигнала (при использовании параболической аппроксимации по 3 точкам) могут быть доведены до 1/250 от размера светового пятна или 1/100 от размера фотодиода.

В [42] приводятся алгоритмы интерполирования при измерении координаты малоразмерного изображения с помощью многоэлементных приёмников излучения (МПИ), определяются их достоинства и недостатки, даётся анализ погрешностей измерений.

Положение изображения на МПИ часто определяется координатами его энергетического центра тяжести (центроида). В случае однородного МПИ отклонение  $\Delta x_{Ц}$  центроида от начала координат, совпадающее с центром одного из элементов МПИ, определяется так же, как и в [41], по формуле

$$\Delta x_{Ц} = \frac{b}{2} \frac{\sum_{-(N_{И}-1)/2}^{(N_{И}-1)/2} nu_n}{\sum_{-(N_{И}-1)/2}^{(N_{И}-1)/2} u_n}, \quad (3.5)$$

где  $b$  – период раstra МПИ по оси  $x$ ,  $N_{И}$  – число засвеченных элементов МПИ.

Для достижения высокой точности необходимо, чтобы  $N_{И}$  было достаточно большим, что нежелательно из-за уменьшения уровня сигнала на отдельном элементе МПИ (считается, что размеры изображения постоянны).

Другой возможный алгоритм нахождения отклонения состоит в аппроксимации совокупности сигналов с засвеченных элементов МПИ некоторой кривой и определении положения её экстремума. Отклонение  $\Delta x_0$  экстремума от начала координат определяется по формуле

$$\Delta x_0 = \frac{b}{2} \frac{\sum_{-(N_{И}-1)/2}^{(N_{И}-1)/2} nu_n}{\sum_{-(N_{И}-1)/2}^{(N_{И}-1)/2} p_n u_n}. \quad (3.6)$$

Распределение весов  $p_n$  зависит от числа точек аппроксимации. При  $N_H = 3$  выбираются веса  $p_n = (-2, 4, -2)$ , а при  $N_H = 5$  –  $p_n = (-2, 1, 2, 1, -2)$ . Этот вариант удобен при выраженном максимуме яркости изображения.

Источники погрешностей методов это шумы МПИ и схемы обработки, разброс параметров элементов МПИ и методические (алгоритмические) погрешности.

Далее рассматривается измерение координаты изображения с использованием фазового интерполирования. Суть его в том, что на МПИ в виде линейки приёмников создаётся аналог раstra, состоящего из чередующихся полос равной ширины. Если период раstra  $T_x$  составляет  $N$  элементов МПИ, т.е.  $T_x = bN$ , то в каждый момент времени одновременно опрашивается  $N/2$  элементов, например с 1-го по  $N/2$ . Через такт коммутации опрашиваются одновременно элементы со 2-го по  $N/2+1$  и т.д. Сигналы опроса поступают на общую нагрузку. Элементы линейки могут опрашиваться через ключи, управляемые кольцевым сдвиговым регистром.

В статье [43] отмечается, что гауссова модель распределения освещённости фотоприёмника не отражает истинной картины распределения освещённости по всему полю плоскости анализа, а соответствует лишь ограниченной области этого поля вблизи оптической оси объектива (это особенно характерно для высококачественных объективов).

Рассматриваются два интерполяционных алгоритма оценивания координат изображений точечных излучателей в плоскости анализа: оценивание по методу “взвешивания” (МВ) и оценивание по методу наименьших квадратов (МНК) с использованием усечённого ряда Фурье.

Для анализируемой области (подматрица)  $4 \times 4$  элемента (или  $3 \times 3$  элемента) упомянутые алгоритмы дают следующие оценки положений центров изображений на оси  $x$  по МВ и МНК:

$$x_{Ц} = \frac{\Delta x}{2} \left( \frac{-3Q_1 - Q_2 + Q_3 + 3Q_4}{\sum_{i=1}^4 Q_i} \right), \quad (3.7)$$

$$x_{Ц} = \frac{2\Delta x}{\pi} \arctg \left( \frac{-Q_1 - Q_2 + Q_3 + Q_4}{-Q_1 + Q_2 + Q_3 - Q_4} \right), \quad (3.8)$$

где  $\Delta x$  – пространственный период решётки матрицы по оси  $x$ ;

$Q_i = \sum_{j=1}^4 Q_j$  – суммарная величина полезного сигнала в пределах  $i$ -го

столбца подматрицы, занятой изображением;  $Q_j$  – величина полезного сигнала  $j$ -го элемента столбца;  $i, j$  – номера столбцов и строк в подматрице ( $1 \leq i \leq 4, 1 \leq j \leq 4$ ). Аналогичные выражения по МВ и МНК можно записать для координаты  $Y_{Ц}$ .

Для оценки погрешностей измерений выполнено моделирование на ПК. Полученные двумерные картины распределений освещённости проецировались на подматрицу  $4 \times 4$  элемента. Описан алгоритм формирования распределений освещённости на подматрице. Анализ проводился для 4-х длиннофокусных зеркально-линзовых объективов, отличающихся качеством изображения точечных излучателей. Приведены графики распределений освещённости.

Делается вывод, что для увеличения точности измерений необходим рациональный и согласованный подбор объектива, матрицы и алгоритма обработки. Требуется учёт погрешности в оценке координат центра изображения для всех объективов. Приведены рекомендации по конкретному использованию МВ и МНК.

Статья [44] является продолжением работы [43]. В ней рассматривается влияние на точность измерений координат центра изображения дополнительных факторов, таких как: наличие зазора между элементами матрицы; влияние апертурной характеристики отдельного элемента; изменение погрешностей измерения координат изображений на краю поля в присутствии шумов.

Исследование указанных погрешностей измерений оценивалось путем моделирования на ПК на основе ранее разработанной модели [43].

В контрольно-измерительных устройствах и системах технического зрения распределение интенсивности светового сигнала преобразуется в видеосигнал, для которого в последующем определяют экстремальные значения [45]. Поскольку указанное преобразование является дискретным, то точность определения экстремальных точек огра-

ничивается периодом (шагом) ПЗС-структуры.

Для уточнения положения максимума светового пятна применяют алгоритм вычисления центра тяжести  $x_m$  сигнала:

$$x_m = \frac{\sum_{j=1}^N x_j A_j}{\sum_{j=1}^N A_j}, \quad (3.9)$$

где  $A_j$  – амплитуда сигнала  $j$ -го фотозлемента;  $x_j = jd$ ;  $d$  – период ПЗС-структуры;  $N$  – количество фотозлемента.

Указывается (для конкретного случая), что точность определения центра тяжести по формуле (3.9) составляет 1–3,5 мкм при размере фотозлемента 16 мкм.

В связи с пригодностью алгоритма (3.9) только для симметричного распределения интенсивности светового сигнала и ограниченностью в связи с этим области его применения, предлагается альтернативный алгоритм свободный от указанного недостатка.

Предлагаемый алгоритм сводится к 2-м шагам: определение положения экстремума светового пятна с точностью до периода ПЗС-структуры; уточнение положения экстремума.

На 1-м шаге алгоритма просматриваются значения  $A_j$  и выбираются те из них, которые удовлетворяют заданному критерию отбора. На 2-м шаге уточняется положение экстремума с использованием алгоритма интерполяции дискретного видеосигнала непрерывной функцией и последующим вычислением уточняющей поправки.

В качестве интерполирующей функции предлагается полином 2-го порядка вида

$$A(x) = \sum_{p=0}^2 a_p x^{2-p}, \quad (3.10)$$

где коэффициенты  $a_p$  определяются по методу наименьших квадратов из системы уравнений:

$$\{a_0 X_0 + a_2 X_2 = Y_0; a_1 X_2 = Y_1; a_0 X_2 + a_2 X_4 = Y_2\}, \quad (3.11)$$

где  $X_p = \sum_{i=-m}^m x_i^p$ ,  $\dots Y = \sum_{i=-m}^m x_i^p A_i$ . Дифференцируя  $A(x)$  и приравняв результат нулю, получаем уточняющую поправку

$$\xi_m = -a_1/2a_2. \quad (3.12)$$

Здесь значения  $a_1$  и  $a_2$ , полученные из (3.11), равны

$$a_1 = Y_1/X_2; a_2 = (Y_2 X_0 - Y_0 X_2)/(X_0 X_4 - X_2^2). \quad (3.13)$$

Отметим, что поправка  $\xi_m$  вычисляется относительно координат экстремума, найденного на 1-м шаге алгоритма.

Предлагается компактная запись для  $\xi_m$ :

$$\xi_m = \frac{\sum_{i=-m}^m v_i A_j}{\sum_{i=-m}^m w_i A_j}, \quad (3.14)$$

где  $v_i$ ,  $w_i$  – заранее вычисленные коэффициенты, определяемые размером зоны интерполяции видеосигнала. В случае пологого экстремума предлагается для вычисления поправки линейно интерполировать не сам видеосигнал, а его производную. Приведена структурная схема описанного алгоритма. Описана методика его экспериментальной проверки. Экспериментально полученная погрешность определения положения экстремума не превысила  $0,1d$ .

В работе [46] рассмотрены два интерполяционных алгоритма обработки сигналов, оценены их погрешности, определён оптимальный размер изображения для точечных излучателей.

Предлагается увеличить точность определения положения максимума светового пятна по сравнению с точностью, достигнутой в [40] за счёт перехода к более сложному алгоритму, использующему для определения положения максимума метод конечных разностей.

Описывается алгоритм интерполяции функции, заданной таблично, полиномом  $Q(x)$ , построенным по методу конечных разностей:

$$Q(x) = Q_0 + n\Delta Q_0 + \frac{n(n-1)}{2!} \Delta^2 Q_0 + \frac{n(n-1)(n-2)}{3!} \Delta^3 Q_0 + \dots, \quad (3.15)$$

где  $n = (x - x_0)/\Delta x$ ,  $x$  – текущее значение абсциссы,  $x_0$  – начальная точка интерполяции,  $\Delta x$  – шаг интерполяции (шаг элементов в ПЗС-структуре),  $\Delta^k Q_0$  – конечные разности  $k$ -го порядка ( $k = 0, 1, 2, \dots, i-1$ ;  $i$  – число отсчётов).

Конечные разности можно представить и вычислить с помощью ряда:

$$\Delta^k Q_0 = Q_k - \frac{k}{1!} Q_{k-1} + \frac{k(k-1)}{2!} Q_{k-2} - \dots + (-1)^k Q_0. \quad (3.16)$$

Положение максимума светового пятна (его центра) можно найти, взяв производную  $Q'(x)$ , приравняв её к нулю и разрешив полученное уравнение относительно  $x$ . Алгоритм включает в себя 3 этапа:

- по таблице отсчётов сигнала вычислить по (3.16) конечные разности  $\Delta^k Q_0$ ;
- подставить  $\Delta^k Q_0$  в (3.15) и определить производную  $Q'(x)$ ;
- приравнять  $Q'(x)$  к нулю и вычислить координату максимума  $x_{\max}$  кривой  $Q(x)$ .

Далее приведена методика оценки погрешностей, связанных с неточностью аппроксимации и влиянием шумов.

В статье [47] приводится выражение (в интегральной форме) для определения положения максимума  $x_m$  светового пятна по алгоритму нахождения центра тяжести. Рассматривается математическая модель изменения  $x_m$  от уровней сигналов  $Q_i$ , формирующихся на выходе ПЗС и количества элементов ПЗС-структуры. Для построения указанной модели используется интерполирующий полином Лежандра.

Показано, что при нулевой степени полинома легко получить импульсную характеристику фильтра, обеспечивающего ступенчатую симметричную интерполяцию сигналов на выходе ПЗС. При этом упомянутая интегральная форма выражения для определения величины  $x_m$  превращается в его дискретный аналог. При числе используемых элементов ПЗС  $n = 4$  величина  $x_m$  находится из выражения

$$x_m = \frac{\Delta x}{2} \cdot \frac{-3Q_{-2} - Q_{-1} + Q_0 + 3Q_1}{\sum_{j=-2}^1 Q_j}, \quad (3.17)$$

где  $\Delta x$  – шаг интерполяции (шаг элементов в ПЗС-структуре).

При степени полинома Лежандра, равной 1, получается характеристика фильтра, обеспечивающего линейную интерполяцию сигналов на выходе ПЗС. При этом  $x_m$  можно вычислить по формуле

$$x_m = \frac{\Delta x}{6} \cdot \frac{81Q_1 + 13Q_0 - 13Q_{-1} - 81Q_{-2}}{9Q_1 + 7Q_0 + 7Q_{-1} + 9Q_{-2}}. \quad (3.18)$$

Отмечено, что при  $n = 4$  методическая погрешность вычисления  $x_m$  составляет 0,5 элемента разложения.

Далее рассматривается вариант интерполяции сигнала на выходе ПЗС-матрицы, основанный на использовании тригонометрического полинома построенного по методу наименьших квадратов (ряда Фурье). Способ нахождения коэффициентов ряда (спектральных составляющих) хорошо известен – это прямое преобразование Фурье.

Для  $n = 4$  ряд Фурье может быть представлен в форме

$$Q(x) = 0,5A_0 + A_1 \cos(2\pi x/T) + B_1 \sin(2\pi x/T), \quad (3.19)$$

где  $A_0, A_1, B_1$  – уровни действительных и мнимой спектральных составляющих ряда Фурье.

Выражение для  $x_m$  в случае аппроксимации (3.19) может быть представлено в форме

$$x_m = (2\Delta x/\pi) \arctg(B_1/A_1). \quad (3.20)$$

Подчёркивается, что оба интерполяционных алгоритма пригодны при гауссовом распределении освещённости в световом сигнале; оптимальном радиусе светового сигнала, равном половине элемента разложения; независимости распределения освещённости по осям координат; постоянстве линейных размеров сторон элемента разложения.

Вопросы демодуляции ЧМ-сигналов акустооптическими устройствами подробно рассматривались в [48–50]. В [48] проанализированы АЧХ ЧМ-демодуляторов для различных геометрий фотоприёмных устройств и параметров (форм) дифрагированного пятна света, а также проведена оптимизация архитектуры демодулятора для обеспечения ли-

нейности АЧХ в полосе рабочих частот. В [49] исследовалась (в том числе экспериментально) работа демодулятора в максимально возможной полосе частот, что осуществлялось путём формирования прямоугольного распределения  $I_g(x)$  в плоскости ФПУ при подаче на одну из граней АОД распределения амплитуды света вида  $\text{sinc}(\chi)$ . ЧМ-демодулятор в условиях воздействия помех рассмотрен в [50].

### 3.3. Алгоритмические способы минимизации погрешностей

#### 3.3.1. Аппроксимация аппаратной функции

Рассмотрим метод вычисления частоты, использующий для ее уточнения аппроксимацию реального распределения интенсивности светового сигнала (РИСС) гауссоидой или параболой.

В акустооптических измерителях частоты (АОИЧ) выполняется, как известно [1, 2], преобразование радиосигнала в распространяющийся по кристаллу дефлектора акустический сигнал, и затем преобразование акустического в продифрагировавший на нём световой сигнал. Последний представляется на фотоприёмнике в виде пространственно-временного распределения интенсивности светового сигнала, являющегося Фурье-преобразованием фрагмента радиосигнала, находящегося в данный момент времени в апертуре акустооптического дефлектора. Таким образом, фрагменты радиосигнала и соответствующие им РИСС связаны между собой так же, как сигнал и его спектр мощности.

Отметим, что спектр мощности (РИСС) беднее радиосигнала в информационном отношении, поскольку в нём по определению отсутствует информация о фазовом спектре, но для измерения частоты он пригоден по той причине, что местонахождение спектра на оси определяется частотой. Такая же однозначная зависимость между частотой радиосигнала и координатами РИСС на фотоприёмнике существует и в АОИЧ. Из сказанного следует, что на уровне идеи задача определения частоты акустооптическими методами алгоритмически проста и сводится к определению координат РИСС на дискретном фотоприёмнике и постановке в соответствие найденным координатам частоты радиосигнала.

Сложность, однако, состоит в том, что для однозначного опреде-

ления частоты нужно знать координаты не всех точек РИСС, а координаты его одной характерной точки. Это может быть, например, координата максимума РИСС, или координата оси его симметрии, или координата центра тяжести и т.д.

Следует отметить, что теоретически существует вариант, при котором для определения частоты можно искать соответствие между искомой частотой и координатами на фотоприёмнике всех точек РИСС, т.е. координатами области, занимаемой РИСС или координатами отрезка, представляющего собой абсциссы точек РИСС. Для реализации такого варианта РИСС должно быть неизменным по форме во всей полосе частот, а количество фотодиодов (ФД) фотоприёмника должно быть достаточным для измерения мощности сигнала в полосе частот занимаемых РИСС с точностью, позволяющей «ощущать» его смещение на частотный интервал между соседними ФД.

Алгоритмам определения координат РИСС на дискретном фотоприёмнике (матрице или линейке) посвящено большое количество работ [40–47], опубликованных ещё в 80-е годы прошлого века (см. подразд. 3.2). В них координаты РИСС на фотоприёмнике отождествляют или с положением на нём абсциссы максимума РИСС, или, без приведения аргументации, с положением абсциссы центра тяжести (центроида) РИСС. Для поисков абсциссы центра тяжести используют алгоритмы взвешивания и различные интерполирующие полиномы.

Здесь описываются алгоритмы определения положения РИСС на фотоприёмнике АОП [51]. При этом учитывается специфика формирования РИСС акустооптическими устройствами. В частности, считается, что апертурная функция дефлектора по свету представляет собой незначительно усечённую гауссоиду и, следовательно, основной лепесток аппаратной функции (АФ) измерителя в плоскости фотоприёмника тоже описывается гауссовой кривой. Поскольку при указанных допущениях АФ симметрична, то за координаты РИСС на фотоприёмнике принимается абсцисса точки, через которую проходит его ось симметрии. Максимум РИСС также расположен на оси симметрии.

В дальнейшем изложении считается, что АОП ориентирован на измерение несущей частоты простого (немодулированного) сигнала, а фотоприёмник однокоординатный, состоящий из линейки ФД. Формирующиеся на выходах ФД аналоговые сигналы, пропорциональные уровням РИСС на частотах настройки ФД, оцифровываются и используются для измерения частоты.





$$\Delta f = \frac{\Delta F}{2} \frac{\ln y_3 - \ln y_1}{2 \ln y_2 - \ln y_3 - \ln y_1}. \quad (3.30)$$

При параболической форме РИСС аналогичное выражение для частотной поправки имеет вид

$$\Delta f = \frac{\Delta F}{2} \frac{y_3 - y_1}{2y_2 - y_3 - y_1}. \quad (3.31)$$

Отметим, что для реализации алгоритма должны выполняться очевидные условия:  $y_2 > y_1$  и  $y_2 > y_3$ .

Поскольку частотная поправка  $\Delta f$  принадлежит непрерывному множеству значений, то и частота сигнала  $f_c$ , вычисляемая по формуле (3.22), также принадлежит непрерывному, а не дискретному множеству значений частоты. Из (3.22) видно, что погрешность определения частоты складывается из погрешности измерения частоты  $f_2$  и погрешности вычисления поправки  $\Delta f$ . В свою очередь, точность вычисления последней, как следует из (3.30), зависит от точности измерения уровней сигналов  $y_1$ ,  $y_2$  и  $y_3$  на выходах ФД, а также от точности определения интервала  $\Delta F$  между ФД. Если форма РИСС в плоскости ФП соответствует аппроксимирующему выражению (3.21) и если погрешности определения всех величин, входящих в формулы (3.22) и (3.30), нулевые, то частота радиосигнала  $f_c$  может быть определена с абсолютной точностью. Если же форма РИСС отличается от гауссова распределения (3.21), то возникают дополнительные погрешности определения частоты – погрешности аппроксимации.

Применительно к одному из реальных акустооптических измерителей [52], выполненному на основе современной элементной базы, в подразд. 2.5.1 был рассмотрен один из источников погрешностей аппроксимации. Он связан с особенностями конструкции фотоприёмника, у которого ФД имеют конечные, а не точечные размеры. В результате, сигнал на выходе протяжённого ФД пропорционален не уровню РИСС в точке, а усреднённому уровню РИСС в полосе частот, занимаемых фотодиодом. Так, например, у линейки ПЗС типа ТН7813А протяжённость ФД составляет 9 мкм, а

просветы между ФД – порядка 1 мкм.

На рис. 2.18 приведены исходная гауссова РИСС в плоскости фотоприёмника – линейки ПЗС с указанными выше конструктивными параметрами, а также отклики ФД в виде столбиков.

Рисунок 2.19 отражает тот факт, что протяжённость ФД искажает форму распределения, снимаемого с ФД и приводит к погрешностям вычисления частоты. Видно (см. также рис. 2.21), что чем больше отличаются ФД от точечных (чем больше их размеры), тем значительно отличается формы реальной, снимаемой с ФД, РИСС от аппроксимирующей функции (3.21).

В случае параболической аппроксимации (рис. 2.20, 2.21) влияние геометрического фактора становится менее заметным на фоне более существенного отличия аппроксимации от "реальной" РИСС.

Для реализации алгоритмов необходимо, чтобы уровни сигналов не менее чем на трёх ФД превышали уровень шумов на фотоприёмнике АОП. Для уменьшения погрешностей аппроксимации РИСС следует переходить к точечным размерам ФД, однако такой переход невыгоден энергетически.

Ниже представлены результаты экспериментальной оценки акустооптическим измерителем погрешностей вычисления частоты входного радиосигнала, обусловленных используемыми алгоритмами аппроксимации его аппаратной функции [53].

Совокупность сигналов на выходах ФД представляет собой грубую аппроксимацию АФ по двум основным параметрам – частоте и уровню. Первый параметр определяется частотным интервалом (как правило, большим) между частотами точной настройки ФД, а второй связан с неодинаковостью коэффициентов передачи частотных каналов АОП и конечными размерами ФД.

В результате, из-за относительно большого частотного интервала между ФД, нельзя получить подробную аппроксимацию АФ по частоте, а разброс коэффициентов передачи частотных каналов и конечность размеров ФД, приводит к искажению её формы. Оба указанных недостатка преодолеваются при использовании для измерения АФ одного ФД.

Поскольку нижеописанная методика измерения АФ предполагает знание частотного интервала  $\Delta F$  между частотами точной настройки соседних ФД, то в первой части экспериментального исследования был измерен указанный интервал. Измерение  $\Delta F$  выполнялось в сле-

дующей последовательности.

Вначале выбиралась (примерно) полоса частот  $F_n..F_k$  в диапазоне рабочих частот АОП, где  $F_n$  и  $F_k$  – начальная и конечная частоты.

Затем выполнялась точная настройка на ФД вблизи частот  $F_n$  и  $F_k$ . Для этого значения  $F_n$  (или  $F_k$ ) изменялись в небольших пределах таким образом, чтобы они соответствовали частотам точной настройки на ближайший к ним ФД. Считалось, что точной настройке соответствует ситуация, при которой на ФД наблюдается максимальный уровень сигнала, а уровни сигналов на соседних с ним ФД одинаковы.

После точной настройки вблизи каждой из частот  $F_n$  или  $F_k$ , сигналы считывались с фотоприёмника (линейки ТН7813А), оцифровывались и запоминались в файлах реализации РИСС. По ним алгоритмически определялись и запоминались номера ФД с максимальным уровнем сигнала, которые отождествлялись с номерами  $F_n$  или  $F_k$ . Далее считалось, что изменённая (уточнённая) частота  $F_n$  равна частоте точной настройки ФД с номером фотодиода  $F_n$ , а частота  $F_k$  равна частоте точной настройки ФД с номером  $F_k$ .

Частотный интервал  $\Delta F$  между частотами точной настройки соседних ФД вычислялся по формуле

$$\Delta F = (F_k - F_n) / (\Phi_k - \Phi_n). \quad (3.32)$$

Для исследуемого макета АОП величина  $\Delta F$  составила  $\Delta F \approx 518$  кГц. Во время проведения эксперимента наблюдался дрейф частот  $F_n$  и  $F_k$  (и, в целом, частотной шкалы АОП) в сторону уменьшения. Скорость дрейфа после 4-часового прогрева АОП составляла единицы килогерц в минуту. В связи с этим частоты  $F_n$  и  $F_k$  периодически уточнялись. Одна из физических причин сдвига частотной шкалы обсуждалась в [54] и в подразд. 2.3.4.

В следующей части эксперимента измерялась АФ АОП по следующей методике. Выбирался шаг  $\Delta s$  по частоте, равный 1/8 части частотного интервала  $\Delta F$  между ФД:  $\Delta s = \Delta F / 8 = 64,75 \approx 65$  кГц. Выбирался ФД в полосе рабочих частот и определялась частота  $F_0$  его точной настройки так же, как это делалось при измерении частот точной настройки ФД с номерами  $F_n$  и  $F_k$ .

Частота сигнала  $f_c$  увеличивалась дискретно с шагом  $\Delta s$  и для каждого её значения

$$f_{ci} = F_0 + i\Delta s; \quad (0 \leq i \leq N-1) \quad (3.33)$$

считывались с фотоприёмника, оцифровывались и запоминались в файлах реализации РИСС ( $N = 50$  реализаций). При изменении частоты с шагом  $\Delta s$  АФ перемещалась в пространстве относительно любого ФД с пространственным шагом, пропорциональным величине  $\Delta s$ . Таким образом, аппроксимация АФ по частоте на одном ФД получилась в 8 раз подробнее пространственной аппроксимации АФ на совокупности ФД.

Строились графики зависимостей от частоты  $f_{ci}$  уровней сигналов (в кодах АЦП) на выходах  $j$ -х ФД. Эти зависимости (коды  $K_j(f_{ci})$ ) представляют собой АФ, измеренные на одном ФД. На каждом  $j$ -м ФД измерялась  $j$ -я АФ.

В эксперименте были получены АФ на 6-ти соседних ФД в полосе частот 3,185 МГц. Уровни входной мощности на АОД для рис. 3.6 и 3.7 различаются на 9 дБ.

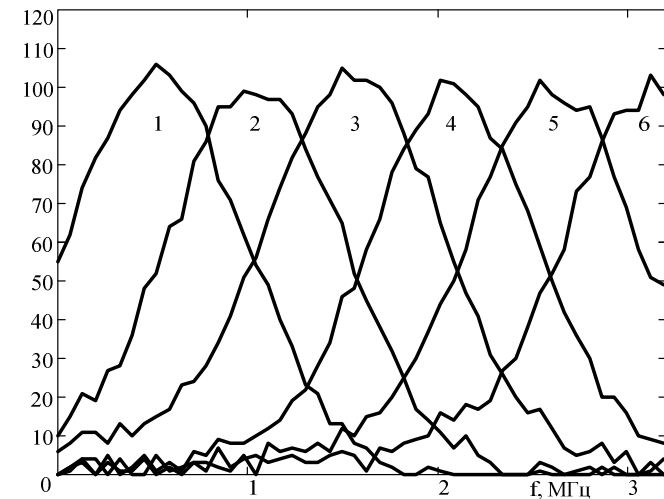


Рис. 3.6

На рис. 3.7 формы АФ на соседних диодах имеют хорошую повторяемость, что согласуется с теоретическими представлениями. Частотный интервал между максимальными уровнями сигналов на соседних ФД составляет 520 кГц. Он кратен  $\Delta s = 65$  кГц. Уровни максимумов АФ на рис. 3.7 изменяются от 863 (кривая 2) до 757 (кривая 6). Этот разброс (~14 %) можно объяснить неравномерностью АЧХ АОП

и неидентичностью фотодиодов ПЗС линейки, что приводит к ошибкам в воспроизведении формы РИСС и вносит дополнительную частотную погрешность.

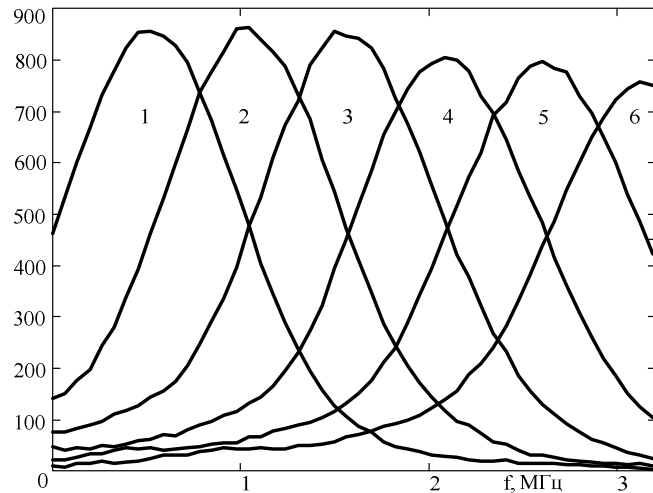


Рис. 3.7

На рис. 3.8 приведены: АФ (пунктир 1), сформированная на третьем ФД (рис. 3.7, кривая 3) и её аппроксимации гауссоидой (2) и параболой (3).

Хорошее соответствие экспериментальной и теоретической кривых свидетельствует в пользу справедливости предположения о гауссовой форме АФ. Следует отметить, что все три зависимости практически совпадают в области вершины РИСС.

На графиках рис. 3.9 приведены те же кривые, что и на плавных графиках рис. 3.8, но представляют они дискретное распределение, так как измерены на отдельных ФД (на тех же, что и на рис. 3.8).

Напомним, что дискретность по частоте представления АФ на рис. 3.8 и рис. 3.9 отличается в 8 раз.

После экспериментального подтверждения «гауссовости» формы АФ были выполнены эксперименты по оценке точностных характеристик АОП, использующего для измерения частоты описанные в [51] и выше алгоритмы.

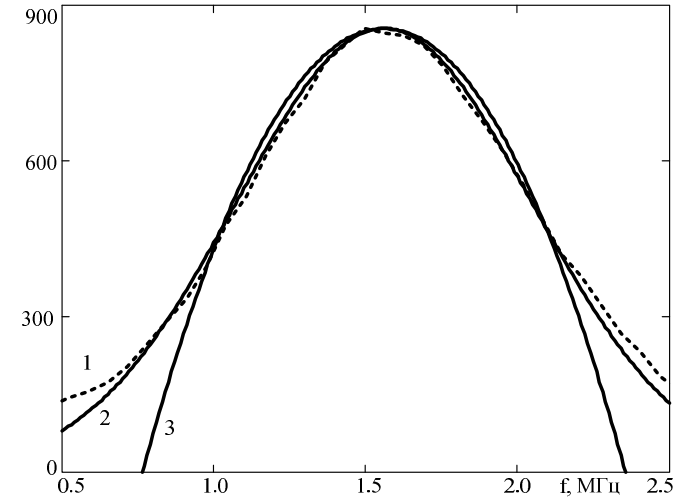


Рис. 3.8

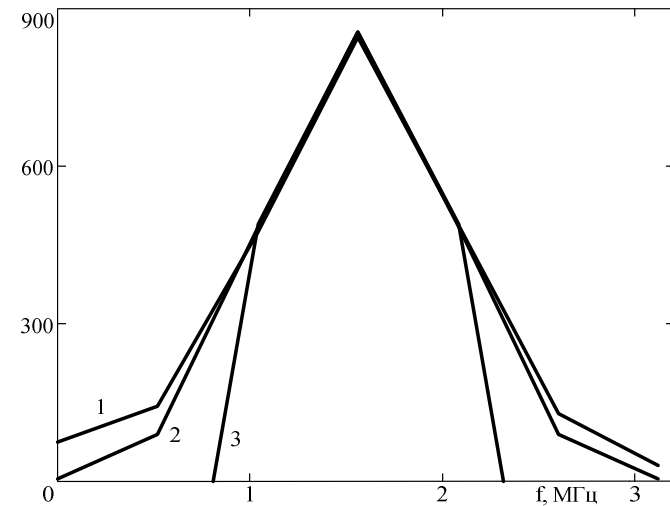


Рис. 3.9

Для оценивания погрешностей измерения частоты были выбраны, использованные ранее для построения АФ, 50 реализаций РИСС. Известные частоты сигналов  $f_{Ci}$  по (3.33), соответствующие каждой из 50

сформированных РИСС, сравнивались с частотами, вычисленными по 3-м алгоритмам: традиционному и двум точным, использующим для уточнения частоты гауссову или параболическую аппроксимации РИСС и соответствующие им формулы (3.30) и (3.31).

Напомним, что под традиционным алгоритмом понимается алгоритм, в котором значение частоты отождествляется с положением центра группы лог."1" в N-разрядном коде, состоящем из лог. "0" и "1". Число N равно числу ФД фотоприёмника. Лог. "1" формируются на выходах тех частотных каналов, в которых сигнал с ФД превысил пороговый уровень. Лог. "0" формируются на выходах тех каналов, в которых порог не превышался.

Графики погрешностей определения частоты представлены на рис. 3.10. В положительной области значений  $\delta f$  «расположены» погрешности, связанные с использованием традиционного алгоритма (линия 3). Погрешности, связанные с альтернативными алгоритмами, получились отрицательными; осциллирующая кривая 2 принадлежит алгоритму, использующему параболическую аппроксимацию.

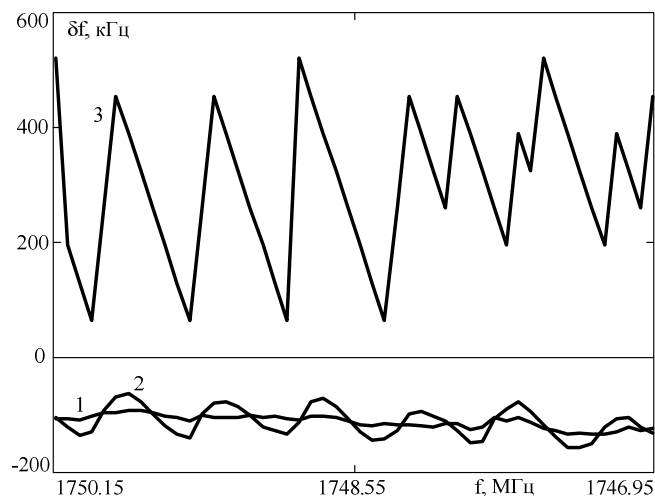


Рис. 3.10

Анализ графиков погрешностей показывает, что все графики погрешностей смещены относительно "0", т.е. не центрированы. Следо-

вательно, представленные погрешности содержат в себе систематическую составляющую. Появление систематической составляющей для верхнего графика можно объяснить асимметрией РИСС на уровне порога, а для нижних – дрейфом частотной шкалы АОП.

Постоянное смещение (систематическая составляющая) для верхнего графика составляет примерно 300 кГц, а для нижних графиков порядка 100 кГц. В случае центрирования графиков максимальная погрешность для верхнего графика составила бы около 230 кГц (примерно, как и ожидалось, половину частотного интервала между ФД).

Для алгоритма с гауссовой аппроксимацией (кривая 1) максимальная погрешность, после центрирования соответствующего графика, составила бы около 25 кГц, а для алгоритма с параболической аппроксимацией – порядка 50 кГц.

Влияние дрейфа частотной шкалы на погрешности наглядно представлено на рис. 3.11. На этом рисунке показаны центрированные графики погрешностей измерения частоты для точных алгоритмов. Видно, что дрейф в одинаковой мере влияет на оба графика и, следовательно, носит закономерный характер.

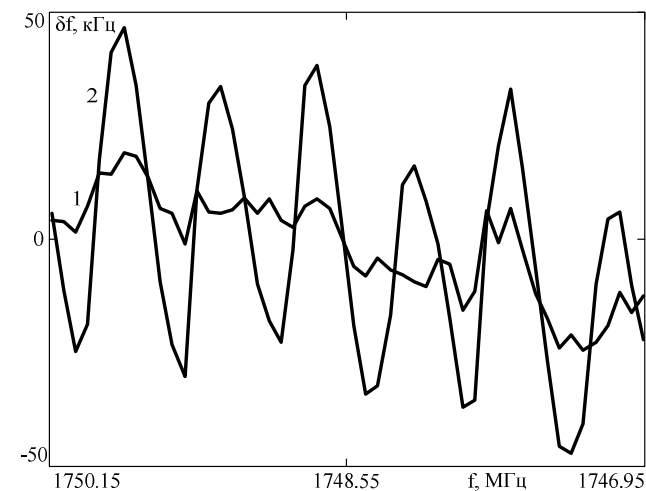


Рис. 3.11

Смещение частотной шкалы АОП примерно на 100 кГц произош-

ло за один час наблюдений и, значит, скорость дрейфа составляет около 1,6 кГц/мин. Измерение АФ, представленных на рис. 3.7, продолжалось около 7 мин. Следовательно, дрейф за время измерений составил около 10 кГц. С учётом этого обстоятельства можно уточнить погрешности измерения частоты для рассматриваемых алгоритмов. Для алгоритма с гауссовой аппроксимацией она составляет порядка  $\pm 22$  кГц, а для алгоритма с параболической аппроксимацией –  $\pm 47$  кГц.

Проведенное теоретическое рассмотрение, а также выполненные экспериментальные исследования показывают пригодность и действенность описанных алгоритмов измерения частоты, а также возможность существенного увеличения с их помощью точности измерений в АОП с аппаратной функцией близкой к гауссовой.

Вместе с тем полученные численные результаты следует рассматривать как предельно возможные, реальное достижение которых может быть обеспечено при устранении, как минимум, влияния температуры на электрофизические параметры элементной базы АОП. Действенным способом устранения упомянутого влияния (помимо термостатирования) может стать калибровка частотной шкалы АОП (см. подразд. 3.3.4) при помощи высокостабильного СВЧ-генератора.

### 3.3.2. Особенности измерения частоты в динамическом диапазоне АО-измерителя

Как уже отмечалось, у различных по назначению измерителей параметров радиосигналов, информация об измеряемой величине содержится в положении на оси абсцисс видеоимпульса, формируемого на выходе измерителя. При этом алгоритм работы устройства сводится к вычислению абсциссы оси симметрии видеоимпульса и постановке ей в соответствие измеряемого параметра.

Ниже рассматриваются два алгоритма решения задачи. Первый из них, в котором искомая абсцисса оси симметрии видеоимпульса ищется как абсцисса точки пересечения двух прямых, пригоден для линейного режима работы измерителя, а второй, в котором используется свойство симметрии видеоимпульса, – для нелинейного режима (режима ограничения) работы измерителя.

Алгоритмы апробированы в эксперименте при обработке выходной информации в макете акустооптического измерителя частоты [52]. В связи с тем, что дальнейшее изложение ведется применительно к

АО-измерителю, сделаем необходимые пояснения.

В АОП выполняется прямое преобразование Фурье акустического аналога анализируемого радиосигнала и его результат формируется на входе дискретного фотоприемника (линейке ПЗС) в виде распределения интенсивности светового сигнала. Продетектированные значения РИСС, которые можно рассматривать как ординаты видеоимпульса, считываются с фотоприемника и оцифровываются. Указанное распределение интенсивности соответствует спектру мощности анализируемого радиосигнала. Оно изменяет свое положение (местонахождение) на фотоприемнике в зависимости от частоты, поэтому определение положения РИСС на фотоприемнике, в частности, нахождение абсциссы его оси симметрии (в случае симметричного РИСС) равносильно измерению частоты. При действии на входе АОП гармонического сигнала оцифрованное РИСС является аппаратной функцией АОП. В отличие от описанных в подразд. 3.3.1 алгоритмов, предлагаемые к рассмотрению методы [19] не требуют задания некой аппроксимирующей РИСС зависимости.

*Измерение частоты на линейном участке амплитудной характеристики АОИЧ.*

Этот алгоритм предполагает вычисление частоты как абсциссы точки пересечения двух прямых. Для его реализации должны быть известны частоты точной настройки четырех фотодиодов, расположенных вблизи оси симметрии РИСС, и уровни сигналов на этих ФД.

На рис. 3.12, 3.13 в координатах частота-уровень показаны положения РИСС на фотоприёмнике.

Абсциссы точек А, В, С, D соответствуют частотам точной настройки ФД фотоприемника, а ординаты этих точек равны уровням сигналов на ФД. Частотный интервал  $\Delta F$  между абсциссами точек В и А, А и С, С и D одинаков. ВАСD – своеобразная аппроксимация РИСС ломаной линией, меняющая свою форму (дышащая) при изменении частоты.

Считается, что РИСС, формируемые на фотоприемнике, симметричны относительно оси F. Абсцисса этой оси равна частоте  $F_C$  сигнала. Для удобства рассмотрения  $F_C$  можно принять за ноль. При таком выборе абсцисса точки А (частота  $f_A$  на рис. 3.12) может быть представлена в виде  $f_A = -\Delta f$ , где  $\Delta f$  – частотный интервал между абсциссами оси F и точки А.

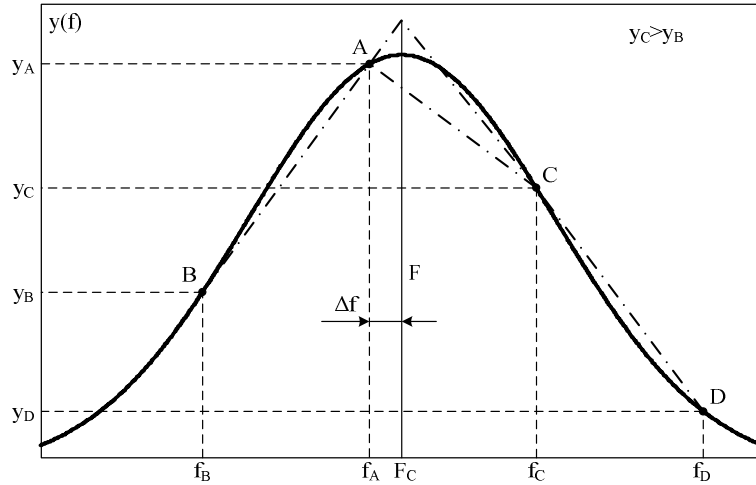


Рис. 3.12

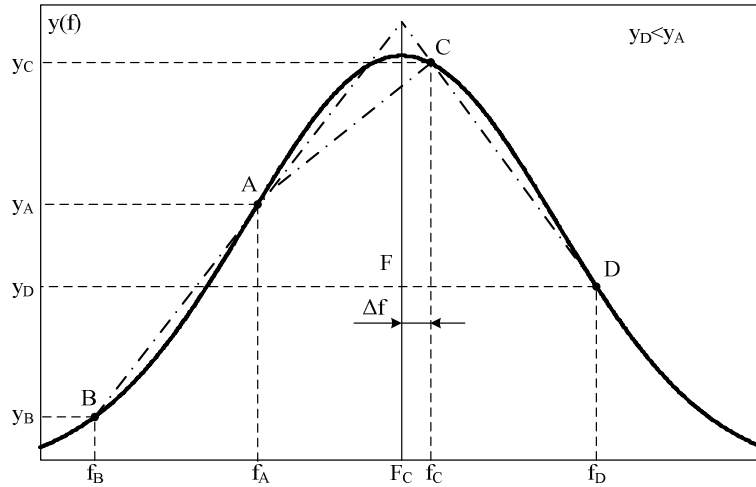


Рис. 3.13

Рассмотрим, в качестве примера, гауссово РИСС

$$y(f) = \exp(-\alpha f^2), \quad (3.34)$$

где  $\alpha$  – коэффициент формы гауссоиды.

Для РИСС (3.34) координаты точек A, B, C и D могут быть записаны в форме:  $A(f_A, y_A)$ ,  $B(f_B, y_B)$ ,  $C(f_C, y_C)$ ,  $D(f_D, y_D)$ , где

$$\begin{aligned} f_A &= -\Delta f, \quad y_A = \exp(-\alpha f_A^2); \\ f_B &= -(\Delta f + \Delta F), \quad y_B = \exp(-\alpha f_B^2); \\ f_C &= \Delta F - \Delta f, \quad y_C = \exp(-\alpha f_C^2); \\ f_D &= 2\Delta F - \Delta f, \quad y_D = \exp(-\alpha f_D^2). \end{aligned}$$

Найдём абсциссу  $f_0$  точки пересечения прямых BA и DC. Она вычисляется [55] по формуле

$$f_0 = (c_1 - c_2)/(g_2 - g_1), \quad (3.35)$$

где  $g_1$  и  $g_2$  – угловые коэффициенты, а  $c_1$  и  $c_2$  – свободные члены в уравнениях упомянутых прямых:

$$y = g_1 f + c_1; \quad y = g_2 f + c_2. \quad (3.36)$$

Эти параметры можно определить по формулам

$$g_1 = (y_A - y_B)/(f_A - f_B) = (y_A - y_B)/\Delta F, \quad (3.37)$$

$$g_2 = (y_D - y_C)/(f_D - f_C) = (y_D - y_C)/\Delta F, \quad (3.38)$$

$$c_1 = (y_B f_A - y_A f_B)/(f_A - f_B) = (y_B f_A - y_A f_B)/\Delta F, \quad (3.39)$$

$$c_2 = (y_C f_D - y_D f_C)/(f_D - f_C) = (y_C f_D - y_D f_C)/\Delta F, \quad (3.40)$$

где  $\Delta F = f_A - f_B = f_D - f_C$ .

Можно показать, что после подстановки всех входящих в (3.35) величин выражение для  $f_0$  примет вид

$$f_0 = -\Delta f - \frac{\Delta F}{Z} \left( 2 \exp(2\alpha \Delta f \Delta F - \alpha \Delta F^2) - \exp(4\alpha \Delta f \Delta F - 4\alpha \Delta F^2) - 1 \right), \quad (3.41)$$

где

$$\begin{aligned} Z &= \exp(4\alpha \Delta f \Delta F - 4\alpha \Delta F^2) - \exp(-\alpha \Delta F^2) \Psi - 1, \\ \Psi &= \exp(2\alpha \Delta f \Delta F) - \exp(-2\alpha \Delta f \Delta F). \end{aligned} \quad (3.42)$$

Абсцисса  $f_0$  может быть принята за оценку частоты  $F_C$  сигнала. Методическая погрешность вычисления частоты  $\delta f$  составит величину  $\delta f = F_C - f_0$ . Поскольку, как уже отмечалось,  $F_C$  выбрано равным нулю, то  $\delta f = -f_0$ .

Из (3.41) и (3.42) следует, что  $\delta f$  является функцией трех величин:  $\Delta f$ ,  $\alpha$  и  $\Delta F$ . При этом коэффициент формы  $\alpha$  и частотный интервал между диодами  $\Delta F$  постоянны и являются параметрами измерителя частоты. В отличие от них, частотный интервал  $\Delta f$  меняется с изменением частоты  $F_C$  входного радиосигнала; он определяет ориентацию РИСС относительно ФД и от него зависят, для каждой частоты  $F_C$ , уровни сигналов на ФД.

Математическое моделирование показывает, что  $\alpha$  и  $\Delta F$  влияют на параметры измерителя частоты и погрешность  $\delta f$  не порознь, а совместно. Этот результат согласуется с теоретическими ожиданиями, поскольку и от  $\alpha$ , и от  $\Delta F$  зависит конкретная картина распределения уровней сигналов на ФД. На рис. 3.14 показана расчетная зависимость максимальной относительной погрешности измерения частоты  $\delta f_{\max}/\Delta F$  от произведения  $\alpha \Delta F^2$ .

Анализ этой зависимости показывает, что наименьшая максимальная погрешность вычисления частоты  $\delta f_{\max 0}$  описанным методом достигается при следующем сочетании  $\alpha$  и  $\Delta F$ :

$$\alpha \Delta F^2 = 0,624, \quad (3.43)$$

где  $\Delta F$  – в МГц. При выполнении (3.43) максимальная погрешность вычисления частоты составляет 1,18 % от  $\Delta F$ . В качестве иллюстрации, на рис. 3.15 представлена методическая погрешность алгоритма

$\delta f(\Delta f)$  для коэффициента формы  $\alpha = 2,32 \text{ МГц}^{-2}$  и частотного интервала  $\Delta F = 518,2 \text{ кГц}$ .

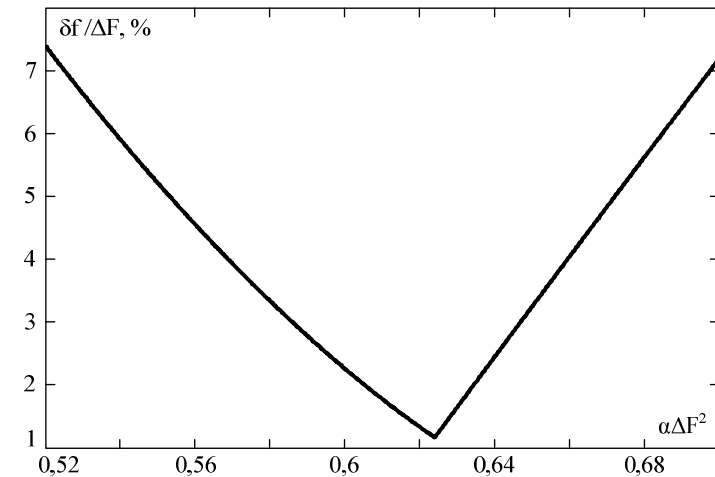


Рис. 3.14

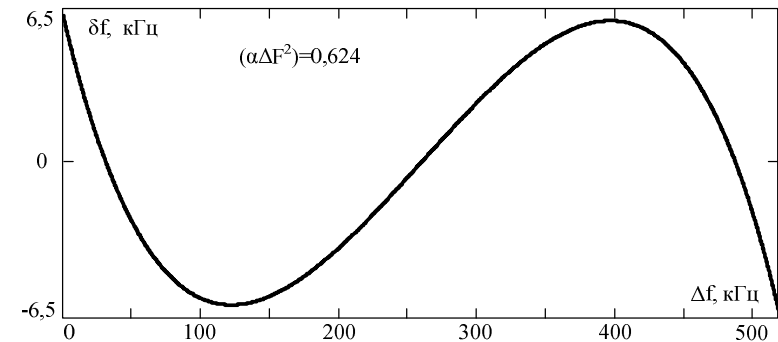


Рис. 3.15

На рис. 3.15 частота  $\Delta f$  сигнала варьируется в пределах  $\Delta F$ , а погрешность  $\delta f$  внутри частотной дискреты  $\Delta F$  в абсолютном отношении при  $\alpha \Delta F^2 = 0,624$  изменяется в пределах  $\pm 6,1 \text{ кГц}$ .

Для использования описанного алгоритма предварительно необходимо (см. рис. 3.12, 3.13):

- определить номер ФД  $k$ , соответствующий максимальному сигналу, и его частоту;

- измерить уровни сигналов  $y_{k-1}$ ,  $y_k$ ,  $y_{k+1}$  на ФД с соответствующими номерами;

- при выполнении неравенства  $y_{k+1} > y_{k-1}$  обозначить (рис. 3.12):  $y_A = y_k$ ;  $y_B = y_{k-1}$ ;  $y_C = y_{k+1}$ ; измерить  $y_{k+2}$  и обозначить  $y_D = y_{k+2}$ ; а при выполнении неравенства  $y_{k+1} < y_{k-1}$  обозначить (рис. 3.13):  $y_C = y_k$ ;  $y_A = y_{k-1}$ ;  $y_D = y_{k+1}$ ; измерить  $y_{k-2}$  и обозначить  $y_B = y_{k-2}$ .

После выполнения этих действий вычисляются угловые коэффициенты и свободные члены по формулам (3.37) – (3.40), а оценка частоты  $f_0$  производится по формуле (3.35).

Отметим, что вычисления по этим формулам можно упростить, переместив их в область нулевых частот. Для этого следует:

- обозначить частоту ФД, соответствующую максимальному сигналу, равной нулю ( $f_A = 0$  для рис. 3.12 или  $f_C = 0$  для рис. 3.13);

- обозначить (для рис. 3.12):  $f_B = -\Delta F$ ,  $f_C = \Delta F$ ,  $f_D = 2\Delta F$ , или  $f_B = -2\Delta F$ ,  $f_A = -\Delta F$ ,  $f_D = \Delta F$  (для рис. 3.13);

- вычислить, с учётом этих обозначений, угловые коэффициенты  $g_1$ ,  $g_2$  и свободные члены  $c_1$ ,  $c_2$  по формулам (3.37) – (3.40);

- вычислить значение частоты в области нулевых частот ( $f_{00}$ ) по формуле (3.35);

- вернуться к истинным значениям  $f_A$  (или  $f_C$ ) и вычислить абсолютное значение частоты по формуле  $f_0 = f_{00} + f_A$  (для рис. 3.12) или  $f_0 = f_{00} + f_C$  (для рис. 3.13).

Экспериментальная оценка точности вычисления частоты описанным способом выполнялась в макете АОП с гауссовым РИСС на фотоприёмнике и частотным интервалом между ФД  $\Delta F = 518,2$  кГц; АОП функционировал в диапазоне частот 1,5..2,0 ГГц. Измерения выполнялись на 50 частотах в полосе частот  $\Delta F_A \approx 6\Delta F$ . Частота сигнала  $F_C$  в указанной полосе увеличивалась с шагом  $\Delta F/8 \approx 65$  кГц. Резуль-

таты оценивания в координатах частота сигнала – погрешность для средней и верхней частей динамического диапазона входных сигналов приведены на рис. 3.16 и рис. 3.17 соответственно.

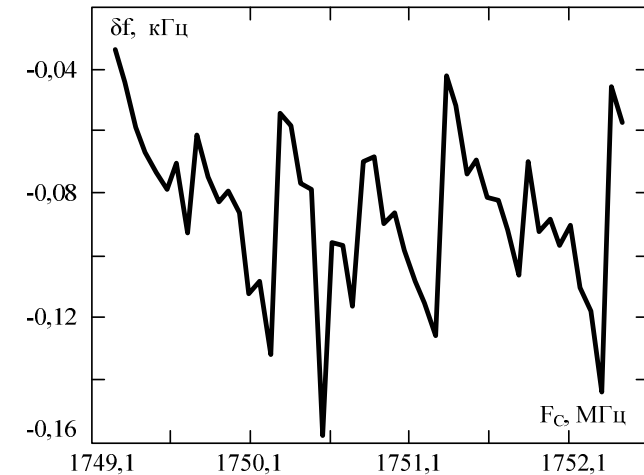


Рис. 3.16

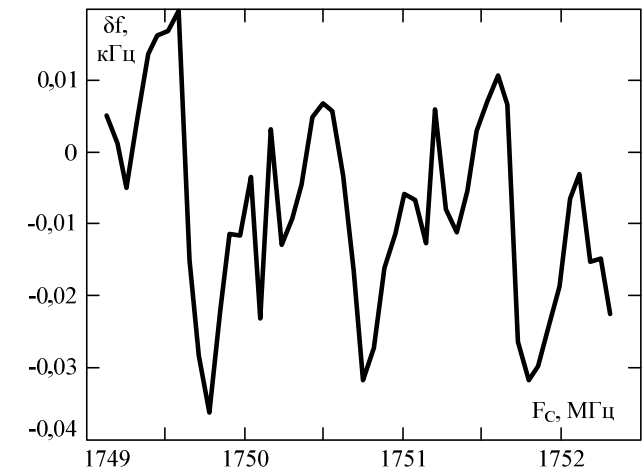


Рис. 3.17



Из рассмотрения экспериментальных зависимостей  $\delta f = \varphi(F_C)$  можно отметить ожидаемую периодичность погрешностей, а также то, что они смещены в область отрицательных значений. Это смещение (систематическая составляющая) связано с имевшим место во время измерений дрейфом частотной шкалы. Скорость дрейфа составляла 2–3 кГц/мин, время измерений для рис. 3.16 составило ~5 мин, а для рис. 3.17 – 3 мин.

После центрирования графиков приблизительное значение погрешности составляет:  $\pm 60$  кГц для рис. 3.16 и  $\pm 28$  кГц для рис. 3.17. Эти погрешности включают в себя представленные на рис. 3.15 погрешности метода и погрешности, связанные с имевшей место в экспериментах асимметрией РИСС.

Как уже отмечалось (формула 3.43), минимизация методических погрешностей происходит при выполнении условия  $\alpha \Delta F^2 = 0,624$ .

Расчеты показывают, что в нашем случае, для конкретных параметров макета и экспериментально полученных с его помощью РИСС, значение  $\alpha \Delta F^2$  изменяется в пределах 0,58–0,70. При этом сигналу в середине динамического диапазона (рис. 3.16) соответствует изменение  $\alpha$  в пределах 2,300–2,607 МГц<sup>-2</sup> и изменение параметра  $\alpha \Delta F^2$  в диапазоне 0,618–0,700, а сильному сигналу (рис. 3.17) – изменение  $\alpha$  в пределах: 2,160–2,403 МГц<sup>-2</sup> и изменение параметра  $\alpha \Delta F^2$  в диапазоне значений: 0,580–0,645.

Расчетные графики методических погрешностей вычисления частоты для крайних значений параметра  $\alpha \Delta F^2$  (0,58 и 0,7 соответственно) представлены на рис. 3.18 и рис. 3.19.

Анализ этих графиков и сопоставление их с приведенными выше экспериментальными оценками погрешностей позволяет утверждать, что при работе в середине динамического диапазона из полученной погрешности  $\pm 60$  кГц методические погрешности составляют  $\pm 37,34$  кГц, а при работе в верхней его части они составляют  $\pm 17,2$  кГц из общих  $\pm 28$  кГц.

Рассмотренный способ подходит при работе ФПУ АОП в линейном режиме, так как требуется сохранение формы РИСС в разумных пределах. В режиме сильного сигнала, когда имеет место насыщение ФПУ, происходит сильное искажение РИСС. Именно для такого слу-

чая может применяться нижеследующая методика, хотя, фактически, она носит универсальный характер.

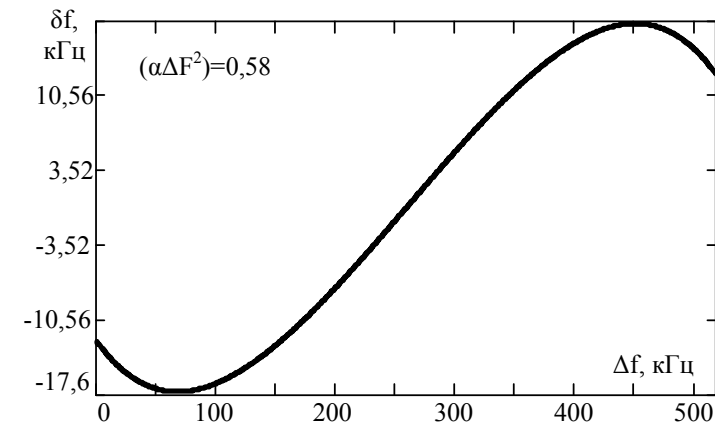


Рис. 3.18

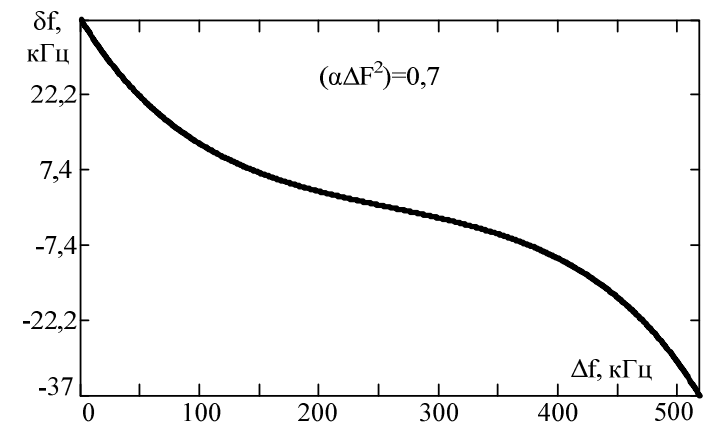


Рис. 3.19

*Измерение частоты на нелинейном участке амплитудной характеристики АОИЧ.*

На рис. 3.20 и 3.21 в координатах частота – уровень показаны

РИСС на ФД в режиме ограничения (насыщения ФД). Частотный интервал RS соответствует насыщению, регистрируемому фотодиодами.

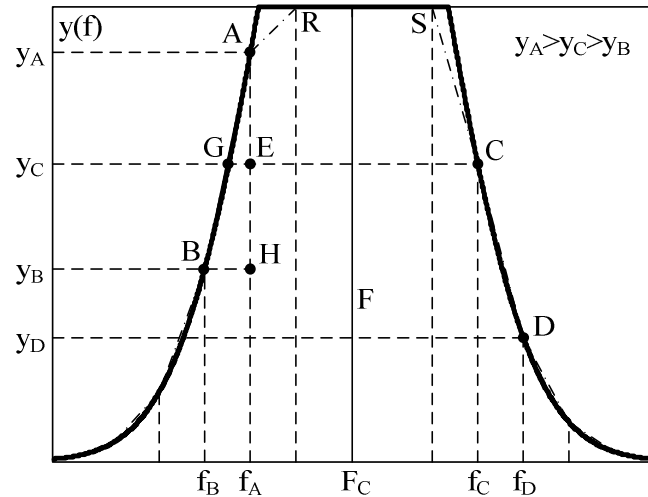


Рис. 3.20

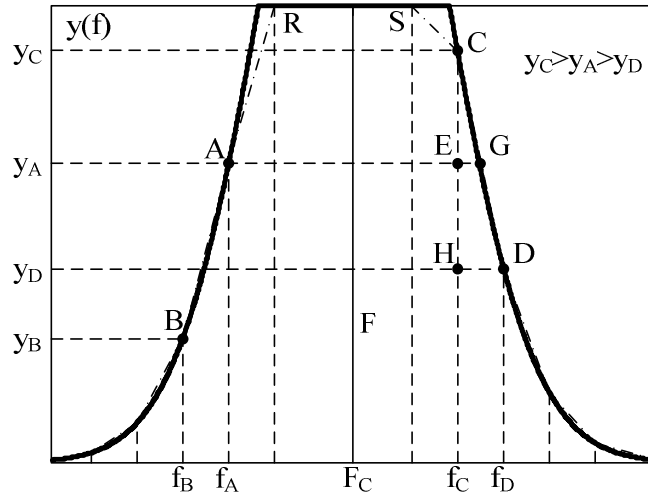


Рис. 3.21

Как и в предыдущем случае, абсциссы точек A, B, C, D соответствуют известным частотам настройки ФД ( $f_A, f_B, f_C, f_D$ ), а ординаты этих точек равны измеренным уровням сигналов на ФД ( $y_A, y_B, y_C, y_D$ ). Частотный интервал между ФД одинаков и равен  $\Delta F$ . На выходах ФД в интервале RS, находящихся в насыщении, сигнал максимален (ограничен).

Считается, что РИСС – симметрично относительно оси F, абсцисса которой равна частоте  $F_C$  и которую, как и прежде, примем равной нулю.

Идея метода вычисления частоты состоит (рис. 3.20) в определении положения на оси частот абсцисс точек C и G (т.е.  $f_C$  и  $f_G$ ).

При этом оценка  $f_0$  частоты  $F_C$  будет определяться выражением

$$f_0 = (f_C + f_G) / 2. \quad (3.44)$$

Будем полагать также, что частота  $f_C$  известна, а точка G лежит на прямой AB.

Абсциссу  $f_G$  можно вычислить как

$$f_G = f_A - \Delta f, \quad (3.45)$$

где  $\Delta f$  – частотный интервал между точками G и E. Для его поиска воспользуемся свойствами подобных треугольников BAH и GAE.

Составим пропорцию

$$AH / BH = AE / GE, \quad (3.46)$$

откуда искомый отрезок GE (интервал  $\Delta f$ ) определится по формуле

$$GE = BH(AE / AH). \quad (3.47)$$

Но частотный интервал между точками BH равен  $\Delta F$ , а величины AE и AH вычисляются в соответствии с формулами

$$AE = y_A - y_C, \quad (3.48)$$

$$AH = y_A - y_B. \quad (3.49)$$

Таким образом,

$$\Delta f = \Delta F(y_A - y_C)/(y_A - y_B). \quad (3.50)$$

После подстановки вычисленного  $\Delta f$  в (3.45), а  $f_G$  – в (3.44) получим искомую оценку положения оси симметрии РИСС:

$$f_0 = (f_C + f_A - \Delta f)/2. \quad (3.51)$$

Формула (3.51) справедлива для случая, когда  $y_A > y_C > y_B$  (3.20). Можно показать, что для альтернативной ситуации, показанной на рис. 3.21, для которой  $y_C > y_A > y_D$ , формулы для вычисления частоты будут иметь вид

$$\Delta f = \Delta F(y_C - y_A)/(y_C - y_D), \quad (3.52)$$

$$f_0 = (f_C + f_A + \Delta f)/2. \quad (3.53)$$

Отметим, что описанная методика вычисления частоты справедлива и для гауссового, и для негауссового РИСС. Перед использованием формул (3.51) или (3.53) необходимо осуществить следующие операции.

1. Выбор уровня порога  $U_p$  для нахождения точек А, В, С, D и соответствующих им уровней сигналов  $y_A, y_B, y_C, y_D$ . Желательно  $U_p$  выбирать в верхней части линейного участка амплитудной характеристики АОИЧ, причем сигналы  $y_A, y_B, y_C, y_D$  должны быть ниже  $U_p$ . При этом один из уровней сигналов  $y_A$  или  $y_C$  должен быть ближайшим к порогу  $U_p$ .

2. Сравнение сигналов  $y_A$  и  $y_C$ . В случае  $y_A > y_C$  для вычисле-

ний применяют формулу (3.51), в альтернативном случае ( $y_C > y_A$ ) – формулу (3.53).

В случае равенства  $y_A$  и  $y_C$  частоту  $f_0$  определяют по формуле

$$f_0 = (f_C + f_A)/2. \quad (3.54)$$

Поскольку погрешность  $\delta f = F_C - f_0$  вычисления частоты описанным методом зависит от точности аппроксимации прямыми АВ (3.20) или CD (3.21) соответствующих участков РИСС, то желательно выполнять вычисления на участках РИСС с большой крутизной. Этим участкам будут соответствовать минимальные погрешности аппроксимации. Для более точного вычисления  $f_0$  нужно знать форму РИСС и, в частности, его коэффициент формы (для гауссового РИСС коэффициент  $\alpha$ ). В этом случае для вычисления частотного интервала GE можно воспользоваться формулами, описывающими участок РИСС между точками АВ.

На рис. 3.22 в качестве иллюстрации показан график зависимости методической погрешности  $\delta f$  от частотного интервала  $\Delta f$ , рассчитанный для коэффициента формы гауссоиды  $\alpha = 0,51 \text{ МГц}^{-2}$  и частотного интервала между ФД  $\Delta F = 518 \text{ кГц}$ .

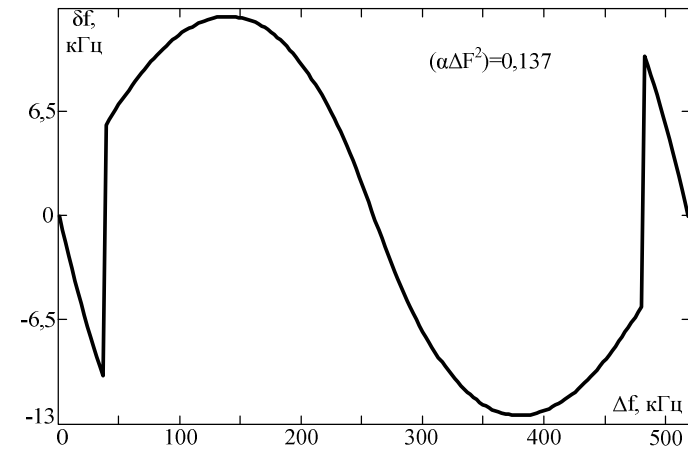


Рис. 3.22

В случае асимметрии РИСС погрешность  $\delta f$  будет содержать систематическую составляющую, которую можно оценить и учесть в последующих вычислениях. Для определения систематической составляющей погрешности можно использовать калибровочный сигнал известной частоты.

Описанный алгоритм вычисления частоты, также как и предыдущий, был экспериментально апробирован при обработке информации на выходе макета АОП [51].

Экспериментальные формы РИСС на выходе макета исследуемого АОП отличались от РИСС, использованных при математическом моделировании (рис. 3.20, 3.21). Реальные РИСС в режиме насыщения ФД представлены на рис. 3.23, на котором цифрой 1 обозначено РИСС, соответствующее начальному участку насыщения ФД, цифрой 2 – РИСС при среднем уровне насыщения и, наконец, цифрой 3 обозначено РИСС при глубоком насыщении ФД.

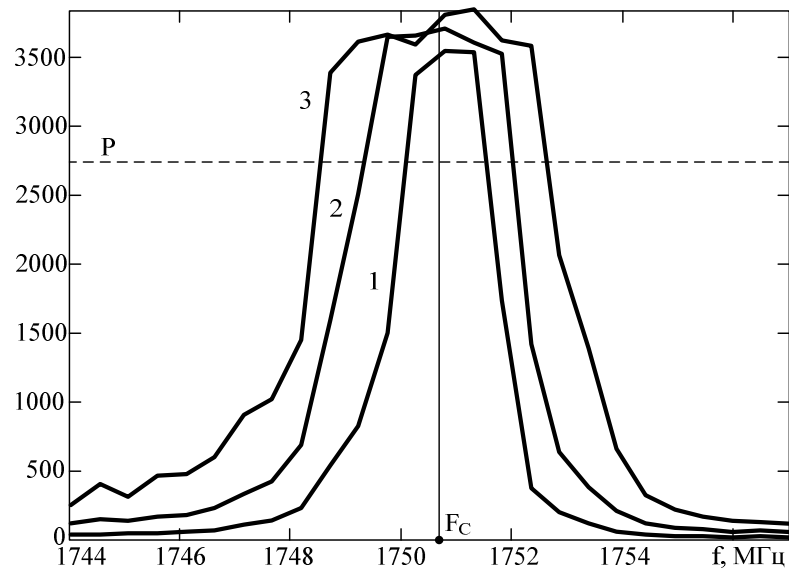


Рис. 3.23

Они отличаются от теоретических РИСС главным образом тем, что в них наблюдается асимметрия относительно оси, абсцисса кото-

рой  $F_C$  соответствует частоте радиосигнала, причем асимметрия увеличивается с возрастанием его уровня. Кроме того, ФД, приходящиеся на участок насыщения РИСС, насыщаются по-разному, из-за чего сам упомянутый участок насыщения не является ярко выраженным.

С учётом указанных особенностей, вышеописанный алгоритм вычисления частоты, для данного конкретного случая включил в себя дополнительный шаг, а именно искусственное формирование участка ограничения, с уровнем ограничения, равным уровню порога  $P$ .

Погрешности вычисления частоты для этого алгоритма, также как и для предыдущего, оценивались по 50 реализациям РИСС в полосе частот  $\Delta F_A \approx 6\Delta F$ . Частота сигнала от реализации к реализации увеличивалась с дискретностью 65 кГц. Графики погрешностей (в координатах частота сигнала – погрешность) для режимов ограничения, показанных на рис. 3.23 (кривые 1, 2, 3), представлены на рис. 3.24.

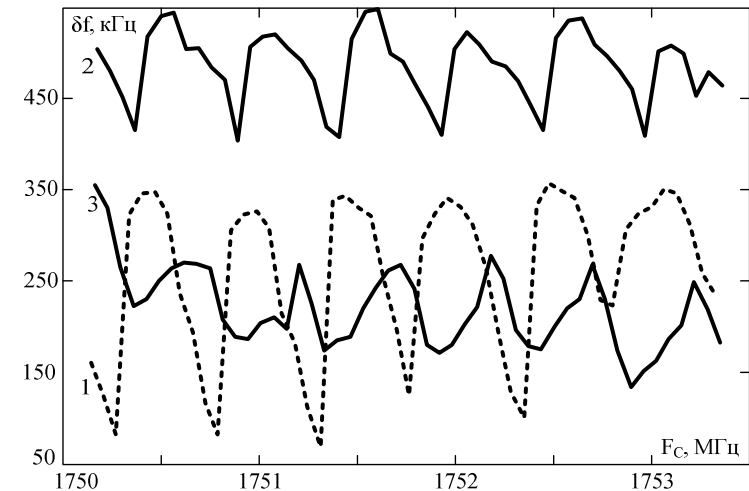


Рис. 3.24

Видно, что все графики погрешностей включают в себя систематическую составляющую. На графиках 1 и 3 дополнительно наблюдается влияние на погрешность дрейфа частотной шкалы.

Систематическая погрешность объясняется асимметрией РИСС и

разной (из-за асимметрии) крутизной РИСС на её фронте и срезе. Различие в крутизне фронта и среза РИСС приводит к дополнительной погрешности вычисления частоты. После исключения систематической составляющей погрешность составит приблизительно  $\pm 110$  кГц (для кривой 1),  $\pm 70$  кГц (для кривой 2) и  $\pm 55$  кГц (для кривой 3).

Таким образом, при использовании в АОП простейшего алгоритма вычисления несущей частоты, когда в РИСС определяются номера  $m$  и  $n$  – первого и последнего ФД из группы «засвеченных», который задается соотношением вида

$$f_0 = f_1 + \Delta F(m + n)/2 = f_1 + \Delta f_{\Sigma}(m + n)/2N_{\Sigma}, \quad (3.55)$$

где  $f_1$  – нижняя граничная частота полосы пропускания  $\Delta f_{\Sigma}$  АОП,  $N_{\Sigma}$  – число ФД в ПЗС-фотолинейке, его погрешность единичного измерения не превышает половины частотной дискретности  $\Delta F$  [41,56].

При использовании в АОП более сложных алгоритмов, например, когда совокупность  $N_k$  сигналов РИСС, снимаемых с  $k$  фотодиодов, «приближают» к некоторой известной кривой и координаты ее экстремума отождествляют со значением измеряемой частоты, теоретически может быть реализована погрешность, равная  $\sim 0,005\Delta F$ .

Эти и другие известные алгоритмы обеспечивают возможность измерения амплитуды радиосигналов, если АОП функционирует в линейном режиме.

В предложенном алгоритме информация о местоположении РИСС обрабатывается с четырех ФД. Алгоритм обеспечивает возможность измерения частоты и амплитуды сигнала при работе АОП как в линейном, так и в нелинейном режимах. При этом минимальная теоретическая погрешность измерения частоты составляет величину порядка  $0,01\Delta F$ , которую можно считать предельно достижимой. Однако, как показывают экспериментальные исследования, большое число факторов, влияющих на форму аппаратной функции АОП, не позволяют реализовать потенциальные возможности предложенного алгоритма обработки РИСС. А если и позволяют, то требуют для своей реализации дополнительных структурных (путем усложнения схемы АОП), вычислительных (связанных с усложнением алгоритма за счет вовлечения в его процесс дополнительных параметров РИСС), а также вре-

менных затрат.

Вместе с тем, как показывает эксперимент, предложенный алгоритм обеспечивает реальную возможность измерения несущей частоты радиосигналов с погрешностью  $\leq 10\%$  от величины частотной дискретности при работе АОП в линейном и  $\leq 20\%$  при работе в нелинейном режимах. Таким образом, он может быть рекомендован для практического использования, причем как в АОП, так и, по-видимому, в других измерителях подобного типа.

### 3.3.3. Аппроксимация кривой настройки

Для измерения неизвестного параметра сигнала (уровня, частоты, направления прихода и т.д.) во многих измерительных приборах используется заданная в явной или неявной форме шкала, проградуированная в значениях измеряемого параметра. Значения параметра, принадлежащие шкале, могут использоваться либо для непосредственного отсчёта параметра, либо в качестве исходных данных для вычисления его уточнённого значения. В этом, последнем, интересующем нас случае, проградуированную шкалу можно рассматривать как упорядоченную последовательность опорных значений параметра. Такую последовательность можно, с определённой точностью, описать какой-либо зависимостью, например, линейной, квадратичной и т.п.

Очевидно, что от того насколько точно известны опорные, принадлежащие шкале, значения параметра, напрямую зависит погрешность его вычисления. Эту погрешность относят к инструментальным погрешностям измерений.

Рассмотрим этот вид погрешности и алгоритмический способ её уменьшения [20] на примере акустооптического измерителя частоты (АОИЧ).

Сделаем необходимые пояснения. Напомним, что принцип действия АОИЧ основан на использовании имеющего место соответствия между частотой подаваемого на вход АОИЧ радиосигнала и пространственным положением на фотоприёмнике продифрагировавшего в дефлекторе АОИЧ светового сигнала. Пространственное положение распределения интенсивности светового сигнала (РИСС) измеряется и регистрируется фотодиодами фотоприёмника.

Ценное для практического использования свойство АОИЧ состоит в том, что существуют такие частоты входного сигнала, что между

ними и пространственными положениями середин  $x_k$   $k$ -х фотодиодов существует взаимно-однозначное соответствие. Оно проявляется в том, что при подаче на вход АОИЧ сигнала с частотой  $f_k$ , в точке  $x_k$  (или, что одно и то же, на выходе  $k$ -го фотодиода) регистрируется максимальный сигнал. При симметричной форме РИСС максимум светового сигнала расположен на его оси симметрии.

Частоты  $f_k$ , соответствующие  $k$ -м фотодиодам, можно рассматривать как упомянутые опорные значения измеряемого параметра или, в нашем случае, опорные значения частот. Эти частоты называют частотами точной настройки фотодиодов, а их упорядоченную последовательность называют кривой настройки (КН) АОИЧ.

В качестве фотоприёмников в современных АОИЧ используют линейки ПЗС, фотодиодные линейки и фотодиодные матрицы. Во всех этих устройствах ФД распределены эквидистантно по пространственной координате (длине) фотоприёмника. В связи с этим зависимость между порядковым номером  $k$  фотодиода и положением его центра  $x_k$  на оси  $x$  может быть представлена арифметической прогрессией:

$$x_k = x_0 + k\delta_x, \quad (0 \leq k \leq n-1), \quad (3.56)$$

где  $x_0$  – пространственное положение середины фотодиода с нулевым номером;  $\delta_x$  – интервал между положениями середин соседних фотодиодов фотоприёмника (шаг фотодиодов);  $n$  – количество фотодиодов фотоприёмника.

Нелинейность реальной КН, как показывает анализ, можно объяснить следующими основными причинами.

1. Нелинейностью зависимости угла дифракции  $\theta_d$  от частоты  $f$ , которая для изотропного варианта применяемого в АОИЧ дефлектора отображается в виде  $\theta_d = \arcsin(\lambda_0 f / 2V)$ , а для анизотропного, например, в случае одноосного отрицательного кристалла ( $\text{LiNbO}_3$ ) [57] – в виде  $\theta_d = \beta_0 - \arcsin(\lambda_0 f / (2V \cos \beta_0))$ , где  $\lambda_0$  – длина волны света лазера,  $V$  – скорость ультразвука,  $\beta_0$  – угол сноса светового пучка в плоскости дифракции.

2. Аберрациями входящего в состав АОИЧ Фурье-объектива с фокусным расстоянием  $F$ , которое в параксиальном приближении вы-

бирается из условия  $F = hV \cos \theta_d / \lambda_0 \Delta F_\Sigma$ , где  $\Delta F_\Sigma$  – полоса рабочих частот АОИЧ,  $h$  – протяженность линейки фотодиодов. При этом погрешность Фурье-преобразования [26], равная  $\Delta f_t = (h/F) \operatorname{tg} \theta_d$ , увеличивается с ростом  $\Delta F_\Sigma$  и  $h$ .

3. Погрешностями, связанными с неэквидистантностью расположения диодов в фотолинейках и матрицах (как, например, в фотоматрице ФПУ-14 и др.), неоднородностью распределения чувствительности как отдельных фотодиодов, так и по поверхности их фотоплощадок [56]. Последнее, неподдающееся контролю, распределение часто представляют в виде  $A(x, y) = (\cos(\pi x / \Delta x) \cos(\pi y / \Delta y))^m$ , где  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  – размеры светочувствительной площадки ( $x = y = 0$  соответствует её центру), а  $m$  выбирают в пределах от 1 до 3. Достаточно очевидно, что при вариации технологических параметров  $m$ ,  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  и др., отождествить геометрический центр фотодиода по результатам оптических измерений не представляется возможным.

4. Погрешностями, связанными с конечной шириной линии излучения лазерного (полупроводникового) источника, асимметрией её формы, а также наличием в спектре излучения паразитных составляющих, уровень которых, как правило, изготовителями не регламентируется. Вторая из упомянутых особенностей, включающая, например, неодинаковость крутизны скатов линии излучения, а также разнящихся по интенсивности «крыльев» спектра не позволяет осуществить амплитудно-независимую привязку частотной шкалы АОИЧ заданному диапазону рабочих частот.

Существует, очевидно, два способа устранения или уменьшения рассматриваемой инструментальной погрешности, связанной с нелинейностью КН. Это линеаризация существующей КН аппаратными средствами и замена реальной КН некой приближённой (аппроксимированной) КН. Последний способ может быть реализован алгоритмически. Суть его сводится к следующему:

– измеряют реальную КН фотодиодов АОИЧ, при этом номера фотодиодов, для которых измеряют частоты точной настройки, выбирают с некоторым шагом, в общем случае неравномерным;

– аппроксимируют реальную КН подходящей математической зависимостью и получают в результате приближённую (аппроксимированную) КН;

– используют полученную КН для вычисления приближённой частоты настройки любого фотодиода фотоприёмника;

– приближённые частоты настройки фотодиодов используют в алгоритмах вычисления частоты сигнала.

Эффективность изложенного алгоритмического способа уменьшения инструментальной погрешности была проверена экспериментально на макете АОИЧ, аналогичном описанному в [52].

В первой части эксперимента измерялась КН, состоящая из частот точной настройки фотодиодов. Номера  $k_i$  фотодиодов, для которых измерялись частоты точной настройки, определялись выражением:

$$k_i = k_s + i\Delta k, \quad (0 \leq i \leq N-1), \quad (3.57)$$

где  $N$  – количество измерений,  $k_s$  – номер начального фотодиода, а  $\Delta k$  – количество фотодиодов между соседними точками КН. В проведенном эксперименте:  $N = 47$ ,  $k_s = 39$ ,  $\Delta k = 20$ .

Считалось, что частота сигнала соответствует частоте точной настройки фотодиода, если на соседних с ним фотодиодах регистрируются сигналы одинакового уровня.

Во второй части эксперимента были измерены 40 РИСС для равномерно распределённых в полосе АОИЧ частот сигнала. Частоты сигнала  $f_i$  выбирались в соответствии с  $f_i = f_s + i\Delta f$  ( $0 \leq i \leq M$ ) с шагом  $\Delta f = 5$  МГц, где  $f_s$  – начальная частота диапазона частот,  $M = 39$ . Результаты этой части эксперимента использовались для оценки погрешностей измерения частоты.

На рис. 3.25 в координатах номер фотодиода – частота его точной настройки представлены две КН: измеренная (точки) и идеальная (прямая линия).

Под идеальной КН понималась линейная КН, начальная  $f_s$  и конечная  $f_e$  частоты точной настройки которой расположены в окрестностях нижней и верхней границ частотного диапазона АОИЧ. Частотный интервал  $\delta f_0$  между соседними частотами точной настройки и частота  $f_k$  точной настройки  $k$ -го фотодиода для этой КН вычисляются по формулам:

$$\delta f_0 = (f_e - f_s) / (k_e - k_s), \quad (3.58)$$

$$f_k = f_s + (k - k_s) \delta f_0, \quad (k_s \leq k \leq k_e), \quad (3.59)$$

где  $k_s$  и  $k_e$  – номера фотодиодов, соответствующие частотам  $f_s$  и  $f_e$ .

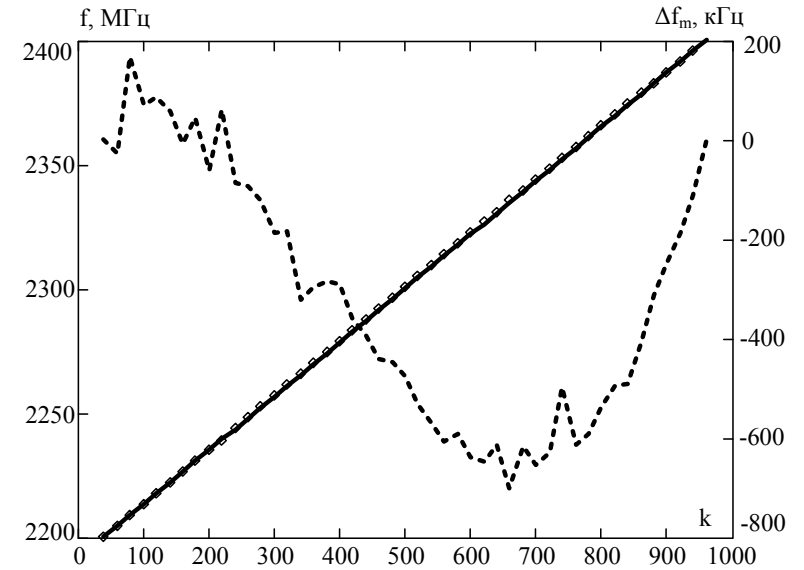


Рис. 3.25

Величина  $\delta f_0$  в исследуемом макете АОИЧ составила около 217 кГц. Относительная разность между частотами точной настройки реальной и идеальной КН на рис. 3.25 составляет доли процента. Поэтому для уточнения количественных соотношений и получения более детальной картины, на этом же рисунке представлен график разности  $\Delta f_m$  идеальной и реальной КН (пунктир).

Характер этой графической зависимости позволяет говорить о существенной нелинейности реальной КН. Из-за нее отклонение реальной КН от идеальной (инструментальная погрешность) может превышать несколько интервалов  $\delta f_0$ .

Кроме того, график разности КН – не гладкий, а осциллирующий. Эту особенность графика можно объяснить либо погрешностями измерения реальной КН, либо ее неравномерностью в диапазоне рабочих частот АОИЧ. В свою очередь неравномерность КН можно объяснить существующей на практике асимметрией РИСС (зависящей также и от частоты), из-за чего, как уже отмечалось, частота точной настройки фотодиода измеряется с погрешностью.

Для уменьшения инструментальной погрешности реальная КН была аппроксимирована степенным полиномом [58]:

$$f(k) = \alpha_0 k^p + \alpha_1 k^{p-1} + \dots + \alpha_{p-1} k + \alpha_p. \quad (3.60)$$

Здесь  $f(k)$  – частота настройки фотодиода с номером  $k$ ;  $p$  – степень полинома;  $\alpha_0 \dots \alpha_p$  – коэффициенты полинома, определив которые, можно при помощи (3.60) вычислить приближённое значение частоты точной настройки  $k$ -го фотодиода.

Эффективность аппроксимации иллюстрируется таблицей.

Ошибка (кГц)	Степень полинома $p$							
	1	2	3	4	5	6	7	8
$\delta f_{\max}$	579	294	117	111	110	117	109	110
$\sigma_f$	199	112	41	40	40	39	38	38

В ней приведены максимальная  $\delta f_{\max}$  и среднеквадратическая  $\sigma_f$  ошибка аппроксимации реальной КН для различных степеней полинома  $p$ . Из таблицы следует, что, начиная с  $p = 3-4$ , погрешности аппроксимации не уменьшаются, так что этими степенями полинома можно на практике и ограничиться.

Для сопоставления реальной и аппроксимированной КН на рис. 3.26 приведены графики, исходными данными для которых послужили измеренная КН (рис. 3.25) и соответствующая ей приближённая КН (3.60).

Графики представляют собой зависимости:

$$\delta f_k = (f_{k+\Delta k} - f_k) / \Delta k, \quad (3.61)$$

где  $k = k_s + i\Delta k$ ,  $(0 \leq i \leq N-1)$ ;  $f_k$  – частота точной настройки  $k$ -го фотодиода.

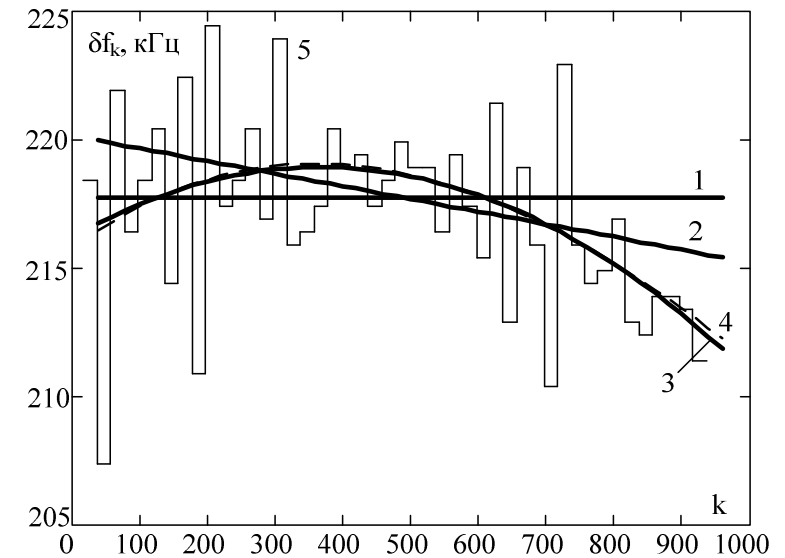


Рис. 3.26

Как следует из (3.61),  $\delta f_k$  – это усреднённое по количеству фотодиодов  $\Delta k$  значение приращения частоты точной настройки между фотодиодами, номера которых разнятся на  $\Delta k$ . Таким образом,  $\delta f_k$  можно трактовать как усреднённый частотный интервал между соседними фотодиодами.

На этих графиках, в координатах номер фотодиода – частотный интервал между соседними фотодиодами, представлены пять зависимостей  $\delta f_k$ . Все они отображают усреднённые частотные интервалы между соседними фотодиодами. Ступенчатая зависимость 5 вычислена по реальной КН, а зависимости 1-4 – по аппроксимированной КН, причем номер зависимости определяет и степень аппроксимирующего полинома  $p$ .

Анализ зависимости 3.61 показывает, что интервалы  $\delta f_k$  для реальной КН варьируются в пределах 17 кГц относительно



$\delta f_k = 217,173$  кГц, соответствующего идеальной КН (линия 1); вариации составляют (+7,7; -9,3) кГц или (+3,6; -4,3) %. В целом, зависимость 5 несёт в себе информацию и о нелинейности реальной КН и о ее неравномерности.

Перейдём к анализу зависимостей  $\delta f_k$ , вычисленных по приближённой КН. Частотные интервалы между соседними фотодиодами, в случае аппроксимации реальной КН полиномом 1-й степени, получаются одинаковыми (равными 217,75 кГц) и несколько увеличенными по сравнению с идеальным случаем. Однако это увеличение, как показывают оценки погрешностей измерения частоты, незначительно уменьшает погрешности.

Для полинома 2-й степени частотные интервалы  $\delta f_k$  равномерно уменьшаются от 220 до 215 кГц. Такой учёт изменения реальных частотных интервалов точнее передаёт реальную картину, и как следствие, уменьшает погрешности вычисления частоты.

Графики  $\delta f_k$  для 3-й и 4-й степеней полинома – нелинейны и отличаются незначительно. Они наилучшим образом передают реальную картину изменения частотных интервалов между фотодиодами. Эффект от их применения оказывается весьма существенным. Согласно этим графикам, частотные интервалы  $\delta f_k$  плавно меняются по нелинейному закону в полосе рабочих частот АОИЧ.

На рис. 3.27, в координатах частота  $f$  сигнала – погрешность её вычисления, приведены графики погрешностей  $\Delta f(f)$  – разности  $\Delta f$  между вычисленными и истинными частотами сигнала.

Для сопоставления погрешностей и оценки эффективности замены измеренной КН (рис. 3.25) приближёнными, в алгоритмах вычисления частоты использовались частоты точной настройки, соответствующие КН (3.59), либо (3.60). Исходными данными для вычисления частоты в обоих случаях были РИСС, измеренные во второй части экспериментов. Для вычисления частоты использовался алгоритм [19] с искусственным формированием порогового уровня, который выбирался на уровне 0,7 от насыщения. В этом алгоритме значение частоты сигнала отождествляется с абсциссой точки, через которую проходит ось симметрии РИСС.

Графики погрешностей  $\Delta f(f)$  на рис. 3.27 приведены для идеальной КН (линия 5) и приближённых КН (линии 1–4) при различной

степени аппроксимирующего полинома  $p$ , равной номеру графика.

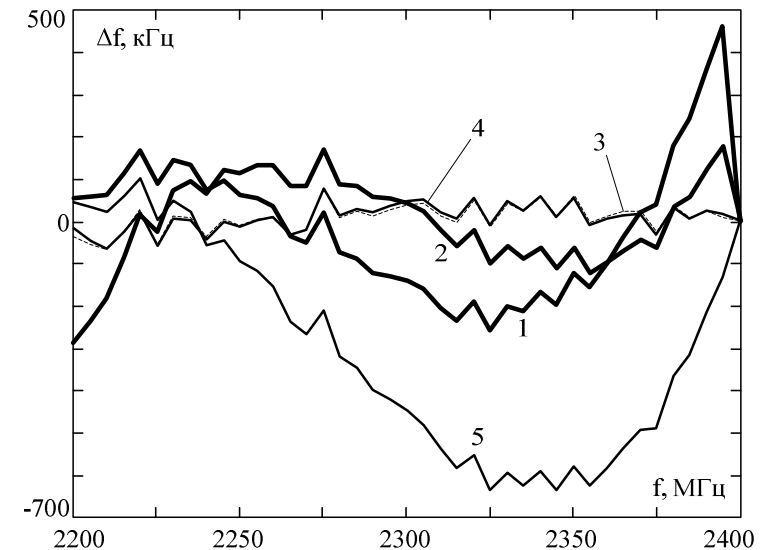


Рис. 3.27

Сопоставление приведенных графиков позволяет говорить о том, что предлагаемый алгоритмический способ уменьшения инструментальных погрешностей несомненно эффективен.

Очевидно, что игнорирование расхождений между реальной и идеальной КН может привести к существенным инструментальным погрешностям измерений – в нашем случае они составили около трех междиодных частотных интервала  $\delta f$ . Сравнение графика погрешностей для идеальной КН с практически идентичным ему графиком инструментальных погрешностей на рис. 3.25 позволяет утверждать, что основной причиной погрешностей измерений являются именно инструментальные погрешности.

Другой очевидный вывод состоит в том, что использование вместо реальной КН её приближения выражением (3.60), а именно полиномом степени выше 2-й, может существенно (в нашем случае на порядок) уменьшить погрешность вычисления частоты.

### 3.3.4. Калибровка частотной шкалы

В подразд. 3.3.1 говорилось о полезности калибровки частотной шкалы высокостабильным генератором (синтезатором). Рассмотрим возможность такой калибровки, когда на КН оказывает влияние не только температура, но и множество описанных в подразд. 3.3.3 факторов.

Для наглядной демонстрации построим график частотной погрешности  $\delta f$  в зависимости от номера фотодиода  $k$  в случае, когда нелинейность кривой настройки определяется, например, нелинейным характером зависимости угла дифракции  $\theta_d$  от частоты  $f$ .

В этом случае КН можно описать выражением [1, 21]:

$$f(x_k) = (V/\lambda_0) \sin[\arctg(x_k/F) + \arcsin(\lambda_0 f_0/V)], \quad (3.62)$$

где  $x_k$  и  $k$  связаны посредством (3.56);  $f_0$  – центральная частота диапазона (ей соответствует координата  $x_k = 0$ );  $\lambda_0$  – длина волны света;  $F$  – фокус Фурье-объектива;  $V$  – скорость акустической волны.

Если для вычисления частоты кривую настройки аппроксимировать прямой  $f_A(x_k) = ax_k + b$ , которая совпадает с (3.62) на краях диапазона, зависимость  $\delta f(k) = f(k) - f_A(k)$  будет иметь вид, показанный на рис. 3.28.

На этом рисунке погрешность вычислена в процентах от текущей частоты  $f$  для значений параметров АОИЧ:  $\lambda_0 = 657$  нм,  $V = 3600$  м/с,  $f_0 = 1500$  МГц,  $F = 50$  мм,  $n = 1001$  в намеренно (для большей наглядности) широком диапазоне  $x_k = \pm 10$  мм.

Из рис. 3.28 видно, что погрешность отсутствует всего в двух точках – на краях диапазона. Иными словами, КН "откалибрована" по двум крайним частотам.

Аппаратурно, привязка к этим двум частотным точкам (калибровка) может быть произведена введением в состав АОИЧ источника опорного бигармонического сигнала и применением одного из алгоритмов вычисления номеров фотодиодов, например, описанного в [59]. Здесь совершенно не учитывается нелинейность кривой настройки, а ошибка в единицы процентов на рабочих частотах в 1–2 ГГц в абсолютном выражении означает погрешности в десятки МГц (при разрешающей способности единицы МГц).

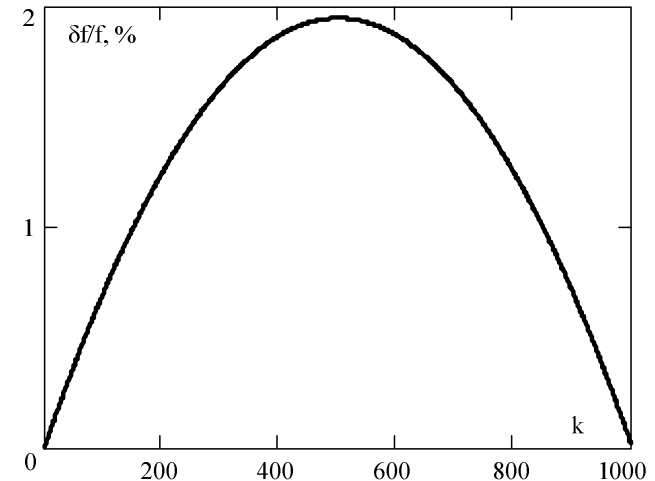


Рис. 3.28

Для решения задачи минимизации погрешностей во всем рабочем диапазоне АОИЧ можно как и в подразд. 3.3.3 аппроксимировать реальную КН, но не полиномами, а отрезками прямых (т.е. ломаной линией), соединенных между собой в узлах аппроксимации [22]. Физически этими узлами являются опорные частоты калибровочного генератора. При этом вся кривая настройки равномерно разбивается узлами аппроксимации на  $(R-1)$  участок. Всего узлов аппроксимации (или опорных сигналов)  $R$  и каждый из них (за исключением крайних) является общей точкой и для кривой настройки, и для двух соседних аппроксимирующих отрезков. Очевидно, что в узлах погрешность нулевая.

Для каждого  $j$ -го узла аппроксимации (где  $1 \leq j \leq R$ ) при помощи одного из алгоритмов [19,59] находятся «номера» фотодиодов  $k_j$ , которые в общем случае являются нецелыми величинами, так как узловые (опорные) частоты  $f_j$  не обязательно совпадают с частотами настройки фотодиодов («центры» РИСС на этих частотах в основном приходятся не на центры ФД).

Интервалы по частотной оси между соседними узлами аппроксимации могут быть неодинаковыми [22]. Они могут выбираться так, чтобы в пределах  $j$ -го интервала нелинейную кривую настройки мож-

но было бы линейризовать с требуемой частотной погрешностью.

После линейризации всех участков кривой настройки частотные интервалы  $\Delta f_j$  между соседними фотодиодами считаются постоянными, и, следовательно, в пределах  $j$ -го интервала, т.е. в полосе частот  $f_j - f_{j+1}$ , можно пользоваться линейной формулой

$$f_{Aj} = f_j + \Delta f_j (k_{j+1} - k_j), \quad (3.63)$$

обеспечивающей, если пренебречь погрешностями линейризации и определения "номеров" узловых ФД, точное вычисление частот  $f$ .

Очевидно, что точность измерения частоты в рассматриваемом случае должна быть выше, поскольку в результатах вычислений снижены погрешности, связанные с нелинейностью кривой настройки.

Сказанное иллюстрируется рис. 3.29, где представлены графики погрешностей при различном количестве узлов аппроксимации  $R$ .

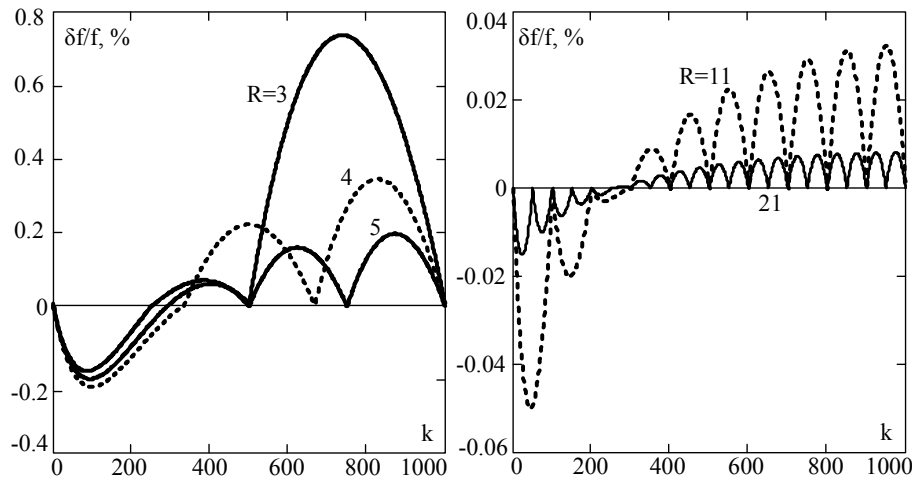


Рис. 3.29

Из рисунка видно, что с увеличением количества  $(R-1)$  аппроксимирующих интервалов график погрешности все чаще «осциллирует» у нулевой линии, совпадая с ней в узлах, а «амплитуда» (максимум погрешности) его при этом заметно падает.

Оценить зависимость максимальной погрешности от числа узлов аппроксимирующей функции позволяет рис. 3.30 (расчетная кривая показана сплошной линией, отсчет ее значений ведется по левой оси). Из рисунка видно, что для снижения  $\delta f$  на порядок по сравнению с аппроксимацией КН обычной прямой ( $R=2$ ) достаточно 5–6 узлов. Расчетный график стремится к нулю при устремлении  $R$  к бесконечности.

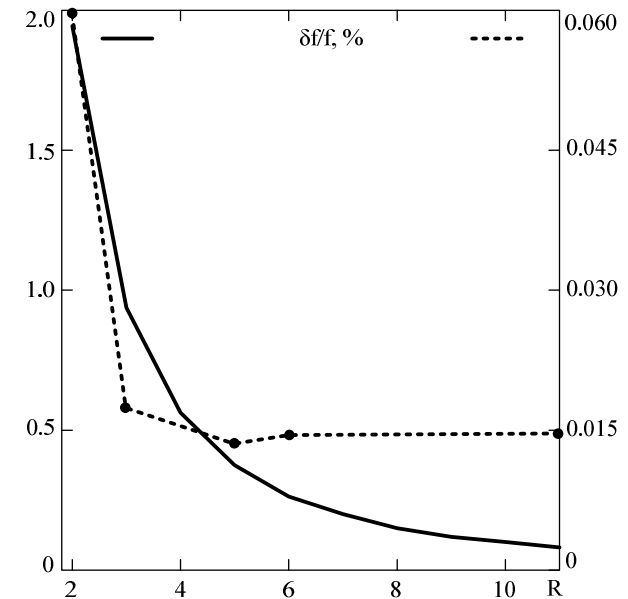


Рис. 3.30

Экспериментальная оценка предложенного способа выполнялась на макете АОИЧ, аналогичном описанному в [52], в котором для каждой из задаваемых высокостабильным СВЧ-генератором частот производилась 12-битовая оцифровка амплитуд сигналов с каждой из 1024 фотоприемных ячеек ПЗС-линейки. При помощи разработанного программного обеспечения производился вывод данных (посредством USB-интерфейса) в компьютер и формирование РИСС в виде текстовых файлов. Каждый файл содержал 1024-элементный вектор-столбец кодов АЦП. Всего в рабочем диапазоне 1,5–2,0 ГГц было сформировано для 501 частоты (с шагом 1 МГц) генератора аналогичное количе-

ство распределений, часть из которых при последующей обработке могла быть использована в качестве «узловых», а оставшиеся – в качестве промежуточных.

Результаты экспериментальной оценки погрешности измерения частоты представлены на рис. 3.31, а экспериментальная зависимость погрешности от количества узлов аппроксимации – на рис. 3.30 точками и пунктиром (значения отсчитываются по правой оси).

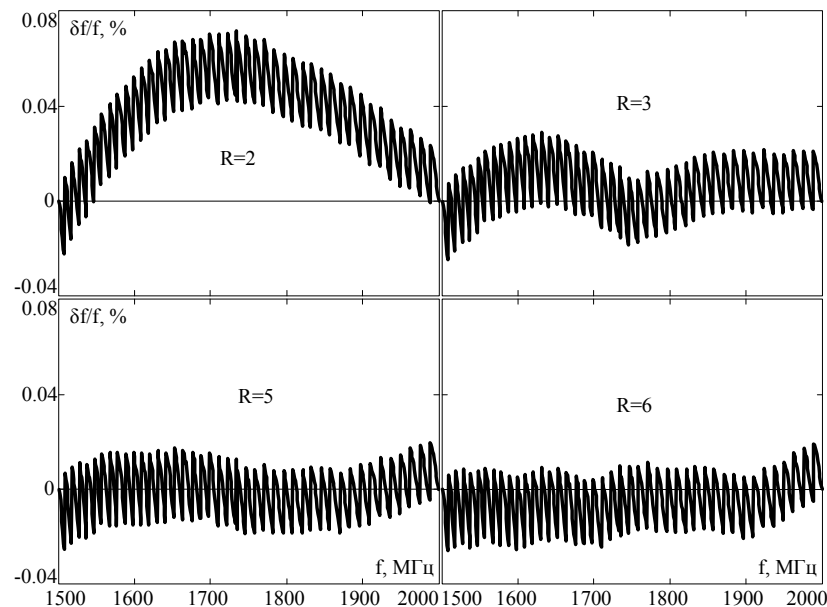


Рис. 3.31

Из рис. 3.31 следует, что величина инструментальной погрешности в эксперименте также быстро снижается с увеличением числа узлов (опорных частот), но снижается она не до нуля, а до некоторого остаточного уровня (см. пунктирный график на рис. 3.30). Наличие этой остаточной погрешности объясняется тем, что на практике, помимо нелинейности кривой настройки, существует еще ряд влияющих факторов: асимметрия светового пятна на фотоприемнике, ее зависимость от частоты и уровня сигнала, неравномерность АЧХ и др.

Пилообразность графика определяется алгоритмической погреш-

ностью, а также дискретностями фотоприемника и шага частот генератора. В данном случае использовался простейший из алгоритмов определения номера фотодиода, описываемый (3.55). Размах алгоритмической погрешности не превышает здесь величины частотного интервала между соседними фотодиодами  $\Delta = 540$  кГц и при отсутствии инструментальной погрешности график представлял бы собой осциллирующую вокруг нуля «пилу» амплитудой  $0,5\Delta$ .

Поскольку вклад вызванных разными причинами инструментальных погрешностей на результирующую погрешность измерения частоты может оказаться значительным, то целесообразно включить оценку величины этих погрешностей в методику регулировки разрабатываемых и изготавливаемых АОП. Предложенные алгоритмы могут быть рекомендованы к практическому использованию в широкополосных высокоточных АОП.

## ГЛАВА 4 ПЕРСПЕКТИВНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ РАЗВИТИЯ АППАРАТУРНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ АО-ПРОЦЕССОРОВ

### 4.1. Расширение диапазона рабочих частот

#### 4.1.1. Краткий обзор методов

В практике акустооптических измерителей (АОИ), в части полосы рабочих частот  $\Delta f$ , к широкополосным принято относить устройства с  $\Delta f = 1$  ГГц и более. При этом полоса частот измерителя, построенного в соответствии с типовой схемой [52], полностью определяется полосой акустооптического дефлектора (АОД), работающего в режиме брэгговской дифракции [1, 2]. Следовательно, для расширения рабочего диапазона частот типового АОИ неизбежно приходится искать пути расширения полос самих АОД, что зачастую сопровождается значительными материальными и технологическими затратами.

Ниже кратко представлены авторские способы, позволяющие расширить (иногда значительно) частотный диапазон измерителя, применяя в составе АОИ самые «обычные» и технологически доступные дефлекторы.

Конструктивно типовой АОИ представляет собой блок, на массивном основании которого (не считая источника вторичного питания) размещены как элементы оптической схемы (лазер, АОД, линейка фотоприемников, Фурье-объектив и вспомогательная оптика), так и электронные компоненты СВЧ-тракта и цифровой обработки. Вспомогательная цилиндрическая оптика служит для согласования исходного пучка лазерного источника с апертурой АО-дефлектора (назовем эту часть оптики коллиматором), а также дифрагированного пучка – с фотоприемником (эту часть назовем согласующим элементом).

В одном из способов расширения рабочей полосы частот АОП используется то обстоятельство, что эффективность дифракции АО-дефлекторов гигагерцового диапазона с поверхностным встречно-штыревым преобразователем (ВШП) в диапазоне уровней обрабатываемого сигнала не превышает долей процента и, значит, мощность падающего на АОД светового пучка после АО-взаимодействия практически не уменьшается и может использоваться повторно [60].

Схема измерителя, поясняющая данный принцип, приведена на рис. 4.1. В данной схеме пучок лазера 1, пройдя коллиматор 2, падает на серию идентичных дефлекторов 3 под одинаковыми (с точностью, определяемой юстировкой) углами  $\theta_B$ . Дифрагированные пучки от каждого из АОД взаимодействуют со своими, но идентичными Фурье-объективами 8 и фотоприемниками 9.

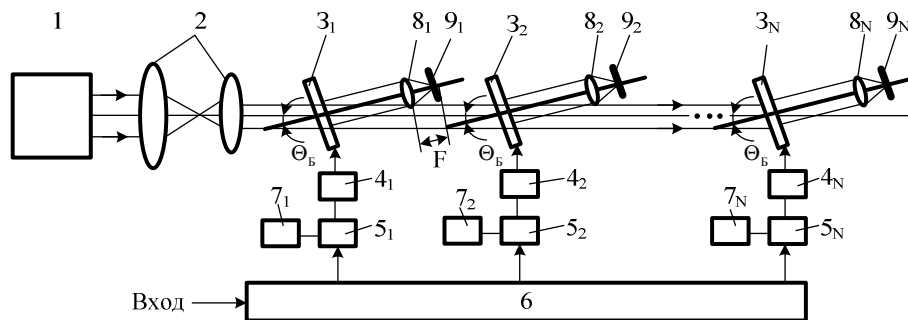


Рис. 4.1

Селекция поддиапазонов происходит в приемном устройстве, состоящем из делителя 6, смесителей 5, гетеродинов 7 и усилителей 4;

последние, очевидно, работают в одном диапазоне. В случае, когда АОИ является частью некоего комплекса, приемное устройство может быть выведено из состава АО-измерителя, упрощая и облегчая его конструкцию.

Достоинство такой схемы заключается в идентичности и взаимозаменяемости ее составляющих, а также в использовании единственного лазерного источника. К недостаткам можно отнести: ухудшение массо-габаритных характеристик; усложнение приемной части необходимостью введения дополнительных смесителей и гетеродинов; «амплитудное» влияние предыдущих каналов на последующие при значительных уровнях сигналов.

Другой способ расширения полосы частот может быть использован в измерителях на основе АОД с ВШП, формирующим в дальней зоне диаграмму направленности акустического поля в виде двух основных лепестков. Этот способ подробно будет рассмотрен в следующем разделе.

При расширении рабочих частот АО-измерителей диапазон полевых углов Фурье-объектива неизбежно возрастает. Данное негативное обстоятельство, наряду с уменьшением фокусного расстояния объектива, проявляется в увеличении поперечных aberrаций и, как следствие, в появлении ошибок измерения параметров.

Так, например, при полосе рабочих частот  $\Delta f = 500$  МГц и расстоянии  $R = 45$  мм между АОД и объективом с фокусом  $F = 105$  мм требуемое поле зрения объектива составляет  $\theta = 5,23^\circ$  при апертуре  $y = 8,04$  мм, а величина поперечных aberrаций в плоскости изображения равняется  $\rho = 6,4$  мкм. При расширении полосы, к примеру до  $\Delta f = 1200$  МГц, фокус объектива уменьшается до  $F = 60$  мм, а поле, апертура и aberrации увеличиваются, соответственно, до значений:  $\theta = 13,5^\circ$ ,  $y = 14,43$  мм и  $\rho = 114,6$  мкм, т.е. величина поперечных aberrаций увеличивается более чем на порядок.

Рассматриваемые ниже примеры схем АОП направлены не столько на расширение полосы рабочих частот измерителя, сколько на устранение или снижение негативных последствий такого расширения.

Очевидным способом снижения величин поперечных aberrаций является уменьшение входной апертуры объектива, что достигается сокращением расстояния  $R$  до некоторого минимального ( $R_{\min}$  на рис. 4.2), при котором все еще сохраняется пространственное разделение падающего на АОД и дифрагированного пучков, являющегося га-

рантией отсутствия паразитных засветок за счет рассеянного в объективе света [61].

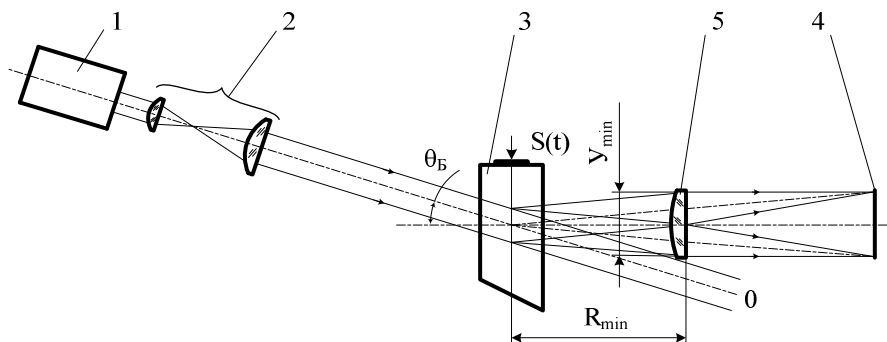


Рис. 4.2

Предельным вариантом развития данной идеи является объединение в одном элементе функций АО-дефлектора и Фурье-объектива (рис. 4.3) [62, 63].

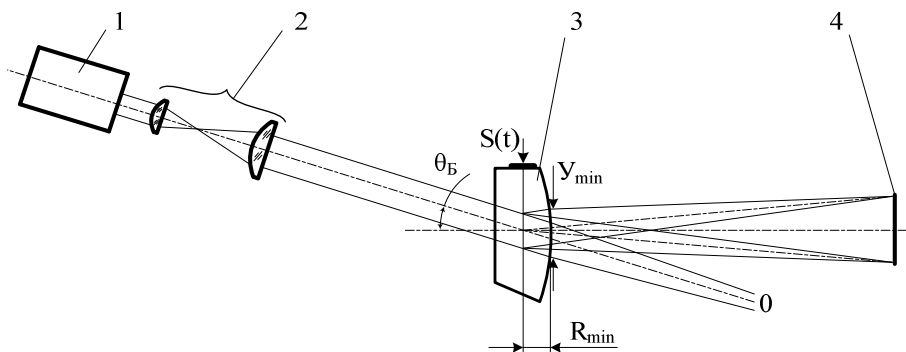


Рис. 4.3

На рис. 4.2 и 4.3: 1 – лазер, 2 – коллиматор, 3 – АОД, 4 – ФПУ, 5 – объектив.

Достоинством такой схемы является снижение абберрационных искажений оптической системы до минимально возможных. Аббер-

рации в данном случае снижаются благодаря и уменьшению апертуры объектива, и большей оптической плотности кристалла АОД по сравнению с оптическим стеклом.

Еще одним положительным эффектом данного решения является устранение паразитных переотражений в линзе объектива ввиду ее отсутствия как отдельного элемента. Единственным «недостатком» является «привязанность» такого АОД-объектива к протяженности активной области ФПУ. Но так как тип ФПУ в измерителях обычно не меняется в течение очень длительного промежутка времени и так как такая замена более сложна и затратна, чем изготовление требуемого АОД, то этот факт рассматривать как «недостаток» можно лишь формально.

Описываемые схемные решения позволяют значительно расширить полосы анализа АОИ, используя доступную элементную базу. По этой причине, а также в связи с тем, что степень усложнения традиционной конфигурации АОИ не выходит за рамки конструкционных доработок, предложенные варианты широкополосных АОИ можно рекомендовать к практическому использованию.

#### 4.1.2. Двухлепестковое взаимодействие

В настоящее время в составе акустооптических СВЧ-приемников-частотометров, спектроанализаторов, демодуляторов ЧМ и ФКМ-сигналов используются, в основном, технологически доступные дефлекторы с поверхностным возбуждением ультразвука, в частности, АОД на основе  $\text{LiNbO}_3$ , с пьезопреобразователем в виде решетки противофазных электродов типа встречно-штыревых (ВШП) [27, 64].

Недостатком этих АОД является то, что в них полезно используется лишь часть генерируемой ультразвуковой мощности при организации дифракции света только на одном из двух основных лепестков диаграммы направленности (ДН) возбуждаемого ВШП звука. При этом суммарные звуковые потери превышают  $\sim 3$  дБ [65].

В данном разделе представлены результаты исследования конфигурации АОП СВЧ-диапазона длин волн на основе АОД с ВШП, в котором, наряду с расширением полосы рабочих частот, обеспечены условия для лучшей эффективности акустооптического взаимодействия.

Для применяемого в составе АОП дефлектора с ВШП характерны следующие особенности [1, 2, 65]. В светозвукопроводе АОД (напри-

мер, кристалле  $\text{LiNbO}_3$  Z среза) диаграмма направленности ультразвука в направлении Z состоит из двух основных лепестков шириной по уровню  $4/\pi^2$ , равной  $\Delta\varphi = V/fL$ , углы отклонения которых (от нормали к плоскости расположения ВШП) изменяются с частотой радиосигнала  $f$  в соответствии с  $\varphi_1 = V/fd$ , где  $V$  – скорость объемных ультразвуковых волн,  $L$  – протяженность решетки ВШП,  $d$  – электрический период расположения электродов ВШП.

Частотный ход одного из лепестков может быть представлен в виде

$$\varphi_L = \varphi_1 - \frac{V}{kfL}; \quad \varphi_H = \varphi_1 + \frac{V}{kfL}. \quad (4.1)$$

Величиной коэффициента  $k$  определяются «края» ДН возбуждаемого звука по заданному уровню  $\{\text{sinc}^2(1/k)\}$  его интенсивности.

При падении на данный лепесток лазерного излучения (с длиной волны в вакууме  $\lambda_0$ ) под углом  $\theta_{\text{П}}$ , близким к углу Брэгга  $\theta_B = \lambda_0 f / 2nV$  ( $n$  – показатель преломления светозвукопровода), или под удвоенным углом Брэгга по отношению к грани светозвукопровода, в АОД имеет место режим дифракции, когда в полосе рабочих частот  $\Delta f$  угол  $\theta_{\text{П}}$  автоматически «подстраивается» под оптимальный, равный  $|\theta_B|$ .

Однако эта автоподстройка угла  $\varphi_1$  к энергетически оптимальному углу  $\theta_B$  не является полной. Для точного выполнения условия, при котором угол падения света всегда соответствовал бы брэгговскому, траектория частотного сканирования этого лепестка ДН должна описываться функцией

$$\varphi_0 = \frac{V}{f_0 d} + \frac{\lambda_0 f_0}{2vn} - \frac{\lambda_0 f}{2vn}, \quad (4.2)$$

где  $f_0$  – заданная (выбранная) частота наиболее эффективного АО-взаимодействия.

Все названные зависимости:  $\varphi_L = \varphi(f)$ ,  $\varphi_H = \varphi(f)$ ,  $\varphi_1 = \varphi(f)$  и  $\varphi_0 = \varphi(f)$  качественно представлены на рис. 4.4, причем прямая

$\varphi_0 = \varphi(f)$  проведена через две характерные точки, одна из которых является точкой, как упоминалось выше, оптимального АО-взаимодействия (на частоте  $f_0$ ), а вторая точка получена из условия, при котором  $\varphi_0 = \varphi(f)$  является касательной к функции  $\varphi_H$  на частоте  $f_T$ .

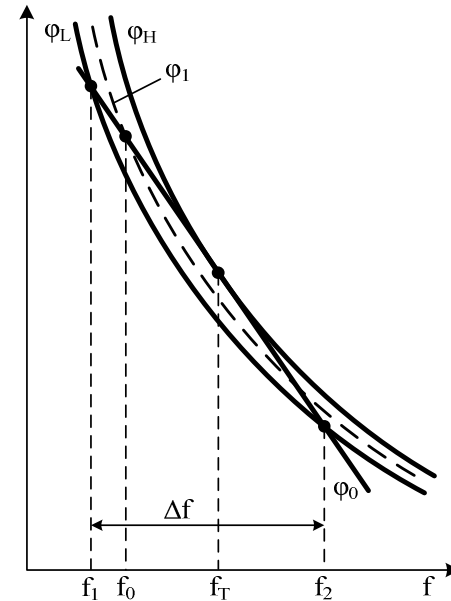


Рис. 4.4

Как следует из рисунка, именно в этом случае полоса рабочих частот АОД  $\Delta f = f_2 - f_1$  по заданному функциями  $\varphi_L(f)$  и  $\varphi_H(f)$  уровню неравномерности дифракционной эффективности будет максимальной.

Значение  $f_T$  может быть найдено из решения уравнения  $\varphi_0(f) - \varphi_H(f) = 0$  при условии, что  $f_T$  является его единственным корнем:

$$f_T = f_0 + \sqrt{\frac{2}{k}} \frac{V}{\sqrt{\lambda_0 L / n}}. \quad (4.3)$$

Граничные частоты  $f_1$  и  $f_2$  находятся из уравнения  $\varphi_0(f) - \varphi_L(f) = 0$ :

$$f_1 = f_0 - \left( \frac{2 - \sqrt{2}}{\sqrt{k}} \right) \frac{V}{\sqrt{\lambda_0 L/n}}, \quad f_2 = f_0 + \left( \frac{2 + \sqrt{2}}{\sqrt{k}} \right) \frac{V}{\sqrt{\lambda_0 L/n}}. \quad (4.4)$$

Из (4.4) получаем расчетную формулу для полосы частот АОД:

$$\Delta f = 4V / \sqrt{k\lambda_0 L/n}, \quad (4.5)$$

а выражение для величины периода ВШП, являющегося гарантией максимума полосы  $\Delta f$  (при заданных  $\lambda_0, k, L, V, f_1$ ), можно также найти из решения уравнения  $\varphi_0(f) = \varphi_H(f)$ :

$$d = \frac{2L}{r} \left/ \left( 1 + \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{kr}} \right) \right., \quad r = \frac{\lambda_0 L f_0}{nV^2}. \quad (4.6)$$

Соотношение для  $f_0$  следует из (4.6):

$$f_0 = \frac{Vs}{\sqrt{\lambda_0 L/n}}, \quad s = \sqrt{\frac{2}{k} + \frac{2L}{d}} - \sqrt{\frac{2}{k}}. \quad (4.7)$$

Отметим, что представленный выше анализ, берущий свое начало в работе [65], справедлив для произвольных  $k$ ; если же неравномерность АЧХ АОД задать на уровне  $4/\pi^2$  ( $-4$  дБ,  $k = 2$ ), то (4.3)–(4.7) переходят в аналогичные формулы работы [1].

Из данного рассмотрения следует, что при выборе периода ВШП и его протяженности  $L$ , а следовательно фактического задания частотного хода гипербол  $\varphi_H(f)$  и  $\varphi_L(f)$ , местоположение полосы пропускания АОД на частотной оси и ее абсолютное значение будет определяться величинами  $\lambda_0$  и  $f_0$  [12, 66].

Последнее иллюстрируется рис. 4.5.

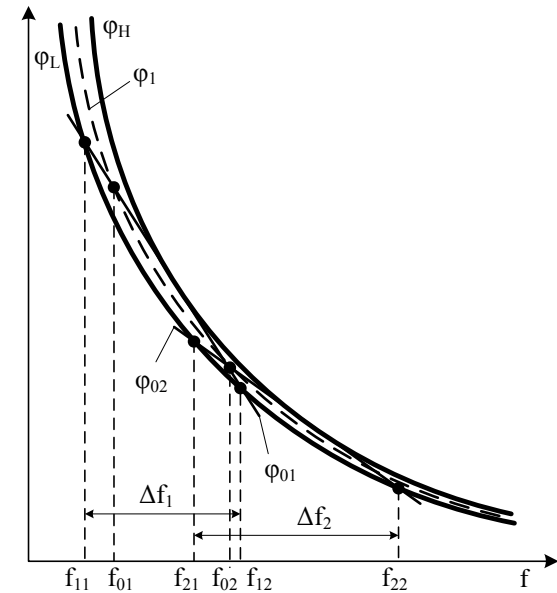


Рис. 4.5

На этом рисунке функции  $\varphi_H = \varphi(f)$  и  $\varphi_L = \varphi(f)$  построены в соответствии с (4.1), а зависимости  $\varphi_{01}(f)$  и  $\varphi_{02}(f)$ , определяемые как

$$\varphi_{01}(f) = V/f_{01}d + \lambda_1 f_{01}/2Vn - \lambda_1 f/2Vn,$$

$$\varphi_{02}(f) = V/f_{02}d + \lambda_2 f_{02}/2Vn - \lambda_2 f/2Vn,$$

построены для двух разных  $\lambda_{01}$ ,  $\lambda_{02}$  и соответственно, разных  $f_{01}$  и  $f_{02}$ , выражения для которых следуют из (4.7):

$$f_{01} = \frac{V\sqrt{n}}{\sqrt{\lambda_{01}L}}s, \quad f_{02} = \frac{V\sqrt{n}}{\sqrt{\lambda_{02}L}}s. \quad (4.8)$$

При этом полосы  $\Delta f_{1,2}$  вблизи каждой из  $f_{01}$  и  $f_{02}$  будут равны



$$\Delta f_1 = \frac{4V\sqrt{n}}{\sqrt{k\lambda_{01}L}}, \Delta f_2 = \frac{4V\sqrt{n}}{\sqrt{k\lambda_{02}L}}, \quad (4.9)$$

а по заданной неравномерности АЧХ они будут ограничиваться частотами  $f_{11}$ ,  $f_{12}$  и  $f_{21}$ ,  $f_{22}$ .

Таким образом, идея одновременного использования двух лепестков ДН ВШП заключается в том, что на каждый из них необходимо организовать подачу под углами  $\theta_{B1} = \lambda_{01}f_{01}/2V$ ,  $\theta_{B2} = \lambda_{02}f_{02}/2V$  лазерного излучения от двух источников с длинами волн  $\lambda_{01}$  и  $\lambda_{02}$ .

Для того чтобы суммарная полоса рабочих частот АОПЧ была непрерывной (и максимальной)  $\Delta f_y = \Delta f_1 + \Delta f_2$ , необходимо потребовать равенства граничных частот  $f_{12}$  и  $f_{21}$ . Последнее может быть обеспечено, если значения  $\lambda_{01}$  и  $\lambda_{02}$  будут взаимосвязаны посредством

$$\sqrt{\frac{\lambda_{02}}{\lambda_{01}}} = \left( s - \frac{2 - \sqrt{2}}{\sqrt{k}} \right) / \left( s + \frac{2 + \sqrt{2}}{\sqrt{k}} \right). \quad (4.10)$$

Эта ситуация представлена на рис. 4.6.

Конфигурация акустооптического частотомера, использующего в своем составе АОД с ВШП, в котором организована дифракция одновременно на двух лепестках ДН возбуждаемого в его теле ультразвука, приведена на рис. 4.7. Данная схема не отличается от традиционной за тем исключением, что в ней используется второй лазерный источник с длиной волны  $\lambda_{02}$ , отличающийся от длины волны первого лазера  $\lambda_{01}$ , а также используется вторая интегрирующая линза Л2 и вторая линейка фотоприемных устройств ФПУ 2.

Поскольку в схеме рис. 4.7 используются одинаковые ПЗС-линейки с одинаковой протяженностью  $W$ , фокусные расстояния линз Л1, Л2 должны выбираться из условия

$$F_1 = \frac{WV}{\lambda_{01}\Delta f_1}, F_2 = \frac{WV}{\lambda_{02}\Delta f_2}. \quad (4.11)$$

А с целью реализации в обоих каналах АОП одинакового частотного разрешения соотношение апертур  $D_1/D_2$  падающих световых пучков должно быть

$$\frac{D_1}{D_2} = \left( \frac{\Delta f_2}{\Delta f_1} \right)^2. \quad (4.12)$$

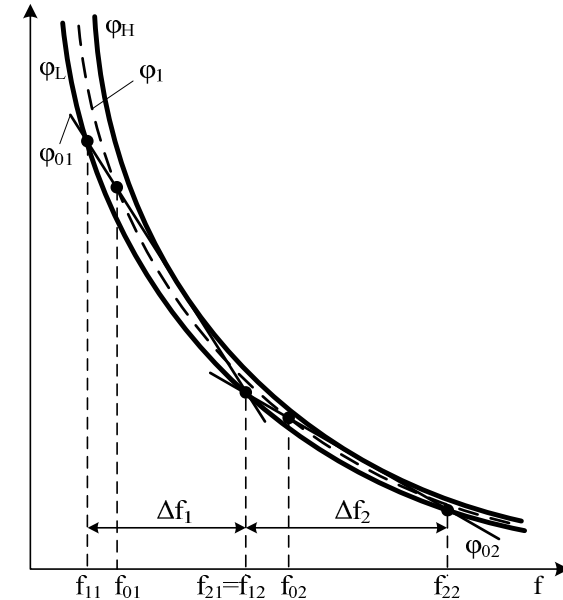


Рис. 4.6

Следует отметить, что для уменьшения влияния «повторной» дифракции просветлять необходимо соответствующие грани 1 и 2 АОД каждую для «своей» длины волны, причем не полностью, а на участках  $a_1b_1$  и  $a_2b_2$  (рис. 4.7) [67].

Приведем результаты расчета основных параметров АОП, необходимых для реализации в нем  $\Delta f_y$ , равной 1500 МГц. Исходные данные для расчета:  $V = 3590$  м/с; показатель преломления  $\text{LiNbO}_3$   $n = 2,23$ ; два значения  $L$ , равные 1 мм и 1,1 мм; три значения  $f_{11} = 1000, 1500$  и 1750 МГц.

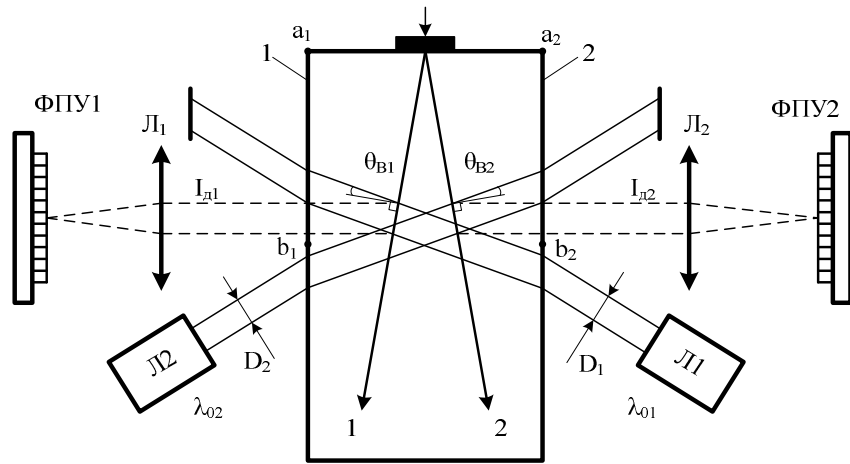


Рис. 4.7

Зависимости  $\Delta f_y = \varphi(\lambda_{01})$  и  $\lambda_2 = \varphi(\lambda_{01})$  для различных  $L$ ,  $f_{11}$  и  $k=1,66$  (6 дБ) представлены на рис. 4.8, на котором сплошными линиями зависимости отмечены для  $L=1$  мм, а пунктирными – для  $L=1,1$  мм. Из рисунка видно, что для реализации диапазона 1–2 ГГц при  $L=1$  мм требуются лазеры с длинами волн:  $\lambda_{01}=820$  нм,  $\lambda_{02}=328$  нм, а при  $L=1,1$  мм –  $\lambda_{01}=746$  нм,  $\lambda_{02}=298$  нм.

Для перекрытия диапазона 1,5–3,0 ГГц: при  $L=1$  мм –  $\lambda_{01}=718$  нм,  $\lambda_{02}=359$  нм, а при  $L=1,1$  мм –  $\lambda_{01}=652$  нм,  $\lambda_{02}=326$  нм. Наконец, чтобы реализовать диапазон 1,75–3,25 ГГц (таким диапазоном обладают широкополосные АОД фирмы “Brimrose” [68]), необходимо иметь при  $L=1$  мм –  $\lambda_{01}=687$  нм,  $\lambda_{02}=370$  нм, а при  $L=1,1$  мм –  $\lambda_{01}=625$  нм,  $\lambda_{02}=336$  нм.

Экспериментальному исследованию подвергался АОП, выполненный в соответствии с приведенной на рис. 4.7 схемой. В АОП применялись гетеролазеры типа KLM с  $\lambda_{01}=0,657$  и  $\lambda_{02}=0,532$  мкм; оба лазера имели одинаковую выходную мощность 20 мВт. В составе АОП использовались линейки ПЗС типа ТН7813. Результаты измерения АЧХ АОП в каждом из каналов представлены на рис. 4.9.

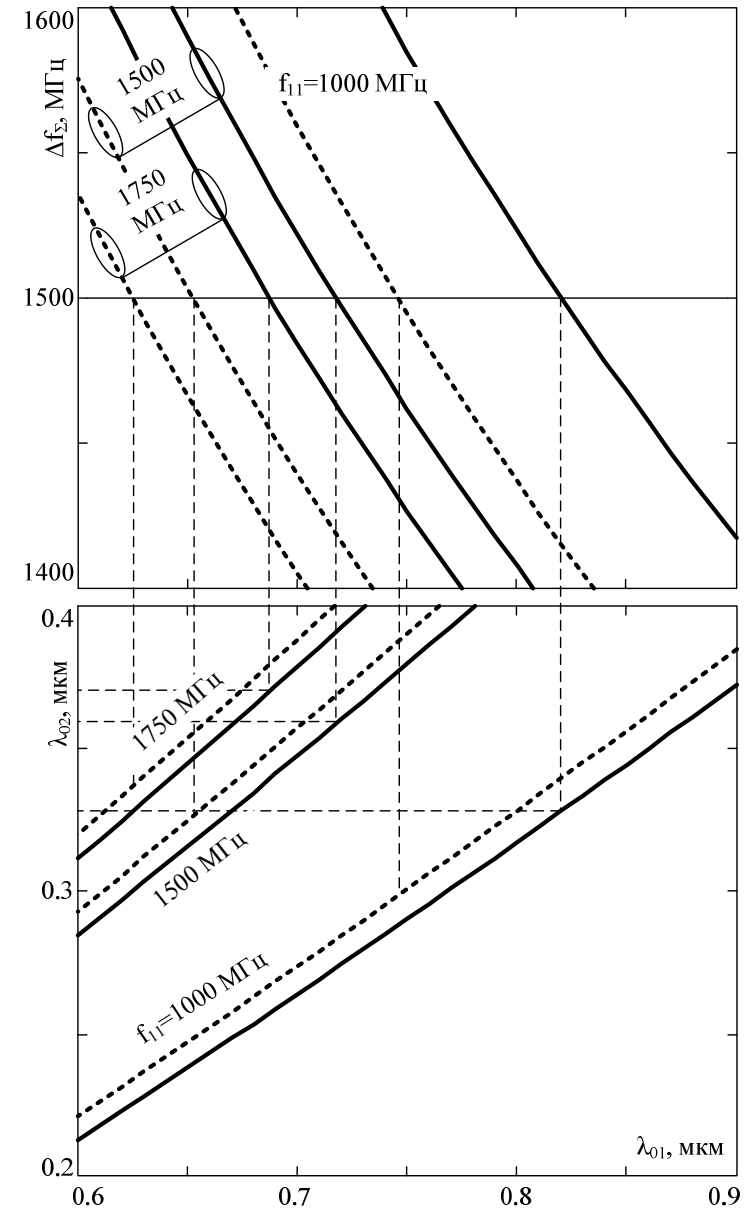


Рис. 4.8

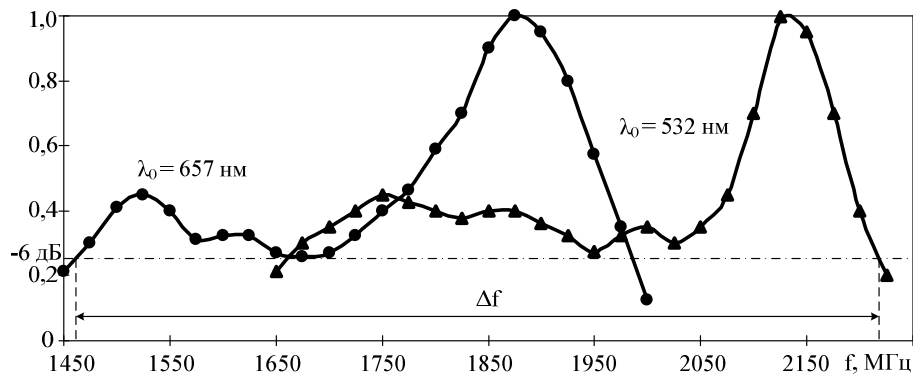


Рис. 4.9

Интегрирующие линзы Л1 и Л2 имели фокусные расстояния  $F = 150$  мм, обеспечивающие условия, при которых ширина дифрагированного пятна света соответствовала 2–3 фотодиодам линейки ПЗС.

В АОП использовался АОД на основе  $\text{LiNbO}_3$ , описанный в работе [64], с параметрами:  $V = 3,59 \cdot 10^3$  м/с;  $d = 31,24$  мкм;  $L = 1,187$  мм.

На частоте  $f = 1525$  МГц для  $\lambda_{01} = 0,657$  мкм значение дифракционной эффективности АОД составило  $\eta_1 = 2$  %/Вт, а на частоте  $f = 1750$  МГц для  $\lambda_{02} = 0,532$  мкм оно не превышало  $\eta_2 = 4$  %/Вт.

Входной сигнал на ВШП АОД подавался через СВЧ-усилитель, выходная мощность которого ( $P_{\text{вых}} = 0,2$  Вт) в полосе исследуемых частот поддерживалась постоянной. В схеме рис. 4.7 регистрировались как АЧХ АОД в целом по каждому из направлений дифракции, так и АЧХ собственно АОП, «приходящиеся» на каждую из линеек ПЗС (рис. 4.9).

Общая полоса «двухлепесткового» взаимодействия в эксперименте составила  $\Delta f = 760$  МГц, а наблюдаемое в опыте некоторое отличие частотных диапазонов от расчетов и неидеальность АЧХ обусловлены наложением на них собственных частотных характеристик согласования ВШП с подводящим СВЧ-трактом.

Данные рис. 4.9 подтверждены расчетными графиками рис. 4.10, на котором значения углов по оси ординат – в радианах. Сопоставление рисунков иллюстрирует их хорошее количественное соответствие.

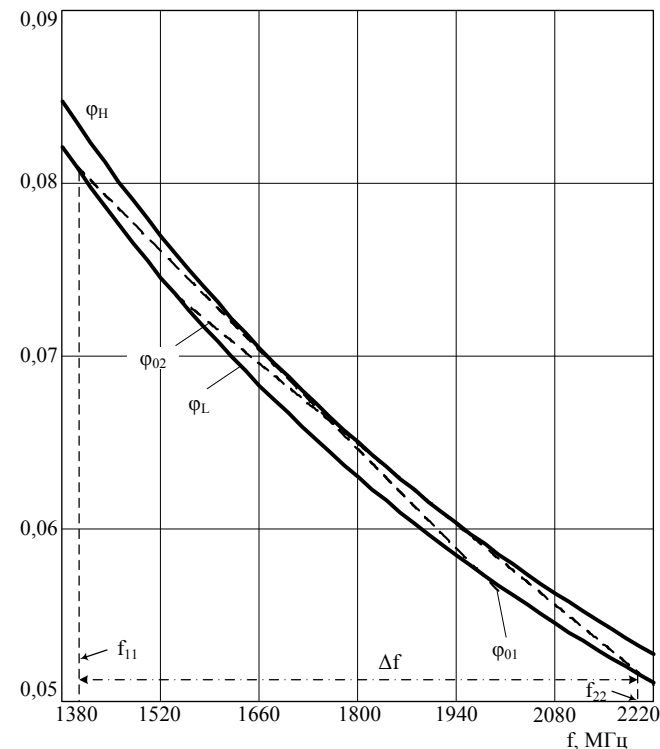


Рис. 4.10

В частности, согласно расчету, значения  $\Delta f_y, f_{11}, f_{22}, \Delta f_1$  и  $\Delta f_2$  составили 805 МГц, 1400 МГц, 2205 МГц, 596 МГц и 662 МГц. Эти же параметры в эксперименте оказались равными  $\Delta f_y = 760$  МГц,  $f_{11} = 1460$  МГц,  $f_{22} = 2220$  МГц,  $\Delta f_1 = 520$  МГц,  $\Delta f_2 = 560$  МГц.

При наличии соответствующих лазерных источников в исследуемой схеме АОП ее суммарная полоса рабочих частот может быть расширена вплоть до  $\sim \Delta f_y = 1200$  МГц.

Целесообразность проведения данного рассмотрения продиктована открывшейся в настоящее время возможностью применения в составе АОП гетеролазеров с широким набором длин волн.

Таким образом, в традиционной конфигурации АОП с использованием обычной АО элементной базы возможно получение расширен-

ных полос анализа с одновременным улучшением его энергетических параметров. Доработка обычных АОД, необходимых для использования в составе предложенного АОП, должна состоять в улучшении согласования по СВЧ его ВШП и дополнительного просветления его рабочих граней на вторую длину волны лазерного излучения [67].

## 4.2. Увеличение разрешающей способности

### 4.2.1. Синтез световой апертуры

В акустооптических средствах радиомониторинга минимальное время реакции или время получения информации о параметрах источников разведываемых сигналов ограничивается протяженностью световой апертуры используемого в их составе АО-дефлектора.

Сокращение апертуры ведет к уменьшению длительности предъявляемого к Фурье-анализу радиосигнала, что автоматически ухудшает разрешение измерителя, которое на уровне физической реализуемости и определяется временной протяженностью упомянутой апертуры.

Повышенные требования, предъявляемые к современным АО-измерителям параметров радиосигналов в части времени реакции, разрешения по частоте и многосигнального динамического диапазона, заставляют разработчиков искать пути «обхода» известных физических ограничений.

Одним из таких путей является метод синтеза апертуры оптической системы измерителя с помощью пары дифракционных решеток. В работах [69,70] теоретически продемонстрирована возможность апертурного синтеза в оптических устройствах, обеспечивающего увеличение их разрешающей способности сверх дифракционного предела. В [70-74] данные [69,70] распространены на практически важный случай, а именно, когда в традиционном варианте АО-спектроанализатора минимальных габаритов, предназначенном для измерения частотных и амплитудных параметров радиосигналов, организовано падение на АОД пучка света гауссовой формы и в его составе используются дифракционные решетки ограниченных размеров. По результатам теоретического анализа сформулированы выводы, касающиеся достоинств и недостатков данного измерителя в сопоставлении с классическим, работающим в условиях многосигнальной обстановки.

В схеме рис. 4.11 излучение лазера, сформированное коллиматором, падает на АОД, работающий в режиме брэгговской дифракции, предполагающем на выходе АОД наличие одного дифрагированного пучка 1 гауссовой формы, ось которого с оптической осью системы составляет угол  $\alpha$ , определяемый частотой входного радиосигнала.

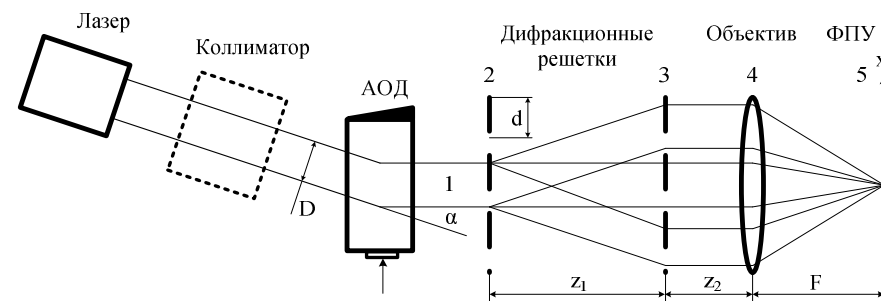


Рис. 4.11

Этот пучок, проходя первую дифракционную решетку 2, «раскладывается» ею в ряд дифракционных порядков, воздействующих, в свою очередь, на вторую дифракционную решетку 3, дающую новые порядки дифракции, которые, собираясь в фокальной плоскости 5 (где расположен фотоприемник, например, ПЗС-линейка) Фурье-объектива 4, формируют интерференционную картину. Световое распределение в плоскости 5 регистрируется дискретным фотоприемником типа ПЗС-линейки (ФПУ).

Наличие дифракционных решеток дает возможность синтезировать в широких пределах апертуру падающего пучка или, иными словами, получать желаемый размер апертуры, в несколько раз превышающий исходный. При этом наблюдаемая в плоскости ФПУ многолучевая интерференция позволяет «обуздить» пространственный спектр пучка – уменьшить размер минимально разрешимого элемента, что, при определенных условиях, может улучшить разрешающую способность (или, по крайней мере, ужесточить критерий, по которому она определяется) сверх дифракционного предела, задаваемого исходной апертурой D.

Проанализируем с использованием методов Фурье-оптики [11]

принцип апертурного синтеза в системе рис. 4.11.

Будем считать, что на первую решетку воздействует формируемый АО-дефлектором гауссов пучок 1, с амплитудным распределением  $A_1(x) = u_0 \exp(-x^2/r_0^2)$ , где  $2r_0$  – ширина пучка по амплитудному уровню  $1/e$ ,  $u_0$  – амплитуда на оси пучка.

Спектральную функцию первой решетки  $S_1(f)$  определим как

$$S_1(f) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k^{(1)} \delta(f - kf_0), \quad (4.13)$$

где  $k = 0, \pm 1, \dots$  – порядок дифракции;  $f$  – пространственная частота;  $f_0 = 1/d$  – частотное расстояние между порядками ( $d$  – период решетки);  $c_k^{(1)}$  – коэффициенты разложения амплитудного пропускания решетки  $C_1(x)$  в ряд Фурье:

$$C_1(x) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k^{(1)} \exp(j2\pi k f_0 x), \quad (4.14)$$

где  $c_k^{(1)}$

$$c_k^{(1)} = \frac{1}{d} \int_{-0,5d}^{0,5d} C_1(x) \exp(-j2\pi k f_0 x) dx. \quad (4.15)$$

Тогда спектр света на выходе из первой решетки  $U_1(f)$  будет являться сверткой спектра  $S_1(f)$  и спектра функции  $A_1(x)$ , равного  $u_0 r_0 \sqrt{\pi} \exp(-\pi^2 r_0^2 f^2)$ . Так что, с учетом возможного отклонения дифрагированного пучка на угол  $\alpha$ , получим

$$\begin{aligned} U_1(f) &= S_1(f) * \left\{ u_0 r_0 \sqrt{\pi} \exp(-\pi^2 r_0^2 f^2) \right\} = \\ &= u_0 r_0 \sqrt{\pi} \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k^{(1)} \exp\left[-\pi^2 r_0^2 (f - kf_0 - \alpha/\lambda_0)^2\right], \end{aligned} \quad (4.16)$$

где  $\lambda_0$  – длина волны света. Спектр падающего на вторую решетку света найдем, умножив (4.16) на передаточную функцию свободного пространства между решетками, равную в параксиальном приближении

$$H(f) = \exp[j2\pi z_1 / \lambda_0] \exp(-j\pi z_1 \lambda_0 f^2).$$

Спектр света на выходе из второй решетки  $U_2(f)$  определится сверткой произведения  $U_1(f)H(f)$  со спектральной функцией второй

$$\text{решетки } S_2(f) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n^{(2)} \delta(f - nf_0):$$

$$\begin{aligned} U_2(f) &= u_0 r_0 \sqrt{\pi} \exp(j2\pi z_1 / \lambda_0) \times \\ &\times \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_k^{(1)} c_n^{(2)} \exp\left[-\pi^2 r_0^2 \left(f - (n+k)f_0 - \frac{\alpha}{\lambda_0}\right)^2 - j\pi z_1 \lambda_0 (f - nf_0)^2\right]. \end{aligned} \quad (4.17)$$

Учитывая, что возможен сдвиг одной решетки относительно другой по оси  $x$  на величину  $b$ , можно записать  $C_2(x) = C_1(x - b)$  или  $c_n^{(2)} = c_k^{(1)} \exp(-j2\pi b k f_0)$ .

Распределение светового поля  $u(x)$  в фокальной плоскости линзы 4, фокусное расстояние которой  $F$ , с точностью до фазового множителя совпадает с Фурье-образом светового поля перед линзой:

$$u(x) = (j\lambda_0 F)^{-1} \exp[j\pi(1 - z_2/F)x^2 / \lambda_0 F] U_2(x/\lambda_0 F), \quad (4.18)$$

где  $z_2$  – расстояние от второй решетки до линзы (рис. 4.11).

Распределение интенсивности будет описывается выражением

$$\begin{aligned} I_0(x) &= \frac{\pi r_0^2 u_0^2}{\lambda_0^2 F^2} \left| \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[ c_k^{(1)} c_n^{(2)} \exp\left\{-j\pi z_1 \lambda_0 [n^2 f_0^2 - 2nf_0 x / \lambda_0 F]\right\} \times \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \times \exp\left\{-\pi^2 r_0^2 [x / \lambda_0 F - \alpha / \lambda_0 - (n+k)f_0]^2\right\} \right] \right|^2. \end{aligned} \quad (4.19)$$

Таким образом, световое поле в фокальной плоскости линзы состоит из отдельных дифракционных максимумов, расположенных на расстоянии  $x_0 = \lambda_0 F/d$  друг от друга и описываемых в (4.19) слагаемыми с  $n + k = \text{const}$ .

Было бы естественным выбрать рабочим максимумом нулевой порядок дифракции (относительно первой решетки), что в схеме рис. 4.11 будет иметь место при  $n = -k$ . Для этого случая из (4.19) получаем

$$I_0(x) = \frac{\pi r_0^2 u_0^2}{\lambda_0^2 F^2} \left| \sum_{-\infty}^{\infty} c_k^{(1)} c_{-k}^{(2)} \exp[-j\pi \lambda_0 z_1 k^2 f_0^2] \exp[-j2\pi k z_1 f_0 x / F] \times \right. \\ \left. \times \exp\left\{-\pi^2 r_0^2 \left[x/\lambda_0 F - \alpha/\lambda_0\right]^2\right\} \right|^2. \quad (4.20)$$

Если расстояние между решетками выбрать так, чтобы выполнялось условие  $z_1 \lambda_0 f_0^2 = 2p$ , где  $p = 0, 1, 2, \dots$ , то все продифрагировавшие волны будут падать на линзу синфазно. Для этого случая, используя свойство дискретной свертки

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} a_k b_k \exp(j2\pi k f_0 \eta) \equiv \frac{1}{d} \int_0^d A(y) B(\eta - y) dy,$$

где  $(a_k$  и  $b_k$  – коэффициенты Фурье-разложения функций  $A$  и  $B$ ), выражение (4.20) можно привести к виду

$$I_0(x) = \frac{\pi r_0^2 u_0^2}{d^2 \lambda_0^2 F^2} \exp\left\{-\frac{2\pi^2 r_0^2}{\lambda_0^2} \left[\frac{x}{F} - \alpha\right]^2\right\} \left| \int_0^d C_1(y) C_1\left(b - \frac{z_1 x}{F} - y\right) dy \right|^2. \quad (4.21)$$

В [69,70] показано, что для синтеза апертуры предпочтительнее использовать фазовые синусоидальные решетки. В этом случае  $C_1(x) = \exp[j\Delta\phi \sin(2\pi f_0 x)]$ , где  $\Delta\phi$  – амплитуда фазовой модуляции проходящего через решетку света и, подставив это выражение в (4.21), для нормированной интенсивности получаем

$$I_{0n}(x) = \exp\left\{-\frac{2\pi^2 r_0^2}{\lambda_0^2} \left[\frac{x}{F} - \alpha\right]^2\right\} J_0^2\left\{2\Delta\phi \sin\left[\frac{\pi}{d}\left(b - \frac{z_1}{F}x\right)\right]\right\}, \quad (4.22)$$

где  $J_0$  – функция Бесселя нулевого порядка.

Распределение (4.22) является значительно более «узким» в сопоставлении с обычным, что, в конечном счете, обеспечивает в схеме рис. 4.11 получение частотного разрешения, превышающего классический дифракционный предел.

Распределение интенсивности, описываемое (4.22) при  $\Delta\phi = \pi$ , показано на рис. 4.12 кривой 1.

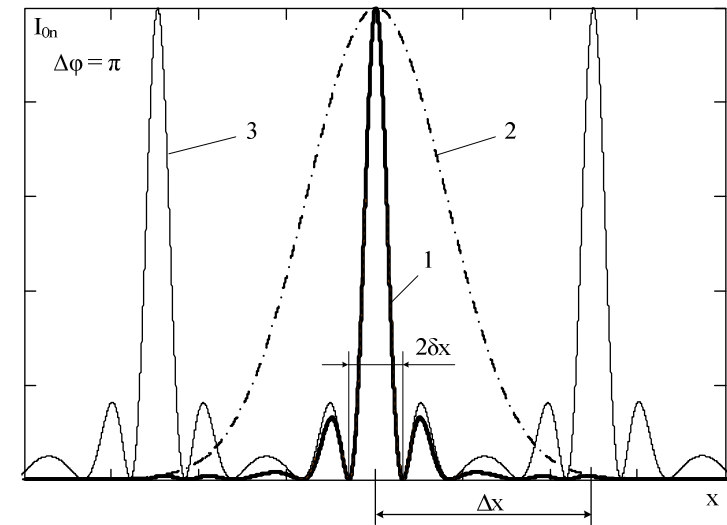


Рис. 4.12

Пунктиром 2 показана «гауссова» огибающая распределения света в отсутствие дифракционных решеток, ширина которой по уровню  $1/e^2$  равна  $2\lambda_0 F/\pi r_0$ .

Кривой 3 показано распределение, описываемое только лишь входящей в (4.22) бесселевой функцией, расстояние между максимумами которой  $\Delta x = Fd/z_1$ , а ширина этих максимумов равна

$$2\delta x = (2Fd / \pi z_1) \arcsin(1,2 / \Delta\varphi). \quad (4.23)$$

Важно отметить, что при сканировании отклоняемого дефлектором пучка «перемещаться» будет только «гауссов» контур 2, а максимумы 1, изменяясь по интенсивности, будут оставаться неподвижными. На рис. 4.13, например, показана ситуация, возникающая при двух различных углах отклонения  $\alpha$  или двух одновременно присутствующих на входе анализатора сигналах, отличных по частоте.

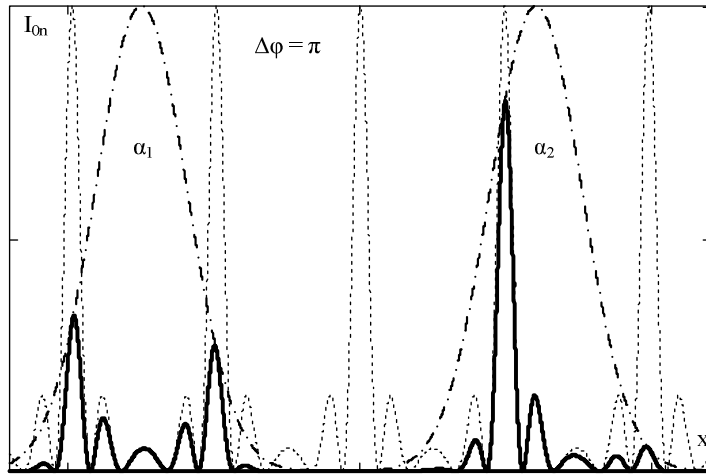


Рис. 4.13

В приведенном рассмотрении (при получении выражений (4.21) и (4.22)) предполагалось, что в формировании  $I_{0n}(x)$  участвует бесконечное число дифракционных порядков. На практике количество участвующих в дифракции световых пучков ограничено.

Проанализируем ситуацию, когда  $I_{0n}(x)$  формируется лишь несколькими порядками дифракции.

Возьмем за основу выражение (4.20), в котором вместо бесконечных сумм проведём суммирование  $2m+1$  порядков; так что после нормировки получим

$$I_{0n}(x) = \exp\left(-\frac{2\pi^2 r_0^2}{\lambda_0^2} \left[\frac{x}{F} - \alpha\right]^2\right) \left| \sum_{-m}^m c_k^2 \exp\left[j2\pi k f_0 \left(b - \frac{z_1 x}{F}\right)\right] \right|^2, \quad (4.24)$$

где, согласно (4.15),  $c_k = \frac{1}{d} \int_{-0,5d}^{0,5d} \exp[j\Delta\varphi \sin(2\pi f_0 x)] \exp(-j2\pi k f_0 x) dx$ .

На рис. 4.14 пунктиром показано распределение  $I_{0n}(x)$ , рассчитанное по (4.22), учитывающей бесконечное число дифракционных порядков.

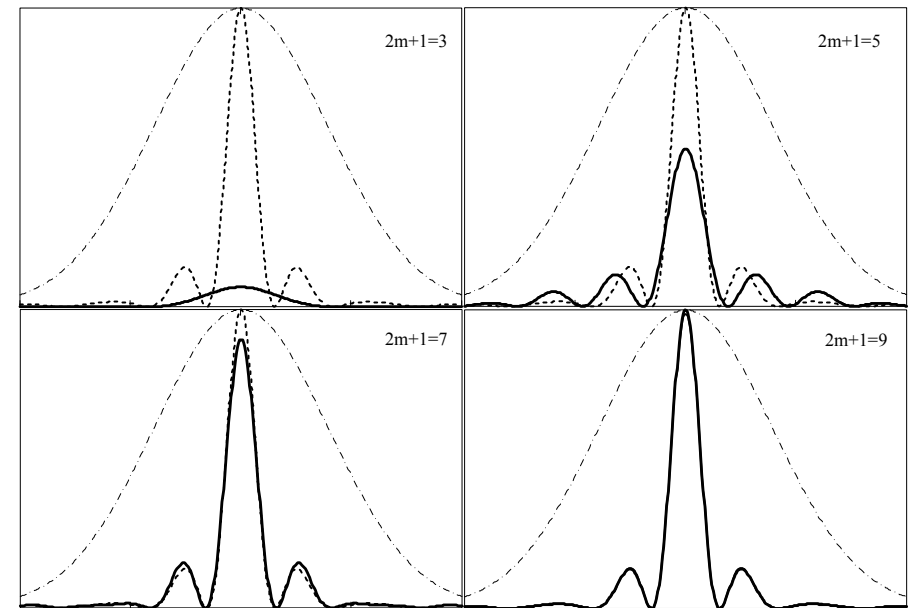


Рис. 4.14

Сплошная кривая описывает то же распределение, но с учетом конечного числа участвующих в дифракции световых пучков; оно было рассчитано с помощью (4.24) для числа дифракционных порядков  $2m+1$ , равных 3, 5, 7 и 9 и для  $\Delta\varphi = \pi$ . Штрихпунктирной линией на рис. 4.14 показана «гауссова» огибающая.

Рассмотрим способ устранения боковых лепестков синтезированных максимумов [74]. Для наглядности допустим, что результирующее распределение формируется конечным числом дифракционных порядков, например  $2m+1=9$  ( $m=4$ ), так что в плоскости фотоприемника интенсивность света будет описываться выражением (4.24). При этом, в случае использования фазовой синусоидальной решетки, входящая в (4.24) величина  $c_k^2$  распределена по дифракционным порядкам так, как показано на рис. 4.15.

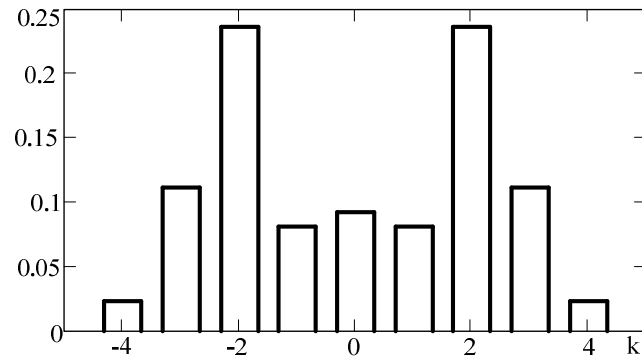


Рис. 4.15

Напомним, что описываемое в этом случае распределение интенсивности (4.24) в плоскости фотоприемника будет выглядеть, как показано на рис. 4.16,а.

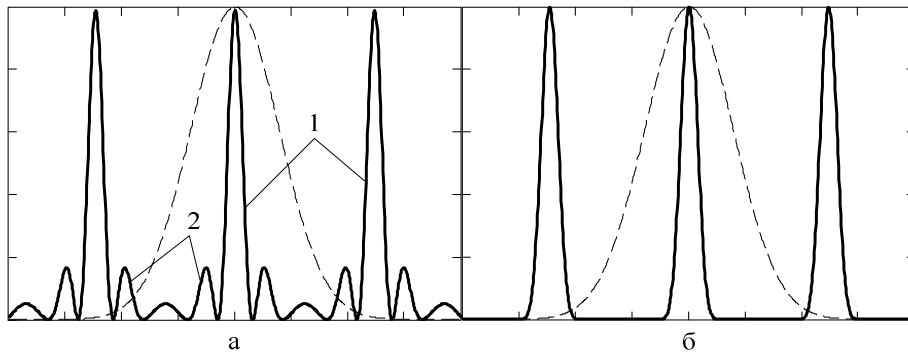


Рис. 4.16

Если теперь в промежутке между второй решеткой и Фурье-линзой поместить одномерный транспарант с энергетическим пропусканием по дифракционным порядкам (рис. 4.17), равным

$$ves \sim \exp(-2k^2/m^2)/c_k^2, \quad (4.25)$$

то за транспарантом интенсивность в дифракционных порядках будет описываться гауссоидой  $\exp(-2k^2/m^2)$ .

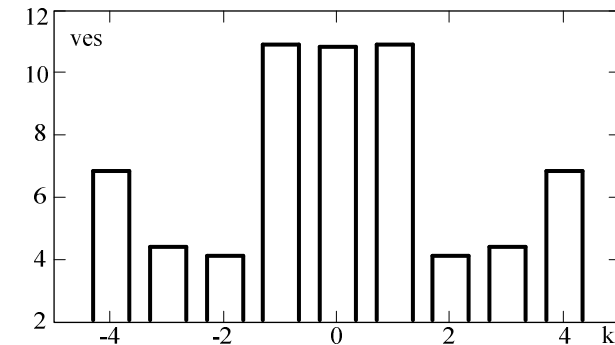


Рис. 4.17

В результате такой аподизации распределение интенсивности на фотоприемнике будет иметь вид, представленный на рис. 4.16,б. Можно показать, что уровень боковых лепестков (2 на рис. 4.16,а) синтезированных максимумов после аподизации снижается в рассмотренном случае девяти порядков до уровня минус 36 дБ относительно основных лепестков (1 на рис. 4.16,а), а при увеличении количества участвующих в синтезе порядков этот уровень может быть еще ниже.

Описанные выше теоретические положения исследованы экспериментально.

Эксперимент проводился не только с целью количественной проверки основных расчетных соотношений и положений [71,72], связанных с синтезом апертуры АОД, применяемого в составе оптической части процессора, но и в прикладных целях. Дополнительно ставилась задача проведения сопоставительного анализа технических параметров исследуемого процессора с параметрами аналогичного, но без



синтеза апертуры. В качестве аналога был выбран АО-измеритель, описанный в [52], большая часть элементов которого использовалась в составе исследуемого лабораторного стенда и макета.

Исследования проводились в несколько этапов. На первом из них экспериментальная установка представляла собой лабораторный стенд, собранный по схеме рис. 4.11 из набора оптических и других элементов, которые размещались на оптической скамье. В составе установки использовались как полупроводниковый, так и HeNe лазеры. После овладения принципами настройки схемы АО-анализатора, обеспечения повторяемости результатов и, главное, после того, как авторы убедились, что основные теоретические положения [71,72] находят экспериментальное подтверждение, было принято решение провести разработку макета АО-анализатора с синтезированной апертурой, который был бы пригоден не только для проведения исследований в лабораторных условиях, но и обеспечивал бы возможность получения всей совокупности технических параметров (полосы рабочих частот, чувствительности, точности измерения частоты, частотного разрешения, динамического диапазона и др.), характерных для исследуемого анализатора как измерителя параметров радиосигналов. Фотография разработанного в соответствии с расчетными данными [71,72] макета анализатора с полупроводниковым лазером (ППЛ) представлена на рис. 4.18.

На рисунке обозначено: полупроводниковый инжекционный лазер – 1; коллиматор – 2; СВЧ-усилитель – 3; акустооптический дефлектор – 4; две дифракционные решетки – 5; Фурье-объектив – 6; фотоприемник типа ПЗС с платой управления и предварительной обработки – 7; в нижней части блока расположены встроенный источник питания и плата сопряжения с персональным компьютером (ПК).

В состав макета вошли: ППЛ типа KLM 650/20 с длиной волны излучения  $\lambda_0 = 657$  нм, линейной поляризацией и выходной мощностью  $P_0 = 20$  мВт; коллиматор, обеспечивающий падение на АОД лазерного излучения по форме, близкой к гауссоиду.

В качестве дефлектора использовался АОД на основе  $\text{LiNbO}_3$  Z среза, ультразвуковая волна в котором со скоростью  $V = 3600$  м/с возбуждалась аподизированным поверхностным преобразователем [75] с дифракционной эффективностью  $\sim 2\%$ /Вт, неравномерность которой в полосе 500 МГц составляла  $\sim 2$  дБ.

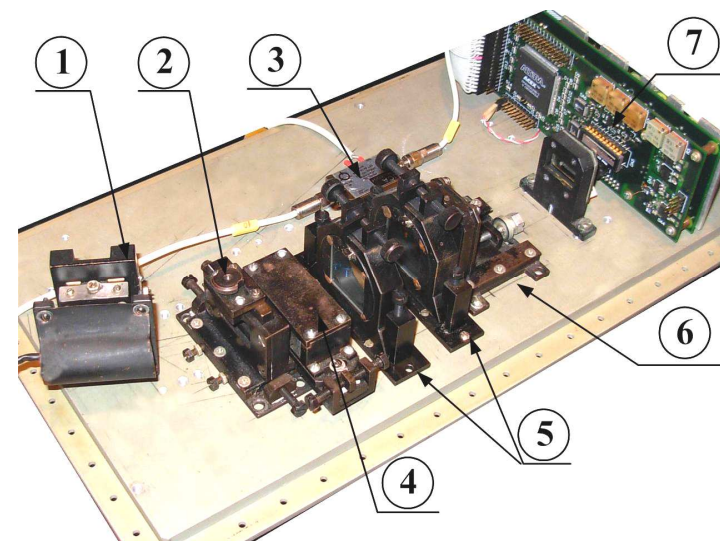


Рис. 4.18

Для обеспечения согласования размеров фоточувствительной области ПЗС в полосе 500 МГц фокусное расстояние Фурье-объектива было выбрано равным  $F = 105$  мм.

На электрический вход АОД сигналы подавались через СВЧ-усилитель с максимальной выходной мощностью  $P = 0,8$  Вт; ее неравномерность в указанной полосе не превышала 0,5 дБ.

В качестве дифракционных решеток использовались одинаковые фазовые синусоидальные пропускающие решетки, изготовленные голографическим способом на слое БХЖ с  $\Delta\phi = \pi$ , периодом  $d = 6,5$  мкм и величиной потерь  $\sim 0,5$  дБ.

Как и планировалось при проведении теоретического анализа, решетки размещались между АОД и Фурье-линзой. ПЗС-линейка ТН7813 с числом фотодиодов (ФД)  $n = 1024$ , размером каждого из них  $10 \times 10$  мкм<sup>2</sup> и чувствительностью  $s = 12$  (В·см<sup>2</sup>)/мкДж, с соответствующей платой обработки информации за время 25 мкс обеспечивала считывание и оцифровку светового распределения.

Все используемые в составе блока оптические элементы, включая АОД, были просветлены на длину волны  $\lambda_0 = 657$  нм до уровня пропускания  $\rho = 98\%$  каждый, так что в АО-анализаторе, выполненном по обычной схеме при значении дифракционной эффективности АОД  $\eta = 2\%$ /Вт, обеспечивался многосигнальный динамический диапазон  $\sim 43$  дБ, т.е. уровни комбинаций вида «сигнал-сигнал», попадающие в полосу частот анализатора, находились ниже уровня его чувствительности. В каждом из вариантов измерителей (в виде лабораторного стенда и законченного в функциональном отношении блока) после юстировки вначале без, а затем с дифракционными решетками в плоскости ПЗС обеспечивалась устойчивая картина дифракционно-интерференционного распределения света.

Настройка оптической части измерителя, помимо обычных операций, включала в себя достаточно трудоемкий процесс юстировки самих дифракционных решеток; в целом же настройка была более простой для HeNe лазера типа ЛГН-223 с диаметром пучка  $\sim 0,9$  мм.

Ширина гауссовой огибающей  $I_{ga}(x)$ , равная  $2\lambda_0 F/\pi r_0$  суммарного распределения интенсивности  $I_0(x)$ , устанавливалась путем регулировки апертуры  $D \approx 2r_0$ , падающего на АОД света. Этой же шириной обуславливался выбор расстояния  $\Delta x = Fd/z_1$  между максимумами  $I_{be}(x)$  бesselевых составляющих синтезированного распределения, связанных с наличием решеток;  $\Delta x$ , в свою очередь, целесообразно было выбирать кратным междиодному расстоянию ПЗС-линейки. Последнее обеспечивалось путем изменения дистанции  $z_1$  между дифракционными решетками.

Преобразованные ПЗС световые распределения:  $I_0(x)$  – в схеме с решетками и  $I_{ga}(x)$  – в классической схеме, с помощью соответствующего программного обеспечения записывались в файлы, содержащие векторы амплитудных значений интенсивности света в отчетах АЦП. Длина векторов соответствовала количеству ФД в строке ПЗС. Далее файлы-векторы при помощи пакета «MathCAD» считывались, визуализировались и анализировались.

Как было выяснено, при подобной процедуре реальные  $I_0(x)$  за счет интегрирования света каждым ФД конечной площади, имеющих

разную чувствительность, а также за счет цифрового преобразования, искажались незначительно.

Калибровка (привязка частотной шкалы) блока осуществлялась на центральной частоте  $f_0 = 1750$  МГц путем пространственного совмещения центра одного из диодов ПЗС с максимумом огибающей  $I_{ga}(x)$  дифрагированного в АОД излучения и с одним из дифракционных максимумов  $I_{be}(x)$  фазовых решеток.

Максимальные уровни протектированных световых сигналов поддерживались постоянными, при этом значения подаваемых СВЧ-сигналов, соответствующих средней части динамического диапазона измерителей, составляли: минус 75 дБ·Вт для схемы без решеток и минус 67 дБ·Вт с решетками.

Общей экспериментальной иллюстрацией принципа апертурного синтеза является рис. 4.19. На нем в координатах «номер ФД» – «амплитудный код АЦП» приведены распределения, регистрируемые в лабораторном стенде с ППЛ, собранным по схеме без дифракционных решеток, – рис. 4.19,б и при их наличии – рис. 4.19,а.

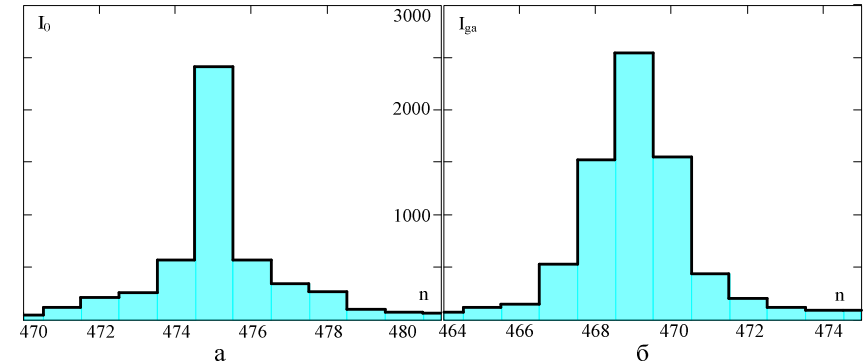


Рис. 4.19

При этом ширина  $I_{ga}(n)$  оказалась равной трем диодным промежуткам, а расстояние между синтезированными максимумами равным 5 ФД промежуткам. Из рис. 4.19 следует, что суммарное распределение  $I_0(n)$  обузилось до одного фотодиода, т.е. примерно в 3 раза, но при этом в огибающую  $I_{ga}(n)$  попадает один максимум  $I_{be}(n)$ .

Изменение с частотой входного сигнала синтезированной дифракционной картины иллюстрируется рис. 4.20, на котором приведена серия распределений  $I_0(n)$  при наличии на входе процессора одного сигнала с разными значениями частоты  $f_1$ .

На первом и последнем рисунках этой серии имеет место совпадение положений синтезированного максимума  $I_{be}(n)$  и огибающей  $I_{ga}(n)$ ; расстояние между этими максимумами, как и ожидалось, составляет 3 ФД или в частотном выражении 1,6 МГц.

Нельзя не обратить внимания на рис. 4.20,б, данные которого находятся в хорошем согласии с одним из выводов [71], а именно: располагая информацией об амплитудных значениях синтезированных максимумов (на рис. 4.20,б они одинаковы), можно уточнить измеряемую частоту входного сигнала.

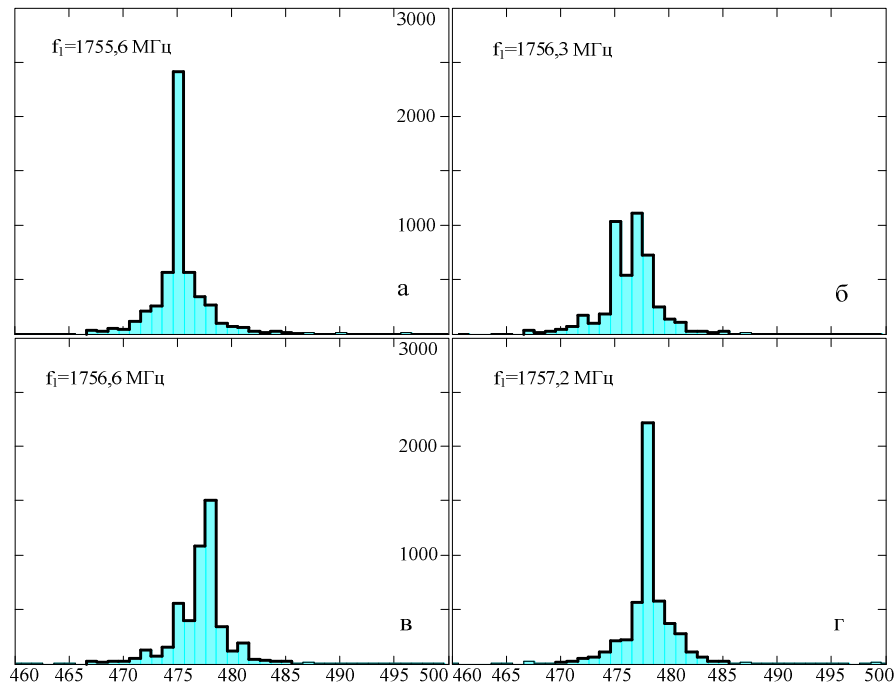


Рис. 4.20

Отметим две особенности распределений, приведенных на рис. 4.20, воспринимаемых как недостатки. Одна из них (рис. 4.20,б) состоит в том, что при определенном значении частоты входного сигнала отклик  $I_0(n)$  приобретает двугорбый вид. А второй недостаток связан с тем, что даже при идеальной неравномерности амплитудно-частотной характеристики электрической и оптической частей блока он при наличии синтеза апертуры автоматически приобретает дополнительную неравномерность. При необходимости измерения амплитуд сигналов последнее будет восприниматься в виде систематической погрешности АО-анализатора.

На рис. 4.21 и 4.22 показаны двухсигнальные распределения.

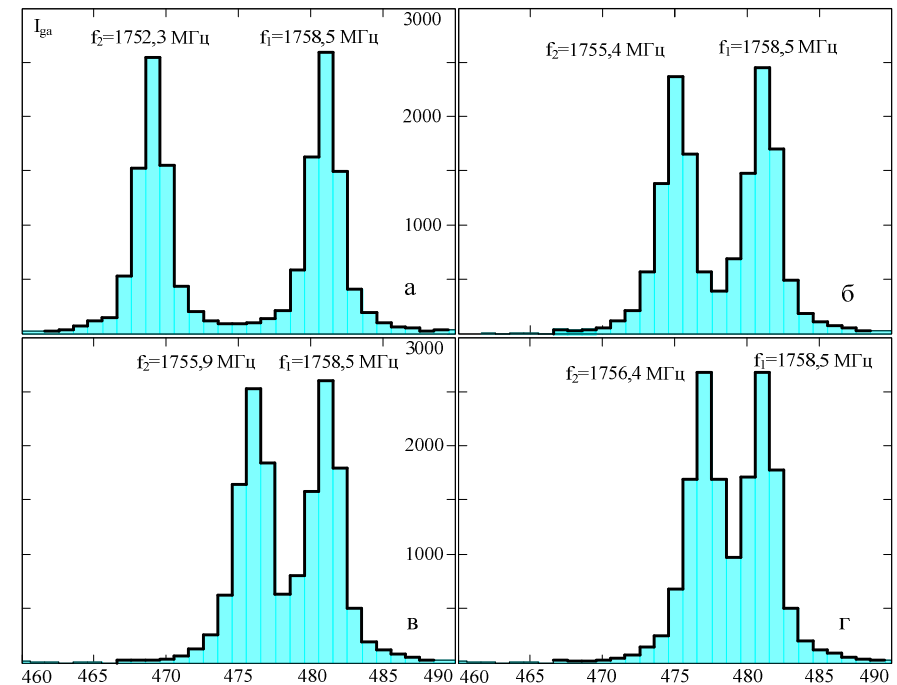


Рис. 4.21

Частота одного входного сигнала оставалась неизменной и равной  $f_1 = 1758,5$  МГц, а второго –  $f_2$  изменялась, постепенно приближаясь к

первому.

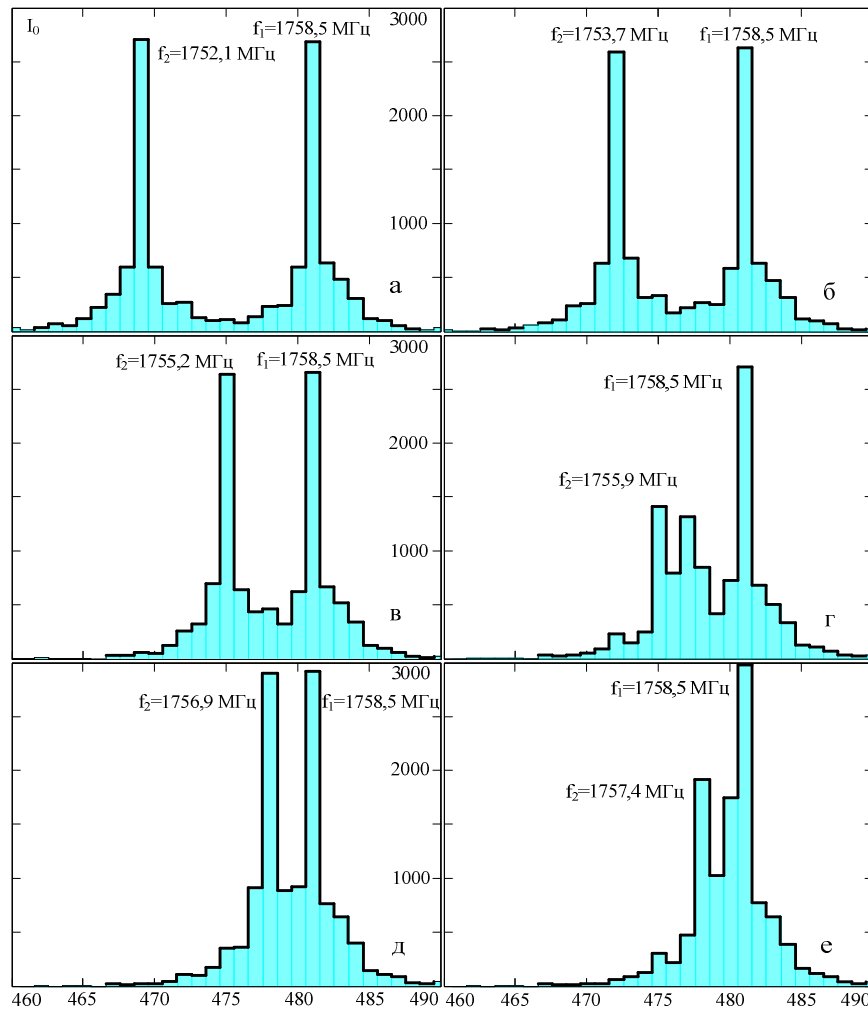


Рис. 4.22

Для рис. 4.21 (в схеме без синтеза апертуры) разнос частот варьировался в пределах 6,2–2,1 МГц. В серии рис. 4.22 для схемы с апертурным синтезом разнос частот изменялся от 6,4 МГц (рис. 4.22,а) до

1,1 МГц (рис. 4.22,е). Из сопоставлений серий рис. 4.21 и 4.22 и в частности рис. 4.21,г и 4.22,е, может быть сделан вывод об улучшении разрешающей способности в схеме с синтезом апертуры, однако этот вывод, как отмечалось в [71], достаточно условен по той причине, что касается двух одинаковых сигналов и не будет справедлив для сигналов различных по амплитуде, поскольку наличие в полосе огибающей  $I_{ga}(n)$  других дифракционных максимумов  $I_{be}(n)$  будет препятствовать измерению параметров малых сигналов на фоне больших.

При близком по частоте расположении двух сигналов в схеме с синтезом нельзя не заметить их повышенное влияние друг на друга (рис. 4.22,д и 4.22,е), что в реальном измерителе также будет восприниматься как систематическая амплитудная погрешность.

Вместе с тем следует отметить, что, по-видимому, все же мыслимы алгоритмы обработки, помимо применяемых в АО-измерителях параметров радиосигналов [56] и в данном измерителе в том числе [52], с помощью которых будет возможна обработка приведенных на рис. 4.22 распределений, обеспечивающих возможность извлечения информации о параметрах входных сигналов с разрешением лучшим релейевского, причем в широком динамическом диапазоне их уровней.

Отметим также, что в рассматриваемом случае для сигналов близких по уровню, но наблюдаемых визуально, все же можно говорить об улучшении их разрешений даже, например, если частотный разнос между ними соответствует рис. 4.22е. Однако при работе АО анализатора в автоматическом режиме разрешение таких сигналов становится проблематичным и требует отдельного изучения.

В приведенном рассмотрении показано, что в АО-измерителе параметров радиосигналов при использовании в его оптической части АОД с синтезированной апертурой может быть достигнуто существенное уменьшение размера минимально разрешимого элемента, которым отображается входной гармонический радиосигнал и, соответственно, обеспечено значительное ужесточение критерия, по которому несколько входных сигналов, одновременно действующих на входе измерителя, будут им восприниматься, измеряться или отображаться как разные сигналы.

Выяснено, что если в измерителе использовать одномерный синтез апертуры на основе двух фазовых дифракционных решеток, то они должны обеспечивать возможность участия в дифракции тем больше-

го числа световых пучков, чем больше глубина их фазовой модуляции: для  $\Delta\varphi = \pi$  величина  $(2m+1)$  должна быть  $\geq 9$ .

Обращено внимание на то, что в исследуемой конфигурации измерителя при больших уровнях входных сигналов световой отклик на гармоническое воздействие приобретает как минимум двугорбый характер (см. рис. 4.13, 4.22). Данное обстоятельство может быть использовано в положительных целях для уточнения местоположения одного входного радиосигнала путем измерения и выяснения соотношения между амплитудами упомянутых горбов. Однако это же обстоятельство следует рассматривать со знаком минус в случае действия на входе измерителя нескольких радиосигналов, что потребует использования значительно более сложных алгоритмов измерения их параметров (несущей частоты, амплитуды, ширины спектра и т.д.). Кроме того, не вызывает сомнения и тот факт, что наличие изменяющихся по интенсивности боковых лепестков у синтезированного светового распределения (без соответствующей аподизации, роль которой по устранению боковых лепестков была показана в приведенном анализе), также усложнит его обработку при работе измерителя по нескольким входным сигналам.

Именно поэтому для оценки перечисленных и других обстоятельств, влияющих на односигнальный и многосигнальный динамический диапазон АО-измерителя, как и оценки всей совокупности параметров, его характеризующих (мгновенная полоса рабочих частот, точность измерения частоты и амплитуды, частотное разрешение, динамический диапазон, чувствительность и т.д.), требуется проведение дополнительных теоретических и экспериментальных исследований.

#### 4.2.2. Использование эффекта Доплера в АОД

Ниже рассматривается еще одна идея увеличения разрешения АОП [76]. Специфика АО-взаимодействия такова, что при дифракции света частоты  $\nu_0$  на ультразвуке частоты  $f$  дифрагированный свет, вследствие доплеровского эффекта, приобретает частоту  $\nu_0 \pm f$ , причем знак «-» соответствует конфигурации АО-взаимодействия, показанной на рис. 4.23,а, а знак «+» – на рис. 4.23,б. Таким образом, если, например, АОД работает в диапазоне  $f_1..f_2$  по схеме рис. 4.23,б, то частота дифрагированного света будет изменяться в диапазоне от

$\nu_0 + f_1$  до  $\nu_0 + f_2$ , а длина волны соответственно от  $\lambda_1 = c\lambda_0/(c + \lambda_0 f_1)$  до  $\lambda_2 = c\lambda_0/(c + \lambda_0 f_2)$ , где  $\lambda_0 = c/\nu_0$  – длина волны падающего на АОД света, а  $c$  – скорость света в свободном пространстве.

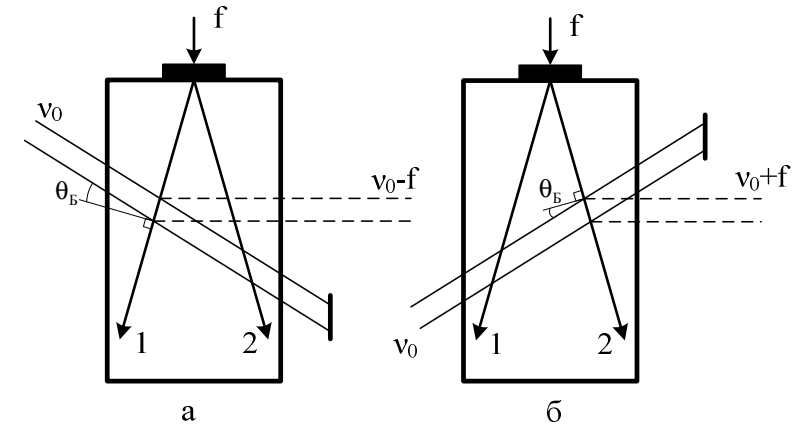


Рис. 4.23

Если теперь на пути дифрагированного пучка поставить диспергирующий элемент (призму или дифракционную решетку), то можно ожидать увеличения разрешающей способности. Схема типового АОП с таким дополнительным элементом, расположенным между АОД и Фурье-объективом, приведена на рис. 4.24.

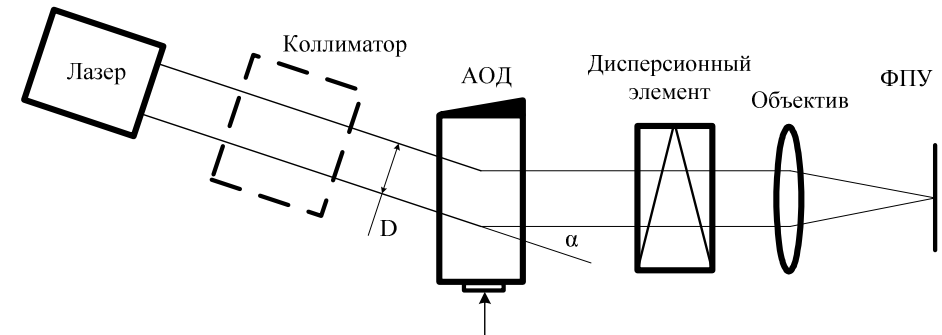


Рис. 4.24

При использовании в качестве дисперсионного элемента (ДЭ) дифракционных решеток, даже в случае высших порядков дифракции, малой величины периода решеток, большого их количества расположенных последовательно, АОД сантиметрового диапазона и длинноволнового лазерного излучения составляет лишь малые доли процента, а энергетические потери существенны. Поэтому рассмотрим это явление для случая, когда ДЭ является призма из однородного материала.

Пусть на призму с преломляющим углом  $A$  падает параллельный дифрагированный пучок, причем крайние положения пучка (рис. 4.25) соответствуют граничным частотам диапазона, а угол между ними на входе в призму составляет  $\theta_i = 2(\arcsin[\lambda_0 f_2/2V] - \arcsin[\lambda_0 f_1/2V])$ , где  $V$  – скорость ультразвука.

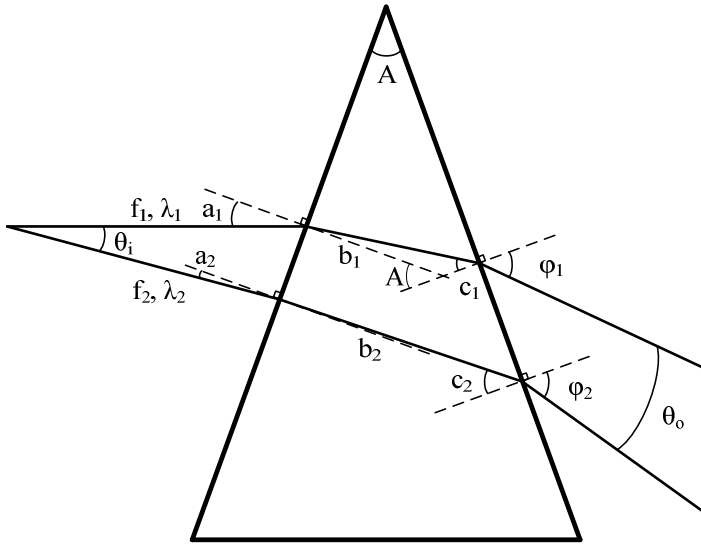


Рис. 4.25

Для произвольного пучка, падающего на призму под углом  $a$ , используя закон преломления и геометрически очевидное (рис. 4.25) тождество:  $b + c = A$ , для угла  $\varphi$  выхода пучка из призмы получаем

$$\varphi(a) = \arcsin\{n(\sin(A) \cos(\arcsin(\sin(a)/n)) - \cos(A) \sin(a))\}. \quad (4.26)$$

При наличии дисперсии входящий в (4.26) показатель преломления  $n$  будет зависеть от длины волны, а значит, ввиду специфики АО-взаимодействия, и от частоты СВЧ-сигнала  $f$ .

Полагая, что в интересующем нас интервале длин волн  $n$  линейно зависит от  $\lambda_0$ , а материал призмы обладает нормальной дисперсией, т.е.  $n = n_1 - k_\lambda(\lambda_0 - \lambda_1)$ , где  $k_\lambda = (n_2 - n_1)/(\lambda_1 - \lambda_2)$ ,  $n_1, n_2$  – показатели преломления для пучков, соответствующих границам частотного диапазона, и, учитывая зависимость  $\lambda(f) = c\lambda_0/(c + \lambda_0 f)$ , выражение (4.26) можно представить в виде зависимости  $\varphi(f, a)$ . При этом угол между крайними пучками в диапазоне частот на выходе из призмы составит

$$\theta_o(a) = \varphi(f_2, a - \theta_i) - \varphi(f_1, a). \quad (4.27)$$

В (4.27) учтено, что  $a$  – угол падения на призму дифрагированного на частоте  $f_1$  пучка.

Чтобы перейти к разрешающей способности, необходимо определить расходимость произвольного пучка, которая в случае равноамплитудной апподизации пучка на входе в призму равна  $\Delta\alpha_i = 2\lambda_0/D$ , где  $D$  – апертура пучка лазера. На выходе из призмы расходимость пучка будет определяться выражением

$$\Delta\alpha_o(f, a) = \varphi(f, a_f(f)) - \varphi(f, a_f(f) - \Delta\alpha_i), \quad (4.28)$$

где  $a_f(f) = a + \theta(f_1) - \theta(f)$  – частотная зависимость угла падения на призму,  $\theta(f) = 2\arcsin(\lambda_0 f/2V)$  – частотная зависимость угла дифракции, отсчитываемого от направления непродифрагировавшего пучка,  $\theta(f_1)$  – угол дифракции на нижней граничной частоте  $f_1$ ,  $a$  – как и прежде, угол падения на призму дифрагированного на частоте  $f_1$  пучка.

Можно показать, что  $\Delta\alpha_o(f, a)$  – монотонно возрастающая функция частоты, поэтому далее будем рассматривать наименее выгодный случай максимального угла расходимости пучка на частоте  $f_2$ :  $\Delta\alpha_o(f_2, a)$ .

Таким образом, разрешающая способность АОП (по критерию в 2

раза жестче релеевского) в отсутствии призмы равна

$$N_i = \theta_i / \Delta\alpha_i, \quad (4.29)$$

а при ее наличии –

$$N_o(a) = \theta_o(a) / \Delta\alpha_o(f_2, a). \quad (4.30)$$

В рамках численного эксперимента рассчитаем зависимость (4.30) для типовых исходных данных [7]: диапазон рабочих частот АОД  $(f_1 - f_2) = 1,5 - 2,0$  ГГц; скорость ультразвука  $V = 3590$  м/с; длина волны излучения лазера  $\lambda_0 = 657$  нм; апертура падающего на АОД пучка  $D = 4$  мм;  $n_1 = 1,5$ ;  $n_2 = 1,6$ .

Результаты расчета зависимости  $N_o(a)$  относительно  $N_i$  для различных преломляющих углов призмы  $A$  представлены на рис. 4.26.

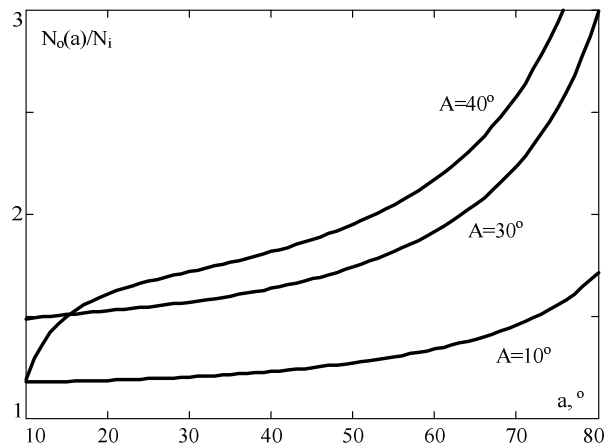


Рис. 4.26

Зависимость  $N_o(a)$  при  $A = 0^\circ$  совпадает с  $N_i$ , т.е. использование плоскопараллельной пластинки даже с высокой дисперсией не дает выигрыша в разрешении.

Те же зависимости при использовании призмы, не обладающей

дисперсией, приведены на рис. 4.27.

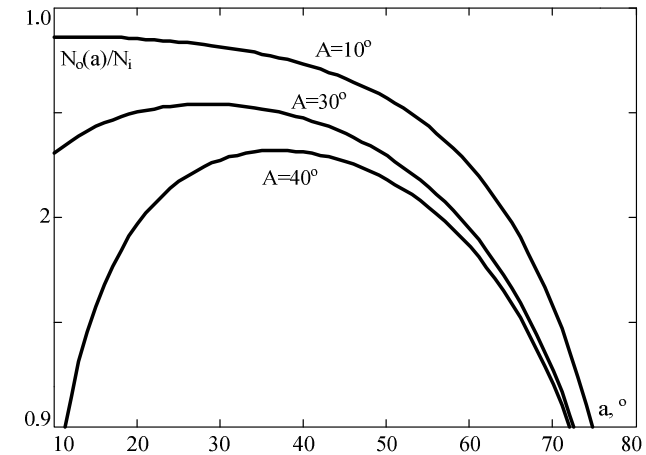


Рис. 4.27

График демонстрирует, что при наличии призмы с недостаточно большой дисперсией результат получается даже хуже, чем при ее отсутствии.

Анализ графиков рис. 4.26 показывает, что при введении в схему АОП призмы со средним значением преломляющего угла и достаточной дисперсией ее материала можно добиться значительного выигрыша в разрешающей способности измерителя. Справедливости ради, однако, нужно отметить, что рассчитанные зависимости получены для очень большой дисперсии (коэффициент наклона характеристики  $n(\lambda)$  равнялся  $k_\lambda = 1.39 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-1}$ ), что требует поиска, либо синтеза новых высокодисперсных материалов или попыток использования областей вблизи краев поглощения (в этих областях у обычных материалов также наблюдается резкое увеличение дисперсии).

Таким образом, в АО процессорах при использовании в их оптической части высокодисперсных призмных элементов может быть достигнуто ощутимое уменьшение размера минимально разрешимого элемента, которым отображается входной гармонический радиосигнал и, соответственно, обеспечено значительное ужесточение критерия, по



которому несколько входных сигналов, одновременно действующих на входе измерителя, будут им восприниматься, измеряться или отображаться как раздельные.

### 4.3. Улучшение качества лазерного излучения

#### 4.3.1. О параметрах лазерных пучков

В подразд. 2.2 уже поднимался вопрос о качестве лазерного излучения и его влиянии на точностные характеристики АОП. Дополним и сформулируем список требований, предъявляемых к лазерным модулям, как к одним из важнейших элементов в составе АО-процессоров.

В "советской" практике качество лазерного пучка стандартами не регламентировалось и, как правило, оценивалось «в дифракциях». Например, выражение «в пучке три дифракции» означало, что расходимость пучка в три раза больше дифракционной. При этом подразумевалось, что расходимость исследуемого пучка уже «очищена» от геометрической составляющей, поскольку в противном случае «количество дифракций» могло быть чрезмерно большим и давать явно заниженную оценку качества пучка. Оценка дифракционной расходимости производилась с использованием модели идеального излучателя с соответствующей выходной апертурой. В частности, для излучателя с круглой апертурой со значением диаметра пучка на выходной апертуре лазера  $D$  и длиной волны  $\lambda_0$  дифракционная расходимость определялась по формуле

$$\theta_{\text{dif}} = 2,44 \frac{\lambda_0}{D}. \quad (4.31)$$

В пределах этого угла (первого темного кольца на картине Эри) содержится 84 % полной энергии излучения.

Что касается расходимости, то она измерялась по уровню интенсивности  $0,135 (1/e^2)$  от максимальной, исходя из тех соображений, что в пределах этого угла (по крайней мере для гауссова пучка) содержится практически такая же доля (86,5 %) энергии.

Современные международные стандарты тяготеют к рекомендациям для исследований преимущественно гауссовых пучков и группируются, в основном, вокруг двух оценок качества: **BPP** и  $M^2$ .

**BPP** (beam parameter product – произведение параметров пучка), определяется как произведение диаметра пучка в перетяжке на полный угол расходимости (мм·мрад). В некоторых источниках параметр **BPP** определяют как произведение радиуса пучка в перетяжке на половину угла расходимости, т.е. величину в четыре раза меньшую. Поэтому, с целью исключения ошибки, лучше уточнять, что имеется в виду.

Чем **BPP** больше, тем хуже качество пучка. Оба сомножителя должны измеряться по второму моменту. **BPP** явно зависит от длины волны и в дифракционном пределе равен  $4\lambda_0/\pi$  (два пучка предельно высокого (дифракционного) качества с длинами волн 10,6 мкм и 1,064 мкм по параметру **BPP** отличаются на порядок: 13,5 мм·мрад для первого и 1,355 мм·мрад для второго).

Параметр  $M^2$ , также называемый параметром распространения пучка, в соответствии со стандартом ISO11146 является наиболее используемым при проведении сопоставительного анализа различных лазеров. Его значение определяется путем деления параметра **BPP** на дифракционный предел  $4\lambda_0/\pi$ .

Таким образом, снимается зависимость параметра качества пучка от длины волны и он становится безразмерной величиной, показывающей во сколько раз он больше параметра дифракционно-ограниченного пучка с этой же длиной волны.

При этом  $M^2$  позволяет выразить полную расходимость пучка с диаметром перетяжки  $D$  следующим образом:

$$\theta = M^2 \frac{4\lambda_0}{\pi D}. \quad (4.32)$$

При дифракционной расходимости  $M^2$  естественно равен 1,0. С вычислением параметра  $M^2$  лазерных пучков методом моментов можно ознакомиться в [77].

Как правило, при экспериментальном исследовании лазерных пучков на основе сбора данных производится расчет статистических величин (мода, медиана, моменты и т.д.), которые в итоге преобразуются в результирующие параметры. И если с диаметрами, расходимостями и дисперсией все более или менее понятно, то имеются и такие параметры (асимметрия и эксцесс), которые требуют пояснения.

Коэффициент асимметрии – величина, характеризующая асим-



метрию распределения случайной величины. Если задана случайная величина  $X$ , такая что  $E|X|^3 < \infty$  и  $\mu_3$  обозначает третий центральный момент:  $\mu_3 = E[(X - E[X])^3]$ , а  $\sigma = \sqrt{D[X]}$  – стандартное отклонение  $X$ , тогда коэффициент асимметрии задаётся формулой

$$\gamma_1 = \frac{\mu_3}{\sigma^3}. \quad (4.33)$$

Коэффициент асимметрии положителен, если правый "хвост" распределения длиннее левого, и отрицателен в противном случае. Если распределение симметрично относительно математического ожидания, то его коэффициент асимметрии равен нулю.

Коэффициент эксцесса (коэффициент островершинности) – мера остроты пика распределения случайной величины. Если задана случайная величина  $X$ , такая что  $E|X|^4 < \infty$  и  $\mu_4$  обозначает четвёртый центральный момент:  $\mu_4 = E[(X - E[X])^4]$ , а  $\sigma = \sqrt{D[X]}$  – стандартное отклонение  $X$ , то коэффициент эксцесса задаётся формулой

$$\gamma_2 = \frac{\mu_4}{\sigma^4} - 3. \quad (4.34)$$

"Минус три" в конце формулы введено для того, чтобы коэффициент эксцесса нормального распределения был равен нулю. Он положителен, если пик распределения вблизи математического ожидания острый, и отрицателен, если пик гладкий.

В заключение приведем список параметров, удовлетворяющие которому лазерные модули могли бы служить хорошей базой для построения качественных АО-измерителей.

1. Спектральный состав одночастотный с шириной спектральной линии не более 0,1 нм по уровню 0,1 и минимальной ее асимметрией.
2. Расходимость пучка на выходе модуля по уровню  $1/e^2$  в одной из двух плоскостей (плоскости А) не более 0,1 мрад, во второй плоскости (В) не более 0,5.
3. Параметр  $M^2 \sim 1,05$ .

5. Поляризация линейная (вектор  $E$  перпендикулярен  $A$ ).

6. Осевая симметрия комплексной диаграммы направленности излучения модуля максимально возможная.

7. Режим излучения непрерывный.

9. Наличие встроенного охлаждающего элемента.

#### 4.3.2. Улучшение спектральных и пространственных характеристик излучения

При формировании требований к параметрам лазерных источников излучения, применяемых в составе АОП, а также в подразд. 2.2, было показано, что при ширине спектральной линии излучения, равной всего 0,2 нм, так называемая «спектральная» расходимость светового пучка в пространстве за дефлектором может превысить дифракционную и при АО-взаимодействии приобрести дополнительную асимметрию, что ведет к искажениям аппаратной функции.

Так как выпускаемые в настоящее время лазерные модули широкого потребления обладают шириной спектральной линии значительно большей требуемой (порядка 1 нм), то немалое значение приобретает задача обужения спектра излучения лазера.

Одним из решений задачи спектральной селекции лазерного излучения может стать применение в составе АОП внешнего, по отношению к лазеру, интерференционного спектрального фильтра на основе эталона Фабри–Перо. Рассмотрим этот вариант подробнее.

Существует два основных типа интерферометров (эталонов) Фабри–Перо (ИФП): твердотельные, которые представляют собой плоскопараллельную стеклянную пластинку с нанесенными на ее обеих сторонах высокоотражающими покрытиями, и эталоны с воздушным промежутком, в которых между зеркалами находится воздух, либо иной газ. Данный элемент применительно к АОП желательно помещать в параллельном лазерном пучке, а именно в пространстве между лазерным модулем и дефлектором или даже первой линзой.

Рассмотрим ИФП, образованный плоскопараллельным слоем диэлектрика толщиной  $d$  с показателем преломления  $n$ , заключенным между двумя идентичными отражающими слоями (рис. 4.28).

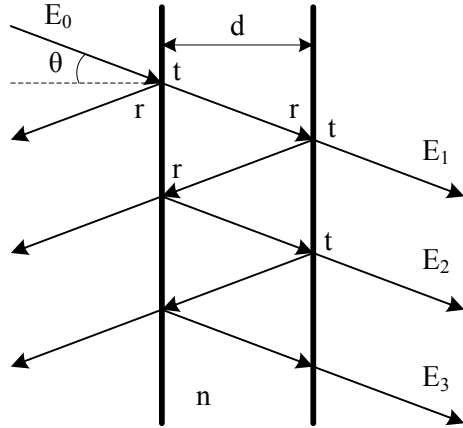


Рис. 4.28

На эту конструкцию, в общем случае наклонно под углом  $\theta$ , падает плоская световая волна с амплитудой  $E_0$ . При однократном прохождении элемента амплитуда волны приобретает значение

$$E_1 = t^2 E_0 e^{-j\varphi}; \quad \varphi = 2\pi \frac{ndv}{c \cdot \cos(\theta)}, \quad (4.35)$$

где  $t$  – амплитудный коэффициент пропускания отражающих слоев,  $v$  – частота световой волны,  $c$  – скорость света в вакууме.

Часть света, дважды отразившись от границ диэлектрического слоя, выходит из него с амплитудой  $E_2 = r^2 t^2 E_0 e^{-j3\varphi}$ , где  $r$  – амплитудный коэффициент отражения. Таким образом, суммарную амплитуду прошедшего через ИФП света (с учетом замены  $R = r^2$ ,  $T = t^2$  – энергетические коэффициенты отражения и пропускания) можно представить в виде

$$E = E_1 + E_2 + E_3 + \dots + E_N = TE_0 e^{-j\varphi} \left\{ 1 + R e^{-j2\varphi} + R^2 e^{-j4\varphi} + \dots \right. \\ \left. \dots + R^{N-1} e^{-j2(N-1)\varphi} \right\}. \quad (4.36)$$

Выражение (4.36) представляет собой бесконечную геометриче-

скую прогрессию, сумма которой, как известно, равна

$$E = TE_0 \frac{e^{-j\varphi}}{1 - R e^{-j2\varphi}}. \quad (4.37)$$

Так как интенсивность (мощность) излучения находится как  $I = EE^*/(2Z_B)$ , где  $Z_B$  – волновое сопротивление среды, интенсивность излучения на выходе из эталона приобретает вид

$$I = \frac{EE^*}{E_0^2} I_0 = \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2(\varphi)} I_0, \quad \varphi = 2\pi \frac{ndv}{c \cdot \cos(\theta)}, \quad (4.38)$$

где  $I_0$  – интенсивность падающего на эталон излучения. Выражение (4.38) позволяет оценить все основные свойства эталона Фабри–Перо.

На рис. 4.29 приведены спектральные характеристики пропускания ИФП – зависимости  $(I/I_0) = f(\lambda_0)$ .

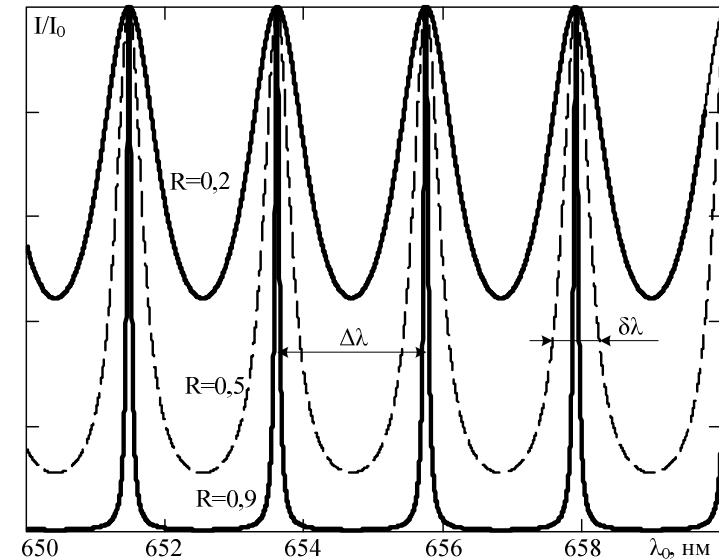


Рис. 4.29

Они построены для случая нормального падения света ( $\theta = 0$ ),  $n = 1$  и  $d = 100$  мкм при различных коэффициентах отражения  $R$ .

Видно, что для достижения высокой избирательности (добротности) необходимо в ИФП использовать отражающие слои с высоким  $R$ . Кроме того, от  $R$  зависит и контраст функции пропускания, т.е. динамический диапазон фильтрации эталона.

Из (4.38) следует, что максимальное значение  $I$  имеет место при  $\sin(\varphi) = 0$ , а минимальное – при  $\sin(\varphi) = 1$ , так что динамический диапазон (ДД) фильтрации будет равняться (в дБ)

$$D_1 = 10 \lg \left( \frac{I_{\max}}{I_{\min}} \right) = 10 \lg \left( \frac{(1-R)^2 + 4R}{(1-R)^2} \right). \quad (4.39)$$

На рис. 4.30 показана зависимость  $D_1 = f(R)$ .

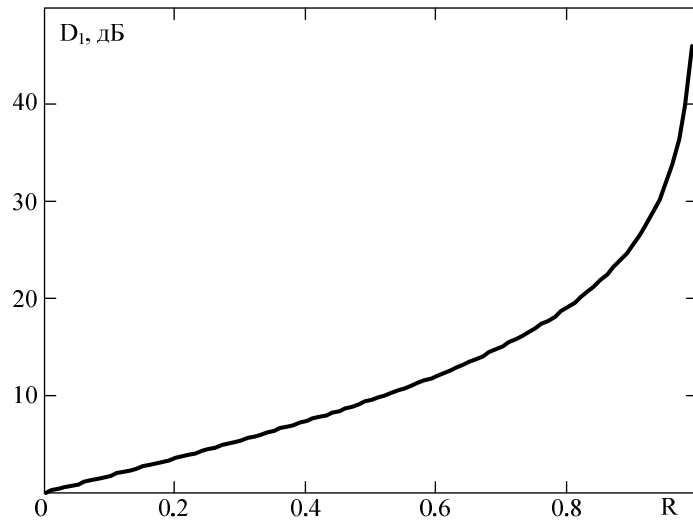


Рис. 4.30

Из (4.39) можно выразить и коэффициент отражения  $R$ , необходимый для достижения заданного ДД:

$$R = \frac{D_0 + 1 - 2\sqrt{D_0}}{D_0 - 1}, \quad D_0 = 10^{0,1 D_1}, \quad (4.40)$$

где  $D_0$  – ДД в размах.

Из (4.38) находим частотный разнос между полосами пропускания  $\Delta\nu = \frac{c \cdot \cos(\theta)}{2nd}$  или в длинах волн:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2 \cdot \cos(\theta)}{2nd}. \quad (4.41)$$

Ширина линии пропускания  $\delta\lambda$  также находится из (4.38). Выражения для  $\delta\lambda$  имеют вид

$$\begin{aligned} \delta\lambda &= \frac{\lambda_0^2 \cdot \cos(\theta)}{\pi nd} \arcsin \left( 0,5 \frac{(1-R)}{\sqrt{R}} \right) \text{ по уровню } 0,5; \\ \delta\lambda &= \frac{\lambda_0^2 \cdot \cos(\theta)}{\pi nd} \arcsin \left( 1,5 \frac{(1-R)}{\sqrt{R}} \right) \text{ по уровню } 0,1. \end{aligned}$$

При достаточно больших  $R$  арксинус допустимо приравнять к его аргументу, откуда получаем

$$\delta\lambda = 1,5 \frac{\lambda_0^2 \cdot \cos(\theta)}{\pi nd} \frac{(1-R)}{\sqrt{R}}. \quad (4.42)$$

Отметим еще одно полезное на практике свойство ИФП. Допустим, произведен расчет эталона на некоторую длину волны ( $\lambda_0$ ), но из-за погрешностей изготовления длина волны максимума пропускания ИФП отличается от расчетной. Настроиться на нужную  $\lambda_0$  можно поворотом ИФП, при котором происходит плавное перемещение полос пропускания. На рис. 4.31 приведены спектральные характеристики при различных углах поворота ИФП ( $n = 1$ ;  $R = 0,8$ ;  $d = 100$  мкм).

На рис. 4.32 показана зависимость длины волны максимума одной из фиксированных полос пропускания ИФП от угла его поворота. При повороте происходит также и изменения параметров  $\Delta\lambda$  и  $\delta\lambda$ , но эти

изменения настолько ничтожны, что ими можно пренебречь.

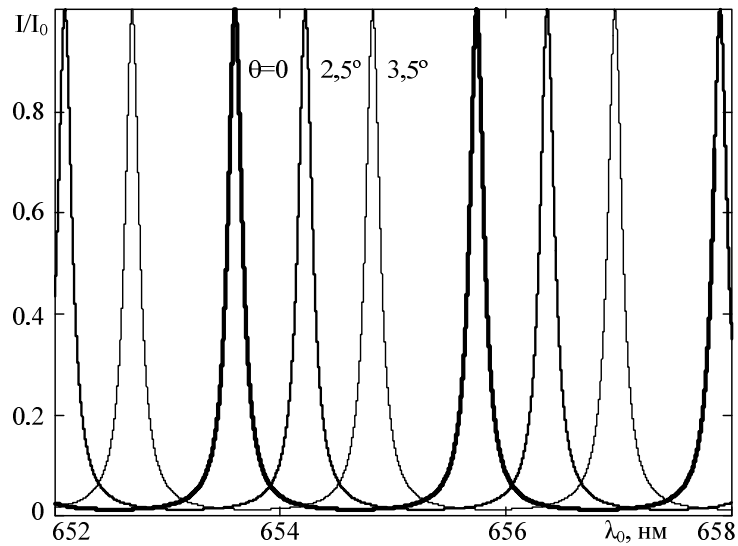


Рис. 4.31

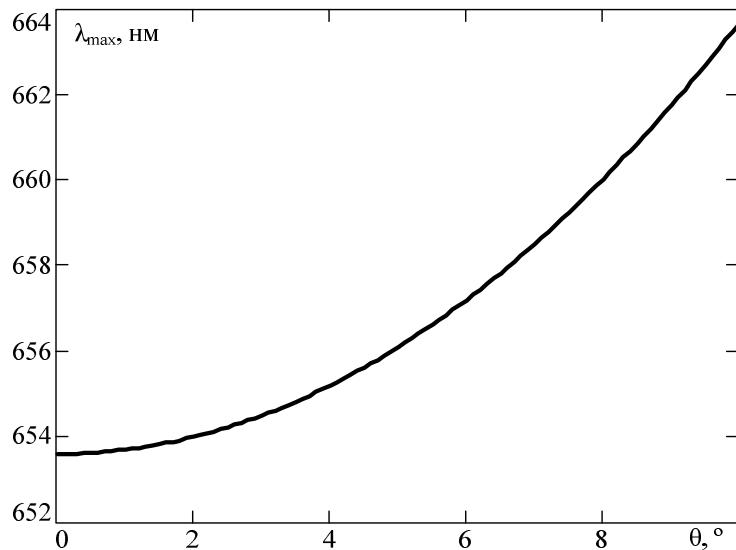


Рис. 4.32

На основе вышеизложенного можно предложить алгоритм расчета ИФБ с исходными данными (числовые результаты приведены для ИФБ с воздушным зазором  $n=1$ ): длина волны лазера  $\lambda_0 = 657$  нм, ширина линии излучения лазера  $\delta\lambda_0 = 1$  нм, динамический диапазон фильтрации  $D_1 = 30$  дБ, при этом ширина спектральной линии излучения на выходе из ИФБ  $\delta\lambda$  не должна превышать 0,2 нм по уровню 0,1.

1. По известным  $\lambda_0$  и  $\delta\lambda_0$ , учитывая, что расстояние между полосами пропускания нужно брать с запасом по отношению к ширине линии излучения лазера (допустим  $\Delta\lambda = 2-3 \delta\lambda_0$ ), из выражения (4.41) находим толщину эталона при нормальном его расположении ( $\theta = 0$ ):

$$d_0 = \frac{\lambda_0^2}{4\delta\lambda_0} = 107,9 \text{ мкм.}$$

2. Из выражения  $p = C\left(\frac{d_0}{0,5\lambda_0}\right) = 328$ , где  $C(x)$  обозначает целую часть от  $x$ ,  $p$  – номер полосы пропускания (моды), находим уточненное значение толщины:  $d = p \frac{\lambda_0}{2n} = 107,7 \text{ мкм.}$

3. Из (4.40) находим

$$D_0 = 10^{0,1D_1} = 1000 \text{ и } R = \frac{D_0 + 1 - 2\sqrt{D_0}}{D_0 - 1} = 0,939.$$

4. По формуле (4.42) проверяем

$$\delta\lambda = 1,5 \frac{\lambda_0^2}{\pi n d} \frac{(1-R)}{\sqrt{R}} = 0,121 \text{ нм} - \text{условие } \delta\lambda < 0,2 \text{ нм} \text{ выполняется.}$$

Что касается пространственных характеристик излучения, то улучшить их, по-видимому, возможно, воздействуя на лазерный пучок оптическими элементами, называемыми пространственными модуляторами света (ПМС).

Одним из вариантов ПМС может служить голографическая пластинка, записанная при участии "идеального" опорного излучения, другим – управляемые ПМС на жидких кристаллах, работающие как в проходящем, так и в отраженном свете. Такие модуляторы бывают двумерными и одномерными, оказывающими воздействие и на амплитуду, и на фазу излучения (см. раздел 2.2.4).

В качестве примера можно привести ПМС фирмы

"Boulder Nonlinear Systems" [78], схема активной области одного из которых (отражательного) приведена на рис. 4.33, а основные параметры – в таблице.

Размеры активной области	19660×19660 мкм
Диапазон длин волн	532-1550 нм
Эффективность	80-95 %
Количество активных элементов	1×12288
Диапазон регулировки фазы	2π
Количество фазовых уровней	50-100

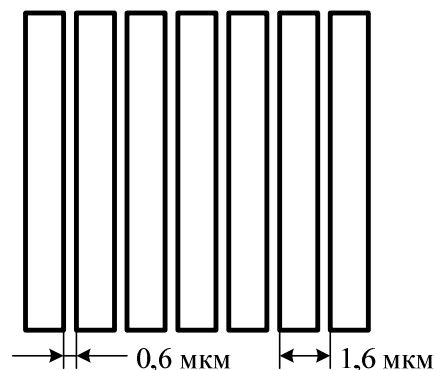


Рис. 4.33

## Заключение

Ядром акустооптических измерителей параметров сигналов являются акустооптические процессоры, реализующие перенос принимаемого сигнала в оптическую область, его последующее спектральное разложение, оцифровку и дальнейшую цифровую обработку.

В монографии затронуты вопросы построения основных вариантов акустооптических измерителей. Основное внимание уделено подробному описанию и анализу видов и источников погрешностей измерения. Показано, что причинами ошибок служат практически все подсистемы процессора, начиная от источника опорного лазерного излучения и оптической системы, заканчивая фотоприемным устройством и математическим обеспечением применяемой цифровой обработки.

Приведены различные варианты алгоритмической обработки сигналов, снимаемых с фотоприемника, причем как ставшие уже классическими, так и авторские, разработанные и опубликованные в последнее время. Эти алгоритмы основаны на аппроксимациях аппаратной функции, кривой настройки, а также на методе калибровки частотной шкалы. В заключительной части книги рассматриваются некоторые способы аппаратного развития акустооптических измерителей. Все эти методы – и алгоритмические, и аппаратные служат целям расширения возможностей АО-измерителей и минимизации их погрешностей.

### Список сокращений

АО – акустооптический  
 АОД – акустооптический дефлектор  
 АОИ – акустооптический измеритель  
 АОИПС – акустооптический измеритель параметров сигналов  
 АОИЧ – акустооптический измеритель частоты  
 АОП – акустооптический процессор  
 АОПФ – акустооптический преобразователь Фурье  
 АФ – аппаратная функция  
 АЦП – аналого-цифровой преобразователь  
 АЧХ – амплитудно-частотная характеристика  
 БХЖ – бихромированная желатина  
 ВЧ – высокочастотный  
 ВШП – встречно-штыревой преобразователь  
 ДД – динамический диапазон  
 ДН – диаграмма направленности  
 ДЭ – дисперсионный элемент  
 ИФП – интерферометр Фабри-Перо  
 КН – кривая настройки  
 ЛЧМ – линейно частотно-модулированный  
 МВ – метод взвешивания  
 МНК – метод наименьших квадратов  
 МПИ – многоэлементный приемник излучения  
 ОСШ – отношение сигнал-шум  
 ПЗС – прибор с зарядовой связью  
 ПК – персональный компьютер  
 ПМС – пространственный модулятор света  
 ППЛ – полупроводниковый лазер  
 ПУ – пороговое устройство  
 РИСС – распределение интенсивности светового сигнала  
 СВЧ – сверхвысокочастотный  
 СФ – спектральная функция  
 ФД – фотодиод  
 ФКМ – фазокодовая манипуляция  
 ФПУ – фотоприемное устройство  
 ЧМ – частотно-модулированный, частотная модуляция

### Библиографический список

1. Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. Акустооптические устройства и их применение. – М.: Радио и связь. – 1978.
2. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. – М.: Радио и связь. – 1985.
3. Харкевич А.А. Спектры и анализ. – М.: Физматгиз. – 1962.
4. Вольфовский Б.Н., Сердюков В.Г., Ветер В.В. Способ анализа спектров сигналов // АС № 817601. – 1981. – Бюл. №12.
5. Шибаев С.С., Помазанов А.В., Роздобудько В.В. Акустооптические измерители параметров радиосигналов. Монография. – Ростов-на-Дону. Изд-во ЮФУ. – 2014. – 233 с.
6. Роздобудько В.В., Помазанов А.В. и др. Акустооптический измеритель частотно-временных параметров СВЧ-радиосигналов // Специальная техника. – 2011. – №3. – С.8-24.
7. Волик Д.П., Шибаев С.С., Помазанов А.В. Принципы построения и реализация акустооптических измерителей параметров радиосигналов // Известия ЮФУ. Технические науки. – 2013. – №11. – С.175-182.
8. Кулаков С.В. Акустооптические устройства спектрального и корреляционного анализа. – Л.: Наука. – 1978.
9. Климков Ю.М. Основы расчета оптико-электронных приборов с лазерами. – М.: Сов. Радио. – 1978.
10. Li H., Ye J., McInerney J.G. // IEEE J. of Quantum Electronics. – 29(1993). – P.2421-2432.
11. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику: Пер. с англ. – М.: Мир. – 1970.
12. Шибаев С.С., Волик Д.П., Роздобудько В.В. Акустооптический приемник-частотомер на основе дефлектора с противофазным возбуждением ультразвука // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. – 2008. – Вып. 4. – С. 32-38.
13. Боков Л.А., Краковский В.А. Акустооптический интерферометр с поверхностным возбуждением звука // Радиотехника и электроника. – 1987. – №8. – С.1726-1731.
14. 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.

15. Дамон Р., Мэлони В., Мак-Магон Д. Взаимодействие света с ультразвуком. Явление и его применение // Физическая акустика. Под ред. У. Мэзона и Р. Терстона. – М.: Мир. – 1974. – Т.7. – 429с.

16. Акустические кристаллы. Справочник // Под ред. М.П. Шаскольской. – М.: Наука. – 1982. – 632 с.

17. Магдич Л.Н., Шницер П.И., Сасов В.Н. Влияние тепловых потерь на работу акустооптического дефлектора // Электронная техника. Сер.10, Квантовая электроника. – 1975. – Вып.1. – С.44-47.

18. Зубринов И.И., Шелопут Д.В. Эффект акустотермической фокусировки лазерного луча в халькогенидных стеклах и прустите // ФТТ. – 1975. – Т.17. – №3. – С.944-945.

19. Вольфовский Б.Н., Шибаев С.С., Роздобудько В.В. Алгоритмы вычисления частоты в акустооптических измерителях параметров радиосигналов // Известия вузов России. Радиоэлектроника. – 2008. Вып. 4. – С.38-46.

20. Вольфовский Б.Н., Шибаев С.С., Роздобудько В.В. Алгоритмический способ уменьшения погрешностей в акустооптических измерителях // Известия вузов России. Радиоэлектроника. – 2011. Вып. 5. – С.51-56.

21. Shibaev S.S., Pomazanov A.V., Volik D.P. A Method of Reducing the Systematic Error of Acousto-Optical Radio-Frequency Measuring Instruments // Measurement Techniques. – 2014. – V.57. – № 4. – P.421-425.

22. Помазанов А.В., Вольфовский Б.Н., Шибаев С.С. Способ измерения частоты радиосигнала в акустооптическом приемнике-частотомере // Патент России № 2521200. – 2014. – Бюл. № 18.

23. Заказнов Н.П. Прикладная оптика. – СПб.: Лань. – 2007.

24. Шибаев С.С. Акустооптический измеритель параметров радиосигналов // Патент России № 75761. – 2008. – Бюл. № 23.

25. Егоров Ю.В., Наумов К.П., Ушаков В.Н. Акустооптические процессоры. – М.: Радио и связь. – 1991.

26. Роздобудько В.В., Крутинский Г.С. Погрешности Фурье-преобразования в акустооптических измерителях параметров радиосигналов // Радиоэлектроника. – 1998. – № 1. – С.50-56.

27. Роздобудько В.В. Широкополосные акустооптические измерители частотных и фазовых параметров радиосигналов // Радиотехника. – 2001. – №1. – С.79-92.

28. Мирошников М.М. Теоретические основы оптикоэлектронных приборов. – Л.: Машиностроение. – 1983.

29. Роздобудько В.В., Пивоваров И.И., Червяков Г.Г. Исследование точностных параметров акустооптических демодуляторов частотно-модулированных сигналов // Известия вузов. Электроника. – 2002. – №4.

30. Бринкен И.О., Иванов С.А. Апертурные и световые характеристики телевизионной ПЗС-камеры // Техника средств связи. Сер. Техника телевидения. – 1978. – № 2. – С.10-14.

31. Двайт Г.Б. Таблицы интегралов и другие математические формулы: Пер. с англ. – М.: Наука. – 1973.

32. Престон К. Когерентные оптические вычислительные машины. – М.: Мир. – 1974.

33. Воскресенский Д.И., Гринев А.Ю., Воронин Е.Н. Радиооптические антенные решетки. – М.: Радио и связь. – 1986.

34. Shibaev S.S. Features of the use of CCD photodetectors in acoustooptic data-processing facilities // Journal of Optical Technology. – 2008. – V.75. – № 9. – P.595-598.

35. Шибаев С.С., Новиков В.М., Роздобудько В.В. Акустооптический измеритель параметров радиосигналов // Патент России № 72336. – 2008. – Бюл. № 10.

36. Шибаев С.С., Новиков В.М., Роздобудько В.В. Акустооптический измеритель параметров радиосигналов // Патент России № 75246. – 2008. – Бюл. № 21.

37. Таблицы интегралов Френеля. – М.: Изд. АН СССР. – 1953

38. Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и таблицами. – М.: Наука. – 1979.

39. Васильев Ю.Г., Карпов Ю.С., Смирнов Л.И. Оптоакустический демодулятор сигналов с частотной модуляцией // Техника средств связи. – 1979. – Вып. 4. – С.100-103.

40. Лебедев Н.В. Измерение координат точечного объекта телевизионной камерой на ПЗС // Техника средств связи. – 1978. – Вып. 6. – С.25-30.

41. Grossman S.B., Emmons R.B. Performance analysis and size optimization of focal planes for point-source tracing algorithm applications // Optical Engineering. – 1984. – 23(2). – С. 167-176.

42. Соломатин В.А., Якушенков Ю.Г. Сравнение некоторых способов определения координат изображений, осуществляемых с помощью многоэлементных приёмников излучения // Изв. вузов СССР. Приборостроение. – 1986. – Т. 29. – С.62-69.

43. Пашков В.С., Тидеман Н.А. Исследование алгоритмов оценки координат изображений точечных излучателей в оптико-электронных приборах с многоэлементными фотоприёмниками // Изв. вузов СССР. Приборостроение. – 1987. – Т. 31. – №4. – С.63-68.

44. Боков В.Л., Новикова Ю.В., Пашков В.С., Тидеман Н.А. Исследование точностных характеристик оптико-электронных приборов с многоэлементными фотоприёмниками // Изв. вузов СССР. Приборостроение. – 1989. – С.64-68.

45. Краснов В.Н., Сахно С.П., Тымчик Г.С. Алгоритм поиска экстремальных значений видеосигнала ПЗС-приёмников // Оптические и оптико-электронные приборы и системы. – 1985. – С.78-82.

46. Андреев А.Л., Кузнецов В. И., Пашков В.С. Использование метода конечных разностей при обработке сигнала в телевизионном измерителе координат на ПЗС // Техника средств связи. – 1984. – Вып. 6. – С.58-62.

47. Иванкин И.Р., Пашков В.С., Фисенко Е.Ю., Эвентаве Ю.М. Интерполяционные алгоритмы определения положения центра изображения объекта с помощью ПЗС // Техника средств связи. – 1986. – Вып. 4. – С.37-43.

48. Васильев Ю.Г. Оптико-акустический демодулятор сигналов с частотной модуляцией // Техника средств связи. – 1979. – № 4. – С.100-103.

49. Вернигоров И.С., Пуговкин А.В. Акустооптический частотный демодулятор // Радиотехника и электроника. – 1989. – № 3. – С.628-631.

50. Щербак В.И., Паршуткин А.В. Статистический синтез оптимальных измерителей частоты на акустооптическом модуляторе // Радиотехника и электроника. – 1992. – № 12. – С.2209-2215.

51. Вольфовский Б.Н., Шibaев С.С., Роздобудько В.В. Аппроксимативные алгоритмы вычисления частоты радиосигналов в акустооптических спектроанализаторах // Вопросы специальной радиоэлектроники. Общие вопросы радиоэлектроники. – 2008. Вып. 1. – С.77-83.

52. Роздобудько В.В., Пелипенко М.И. Быстродействующий измеритель параметров СВЧ-радиосигналов // Специальная техника. – 2006. – № 1. – С. 28-36.

53. Вольфовский Б.Н., Шibaев С.С., Роздобудько В.В. Экспериментальное исследование алгоритмов вычисления частоты радиосигналов в акустооптических спектроанализаторах // Вопросы специаль-

ной радиоэлектроники. Общие вопросы радиоэлектроники. – 2008. Вып. 1. – С.122-127.

54. Роздобудько В.В. Исследование эффектов саморазогрева  $\text{LiNbO}_3$ -дефлекторов, работающих в составе акустооптических частотомеров // Известия вузов России. Радиоэлектроника. – 2000. Вып. 1. – С.10-14.

55. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. – М.: Наука. – 1978.

56. Роздобудько В.В., Дикарев Б.Д. Высокоточный акустооптический приемник-частотомер комбинированного типа // Радиотехника. – 2003. – №9. – С.31-36.

57. Задорин А.С., Шандаров С.М., Шарангович С.Н. Акустические и акустооптические свойства монокристаллов. – Томск: Издательство Томского Университета ка. – 1987.

58. Анго А. Математика для электро- и радиоинженеров. – М.: Наука. – 1965.

59. Вольфовский Б.Н., Шibaев С.С., Роздобудько В.В. Способ измерения частоты радиосигнала в акустооптическом приемнике-частотомере // Патент России № 2421767. – 2011. – Бюл. № 17.

60. Новиков В.М., Роздобудько В.В., Шibaев С.С. Широкополосный акустооптический измеритель параметров радиосигналов // Патент России № 72082. – 2008. – Бюл. № 9.

61. Новиков В.М., Шibaев С.С., Роздобудько В.В. Широкополосный акустооптический измеритель параметров радиосигналов // Патент России № 119135. – 2012. – Бюл. № 22.

62. Шibaев С.С., Волик Д.П., Новиков В.М., Помазанов А.В. Акустооптический СВЧ дефлектор // Патент России № 145757. – 2014. – Бюл. № 27.

63. Шibaев С.С., Новиков В.М., Волик Д.П. Акустооптический измеритель параметров радиосигналов // Патент России № 146948. – 2014. – Бюл. № 29.

64. Роздобудько В.В., Бакарюк Т.В. Акустооптический СВЧ дефлектор с поверхностным возбуждением ультразвука // Приборы и техника эксперимента. – 2003. – № 16. – С.74-76.

65. Alphonse G.A. Broad-Band Acousto-Optic Deflectors Using Sonic Gratings for First-Order Beam Steering // RCA Rev. – 1972. – V.33. – № 3. – P.543-594.



66. Шибает С.С., Новиков В.М., Роздобудько В.В., Дмитришин А.В. Широкополосный акустооптический измеритель параметров радиосигналов // Патент России № 2367987. – 2009. – Бюл. № 26.

67. Шибает С.С., Новиков В.М., Роздобудько В.В. Широкополосный акустооптический дефлектор // Патент России № 87269. – 2009. – Бюл. № 27.

68. <http://www.brimrose.com>.

69. Малов А.Н., Морозов В.Н., Компанец И.Н., Попов Ю.М. Формирование изображения в когерентной системе с синтезированной апертурой // Квантовая электроника. – Т.4 – №9. – 1981. – С.1977-1985.

70. Балакший В.И., Парыгин В.Н. Синтез апертуры в устройствах пространственного управления световым пучком // Квантовая электроника. – 1980. – Вып.7. – №4. – С.829-834.

71. Шибает С.С., Новиков В.М., Роздобудько В.В. Теория акустооптического спектроанализатора с синтезированной апертурой // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. – 2010. – Т.13. – №1. – С.55-60.

72. Шибает С.С., Новиков В.М., Роздобудько В.В. Акустооптический измеритель параметров радиосигналов // Патент России № 70713. – 2008. – Бюл. № 4.

73. Шибает С.С., Новиков В.М., Роздобудько В.В. Экспериментальное исследование акустооптического СВЧ-спектроанализатора с синтезированной апертурой // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. – 2010. – Т.13. – №2. – С.76-82.

74. Шибает С.С., Новиков В.М., Роздобудько В.В. Акустооптический измеритель с синтезом апертуры // Патент России № 87534. – 2009. – Бюл. № 28.

75. Волик Д.П., Роздобудько В.В. Анализ амплитудно-частотной характеристики акустооптического дефлектора с поверхностным пьезопреобразователем // ЖТФ. – 2009. – Т.79. – Вып.6. – С.124-129.

76. Shibaev S.S., Volik D.P., Pomazanov A.V. An increase in the resolution of acousto-optic processors // Technical Physics. – 2015. – V.85. – № 4. – P.568-570.

77. Потемкин А.К., Хазанов Е.А. Вычисление параметра  $M^2$  лазерных пучков методом моментов // Квантовая электроника. – 2005. – Т.35. – №11. – С.1042-1044.

78. <http://www.bnonlinear.com>.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>Введение .....</b>	<b>3</b>
<b>ГЛАВА 1</b>	
<b>АО-ПРОЦЕССОРЫ. СХЕМНЫЕ РЕШЕНИЯ И КОНСТРУКТИВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ .....</b>	<b>7</b>
<b>1.1. Акустооптический преобразователь Фурье .....</b>	<b>7</b>
<b>1.2. АО-измеритель параллельного типа .....</b>	<b>10</b>
<b>1.3. АО-измеритель последовательного типа .....</b>	<b>15</b>
<b>1.4. Аппаратная функция АО-измерителя .....</b>	<b>20</b>
<b>ГЛАВА 2</b>	
<b>ВИДЫ И ИСТОЧНИКИ ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ СИГНАЛОВ В АО-ПРОЦЕССОРАХ .....</b>	<b>21</b>
<b>2.1. Неидеальность входного тракта .....</b>	<b>21</b>
2.1.1. Нелинейность амплитудной характеристики .....	21
2.1.2. Неравномерность АЧХ СВЧ-тракта .....	22
2.1.3. Несогласованность АОД с входным СВЧ-трактом .....	22
<b>2.2. Качество источника лазерного излучения .....</b>	<b>23</b>
2.2.1. Нестабильность длины волны излучения .....	23
2.2.2. Ширина и спектральный состав линии излучения .....	23
2.2.3. Оптическая обратная связь .....	25
2.2.4. Пространственные характеристики излучения .....	26
<b>2.3. Неидеальность характеристик АО-дефлектора .....</b>	<b>32</b>
2.3.1. Неравномерность АЧХ АОД .....	32
2.3.2. Частотная вариация апертуры .....	33
2.3.3. Затухание ультразвука в кристалле .....	33
2.3.4. Явления разогрева АОД .....	33

<b>2.4. Качество оптического тракта и его элементов .....</b>	<b>39</b>
2.4.1. Качественная оценка влияния оптики .....	39
2.4.2. Погрешности оптического Фурье-преобразования .....	42
<b>2.5. Неидеальность фотоприемника .....</b>	<b>50</b>
2.5.1. Геометрические погрешности .....	50
2.5.2. Неоднородность чувствительности .....	54
2.5.3. Неидентичность амплитудных характеристик .....	60
2.5.4. Инерционность фотодиодов .....	60
2.5.5. Дифракционные эффекты в фотоприемнике .....	66
<b>2.6. Динамические погрешности .....</b>	<b>77</b>

### ГЛАВА 3 АЛГОРИТМИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ В АО-ПРОЦЕССОРАХ .....

<b>3.1. Традиционные алгоритмы .....</b>	<b>93</b>
<b>3.2. Обзор высокоточных алгоритмов измерения .....</b>	<b>99</b>
<b>3.3. Алгоритмические способы минимизации погрешностей .....</b>	<b>109</b>
3.3.1. Аппроксимация аппаратной функции .....	109
3.3.2. Особенности измерения частоты в динамическом диапазоне АО-измерителя .....	121
3.3.3. Аппроксимация кривой настройки .....	138
3.3.4. Калибровка частотной шкалы .....	147

### ГЛАВА 4 ПЕРСПЕКТИВНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ РАЗВИТИЯ АППАРАТУРНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ АО-ПРОЦЕССОРОВ ....

<b>4.1. Расширение диапазона рабочих частот .....</b>	<b>152</b>
4.1.1. Краткий обзор методов .....	152
4.1.2. Двухлепестковое взаимодействие .....	156

<b>4.2. Увеличение разрешающей способности .....</b>	<b>167</b>
4.2.1. Синтез световой апертуры .....	167
4.2.2. Использование эффекта Доплера в АОД .....	185
<b>4.3. Улучшение качества лазерного излучения .....</b>	<b>191</b>
4.3.1. О параметрах лазерных пучков .....	191
4.3.2. Улучшение спектральных и пространственных характеристик излучения .....	194
<b>Заключение .....</b>	<b>202</b>
<b>Список сокращений .....</b>	<b>203</b>
<b>Библиографический список .....</b>	<b>204</b>

**Научное издание**

**Шибает Станислав Сергеевич  
Помазанов Александр Васильевич  
Вольфовский Борис Наумович**

**Акустооптические процессоры.  
Алгоритмы и погрешности измерений**

**Монография**

*Ответственный за выпуск Помазанов А.В.*

*Редакторы: Проценко И.А., Надточий З.И., Чиканенко Л.В.*

*Корректоры: Надточий З.И., Чиканенко Л.В., Проценко И.А.*

Подписано в печать \_\_\_\_\_

Формат 60×84<sub>1/16</sub>.

Заказ №\_\_\_\_\_. Тираж 50 экз.

Усл. п.л. – 13,3 . Уч.-изд.л. – 13,1 .

---

Издательство Южного федерального университета

344091, г. Ростов-на-Дону, пр. Стачки, 200/1.

Тел. (863)2478051.

Отпечатано в Секторе обеспечения полиграфической продукции кам-  
пуса в г. Таганроге отдела полиграфической, корпоративной и сувенир-  
ной продукции ИПК КИБИ МЕДИА ЦЕНТРА ЮФУ ГСП 17А, Та-  
ганрог, 28, Энгельса, 1.

Тел. (8634)371717, 371655.