

В.И. Воробьев

**ОПТИЧЕСКАЯ
ЛОКАЦИЯ
для
РАДИО-
ИНЖЕНЕРОВ**

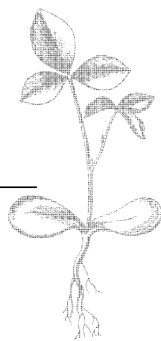
В.И.Воробьев

**ОПТИЧЕСКАЯ
ЛОКАЦИЯ
ДЛЯ
РАДИО·
ИНЖЕНЕРОВ**

Под редакцией профессора **В. П. Васильева**



МОСКВА «РАДИО и СВЯЗЬ» 1983



ББК 32.86

В75

УДК 621.396.967.029.7 (024) : 621.37

Воробьев В. И.

В75 Оптическая локация для радиоинженеров.
Под ред проф. В. П. Васильева. — М.: Радио и
связь, 1983. — 176 с.

50 к.

Рассматриваются особенности оптических локационных методов по сравнению с радиолокационными. Описываются физические процессы формирования, излучения и приема локационных сигналов, принципы обнаружения и измерения параметров целей. Намечаются области предпочтительного применения оптико-электронных и радиотехнических средств. Материал иллюстрируется примерами зарубежных разработок. В основу изложения положены статистические методы радиолокации и полуклассической теории фотоэмиссии, поэтому знакомство читателя с курсом квантовой механики не требуется.

Для инженерно-технических работников, специализирующихся в области радиоэлектроники.

В 2402020000-034
046(01)-83 17-82

ББК 32.86

6Ф4

Рецензенты: д-р техн. наук проф. П. А. Бакут, д-р техн. наук
проф. Ю. Г. Якушенков

Редакция литературы по кибернетике и вычислительной технике

Валерий Иванович Воробьев

ОПТИЧЕСКАЯ ЛОКАЦИЯ ДЛЯ РАДИОИНЖЕНЕРОВ

Под редакцией профессора **В. П. Васильева**

Редактор **Ю. И. Суханов**

Художник **А. Т. Кириянов**

Художественный редактор **Н. А. Игнатьев**

Технический редактор **Г. З. Кузнецова**

Корректор **Г. Г. Лев**

ИБ № 78

Сдано в набор 25.05.82

Подписано в печать 21.01.83

T-04629

Формат 84 × 108¹/₃₂ Бумага типографская № 2 книж-журн. Гарнитура литературная

Печать высокая Усл. печ. л. 9,24 Усл.-кр. отт. 9,55 Уч.-изд. л. 9,87

Тираж 9000 экз. Изд. № 19613 Зак. № 200 Цена 50 к.

Издательство «Радио и связь». 101000 Москва, Главпочтамт, а/я 693

Ордена Октябрьской Революции и ордена Трудового Красного Знамени Первая Образцовая типография имени А. А. Жданова Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательства, полиграфии и книжной торговли. Москва, М-54, Валуевская, 28

© Издательство «Радио и связь», 1983

ПРЕДИСЛОВИЕ

Оптико-электронные локаторы (ОЭЛ), в том числе лазерные, предназначены для обнаружения и распознавания целей, излучающих или рассеивающих электромагнитные волны с частотами $3 \cdot (10^{11} \dots 10^{16})$ Гц. Структурные схемы локаторов мало зависят от их рабочих частот, поэтому теорию радиолокационных систем (РЛС) во многом можно распространить и на ОЭЛ. Эта теория широко используется для расчетов инфракрасных систем [1—3]. Характеристики лазерных локаторов часто ограничиваются квантовым шумом сигнала, что приводит к таким особенностям в его обработке, как метод счета фотонов. Однако в работах [4, 5] показано, что вместо квантовой теории для описания процессов приема оптических сигналов можно воспользоваться полуклассической теорией фотоэмиссии. Полуклассическое изложение отдельных вопросов оптической локации было принято в работе [6].

В основу настоящей книги положен курс «Квантово-оптические системы», который автор читал в МИРЭА в 1975/80 гг. В ней рассмотрены процессы, происходящие в фотоприемниках, лазерах, роль люминесценции и квантового шума, структурные схемы и принципы расчета параметров ОЭЛ. Материал излагается на основе полуклассических представлений и методов статистической радиолокации. Назначение книги — помочь радиоинженерам составить представление о месте оптико-электронных систем в локации и дать им знания для изучения специальной литературы. Ради этого автор, по возможности, отдал предпочтение обозначениям и определениям, принятым в радиолокации, радиосвязи и технике фотоприема.

Автор выражает глубокую благодарность д-ру техн. наук профессору Веницкому А. С. за постановку задачи и многочисленные советы, благодарит товарищей по работе за поддержку и помощь. Ценные замечания при рецензировании сделали д-р наук профессор Якушников Ю. Г. и д-р техн. наук профессор Бакут П. А.

Все замечания и пожелания по содержанию книги можно направлять по адресу: Москва, 101000, Главпочтамт, а/я 693, издательство «Радио и связь».

ОСОБЕННОСТИ МЕТОДОВ И ТЕХНИКИ ОПТИЧЕСКОЙ
ЛОКАЦИИ

1.1. Формирование сигналов в ОЭЛ и РЛС

1. Параметры зондирующих сигналов. В РЛС широко используются сложные сигналы, для которых произведение длительности на ширину спектра излучаемых частот (база сигнала) много больше единицы [7]. Такие сигналы обеспечивают высокое частотно-временное разрешение при увеличенной дальности действия. Технические возможности формирования сложных оптических сигналов пока ограничены. Хотя базы типичных гигантских лазерных импульсов достигают $10^2 \dots 10^4$, их фазовая структура обычно неизвестна, что препятствует осуществлению когерентного приема (сжатия) эхо-сигналов. Но принцип сжатия, т. е. компенсации фазового спектра зондирующего сигнала, реализуется в лазерах с синхронизацией мод, которые излучают последовательность простых импульсов с длительностями до $10^{-11} \dots 3 \cdot 10^{-13}$ с, не достижимыми в радиодиапазоне. Конечно, использование таких сверхкоротких импульсов в ОЭЛ невозможно без разработки новых методов их приема и обработки.

Относительная нестабильность частоты когерентных источников сравнительно мало зависит от номинальной величины рабочей длины волны. Поэтому с ростом несущей частоты расширяется спектр флуктуаций излучаемых колебаний. Этот фактор ограничивает характеристики когерентных ОЭЛ.

Мощные лазеры, как правило, работают в многомодовом режиме, при котором ширина диаграммы направленности излучения превышает дифракционную вследствие несинфазности колебаний в раскрыве антенны. Явления частичной синхронизации мод, конкуренции мод, тепловые и нелинейные эффекты определяют сложную пространственную и временную динамику излучения импульсных лазеров, не характерную для генераторов радиоволн. Она проявляется в случайных изменениях

спектрального состава и направления излучения в течение длительности импульса.

2. Формирование принимаемых сигналов и источники внешних помех. Ослабление интенсивности пучка электромагнитных волн в средах вызывается поглощением и рассеянием. Поглощение излучения приводит к разогреву среды, к фотохимическому, фотоэлектрическому и другим эффектам. Оно в основном определяет затухание микроволнового и инфракрасного излучений в атмосфере. Линии, полосы и системы полос поглощения атмосфер планет соответствуют электронным, колебательным и вращательным резонансам атомов и молекул. В оптическом спектре структура линий поглощения очень тонка и сложна. Так, изменение несущей частоты ОЭЛ на 0,01% в диапазоне видимого излучения, который в среднем считают «окном прозрачности», может привести к изменению поглощения толщи атмосферы Земли в несколько раз. Плазменная оболочка, окружающая космический аппарат (КА) при входе в атмосферу Земли, в течение более 10 мин полета экранирует прохождение волн с частотами ниже 4 ... 100 ГГц. Локация и связь с КА возможны на оптических частотах. Упрощенный ход спектрального коэффициента поглощения $a_n(\lambda)$ толщи атмосферы Земли при благоприятных условиях наблюдения представлен на рис. 1.1.

В зависимости от размеров элементарных неоднородностей в мутной среде различают релеевский, резонансный (Ми) и оптический типы рассеяния, при которых энергия пучка излучения перераспределяется в пространстве без изменения количества. Если размер всех неоднородностей одинаков и много меньше длины волны λ , то наблюдается релеевское рассеяние, интенсивность которого пропорциональна λ^{-4} . Поэтому характеристики РЛС метрового диапазона мало зависят от состояния тропосферы Земли. Дождевые зоны рассеивают излучения с длинами волн короче 10 см, а пыль, дым, град, снег — в основном световые волны. Оптическая прозрачность атмосферы, ограничивающая характеристики ОЭЛ, весьма изменчива и зависит от географического местоположения локатора, сезона, времени суток, погоды. Частным случаем релеевского рассеяния является молекулярное рассеяние, существенное на длинах волн короче 0,8 мкм. При молекулярном рассеянии проявляется квантовая структура излучения и вещества. Рассея-

ние световых волн от неподвижного объекта может сопровождаться изменениями спектра эхо-сигнала. Так, при комбинационном типе рассеяния в спектре отраженного монохроматического колебания частотой f наблюдаются частоты $f \pm F_n$, причем F_n являются резонансными частотами молекул (атомов) рассеивающего вещества [19]. Если частота излучения ОЭЛ приближается к одной из резонансных частот молекул среды, то интен-

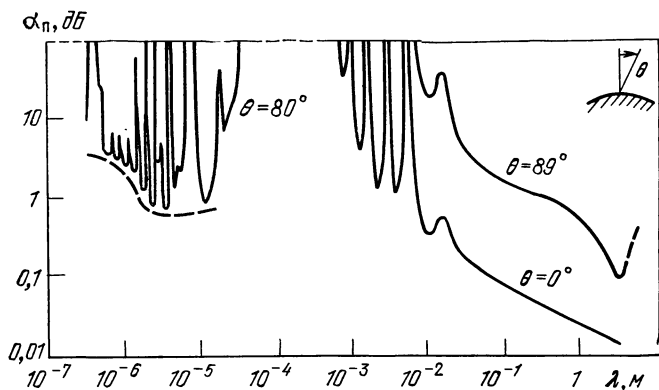


Рис. 1.1.

сивность вторичного излучения может увеличиваться многократно, и тогда регистрируется люминесценция. Люминесцирующая молекула, в отличие от рассеивающей частицы, вносит во вторичное излучение случайную фазовую задержку. Спектр люминесценции может состоять из многих линий в соответствии с квантовым механизмом возникновения вторичных волн.

Лазерное освещение позволяет визуально изучать известные в радиолокации интерференционные эффекты при формировании эхо-сигналов от шероховатых целей. Изменения ракурса цели при постоянной дальности, вибрации и движения деталей ее конструкции вызывают доплеровское уширение спектра сигнала, пропорциональное величине несущей частоты. Искажения фазового фронта волн приводят к блужданиям наблюдаемого положения даже интенсивного источника отраженного сигнала относительно истинного. При освещении разрешенной по углу цели лучом широкополосного лазера интерференционный механизм мерцаний становится

второстепенным, и флуктуации эхо-сигнала на выходе некогерентного фотоприемника определяются только сменой деталей цели, различающихся коэффициентами яркостей. Замирания вторичного излучения объектов, являющиеся мультипликативной помехой, приводят к ухудшению рабочих характеристик ОЭЛ, к снижению разрешающей способности систем со сложными зондирующими сигналами. Вместе с тем длительное наблюдение закономерностей мерцаний способствует решению задач распознавания целей.

Источники пассивных помех в ОЭЛ и РЛС одни и те же — местные предметы, гидрометеоры, земная и водная поверхности и т. п. Протяженные ложные цели являются причиной многолучевости прихода эхо-сигнала, которая вызывает в наземных радиодальномерах ошибки порядка дециметров [8] и снижает эффективность пеленгации объектов у горизонта. Высокое угловое разрешение ОЭЛ облегчает борьбу с пассивными помехами.

Явление рефракции электромагнитных волн в тропосфере и ионосфере нужно учитывать при измерениях расстояний и направлений на цели. Так, поправка на регулярную рефракцию ΔR_0 для оптического измерения с наземного пункта расстояния до КА составляет 3 ... 15 м [9], а модуля зенитного угла 0 ... 9 мрад при изменении зенитного угла КА от 0° до 90°. Соответствующая поправка на регулярную рефракцию при радиоизмерениях 6 ... 23 м. В атмосфере Венеры поправка ΔR_0 больше в 100 раз.

Турбулентность вызывает флуктуации коэффициента преломления тропосферы и ионосферы, что приводит к фазовым, амплитудным и поляризационным замираниям и искажениям формы сигналов. При кратковременном наблюдении объекта атмосферный канал можно считать линейным пространственным фильтром с постоянными параметрами, различными для отдельных точек объекта. Но вокруг любого направления всегда существует угловая область изопланатизма, в пределах которой условия прохождения эхо-сигналов практически одинаковы.

Коэффициент преломления атмосферы для оптического излучения вследствие инерционности дипольных молекул паров воды значительно меньше зависит от давления паров, чем для радиоволн. Поэтому случайная метеорологическая погрешность прецизионных радиодаль-

номеров в несколько раз превышает метеорологическую погрешность оптических дальномеров [8]. Распространение мощного лазерного луча в атмосфере может сопровождаться самофокусировкой, дефокусировкой, электрическим пробоем воздуха и вынужденным рассеянием.

Основными естественными источниками активных помех являются Солнце, Земля и Луна. На рис. 1.2 представлена огибающая спектральной освещенности $M(\lambda)$

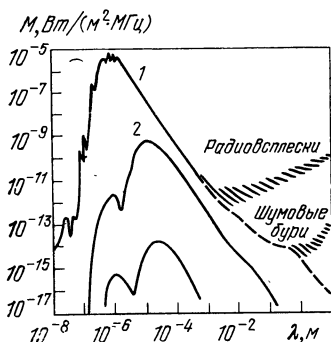


Рис. 1.2.

на верхней границе атмосферы Земли от Солнца (кривая 1), полной Луны (кривая 2) и Марса при среднем противостоянии. Для оптической локации перспективны спектральные области малой интенсивности активных помех: линии резонансного поглощения слоев атмосфер планет, не находящихся на пути распространения эхо-сигнала, фраунгоферовы линии поглощения в спектрах Солнца и звезд и т. п.

3. Формирование пучков излучения. Технологическая погрешность изготовления линз и отражателей в диапазоне СВЧ составляет $\lambda/32, \dots, \lambda/16$. Оптическое производство требует точностей до 0,05 мкм и выше. Максимально достижимый размер антенны ограничивается искажениями ее профиля под действием веса, изменений силы тяжести, температуры, углов визирования и ветровой нагрузки. Среди крупнейших наземных СВЧ антенн можно назвать поворотный радиотелескоп в Бонне размером 100 м, меридиональный советский 600-метровый телескоп РАТАН-600, антенну в Аресибо (Пуэрто-Рико) диаметром 305 м, локационную антенну в Голдстоуне (Калифорния) диаметром 64 м [10]. Оптические телескопы обсерваторий в Дю-Понте (Чили) и им. Хейла (Паломар) имеют диаметр 5 м, а у телескопа БТА (САО, СССР) диаметр равен 6 м. Бортовые антенны сантиметрового диапазона диаметром более 3 м можно считать большими. Национальное управление США по аэронавтике и исследованиям космического пространства планирует в 1983 г. вывод на орбиту спутника ST

с крупнейшим бортовым телескопом диаметром 2,4 м. Так как отношение диаметров антенн РЛС и ОЭЛ (исключая интерферометры и синтезированные апертуры) не превышает 10 ... 50, то угловое разрешение ОЭЛ в 5 ... 10^3 раз лучше. Например, разрешение телескопа спутника *ST* составит 0,5 мкрад. Методы синтеза апертуры и интерферометрии сближают величины разрешений оптических и радиоантенн. Так, построен радиотелескоп с синтезированной апертурой длиной 5 км, который на длине волны 2 см имел разрешение 5 мкрад, как у больших оптических телескопов в горных районах. Радиоинтерферометры со сверхдлинной базой, близкой к диаметру Земли, имеют в диапазоне длин волн 2 ... 15 см разрешение $(1 \dots 7) \cdot 10^{-2}$ мкрад, как и звездный интерферометр Майкельсона с базой 18 м на длине волны 500 нм. Оптические самофазирующиеся антенные решетки, аналогичные микроволновым, обеспечивают почти дифракционную фокусировку луча ОЭЛ на удаленный объект в турбулентной среде. Предпринимаются попытки преодолеть ограничения на разрешение приемных оптических систем, налагаемые мешающим влиянием турбулентности. Наиболее просто эта задача решается для объекта, угловые размеры которого меньше размеров изопланатической области среды, так как для исправления его изображения достаточно скорректировать изображение точечного источника в той же области (опорной звезды или удаленного лазера).

4. Характеристики приемных устройств. Методы приема СВЧ колебаний непригодны в оптическом диапазоне на длинах волн, для которых спектральная плотность kT теплового шума приемного устройства меньше энергии фотона hf ($k=1,38054 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — постоянная Больцмана; $h=6,6256 \cdot 10^{-34}$ Дж·с — постоянная Планка; T — абсолютная шумовая температура). Приемный фидер РЛС служит для согласования антенны, размеры которой больше длины волны, и смесительного детектора, относящегося к сосредоточенным компонентам изделия. Согласующими элементами являются коаксиальные и волноводные линии и резонаторы. Детекторы СВЧ выпрямляют приложенное напряжение вследствие зависимости их проводимости от амплитуды и полярности поля, структура которого соответствует выбранному типу колебаний. Явление детектирования наблюдается и в поле очень мощного оптического излучения как результат

нелинейной поляризации среды. При частотном масштабировании конструкций детекторов на длинах волн меньше нескольких миллиметров возникают проблемы обеспечения малых паразитных емкостей ($<0,01$ пФ), надежности выводов, отвода тепла. Методы фотолитографии, возможно, позволят продвинуться в область частот до 30 ТГц. Супергетеродинные приемники в диапазоне миллиметровых и децимиллиметровых волн отличаются повышенными потерями преобразования и требуют охлаждения до криогенных температур. Поэтому обращаются к простым и дешевым видеодетекторным приемникам, эквивалентная спектральная плотность шума которых составляет до $10^{-11} \dots 10^{-12}$ Вт/Гц^{1/2}. Их конструкции имеют традиционное волноводное исполнение. Но возможно и иное техническое решение, основанное на замене сосредоточенных детекторов распределенными, используемыми в ОЭЛ.

Некогерентные фотоприемники применяются в ОЭЛ чаще других. Это объясняется их нечувствительностью к значительным доплеровским сдвигам частот и типу поляризации, высокой обнаружительной способностью и простотой конструкций. Из теории антенн известно, что линейные размеры сфокусированного антенной кружка рассеяния не могут быть меньше половины длины волны излучения. Поэтому для сосредоточенных детекторов характерен одномодовый режим приема. С помощью одной антенны и одного фотодетектора, размеры чувствительной площадки которого много больше длины волны, можно осуществить некогерентный прием многомодового излучения, которое воспринимается антенной в угловом поле, много большем ее диаграммы направленности. Широкополосный параллельный прием оптических сигналов с помощью мозаики распределенных фотоприемников не требует сложных мер по согласованию их с антенной. Мозаика когерентных фотодетекторов формирует голограммы, позволяющие восстанавливать трехмерные изображения объектов.

Ток на выходе некогерентного фотоприемника в точности пропорционален квадрату огибающей напряженности падающего поля. В смесителях радиоприемников квадратичный детектор, дающий минимум комбинационных частот, является желаемым идеалом. Перспективными приборами для ОЭЛ могут стать квантовые счетчики для инфракрасного излучения, в которых каждый

поступающий фотон несущей частоты с известной вероятностью преобразуется в фотон более высокой частоты. «Промежуточная» частота в этих приборах, выбираемая в области высокой чувствительности некогерентных фотодетекторов, равна сумме оптических частот сигнала и накачки.

Шум на входах радио- и когерентных фотоприемников можно считать широкополосным гауссовским процессом. В некогерентных фотодетекторах с внутренним усилением шум также широкополосный, но негауссовский. Этот шум, как и сигнал, является последовательностью коротких многоэлектронных импульсов тока. Редкие шумовые импульсы вызывают ошибки 2-го рода (ложные тревоги), но практически не искажают форму наблюдаемого сигнала. Неустранимым в фотоприемниках является квантовый шум сигнала, спектральная плотность которого пропорциональна энергии кванта излучения hf .

Частотная характеристика последетекторного фильтра при ограничении чувствительности некогерентного фотоприемника квантовым шумом сигнала мало зависит от формы и приближается к виду $H(f) \propto \sin(Af)/(Af)$, $A = \text{const}$, что дает почти равновзвешенное накопление (счет) фотонов сигнала. В диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн, где типичный коэффициент шума приемных устройств (без уникальных усилителей) равен 8 ... 50, чувствительность при отношении сигнал-шум по напряжению 4 составляет $(5 \dots 30) \times 10^{-19}$ Дж. Практически достижимая энергия порогового сигнала при вероятности некогерентного обнаружения 0,9 и ограничении чувствительности квантовым шумом сигнала равна $(5 \dots 10) \cdot 10^{-18}$ Дж. Пороговая чувствительность экспериментального гетеродинного фотоприемника на длине волны 10,6 мкм при использовании фотодиода из HgCdTe и отношении сигнал-шум по напряжению, равном 4, составила $(1,6 \dots 3,2) \cdot 10^{-18}$ Дж. Таким образом, радиоприемные устройства по сравнению с фотодетекторами более чувствительны к мерцающим сигналам. Иная картина может быть при обнаружении случайных целей. Мерцания амплитуды эхосигнала на выходе некогерентного фотоприемника в большинстве случаев можно описывать распределением Пуассона [11], тогда как флуктуации сигнала при той же длительности наблюдения на выходе когерентно-

го радиоприемника подчиняются закону Релея. Обнаружение сигнала, распределенного по закону Пуассона, обеспечивается при меньшей его энергии, чем обнаружение релеевского сигнала.

1.2. Структурная схема ОЭЛ

1. Структурная схема изделия определяет его функциональные части, их назначение и взаимосвязи. Различают однопозиционный (моностатический) вариант построения ОЭЛ, в котором источник зондирующего сигнала и приемное устройство располагаются рядом, двухпозиционный (бистатический) вариант, в котором разнос передающего и приемного устройств на базовое расстояние является необходимым условием для измерений, и многопозиционные варианты, характерные для навигационных комплексов. Локаторы, не имеющие передатчиков, работают в безапросном режиме, основанном на пространственно-временном анализе сигналов от независимых источников. В структурную схему ОЭЛ могут входить панели световозвращателей или лазерные ответчики-ретрансляторы, расположенные на цели. Подобные цели называются взаимными или кооперируемыми.

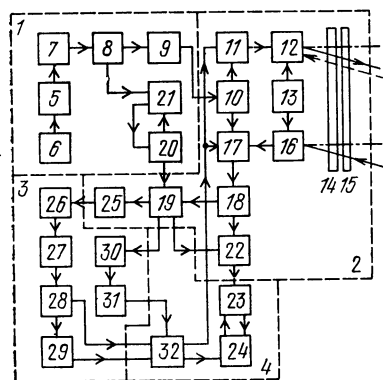


Рис. 1.3

чики-ретрансляторы, расположенные на цели. Подобные цели называются взаимными или кооперируемыми.

2. Обобщенная структурная схема ОЭЛ (рис. 1.3) состоит из устройств: передающего 1, оптико-механического 2, призма и обработки 3, в ней также может быть предусмотрено рабочее место оператора 4.

Передающее устройство содержит тепловой, люминесцентный или ла-

зерный источник 5 оптического излучения с устройством 6 для внутренней модуляции и управления режимом генерации. В состав лазера могут входить умножитель или преобразователь частоты 7 и усилитель мощности 8. Одновременно с модулятором 6 или вместо него используется внешний модулятор (или

преобразователь) 9. На выходе передающего устройства формируется луч с заданными энергетическими, спектральными и временными характеристиками, который можно направить, как и в радиолокаторах, на переключатель прием — передача 10. В радиодиапазоне переключатели бывают газоразрядные или твердотельные, а в ОЭЛ применяются оптико-механические, поляризационные или полихроичные устройства. Луч поступает на коллимирующее оптическое устройство 11, которое формирует требуемое мгновенное распределение потока излучения в пространстве. Для отклонения лазерного луча в широком телесном угле служит сканирующее устройство (дефлектор) 12, представляющее собой обычно зеркало, поворачиваемое вокруг одной или двух ортогональных осей. В бортовых ОЭЛ часто используется стабилизация этого зеркала от системы гироскопов 13. Управлять положением луча можно при помощи мозаики переключаемых инжекционных лазеров, систем отклонения на основе магнито-, электро- или акустооптических эффектов. Малоинерционное электронное сканирование светового пучка обеспечивают лазеры с электронным возбуждением. В последнее время в ОЭЛ начинают использовать опыт создания СВЧ самофазирующихся антенных решеток (ФАР). Оптические ФАР, выполненные в виде сегментного или деформируемого зеркала с управляемым профилем, обеспечивают независимо от влияния турбулентности среды и неточностей изготовления фокусировку энергии сигнала на удаленную цель посредством непрерывной подстройки фазовых сдвигов для каждого элемента зеркала. Информация о требуемых фазовых сдвигах извлекается из сигнала, отраженного от цели.

Луч передатчика ОЭЛ направляется на цель через иллюминатор 14, причем обычно предусматриваются средства для его обогрева и очищения. В нерабочем режиме для защиты поверхности иллюминатора от воздействия метеообразования, грязи, камней, осколков и пуль, микрометеоритов, частиц топлива и т. п. часто устанавливается разбиваемый, отбрасываемый или отодвигаемый экран 15. Повышение скрытности работы ОЭЛ достигается с помощью перископической конструкции оптического канала (на рис. 1.3 не показана).

Сигналы от целей поступают на приемный дефлектор 16, а затем на фокусирующее оптическое устройство 17,

дающее пространственную фильтрацию полезных сигналов на фоне мешающих излучений. Как и передающая оптическая система, устройство 17 может быть выполнено в адаптивном варианте. Сигналы для управления элементами оптического устройства 17 получают в результате анализа фазовых искажений изображения опорного источника, из количественных оценок контрастности наблюдаемого изображения цели и т. п. Стабилизация изображений объектов в угловом поле ОЭЛ осуществляется при помощи дефлектора 16, управляемого системой гироскопов 13. Дефлекторы 12 и 16 можно выполнить в единой конструкции.

После усиления в лазерном усилителе 18 оптический сигнал поступает на светоделитель 19. В гетеродинном приемнике светоделитель служит для смещения оптического сигнала с излучением лазерного гетеродина 20, который связан с выходом 8 лазерного передатчика через устройство 21 автоподстройки частоты. В отличие от РЛС в приемниках ОЭЛ не используется сочетание усилителя сигналов на несущей частоте с преобразователем частоты. Оба названных устройства отличаются ярко выраженной пространственной направленностью приема и сложностью конструкции. На светоделитель 19 направляется небольшая доля излучения передатчика для образования опорного сигнала в устройстве приема и обработки 3. Кроме того, светоделитель 19 может отвлекать часть излучения в канал визуального наблюдения, входящий в состав рабочего места 4. Этот канал содержит устройство 22 для защиты глаз оператора от мощного излучения, визир или прицел 23 со сменными кратностями и угловыми полями и индикатор 24 результатов наблюдений, высвечиваемых в визире, на лобовом стекле носителя или на шлеме оператора.

Пройдя через систему 25 спектральных и пространственных оптических фильтров, сигнал поступает на фотоприемное устройство 26. Электронные сигналы с его выходов направляются в усилители ПЧ со вторыми детекторами или в видеоусилители 27, а затем в устройства вычисления 28 современных оценок параметров целей и обнаружения и классификации целей 29.

Методы и устройства обработки сигналов в пассивных ОЭЛ описаны во многих руководствах [1—3]. На базе лазеров можно построить ОЭЛ с новыми тактико-техническими характеристиками. В первую очередь

нужно отметить зарубежные разработки военной импульсной лазерной техники: дальномеры, целеуказатели, системы управления и наведения [12]. Они отличаются высокой пространственной направленностью излучения, а следовательно, повышенной помехозащищенностью и скрытностью. Для их создания потребовалась разработка методов и устройств цифровой обработки с быстродействием выше 1 ГГц.

Отличительными чертами лазерных доплеровских систем являются высокие значения доплеровских частот и сравнительно малая длина L_k когерентности зондирующего сигнала, которая связана с относительной нестабильностью $s_f = \Delta f / f$ частоты f излучения лазера зависимостью $L_k = \lambda s^{-1} f$. По сравнению с РЛС пассивные ОЭЛ дают более высокие точности измерений угловых координат. Применение лазеров в этих системах позволяет повысить эффективность спектральной и временной селекции сигналов.

Влияние среды на характеристики ОЭЛ велико, поэтому устройство для определения условий прохождения излучения является желательным элементом структурной схемы. Оно состоит из селективного фотоприемника 30 и вычислителя 31, который вырабатывает оценки метеорологической дальности видимости, коэффициентов поглощения и преломления среды и т. п. Лазерные ОЭЛ, предназначенные для дистанционного зондирования параметров сред, принято называть лидарами. Все локационные данные поступают в устройство 32 записи, индикации, телеметрии и управления.

Конечно, практические схемы ОЭЛ включают не все элементы, показанные на рис. 1.3, и порядок взаимных связей между ними может быть иным. В ряде применений ОЭЛ пока уступают РЛС по таким характеристикам, как вес, габариты, потребление энергии и стоимость. ОЭЛ имеет более широкополосные сигналы, лучшее угловое разрешение, но пониженную эффективность при работе в атмосфере.

1.3. Показатели качества функционирования ОЭЛ

1. Основная задача локационных измерений состоит в получении наилучших текущих, т. е. относящихся к текущему моменту времени t , или упрежденных на момент времени $t + t'$ оценок $\hat{\Phi}(t + t') = |\hat{\Phi}_1(t + t'_1), \hat{\Phi}_2(t + t'_2), \dots,$

$\hat{\Phi}_m(t+t'_m)$ | переменного векторного параметра $\Phi(t+t')$, описывающего состояние целей. Компонентами этого вектора могут быть пространственно-временные координаты объектов и их линейные преобразования, физико-химические характеристики и т. п.

Для удобства технической реализации оценки компонент вектора $\Phi(t)$ целесообразно представлять в виде явных аналитических выражений $\hat{\Phi}_x(t) = \hat{\Phi}_x[\Phi(t)]$, $1 \leq x \leq m$, зависящих от реализации наблюдаемого на отрезке времени $T = [0, \dots, t]$ электромагнитного локационного сигнала $\Phi(t) = |\varphi_1(t), \dots, \varphi_n(t)|$. В системах с импульсными сигналами $\Phi_k = |\varphi_{1k}(t), \dots, \varphi_{n_k}(t)|$, поступающими в периоды времени T_k , $t_{k-1} < (t_k - T_k) < t < t_k$, $k=1, \dots, K$, используют рекуррентные оценки $\hat{\Phi}_k(t) = \hat{\Phi}_k[\Phi_k(t), \hat{\Phi}_{k-1}(t)]$. Значения $\hat{\Phi}_k(t)$, вычисленные по результатам однократного наблюдения $\Phi_k(t)$, длительность T_k которого меньше периодов корреляций всех компонентов вектора $\hat{\Phi}(t)$, назовем мгновенными (моноимпульсными). Алгоритмы мгновенных оценок $\hat{\Phi}$ находят с помощью метода наименьших квадратов или теории оценок Фишера, развитых для «замороженных» параметров, постоянных или изменяющихся закономерно на интервале наблюдения. Только такие оценки рассматриваются в данной книге. Оценки переменных параметров, полученные с учетом наблюдений $\Phi(t)$ за период $T = \Sigma T_k$, (k) , называются сглаженными. Для их вычисления разработаны методы динамической фильтрации (экстраполяции).

Алгоритмы $\hat{\Phi}$ выводятся в предположении, что цели присутствуют. Так как для локационных систем характерна работа в условиях неопределенности относительно наличия целей, то при их отсутствии измеритель будет вырабатывать из шумов псевдооценки параметров несуществующих целей. Появление псевдооценок возможно и при наличии целей в периоды воздействия на измеритель наиболее мощных выбросов шума. В таких случаях говорят о возникновении аномальных ошибок. Чтобы исключить подобные ситуации, в структурную схему устройства обработки ОЭЛ кроме измерителя вводят

обнаружитель — устройство, вычисляющее проверочные статистики $\Lambda(\varphi_k)$ для оценки достоверности результатов, например тесты для проверки гипотез о наличии типичных целей (образов). Нулевой гипотезой $H_0(z; Z)$ называют утверждение $\hat{\vartheta} \in z$ против альтернативы $\hat{\vartheta} \in Z \setminus z$, где Z — множество значений ϑ ; z — подмножество Z . Гипотеза H_0 считается простой, если z содержит одну точку ϑ_0 , или сложной, если z включает более одной точки. Тестом $\Lambda(\varphi_k)$ для проверки гипотезы $H_0(z; Z)$ является отношение правдоподобия [13]:

$$\lambda(\varphi_k) = \sup_{\vartheta \in z} \prod_{g=1}^n W(\varphi_{kg} | \vartheta) / \sup_{\vartheta \in Z} \prod_{r=1}^n W(\varphi_{kr} | \vartheta) \leq 1, \quad (1.1)$$

где $W(\varphi_{kg} | \vartheta)$ — функция правдоподобия g -го независимого компонента выборки φ_k сигнала. Для выборок, распределенных дискретно, $W(\varphi_k | \vartheta)$ заменяется на вероятность $p(\varphi_k | \vartheta)$. Гипотеза H_0 отвергается при $\Lambda(\varphi_k) < \Lambda_{\text{п}}$, где $\Lambda_{\text{п}}$ — пороговое значение критерия.

Объем n выборки $\varphi_k(i)$ или период T_k наблюдения являются случайными при последовательном обнаружении, когда $\Lambda(\varphi_k | n, T)$ сравнивается с порогами $\Lambda_{\text{п1}}$ и $\Lambda_{\text{п2}} > \Lambda_{\text{п1}}$. Если $\Lambda < \Lambda_{\text{п1}}$, то нулевая гипотеза отвергается, а если $\Lambda > \Lambda_{\text{п2}}$, то принимается. В случае $\Lambda_{\text{п1}} < \Lambda < \Lambda_{\text{п2}}$ выносятся решение о необходимости дополнительного наблюдения. Последовательная процедура дает экономии средней мощности излучения и (или) средней затраты времени на обнаружение целей. Разрабатываются также адаптивные обнаружители [13], в которых правила классификации объектов формируются при чередовании процессов обучения (самообучения) и распознавания, проводимых до тех пор, пока не будут с заданной вероятностью вырабатываться правильные решения.

Принятие статистических решений сопровождается неустраняемыми ошибками 1-го рода (пропусками целей), которые происходят при отклонении гипотезы H_0 , когда она истинна, и ошибками 2-го рода (ложными тревогами), которые возникают при принятии гипотезы H_0 , ложной в действительности. Если гипотеза H_0 отвергается, то вместо текущих значений $\hat{\vartheta}_k$ используются их экстраполированные значения из предыдущих измерений при «пропуске» цели или выносятся решение об исчезновении соответствующих целей. Этот выбор осуществля-

ется в блоке весовой обработки, управляемом сигналами с выходов обнаружителя. Такая структура измерителя-обнаружителя известна под названием оценочно-корреляционной.

2. Качество функционирования измерителей-обнаружителей чаще всего оценивается с помощью корреляционной теории, так как определение законов распределения параметров и их оценок затруднительно даже в линейных динамических системах. Оценки параметра ϑ , постоянного на интервале наблюдения, характеризуются вектором смещения $\mathbf{b}(\vartheta)$ и матрицей $\|K\|$ вторых моментов (ковариаций) ошибок:

$$\mathbf{b}(\vartheta) = \langle \widehat{\vartheta}(\varphi) \rangle - \vartheta, \quad (1.2)$$

$$K_{\vartheta_x \vartheta_y} = \langle (\widehat{\vartheta}_x(\varphi) - \vartheta_x)(\widehat{\vartheta}_y(\varphi) - \vartheta_y) \rangle, \quad x, y = 1, \dots, m. \quad (1.3)$$

Оценка ϑ является состоятельной, если ее смещение асимптотически уменьшается при увеличении отношения энергии сигнала к спектральной плотности шумов, или несмещенной, если $\mathbf{b}(\vartheta) = 0$. Несостоятельность чаще всего проявляется в неоднозначности оценки, для раскрытия которой нужно увеличение числа компонентов ϑ и (или) вектора наблюдений φ . Смещение вызывается несовершенством алгоритмов (теоретическая погрешность) и технических средств (инструментальная погрешность). Влияние нестабильностей коэффициентов передачи и нелинейности дискриминационных характеристик ослабляется в следящих измерителях. В неследящих устройствах для этой цели можно использовать эталонные (контрольные) сигналы. На практике несмещенным оценкам отдается предпочтение, но их получение не должно быть самоцелью. В некоторых случаях несмещенные измерения невозможно осуществить или они дают результаты, противоречащие физическому смыслу. Например, смещение оценок при ограничениях на множество допустимых значений параметра тем больше, чем ближе истинное значение параметра к границам этого множества [13]. В ряде ситуаций смещенные оценки имеют значительно меньшую дисперсию, чем несмещенные. Обратимся к рис. 1.4, на котором изображен затеняющий неоднородный (ступенчатый) фон неподвижный равномерно яркий оптический источник C с неизвестными размерами $\delta_x \times \delta_y$. Если истинные яркости объекта и какой-либо детали фона (A или B) равны, то одна из границ источника

становится невидимой и, следовательно, невозможно получить несмещенную оценку y_0 по сигналам ρ_1, \dots, ρ_4 , пропорциональным числу фотонов, принятых в каждом квадранте. С другой стороны, смещенная оценка y_0 , полученная для минимального размера $\min \delta_y$, существует при частичной видимости цели и имеет конечную дисперсию. Для вычисления неизвестных параметров ($x_0, y_0, \delta_x, \gamma$, яркостей деталей сюжета) нужно, чтобы размерность пространства наблюдений ρ была не меньше размерности пространства параметров. Однако это условие недостаточно. Так, в оптических пеленгаторах применяются квадрантные датчики угловых отклонений x_0, y_0 объекта C относительно равносигнального положения $x=y=0$ (см. рис. 1.4).

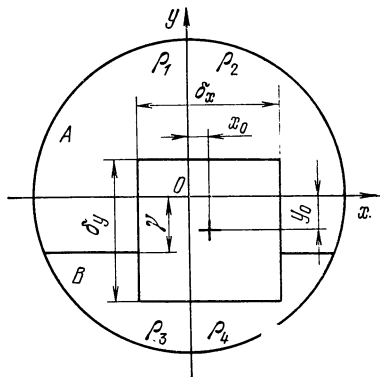


Рис. 1.4

Пусть форма, ориентация и яркость объекта C , а также равные яркости деталей A и B случайны, но постоянны. На выходе датчика наблюдаются четыре сигнала ρ_1, \dots, ρ_4 , по которым требуется определить неизвестные отклонения x_0 и y_0 . Если даже $\delta_x = \delta_y = \delta$, но величина δ случайна, то, как показано в п. 5.4.3, датчик дает оценки x_0 и y_0 , которые имеют смещения, пропорциональные истинным значениям отклонений. По существу, можно говорить только о возможности определения квадранта, в котором находится центр объекта C , если оставить конструкцию датчика неизменной.

Глава 2

СВОЙСТВА ЗОНДИРУЮЩИХ СИГНАЛОВ

2.1. Формирование излучателей и принципы их работы

1. Параметры излучателей. Для поляризованного узкополосного оптического сигнала $U(t)$, спектр которого сосредоточен в области частот $(f_1 \dots f_2)$, $|f_1 - f_2| \ll$

$\ll (f_1 + f_2)/2 = \bar{f}$, допустимо экспоненциальное представление [59]

$$\dot{U}(t) = A(t) \exp[iZ(t)] = A(t) \exp[i2\pi\bar{f}t + i\Phi(t)],$$

где $Z(t)$, $A(t)$ и $\Phi(t)$ — фаза $U(t)$, амплитуда и фаза огибающей.

Полное описание оптического сигнала дает также комплексный спектр $G(f)$, являющийся фурье-преобразованием $U(t)$:

$$G(f) = \int_{-\infty}^{\infty} U(t) e^{-i2\pi f t} dt; U(t) = \int_{-\infty}^{\infty} G(f) e^{i2\pi f t} df. \quad (2.1)$$

Поток (мгновенная мощность) $P(t)$ и спектральная плотность $S_E(f)$ энергии детерминированного сигнала $U(t)$ или реализации случайного процесса $\xi(t) \equiv U(t)$ на интервале $-T/2 < t < T/2$, $T \rightarrow \infty$, определяются следующим образом:

$$P(t) = U^2(t); S_E(f) = |G(f)|^2.$$

В соответствии с теоремой Винера — Хинчина стационарный случайный процесс $\xi(t)$ с корреляционной функцией $K_\xi(\tau)$ характеризуют величиной средней мощности в полосе 1 Гц, которую называют спектральной плотностью $S_\xi(f)$ этого процесса:

$$\begin{aligned} S_\xi(f) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \left\langle \frac{1}{T} \left| \int_{-T/2}^{T/2} U(t) \exp(-i2\pi f t) dt \right|^2 \right\rangle = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} K_\xi(\tau) \exp(-i2\pi f \tau) d\tau. \end{aligned}$$

Для нестационарных процессов в последнее выражение подставляют осредненную по времени корреляционную функцию:

$$\bar{K}_\xi(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} K_\xi(t, t + \tau) dt.$$

Среднюю частоту \bar{f} , как и среднюю длину волны $\bar{\lambda}$ излучения, определяют различным образом. Например,

их можно выразить через энергетический спектр сигнала:

$$\bar{f} = \int_0^{\infty} f S_U df / \int_0^{\infty} S_U df; \quad \bar{\lambda} = c \int_0^{\infty} S_U d \ln f / \int_0^{\infty} S_U df.$$

Шириной линии излучения Δf называется расстояние между точками контура $S_U(f)$ спектральной линии, соответствующими половине интенсивности линии в максимуме. Ширина спектра многомодового излучения определяется аналогично по огибающей спектра $S_U(f)$. Ширина спектра Δf характеризует нестабильность частоты f . Для сравнения генераторов с разными \bar{f} используют относительную нестабильность $s_f = \Delta f / \bar{f}$. Сигнал квазисинусоидального генератора можно представить в виде $U(t) = [U_0 + u(t)] \sin [2\pi \bar{f}t + \Phi(t)]$, где U_0 — постоянная; $u(t)$ — шум амплитуды; $\Phi(t)$ — функция модуляции фазы, которая содержит квадратичный член, соответствующий линейному уходу мгновенной частоты $f(t)$, и фазовый шум $\varphi(t)$ с нулевым средним:

$$\Phi(t) = Dt^2 + \varphi(t); \quad D = \text{const.}$$

Мгновенная частота $f(t) = d\Phi/dt / (2\pi) + \bar{f}$, случайное изменение частоты $\delta f(t) = (d\varphi/dt) / (2\pi)$. При стационарности $\varphi(t)$ эти понятия имеют смысл, если существует вторая производная корреляционной функции фазового шума $K_\varphi(\tau)$. В этом случае и $f(t)$ — стационарный процесс. Долговременная нестабильность генератора определяется систематическими уходами частоты за минуту, час, сутки, год. Тепловые и дробовые шумы в генераторе характеризуют кратковременную нестабильность частоты.

Спектральная плотность стационарного фазового шума $S_\varphi(f)$, измеряемая в $\text{рад}^2 \cdot \text{Гц}^{-1}$, определяется выражением

$$S_\varphi(f) = \int_{-\infty}^{\infty} K_\varphi(\tau) d\tau / \exp(i 2\pi f \tau).$$

Соответствующая спектральная плотность $S_{\delta f}(f)$ частотного шума с размерностью $\text{Гц}^2/\text{Гц} = \text{Гц}$ вычисляется по формуле $S_{\delta f}(f) = f^2 S_\varphi(f)$. Аналогично, для спектра относительных флуктуаций частоты $\zeta = \delta f / \bar{f}$ имеем $S_\zeta(f) =$

$= f^2 S_{\varphi}(f) / \bar{f}^2$, Гц $^{-1}$. В [15] обосновано представление $S_{\zeta}^+ = 2S_{\zeta} = \Sigma h_m f^m$ при $0 \leq f \leq f_0$ и $S_{\zeta}^+ \equiv 0$ при $f > f_0$, где f_0 — частота среза; $m = -2, -1, \dots, +2$; $h_m = \text{const}$.

Частота и длина волны измеряются в настоящее время точнее других величин. Первичным стандартом частоты является цезиевый атомно-лучевой стандарт, $f = 9\,192\,631\,770,0000$ Гц, воспроизводящийся с точностью $(1 \dots 2) \cdot 10^{-13}$. Гелий-неоновый лазер с метановой ячейкой ($f = 88,37618099$ ТГц) отличается наилучшими воспроизводимостью ($3,5 \cdot 10^{-14}$) и долговременной нестабильностью частоты ($2 \cdot 10^{-13}$ за 10^3 с) [21]. Сообщалась даже цифра $5 \cdot 10^{-15}$ (уход частоты 0,5 Гц за несколько часов). Разработаны и другие реперы частоты, в которых применены газовые и жидкостные лазеры с нестабильностями $5 \cdot (10^{-11} \dots 10^{-13})$ и воспроизводимостью $2 \times 10^{-10} \dots 5 \cdot 10^{-12}$. Первичным стандартом длины волны являются гелий-неоновый лазер с иодной ячейкой, $\lambda = 632,991399 \pm 2,5 \cdot 10^{-6}$ нм.

В качестве вторичных стандартов длины волны используются линии спектров железа, неона и криптона, известные с точностью $10^{-4} \dots 10^{-5}$ нм [16], а также линии поглощения газов и полосы селективного отражения кристаллов солей. Полученные с помощью призм, дифракционных решеток или интерферометров фотографии исследуемого и эталонного спектров (спектрограммы) сравниваются на спектропроекторах и компараторах. Оперативную регистрацию спектров огибающей оптического сигнала на экране ЭЛТ обеспечивают методы оптических биений и гетеродинного фотоприема (см. п. 4.6.1). Интересно отметить, что наименьшую кратковременную нестабильность частоты ($\sim 10^{-16}$ с $^{-1}$) имеют не лазеры, а экспериментальные генераторы СВЧ на основе сверхпроводящих резонаторов с добротностями, превышающими 10^6 .

Длительность сигнала Δt определяется как время, в течение которого мгновенная мощность огибающей превышает значение, соответствующее заданному уровню (0,9; 0,5; $1/e = 0,3679$). Длительность локационных сигналов ограничена снизу инерционностью элементов генераторов. Обычно время установления генераторов узкополосных сигналов составляет десятки — сотни периодов несущей частоты, поэтому можно принять

$$\Delta t(30 \dots 300) \bar{\lambda}/c, \text{ где } c — \text{скорость света.} \quad (2.2)$$

Отметим, что в РЛС сантиметрового диапазона, предназначенных для зондирования земных покровов, стали применять широкополосные сигналы без несущей длительностью менее 1 нс. При возбуждении радиоантенны перепадом напряжения излучается видеоимпульс (моноимпульс) в виде одного или нескольких колебаний на частоте «звона» антенны. Для получения импульсов длительностью $\Delta t = 1/(Nf)$, следующих с частотой f , можно

также воспользоваться синхронизацией по фазе в раскрыве антенны N гармоник частоты f [17]. Такой же процесс происходит в лазерах с синхронизацией мод (см. ниже).

В теории сложных радиолокационных сигналов и оптике используются определения Δf и Δt через вторые моменты центрированных профилей потока и спектра. Но независимо от выбора определений, выполняется следующее соотношение неопределенности:

$$B = \Delta f \Delta t \geq K, \quad (2.3)$$

где B — база сигнала $U(t)$, а K — постоянная, близкая к единице, зависящая от профиля потока и уровней отсчета Δf и Δt . Соотношение (2.3) вытекает из теоремы масштабов для преобразования Фурье. Если функция $U(t)$ имеет спектр $G_U(f)$, то для функции $V(t) = U(Bt)$

$$G_V(f) = \int_{-\infty}^{\infty} U(Bt) e^{-i2\pi f t} dt = G_U(f/B)/B.$$

Пространственное распределение поля характеризуется диаграммой направленности (ДН) по мощности источника. Назовем мгновенной ДН величину

$$D(t|\alpha, \beta) = I(t|\alpha, \beta) / \int \int_{(2\pi)} I(t|\alpha, \beta) d\Omega, \quad (2.4)$$

где $I(t|\alpha, \beta)$ — мгновенная сила света от источника I в направлении (α, β) в момент t , т. е. поток $P_1(t|\alpha, \beta)$ в направлении (α, β) , отнесенный к единице телесного угла, Вт/ср; $d\Omega$ — элемент телесного угла (рис. 2.1). Для несканирующей антенны РЛС $I(t|\alpha, \beta) = m(\alpha, \beta) |\times \times A(t)|^2$, причем $m(\alpha, \beta)$ — вещественная функция; $A(t)$ — функция, характеризующая временную огибающую одномодового сигнала.

Как следует из (2.4), ДН РЛС от формы сигнала не зависит. Это заключение неприменимо к многомодовым лазерам. Более того, для импульсных лазеров с неопределенно-модовым спектром функция $I(t|\alpha, \beta)$ является случайной. В ОЭЛ, реагирующих на моменты прихода сигналов и их форму, указанная пространственно-временная неоднородность излучения является источником ошибок [9]. Зависимость $D(t|\alpha, \beta)$ от времени может

стать незаметной, если пользоваться выборочным средним силы света:

$$\hat{I}(t|T, \alpha, \beta) = \int_{t-T}^t I(t|\alpha, \beta) dt / T.$$

В результате осреднения имеем $\langle \hat{I}(t|T, \alpha, \beta) \rangle = \bar{I}$ и $\sigma^2 \hat{I}(t|T, \alpha, \beta) = \tau_I \sigma^2 I / T \ll \sigma^2 I$, где \bar{I} , $\sigma^2 I$ и τ_I — ожидание, дисперсия и интервал корреляции стационарного процесса $I(t|\alpha, \beta)$, $\tau_I \ll T$.

Плоский или телесный угол, внутри которого распространяется заданная доля энергии или потока излучения, определяет энергетическую расходимость луча. В связи с последним определением напомним, что заключенный в конус с плоским углом 2θ при вершине телесный угол $\Omega_\theta = 2\pi(1 - \cos \theta)$. В геометрической оптике линейный угол 2θ называют максимальным раскрытием или апертурой пучка.

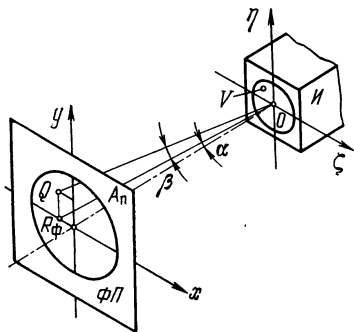


Рис. 2.1

Наиболее просто расходимость 2θ луча определяется по расстоянию R_M , на котором диаметр d_M поперечного сечения луча возрастает в $M=5 \dots 10$ раз по сравнению с диаметром выходного зрачка источника $2\theta = d_M / R_M$. Теория дифракции позволяет уточнить величину R_M . Дифрагированное на выходном зрачке источника поле условно разбивают на три зоны (рис. 2.2). Зона реактивного ближнего поля (I) простирается от источника I на расстояние нескольких длин волн, зона Френеля или ближнего поля (II) соответствует расстояниям $R < R_d$, а зона Фраунгофера, или дальняя зона (III), располагается на расстояниях $R > R_d = 2R_k$. Критическое расстояние R_k вычисляется по формуле $R_k = d_k^2 / \lambda$, где d_k — размер области пространственной корреляции напряженности поля в раскрыве. Для синфазной антенны с равномерным распределением амплитуды в раскрыве d_k равен ее диаметру. Различия фаз монохроматических сигналов, которые приходят от элементов плоского раскрыва излучателя в точку на оси его ДН, удаленную на

расстояние R_k , не превышают $\Delta\varphi = \pi/4$. При $R > 2R_k$ разность фаз сигналов становится несущественной: $\Delta\varphi < \pi/8$, поэтому форма ДН практически не зависит от дальности.

Распределение освещенности в сечении пучка на любом расстоянии R можно зарегистрировать с помощью координатно-чувствительного фотоприемника (КЧФП). К таким приемникам относятся передающие ТВ трубки, ЭОП, сетки болометрических датчиков, фотопластинки и т. п. Но КЧФП становятся громоздкими, если R_k велико. С такой же проблемой встречаются и при измерении ДН больших радиолокационных антенн, например ФАР.

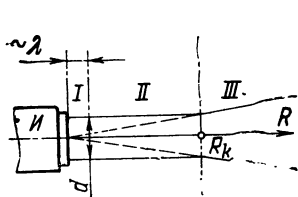


Рис. 2.2

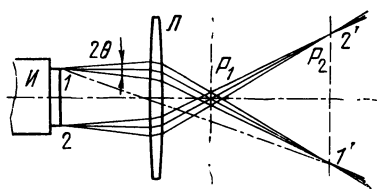


Рис. 2.3

Для оценки ДН источников света применимы методы контроля качества изготовления оптических деталей, методы адаптивной оптики. Остановимся на методе фокального пятна [18]. Излучатель размещается вблизи длиннофокусного объектива-коллиматора (рис. 2.3), диаметр которого много больше диаметра сечения пучка. Установленный в фокальной плоскости P_1 объектива КЧФП регистрирует в известном масштабе ДН в дальней зоне. Распределение потока в раскрыве, т. е. в ближней зоне, зафиксирует КЧФП, помещенный в плоскости P_2 изображения выходного зрачка источника.

Методы фотометрии, основанные на измерении с помощью микроденситометров степени почернения фотографического негатива, а следовательно, и экспозиции, позволяют оценить уровень энергии на элементе разрешения с погрешностью 0,5...2%. Для исследования динамики излучения в моноимпульсе требуется аппаратура с временем выдержки менее длительности импульса. ЭОП обеспечивают пок кадровую съемку с выдержкой и периодом повторения 100 пс. Электрооптические затворы, управляемые лазерными импульсами, могут иметь быстроедействие около 10^{-12} с [19].

2. Физические законы излучения света. Любое тело испускает электромагнитные волны, спектр которых зависит от его природы, агрегатного состояния и условий возбуждения. Кирхгоф ввел понятие черного тела (ЧТ) — идеального теплового излучателя, поглощающего при любой температуре все падающие на него электромагнитные колебания независимо от частоты. В радиолокации для моделирования ЧТ применяют профилированные поглощающие материалы или безэховые резонанс-

ные структуры из малопоглощающих материалов, импеданс которых согласован с импедансом среды распространения [20].

В оптическом диапазоне используются модели ЧТ в виде полости с отверстием, которое видно из точек ее внутренней поверхности в малом телесном угле (например, 0,01 ср). Размеры полости и отверстия много больше длины волны λ . В замкнутой системе, содержащей хотя бы одно ЧТ, в результате теплообмена температуры всех объектов выравниваются и с их поверхностей наблюдается установившееся (равновесное) излучение со спектральной энергетической светимостью $\bar{M}_0(f, T)$, Вт/(м²·Гц), зависящей только от абсолютной температуры T . Это излучение называют температурным или излучением ЧТ. Так как объемная плотность энергии излучения ЧТ, Дж/м³, в 10¹⁴ раз меньше плотности энергии внутри ЧТ, его следует рассматривать как аккумулятор энергии. В природе ЧТ не встречается, но у большинства твердых тел с шероховатой поверхностью спектр теплового излучения непрерывный, и его можно аппроксимировать спектром ЧТ. Спектральная энергетическая светимость $\bar{M}(f, T)$ реального тела

$$\bar{M}(f, T) = a(f, T) \bar{M}_0(f, T); \quad 0 \leq a(f, T) \leq 1, \quad (2.5)$$

где $a(f, T)$ — спектральный коэффициент излучения (степень черноты, поглощательная способность) тела, который следует отличать от коэффициента $k_a(f)$, 1/м, поглощения вещества, характеризующего относительное ослабление $T(f) = \exp[-k_a(f)]$ потока на единице длины в пучке параллельных лучей монохроматического света. Величина $1/k_a$ является мерой глубины проникновения излучения внутрь вещества и называется длиной поглощения.

Спектры испускания объектов могут быть селективными, состоящими из обособленных ярких полос или очень узких линий. У серых тел, по определению, $a(f, T) = a(T)$. В соответствии с теорией Кирхгофа, которая верна при небольших значениях напряженностей полей, прозрачное на частоте f_1 тело ($k_a(f_1) \equiv 0$), будучи нагрето до сколь угодно большой температуры, ничего не должно излучать на этой частоте.

Излучение, возникающее за счет любого вида энергии, кроме собственной тепловой энергии источника, соответствующей равновесной температуре, не является температурным. Для возбуждения неравновесного излучения необходим сторонний источник накачки.

Типичными нетемпературными источниками являются некогерентные люминесцентные лампы, генераторы когерентного радиоизлучения и лазеры. Их спектральная светимость в относительно узком диапазоне частот значительно превышает спектральную светимость ЧТ, которая соответствует их физическим температурам. Это «холодные» источники, тепловым излучением которых можно в ряде случаев пренебречь. Например, с помощью генераторов монохроматических радиоволн, находящихся при температуре менее 100°C , производят плавку и закаливание металлов, сварку пластмасс. При этом нагретые радиоволнами до высоких температур объекты излучают некогерентные колебания, в том числе и на оптических частотах. Следовательно, нагреваемое тело является преобразователем частоты излучения как «вверх», так и «вниз».

Излучение объекта, избыточное над его температурным излучением, имеющее длительность τ , во много раз большую длительности периода электромагнитных волн, называется люминесценцией, $\tau \gg 1/f$. Люминесценция наблюдается, если светимость тела больше рассчитанной по формуле (2.5). Возникает она при облучении объекта светом (фотолюминесценция), при химических реакциях (хемилюминесценция), при электрическом разряде или при излучательной рекомбинации электронно-дырочных пар в полупроводниках (электролюминесценция) и т. д.

Спектр люминесценции системы слабо связанных атомов (газов, паров металлов) состоит из совокупности резонансных линий, характерной только для данного вещества. Относительная нестабильность частоты излучения в линии может быть меньше $10^{-6} \dots 10^{-8}$. Согласно правилу Стокса средняя частота $\bar{\nu}_\lambda$ спектра фотолюминесценции меньше средней частоты $\bar{\nu}_\mu$ поглощенного света накачки. Вид спектра фотолюминесценции мало зависит от способа возбуждения: широким спектром, серией линий или одной линией. В последнем случае компоненты спектра люминесценции, частоты которых выше возбуждающей частоты, называются антистоксовыми.

Фотолюминесценция используется при дистанционном зондировании сред. На рис. 2.4 представлена временная зависимость потоков оптических локационных сигналов от объектов с высокой ($P_a(t)$), средней ($P_b(t)$) и малой ($P_c(t)$) поглощательной способностью при их возбуждении импульсом $P(t)$ резонансного излучения длительностью около 10^{-10} с. До появления импульса 1 потоки падающего 2 и уходящего 3 излучений равны. Часть 4 энергии импульса 1 дифрагирует на объекте (рассеивается), а оставшаяся энергия накапливается в нем и постепенно переходит в пространство в виде фотолюминесценции 5.

На рис. 2.5 изображен спектральный профиль коэффициента поглощения бледно-розового рубина ($\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$) с содержанием

хрома около 0,05%. Излучение накачки поглощается в двух полосах ($\lambda_{н4} \approx 410$ нм, $\lambda_{н3} \approx 560$ нм), ширина каждой полосы около 100 нм ($\Delta f_{н4} \approx 110$ ТГц, $\Delta f_{н3} \approx 70$ ТГц). Выход люминесценции этих полос — около 70%, причем 65% общего ее потока сосредоточено в дублете линий R_1 ($\lambda_{л1} \approx 694,3$ нм) и R_2 ($\lambda_{л2} \approx 692,9$ нм), как показано на рис. 2.6. Ширина полосы линии R_1 при температуре 300 К составляет $\Delta f_{л1} \approx 0,33$ ТГц, а при 100 К — около 0,02 ТГц. Следовательно, фотолюминесценцию можно использовать для концентрации широкополосного теплового излучения и превращения его в узкополосное.

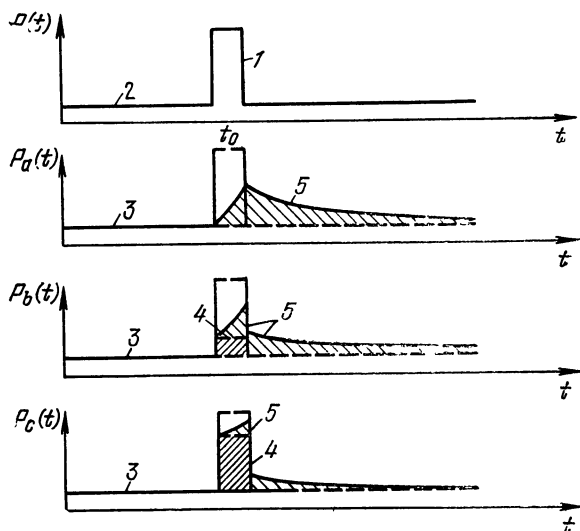


Рис. 2.4

Если мощность источника накачки велика, то активное люминесцирующее тело насыщается энергией, его коэффициент поглощения в диапазоне частот люминесценции уменьшается и может стать отрицательным. По классическим представлениям напряженность $U(t, R)$ поля плоской монохроматической волны изменяется в однородной немагнитной линейной среде неслучайно, по закону Бугера:

$$U(t, R) = |U(t, 0)| \exp[i2\pi f(t - Rn(f)/c)], \quad (2.6)$$

где $n(f)$ — комплексный показатель преломления, $n(f) = n(f) + in_a(f)$; $n_a(f)$ — показатель поглощения, $n_a(f) = ck_a(f)/(4\pi f)$. Формально при $k_a < 0$ вещество не ослабляет, а усиливает излучение. Из опыта известно, что поглощение не меняет фазы, частоты, поляризации и на-

правления распространения пучка. Естественно ожидать, что указанные параметры не изменятся и при усилении света. Тогда процесс усиления света получает следующую интерпретацию. Каждый возбужденный активный атом синфазно добавляет избыток своей энергии падающему полю, которое стимулирует этот процесс. В силу равноправности вероятности процессов поглощения и стимулированного излучения равны, поэтому среда бу-

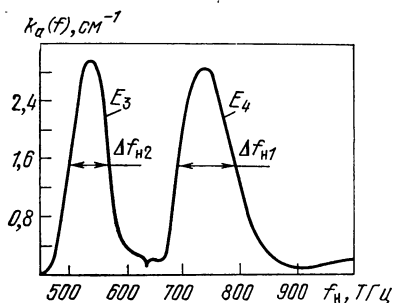


Рис. 2.5

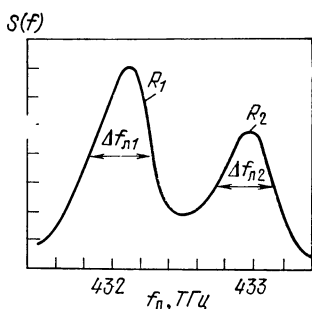


Рис. 2.6

дет усиливающей, если возбужденных активных атомов (настроенных в резонанс с частотой усиливаемого поля) в ней больше, чем невозбужденных.

Люминесцентные среды с отрицательным поглощением используются в лазерных усилителях (ЛУ). Чтобы перевести ЛУ в режим самовозбуждения, нужны элементы обратной связи и селекции нужных типов колебаний. Объемные оптические резонаторы вследствие малых размеров имеют малую добротность и не вмещают нужного для получения усиления объема активного вещества. Электрическая прочность одномодовых оптических волноводов также может быть недостаточной. Поэтому в регенеративных ЛУ и лазерах активный элемент размещается в открытом резонаторе, который, например, составлен из полностью отражающего и частично прозрачного плоских зеркал. Резонатор является пространственным и дополнительным спектральным фильтром излучения и обеспечивает обратную связь. Модель лазера из многократных мнимых изображений активного элемента в зеркалах не учитывает граничных условий, так как на эквивалентной длине резонатора должно укладываться целое число q полуволн. Поэтому

межмодовое расстояние между частотами возможных соседних видов продольных колебаний ТЕМ_{00q} лазера

$$\Delta F \approx 0,5c/[nL_p + (n_a - n)L_a],$$

где n и n_a — показатели преломления среды резонатора и активного элемента; L_p и L_a — расстояние между зеркалами и длина активного тела.

Из-за дисперсии $n_a(f)$ и влияния контура люминесценции частоты генерации располагаются не вполне

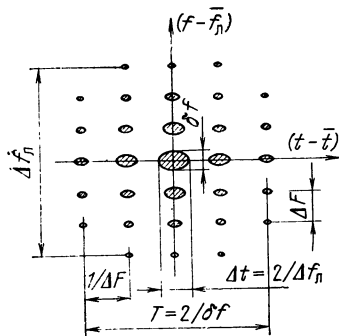


Рис. 2.7

эквидистантно. Для резонатора длиной 1 м межмодовый интервал $\Delta F \approx 150$ МГц. У полупроводниковых лазеров длина резонатора измеряется долями миллиметра, поэтому $\Delta F \approx 10$ ГГц. Если $\Delta F > \Delta f_n$, то лазер работает на одной продольной моде. Подбором фазового компонента $\varphi_q(f)$ спектра аксиальных мод можно сформировать цуг импульсов длительностью $\Delta t \approx 1/\Delta f_n$ с ча-

стотой повторения ΔF (фазовая синхронизация мод). Сечение функции неопределенности сигнала с синхронизацией семи мод представлено на рис. 2.7.

Метод синхронизации мод внешней модуляцией параметров лазера, как и аналогичный метод модуляции добротности резонатора, называют активным. Синхронизация мод (модуляция добротности) с помощью насыщающихся ослабителей, прозрачность которых увеличивается с ростом напряженности поля (некоторые стекла, растворы красителей), называется пассивной.

3. Элементы квантовой теории излучения. Связанные у ядра атома электроны находятся в разрешенных правилами отбора [4] стабильных состояниях E_1, \dots, E_N без обмена энергией со средой. По де Бройлю, частицу с массой покоя m и скоростью v (например, электрон) можно рассматривать как волновой пакет с длиной волны λ и частотой f , которые связаны с ее энергией E и импульсом p :

$$E = mc^2/[1 - (v/c)^2]^{1/2} = hf; \quad p = vE/c^2 = h/\lambda. \quad (2.7)$$

Стабильными являются состояния электрона, при которых на орбите укладывается целое число волн λ . При выполнении условия резонанса поля $f_{mn} \approx |E_m - E_n|/h$ в результате случайного, практически мгновенного квантового перехода из состояния E_m в E_n фотон с энергией hf_{mn} излучается, если $E_m > E_n$, или поглощается,

если $E_m < E_n$. Колебания и вращения молекул тоже квантованы. Поэтому их энергетический спектр удовлетворяет условию

$$hf_{mn} = (E_{эм} - E_{эн}) + (E_{км} - E_{кн}) + (E_{вм} - E_{вн}), \quad (2.8)$$

где $E_{эм}$, $E_{км}$, $E_{вм}$ — разрешенные уровни электронной, колебательной и вращательной энергий молекул. Электронные переходы ($hf \geq 1,7$ эВ) сопровождаются испусканием (поглощением) видимого или ультрафиолетового света. (Напомним, что 1 эВ $= 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж, так что $hf = 1236/\lambda$ эВ, где λ выражена в нанометрах.)

При переходах между колебательными уровнями возникают кванты инфракрасного света ($hf = 0,25 \dots 10^{-3}$ эВ). Переходы между вращательными уровнями и тонкая структура подуровней, обусловленная влиянием внешних полей, соответствуют квантам дальнего ИК излучения, децимиллиметровым и радиоволнам.

Столкновение фотона с атомом приводит или к поглощению, т. е. к возбуждению или ионизации атома, или к вынужденному (стимулированному) излучению атомом второго фотона с той же частотой, фазой, поляризацией и направлением распространения, что и у возбуждающего фотона. Неупругие соударения частиц заканчиваются или увеличением их внутренней энергии за счет кинетической (ступенчатое возбуждение, безызлучательный переход), или испусканием фотонов. Фотоны не взаимодействуют друг с другом, их скорость равна скорости света $c_n = c/n$ в среде. Масса покоя фотона равна нулю, и их полное число нельзя задать точно, поэтому вещество характеризуется средними числами N_m атомов в единице объема, находящихся в состоянии E_m (населенностями уровней). Так, при термодинамическом равновесии населенности подчиняются закону Больцмана:

$$N_m/N_r = (g_m/g_r) \exp [- (E_m - E_n)/(kT)], \quad (2.9)$$

где g_m — кратность вырождения m -го состояния (в технике СВЧ вырожденным типам колебаний соответствует одна резонансная частота).

Неэквидистантность уровней квантовых систем позволяет при описании взаимодействий учитывать только два уровня, например E_1 и E_2 , $|E_1 - E_2| = hf_{12}$. Поглощенный $\bar{P}_{12}(f, T)$ и стимулированно излученный $\bar{P}_{21}(f, T)$ потоки, отнесенные к единице объема вещества, пропорциональны объемной спектральной плотности энергии $\bar{K}_0(f, T)$ равновесного излучения и населенностям уровней [4]:

$$\bar{P}_{12} = B_{12} hf_{12} \bar{K}_0(f, T) N_1(T), \quad \bar{P}_{21} = B_{21} hf_{12} \bar{K}_0(f, T) N_2(T),$$

где B_{12} и B_{21} — коэффициенты Эйнштейна для поглощения и стимулированного излучения, $\text{м}^3/(\text{Дж} \cdot \text{с}^2)$.

Кроме того, имеется квантовый механизм спонтанного излучения, при котором возбужденный в момент t электрон самопроизвольно переходит в момент $(t + \tau_{mn})$ в одно из состояний E_n (с меньшей энергией) даже при отсутствии поля. Спонтанная эмиссия $P'_{21}(f, T)$ пропорциональна населенности верхнего уровня: $P'_{21} = A_{21} hf_{12} N_2$. Баланс потоков, $P_{12} = P_{21} + P'_{21}$, дает формулу для объемной спектральной плотности равновесного излучения (с учетом выражения (2.9)):

$$\bar{K}_0(f, T) = (A_{21}/B_{21}) / [(B_{12}/B_{21}) (g_1/g_2) \exp(hf/kT) - 1]. \quad (2.10)$$

В диапазоне радиочастот $hf_{12} \ll kT$, и энергия теплового шума должна быть равна kT . Это возможно, если в формуле (2.10) по-

ложить $g_1 B_{12} = g_2 B_{21}$. Усиление света веществом возможно при инверсной населенности уровней, $N_2 > N_1$. При этом, как следует из (2.9), температура перехода $T_{12} = hf_{12} / [k \ln(N_2/N_1)]$ должна быть отрицательной. Учитывая, что $\bar{K}_0(f, T) = 8\bar{M}_0(f, T)/c$, и сравнивая (2.10) и (2.19), заключаем, что коэффициент Эйнштейна A_{21} , c^{-1} , называемый также скоростью или вероятностью спонтанного перехода $E_2 \rightarrow E_1$, зависит от частоты:

$$A_{21} = (8/c) (\pi f^2/c^2) hf_{12} B_{21}. \quad (2.11)$$

Совокупность коэффициентов A_{mn} , определяемых с помощью правил отбора, характеризует структуру данного атома. Полная вероятность A_m спонтанного излучения с уровня E_m равна сумме вероятностей $\sum A_{mn}$ переходов на более низкие уровни $E_n < E_m$, (n). Средним временем жизни в состоянии E_m называется величина

$$\bar{\tau}_m = \left(A_m + \sum_{(r)} C_{mr} \right)^{-1} = (A_m + C_m)^{-1},$$

где C_{mr} — вероятность безызлучательного перехода $E_m \rightarrow E_r$, который возможен, если за период $\tau_{0m} = A^{-1}_m$ произойдет соударение активного атома с другим. Такие процессы наблюдаются при установлении теплового равновесия в системе тел, например при остывании объектов (процесс релаксации). Концентрационное тушение люминесценции при повышении концентрации активных молекул объясняется уменьшением отношения A_m/C_m , т. е. ростом вклада безызлучательных переходов. При отсутствии внешних воздействий естественная ширина Δf_{0m} спектральной линии атома обратно пропорциональна излучательному (люминесцентному) времени жизни τ_{0m} :

$$\Delta f_{0m} = 1/\tau_{0m} = A_m < \Delta f_m.$$

Типичная скорость испускания с уровня $A_m = 10^7 \dots 10^8$ Гц. Но в некоторых состояниях (метастабильных) атомы могут оставаться долго, более 1 мс. Реальная ширина Δf_m линии больше естественной. Уширение линий в газах объясняется столкновениями активных атомов с посторонними частицами и атомами одноименного газа. Если плотность газа велика, то при $A_m \ll C_m$ время жизни пропорционально времени свободного пробега активных частиц. Тепловое движение атомов обуславливает доплеровское уширение линий. Внешние электрические и магнитные поля также могут уширять, расщеплять и сдвигать линии (электрооптический эффект Штарка и магнитооптический эффект Зеемана).

В твердых телах уширение линий возникает вследствие взаимодействия атомов и колебаний кристаллических решеток. Характерные для твердых тел энергетические зоны образуются из тонких уровней. Уровни опускаются и расширяются тем больше, чем выше они находятся, так как электроны на внутренних оболочках сильнее связаны с ядром. Энергетические зоны разделены запрещенными зонами. В неметаллах при температуре $T=0$ К все состояния в валентной зоне заполнены, а зона проводимости полностью свободна (рис. 2.8, а). Однако и при нормальной температуре, $T=300$ К, на один электрон проводимости приходится в среднем более 10^{10} элек-

При этом полоса излучаемых частот сужается более чем в 100 раз и возрастает направленность излучения.

В чистом диэлектрике энергия запрещенной зоны $\Delta E_G > 3$ эВ, поэтому он должен быть прозрачен для излучений с $\lambda > 400$ нм. Например, прозрачен и бесцветен кристалл корунда Al_2O_3 . Введение примеси ионов хрома Cr^{3+} превращает его в рубин. Красный цвет рубина объясняется появлением двух примесных зон E_3 и E_4 в запрещенной зоне корунда (см. рис. 2.9 и 2.5), поглощающих зеленый (500...600 нм) и сине-фиолетовый (360...440 нм) свет. Оптическая накачка трехуровневого рубинового лазера переводит электроны из основного состояния E_1 в зоны E_3 и E_4 . В результате безызлучательных переходов через $\sim 5 \cdot 10^{-8}$ с большинство возбужденных электронов оказывается на метастабильном уровне E_2 ($\tau_2 \approx 3$ мс), так как вероятности спонтанных переходов $E_3 \rightarrow E_1$, $E_4 \rightarrow E_1$ меньше, $\tau_{03} \approx 2 \cdot 10^{-7}$ с. Состояние E_2 представлено двумя уз-



Рис. 2.9

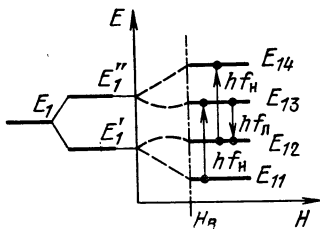


Рис. 2.10

кими линиями лазерных переходов R_1 и R_2 (см. рис. 2.6). Время их релаксации не превышает 10^{-7} с, поэтому стимулированное излучение линии R_2 обычно подавляется. Линия R_1 имеет длину волны $\lambda = hc/(E_2 - E_1) \approx 694,3$ нм, зависящую от температуры. На рубине создаются также квантовые усилители (мазеры) с шумовой температурой около 10 К в диапазоне длин волн 1...5 см. Под влиянием электрического поля кристалла рубина основной примесный уровень E_1 иона Cr^{3+} расщепляется на два подуровня E'_1 и E''_1 (эффект Штарка). Внешнее магнитное поле напряженностью H_B (рис. 2.10) расщепляет каждый из них на подуровни E_{1n} , $n=1...4$ (эффект Зеемана). При соответствующей ориентации электрического и магнитного полей частоты 2-го и 4-го подуровней совпадают: $(E_{13} - E_{11}) = (E_{14} - E_{12}) = hf_n$. В результате один из переходов ($E_{13} \rightarrow E_{12}$, $E_{14} \rightarrow E_{11}$, $E_{14} \rightarrow E_{13}$, $E_{12} \rightarrow E_{11}$) может оказаться инвертированным. Чаше используется переход $E_{13} \rightarrow E_{12}$, дающий усиление на длинах волн 3...5 см. Для подавления конкурирующего процесса релаксации магнитных подуровней E_{1n} используется криогенное охлаждение.

Лазерный эффект наблюдается примерно в двухстах диэлектрических кристаллах, но современным требованиям техники удовлетворяют, кроме рубина, кристаллы алюмо-иттриевого граната $Y_3Al_5O_{12} : Nd^{3+}$ и ортоалюмината иттрия $YAlO_3 : Nd^{3+}$, повышенное

значение к. п. д. которых достигается за счет четырехуровневой схемы генерации. Ионы-активаторы редкоземельных элементов (TR), особенно неодима, наиболее широко применяются в лазерных элементах, работающих, как правило, по четырехуровневой схеме. Линии поглощения TR узкие, но их много, и квантовый выход люминесценции $y_n = A/(A+C)$ велик. Ион неодима Nd^{3+} имеет 4 линии люминесценции, длина волны наиболее интенсивной из них около 1064 нм. Введение иона неодима в различные матрицы мало сказывается на расположении линий люминесценции, так как рабочая незаполненная электронная оболочка экранирована внешними оболочками. Неодим используется в твердотельных лазерах на стеклах и в жидкостных лазерах с неорганическими растворителями.

Интенсивную люминесценцию с малым временем послесвечения ($10^{-8} \dots 10^{-9}$ с), называемую флуоресценцией, дают многие растворы органических красителей (более 100). Из (2.8) следует, что спектр сложных молекул красителей должен состоять из большого числа линий, объединенных в полосы. На рис. 2.11 показаны соответствующие разным электронным состояниям E_m полосы сильно перекрывающихся линий люминесценции с колебательных уровней, расстояния между которыми 30...60 ТГц. Электроны, возбужденные на уровни полосы E_2 , вследствие релаксации переходят за время $10^{-11} \dots 10^{-12}$ с на уровень E_1 , время жизни которого $10^{-8} \dots 10^{-9}$ с. Быстрая релаксация обедняет электронами и верхние уровни полосы E_1 . В результате между нижними уровнями полосы E_2 и верхними уровнями полосы E_1 возникает инверсная населенность и возможно создание лазера, работающего, по существу, по четырехуровневой схеме с безызлучательными переходами между двумя верхними и двумя нижними уровнями. Для большинства красителей не показанные на рис. 2.11 каналы релаксации и поглощения на частоте генерации препятствуют использованию тепловых источников накачки, отличающихся низкой величиной спектрального потока.

Показательна роль безызлучательных процессов в столкновительных газовых лазерах на смеси углекислого газа CO_2 и азота N_2 , схема колебательных уровней E_m и E'_m которых изображена на рис. 2.12. Накачка верхнего рабочего уровня E_4 , время жизни которого равно $10^{-3} \dots 10^{-4}$ с при давлении смеси 1...10 мм рт. ст. и 10^{-5} с при атмосферном давлении, осуществляется за счет соударений молекул CO_2 с электронами, образующимися при электрическом разряде. Но главный источник населенности уровня E_4 — безызлучательная передача энергии с метастабильного уровня E'_2 азота на уровень E_4 при столкновениях возбужденных молекул азота N^*_2 с молекулами CO_2 . Нижний рабочий уровень E_3 имеет время жизни $10^{-4} \dots 10^{-5}$ с, релаксация вращательных подуровней происходит за 1...0,1 мкс.

Возбужденные молекулы CO_2 получают также в результате химических реакций. Если их скорость образования выше скорости процессов релаксации, то возможно создание инвертированного состояния, что и используется в химических лазерах. Непрямое возбуждение активных молекул осуществляется при столкновительной передаче энергии от возбужденных химической реакцией молекул другого газа. Уровень E_4 релаксирует медленнее уровня E_3 при быстром адиабатическом расширении смеси CO_2-N_2 при истечении ее через сопло, сопровождающемся охлаждением газа. Этот способ используется в газодинамических лазерах. В [21] обосновывается возможность получения к. п. д. около 10...40% за счет использования столкновительного механизма распада нижнего уровня в ла-

рах на парах металлов с буферными инертными газами. Верхний рабочий уровень в них является разрешенным, нижний — метастабильным. Скорость возбуждения верхнего уровня больше. Инверсная населенность после включения накачки существует в течение времени жизни верхнего уровня. Длительность генерации, естественно, короче и имеет порядок 1...30 нс. Частота повторения импульсов определяется временем релаксации нижнего уровня.

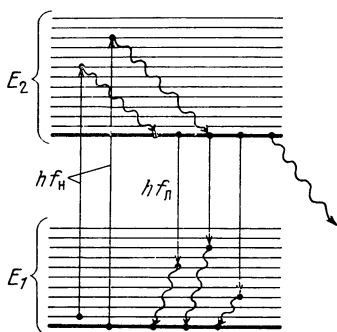


Рис. 2.11

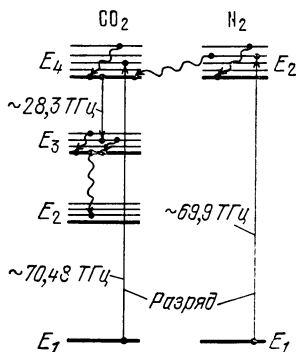


Рис. 2.12

Можно сформулировать требования к характеристикам лазерных материалов. Если равновесные населенности уровней различаются сильно, то для обеспечения большого коэффициента усиления среды следует отдать предпочтение узким линиям люминесценции. Вероятность безызлучательных переходов с верхнего уровня должна быть мала, так как уменьшение времени жизни уровня приводит к необходимости увеличения мощности накачки. Эффективность де-возбуждения нижнего уровня повышается с ростом роли столкновительных процессов. При оптической тепловой накачке предпочтительны материалы с широкими полосами поглощения. Коэффициент полезного действия лазера увеличивается, если частоту накачки приближать к частоте люминесценции. Поглощение вещества на частоте рабочего перехода следует минимизировать.

Из (2.11) следует, что спонтанное излучение затрудняет построение коротковолновых лазеров. Дополнительные трудности вызывает подбор материалов и оптических элементов. В настоящее время наиболее мощными являются ультрафиолетовые (УФ) эксимерные лазеры на димерах аргона Ar^*_2 ($\lambda_{изл}=126,1$ нм, $\Delta t_n=4...15$ нс, $P_n=5$ МВт) и ксенона Xe^*_2 ($\lambda_{изл}=172$ нм, $\Delta t_n=10$ нс, $P_n=75$ МВт) [21]. Рентгеновские и гамма-лазеры еще не созданы, но исследования в этом направлении ведутся. Уже упоминалось о лазерах, работающих в диапазоне дециметровых и сантиметровых волн. При конструировании длинноволновых лазеров ($\lambda > 10$ мкм) приходится бороться с влиянием релаксационных процессов, так как величины hf и kT становятся одного порядка. Поэтому использование охлаждения лазеров до низких температур оказывается необходимым.

Все рассмотренные выше процессы резонансного взаимодействия поля и вещества сводятся, по существу, к последовательности актов

поглощения или излучения одиночных фотонов (однофотонные процессы). Они не объясняют эффектов нелинейной оптики.

4. Явления нелинейной оптики. Нелинейные преобразования широко используются в радиотехнике. В режиме усиления больших сигналов с отсечкой спектр выходного тока содержит гармоники основной частоты. Очевидно, фазы всех гармоник жестко связаны. Возбуждение нелинейного каскада синусоидальным сигналом сопровождается появлением синусоидальных (когерентных) колебаний кратных частот. Таким же когерентным процессом является процесс смешения частот в нелинейном многополюснике, который формирует колебания суммарных и разностных (комбинационных) частот. Модуляция характеристик элементов линейных фильтров с частотой накачки f_n используется для параметрического усиления или генерации радиоколебаний на частотах $f_c = Nf_n/2$, $N=1, 2, \dots$ В параметрической двухконтурной системе с гармонически изменяющейся величиной связи усиливаются колебания на частотах, расположенных симметрично относительно частоты $f_n/2$. Все описанные явления воспроизводятся и в оптическом диапазоне.

Среди нелинейных оптических эффектов, проявляющихся в зависимости показателя преломления среды от потока излучения, отметим электрострикционную модуляцию плотности среды с инерционностью около 10^{-7} с, эффект Керра в мощном поле с постоянной времени 10^{-12} с, тепловые явления. Лазеры могут создавать поля с напряженностями, близкими к внутриатомным ($U_{ат} = 10^9 \dots 10^{11}$ В/м), поэтому электроны в атомах становятся ангармоническими, т. е. вынужденно излучающими частоты, кратные частоте поля. Генерация гармоник является эффективным методом получения когерентного излучения в видимом и УФ диапазонах с помощью ИК лазеров. В активном веществе, облучаемом мощным монохроматическим полем с частотой f_n , возможно параметрическое усиление света на частотах f_1 и f_2 , удовлетворяющих условию $f_1 + f_2 = f_n$. Этот процесс используется в плавно перестраиваемых по частоте параметрических генераторах света. При распространении в среде немонахроматического излучения (например, двух плоских волн с частотами f_1 и f_2) наряду с гармониками возникают комбинационные частоты.

Спектральный состав радиосигналов изменяют в сосредоточенных каскадах, тогда как оптические нелиней-

ные процессы имеют ярко распределенный характер, являясь интегральными пространственно-временными преобразованиями функций полей. Их эффективность зависит от степени синхронности интерференции вторичных излучений атомов. Здесь можно провести аналогию с возбуждением продольно излучающих антенн (диэлектрических, типа «волновой канал»). В оптике большую роль играют дисперсия и анизотропия вещества, поэтому максимальный нелинейный эффект при 3-частотном взаимодействии имеет место при выполнении векторного условия пространственной синфазности (фазового синхронизма)

$$\hat{f}_n n_n \mathbf{g}_n = \hat{f}_1 n_1 \mathbf{g}_1 + \hat{f}_2 n_2 \mathbf{g}_2, \quad (2.12)$$

где \mathbf{g}_r и $n_r = n(\hat{f}_r)$ — единичный орт направления распространения плоской волны с частотой \hat{f}_r и показатель преломления на частоте \hat{f}_r , $r=1, 2$. Из-за нелинейности среды десятки процентов мощного потока монохроматического поля с частотой \hat{f} преобразуются в излучения на других частотах, поэтому (2.6) становится несправедливой. В частности, поле второй гармоники ($\hat{f}_2 = 2\hat{f}_1$) на расстоянии R от границы нелинейной среды можно оценить по формуле, которая выведена без учета истощения поля первой гармоники [19]:

$$U_2(t, R) \approx k_{12} A_1^2(0) \int_0^R \cos \{2\pi \hat{f}_2 [t - n_2 R/c + \\ + (n_2 - n_1) z'/c]\} dz = A_2(R) \cos \{2\pi \hat{f}_2 [t - (n_1 + n_2) R/(2c)]\},$$

где $A_1(R)$ и $A_2(R)$ — амплитуды огибающих напряженностей полей первой и второй гармоник, $A_2(R) = k_{12} A_1^2(0) R \sin \Phi_c / \Phi_c$; $\Phi_c = 2\pi \hat{f}_1 (n_2 - n_1) R/c$.

Нормальному ходу дисперсии соответствует $\partial n(\hat{f})/\partial \hat{f} > 0$, поэтому для повышения эффективности взаимодействия полей следует использовать вещества в области аномальной дисперсии, где поглощение велико, или анизотропные кристаллы с двойным лучепреломлением, в которых удастся выделить направления синхронизма \mathbf{g}_r , удовлетворяющие условию (2.12).

5. Нелинейные (многофотонные) процессы. Для описания явления преобразования волн, попадающих в нелинейные среды, во вторичные волны с другими частотами, поляризацией и направлениями распространения вводится понятие многофотонных процессов (МФП).

Мгновенный квантовый переход, в котором M фотонов одновременно, с задержкой менее 10^{-12} с, рождается (излучается) и

N — M фотонов уничтожается, называется N -фотонным. При некогерентном МФП частицы среды переходят из начального состояния в конечное через «виртуальные» уровни E' , не связанные с энергетическим спектром E вещества. Когерентные МФП характеризуют изменения только электромагнитного поля за счет нелинейной дифракции (рассеяния) в среде [4]. При этом соблюдается закон сохранения энергии и импульсов N фотонов, т. е. условие пространственного синхронизма: $\sum \mathbf{K}_r = 0$, где \mathbf{K}_r — волновой вектор r -го фотона в среде; $|\mathbf{K}_r| = 2\pi f_r n_r / c$; n_r — показатель преломления среды на частоте f_r , $r = 1, \dots, N$. На рис. 2.13 представлены энергетические

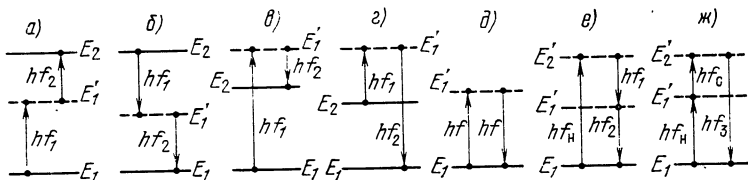


Рис. 2.13

диаграммы простейших некогерентных МФП: двухфотонного поглощения (а) и испускания (б), стоксова (в) и антистоксова (г) комбинационного рассеяния, а также когерентных МФП: релеевского (упругого) рассеяния (д), параметрического рассеяния (е) и преобразования частоты излучения «вверх» (ж).

Параметрическое рассеяние используется для преобразования частот лазерных источников, усиления и генерации когерентного света. Нелинейно рассеянные фотоны с согласованными энергиями вылетают по определенным направлениям только парами, тройками, четверками и т. д. Этот эффект предложено использовать для абсолютной калибровки чувствительности фотоприемников и создания эталонных источников света с известными моментами вылета и числом фотонов [22].

6. Излучение релятивистских частиц. Неравномерное движение заряженной частицы сопровождается тормозным излучением. Переходное излучение наблюдается при равномерном движении частицы в среде с изменяющимися свойствами. Если скорость v равномерного движения частицы больше фазовой скорости (c/n) электромагнитной волны в среде, то возникает излучение Вавилова — Черенкова (ИВЧ). В отличие от ненаправленной люминесценции ИВЧ сосредоточено в тонком узком конусе. Его волновой вектор составляет со скоростью источника угол $\vartheta \approx \arccos(nv/c)$. Источник тормозится в собственном поле, и в конечном счете энергия ИВЧ черпается из стороннего ускорителя [19]. Как и рассеяние, ИВЧ безынерционно. Угловая расходимость $\Delta\vartheta$ и

ограничение спектра высшей частотой обусловлены дисперсией среды, $\partial n(f)/\partial f > 0$, и разбросом скоростей и направлений движения частиц. ИВЧ отличается низкой интенсивностью: быстрая частица на пути 1 см в среде с $n=1,5$ излучает 200...300 фотонов.

Излучение СВЧ в лампах бегущей волны (ЛБВ) и магнетронах также можно трактовать как вынужденное ИВЧ электронов при движении на расстояниях порядка λ от замедляющей или резонансной структуры [23]. Пролет электронов вблизи металлических дифракционных решеток сопровождается излучением объемных некогерентных волн (дифракционное излучение Смита — Парселла). Когерентное суммирование волн от отдельных электронов достигается с помощью внешней модуляции плотности электронного пучка. Как следует из формулы (2.11), в диапазоне децимиллиметровых волн, $f=0,3...3$ ТГц, механизм вынужденного излучения является доминирующим. Поэтому отражательную дифракционную решетку целесообразно разместить на одном из зеркал открытого квазиоптического резонатора, который обеспечит обратную связь и взаимодействие дифракционного излучения с электронным пучком. При этом группировка электронов возникает автоматически (нарастающая электронная волна).

Наиболее перспективным генератором субмиллиметровых волн является, по-видимому, мазер на циклотронном резонансе (гиротрон). В нем используется вынужденное излучение кольцевого пучка релятивистских монохроматических электронов ($v_0=\text{const}$), двигающихся вдоль волновода по винтовым траекториям под действием однородного продольного магнитного поля.

Ларморова частота f_L вращения электрона пропорциональна его заряду q_0 и магнитной индукции B : $f_L=q_0 B/(2\pi m_0)$. Поэтому требуемое значение индукции составляет $\sim 35,7$ Тл/ТГц, но при работе на n -й гармонике циклотронной частоты эта величина меньше в n раз. Фазовые углы электронов на ларморовых орбитах синхронизируются полем излучения в результате релятивистского изменения масс электронов. Как следует из (2.7), масса $m_0(U)$ электрона, прошедшего ускоряющую разность потенциалов U , увеличивается в $(1+q_0 U/m_0 c^2)$ раз.

7. Типичные оптические источники подразделяются на температурные (лампы накаливания и газоразрядные, искровые разрядники), люминесцентные (люминесцентные лампы, светодиоды), излучатели на релятивистских частицах и лазеры.

Лампы накаливания в локационных системах используются мало (в контрольно-измерительной аппаратуре, в фазовых дальномерах [8]). Мощность потребления ламп достигает 10...20 кВт. Она превращается в поток джоулева тепла со спектральной светимостью $\bar{M}_T(f, T)$, $T=1400...3000$ К, причем степень черноты $a(f, T)$ источника обычно имеет слабо выраженный максимум в ИК или видимом диапазоне. Коэффициент полезного

действия Y_T температурных излучателей можно вычислить по формуле

$$V_T = \int_0^{\infty} |H(f)|^2 \overline{M}_T(f, T) df / \int_0^{\infty} \overline{M}_T(f, T) df,$$

где $|H(f)|^2$ — спектральный коэффициент прозрачности оптического приемопередающего тракта локатора. Вольфрамовая спираль излучает около 50% потока в октаве 0,75...1,4 мкм. Наиболее эффективный черный излучатель видимого «белого» света должен иметь температуру около 5200 К (электрическая дуга).

В газоразрядных лампах (ГРЛ) излучение возникает за счет прохождения электрического тока через газы и пары. Различают ГРЛ низкого давления (0,1 Па...20 кПа), высокого (до 1,5 МПа) и сверхвысокого. Для локации необходимы узкополосные источники света (желательно возбуждение одной линии) с минимальным объемом тела свечения. Резонансное излучение с шириной линии, много меньшей 0,1 нм, и с высоким к. п. д. дают ГРЛ низкого давления. Например, баланс энергии в 40-ваттной ртутной лампе следующий: 22 Вт (линия $\lambda_1=254$ нм, 55%); 13,8 Вт (нагрев колбы и электродов, 34,5%); 3,5 Вт (линия $\lambda_2=185$ нм, 8,7%); 0,7 Вт (широкополосное излучение). Ртутная лампа с плоским капилляром излучает на линии $\lambda_1=254$ нм до 75% потока [24]. Такие источники по монохроматичности близки к лазерам, но имеют большие размеры. При увеличении тока или давления растет вклад тушащих соударений и ступенчатого возбуждения, и резонансный выход ГРЛ должен уменьшиться. Тем не менее на базе химически стойких тугоплавких колб (Al_2O_3) и галогенидов металлов созданы ртутные лампы высокого давления (металлогалогенные), в которых преобладает выход резонансного излучения примесей. Для получения спектра из небольшого числа линий в качестве добавок используются элементы щелочной группы: Na ($\lambda=589$ нм), Li ($\lambda=671$ нм) и третьей группы: таллий Tl ($\lambda=535$ и 378 нм), индий In ($\lambda=451$ и 410 нм), галлий Ga ($\lambda=417$ нм). Так, подбором давления, температуры и концентраций можно добиться, чтобы интенсивность узкой, менее 0,2 нм, линии таллия на $\lambda=535$ нм превышала в 10 раз остальные линии при к. п. д. около 20%. Искровой разрядник в виде коаксиального конденсатора имеет время нарастания оптического импульса 2...7 нс,

как у лазера, стабильность срабатывания 1...3 нс, энергию в импульсе около 0,03 Дж, частоту повторения до 10 кГц. Созданы миниатюрные лампы-вспышки одно-разового химического действия, например, заполненные полосками циркониевой фольги (50 мг) и окислителем-кислородом (0,5 МПа), которые дают энергию в импульсе 200 Дж при электропотреблении менее 2 мкДж/имп.

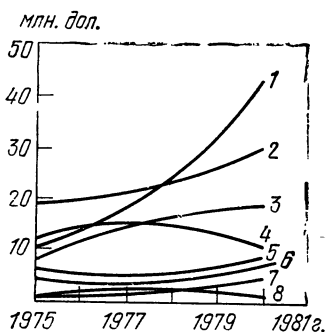


Рис. 2.14

Светодиоды на GaAs излучают на длине волны $\lambda=0,9 \dots 1,0$ мкм в полосе $\Delta\lambda=35$ нм, на фосфиде галлия GaP ($\lambda=698$ нм, $\Delta\lambda=93$ нм), на $\text{GaP}_x\text{As}_{(1-x)}$ ($\lambda=640$ нм, $\Delta\lambda=28$ нм), на SiC ($\lambda=590$ нм, $\Delta\lambda=155$ нм). Возможно несколько спектральных максимумов, их интенсивности зависят от концентрации примесей. Поток светодиодов, измеряемый обычно в краевом угле 90° (110°),

колеблется в пределах $1 \cdot (10^{-3} \dots 40)$ мВт, к. п. д. 1...25%, длительность фронта 20...2500 нс.

Излучатели Вавилова—Черенкова (ИВЧ) имеют малый поток излучения и применяются в контрольно-измерительной аппаратуре. Стабильность потока ИВЧ на основе распадающихся изотопов зависит от периода полураспада радиоактивного вещества и помутнения среды (синтетического кварца) и равна 95...98% в год.

Лазеры. Возрастающую роль лазерной техники иллюстрируют графики на рис. 2.14, где показан рост поставок фирмами США лазеров разных типов: 1 — на CO_2 , 2 — АИГ, 3 — гелий-неоновые, 4 — ионные, 5 — на стекле с неодимом, 6 — рубиновые, 7 — полупроводниковые, 8 — гелий-кадмиевые. При этом следует учитывать, что рост эффективности и отработка приборов сопровождается падением их стоимости. Молекулярные CO_2 -лазеры ($\lambda=9,15 \dots 10,9$ мкм) отличаются высокой средней мощностью. Их теоретический к. п. д. $Y_{\text{л}}=40\%$. Отпаянные непрерывные многомодовые CO_2 -лазеры имеют среднюю мощность $\bar{P}=5 \dots 100$ Вт при длине трубки $L=1 \dots 2$ м и $Y_{\text{л}}=10 \dots 15\%$; одномодовые —

$\bar{P}=5\ldots 10$ Вт, $Y_{\text{л}}=3\ldots 7\%$; одночастотные — $\bar{P}=3\ldots 10$ Вт. Их кратковременная нестабильность частоты $10^{-9}\ldots 10^{-10}$, долговременная $10^{-7}\ldots 10^{-8}$ ($7\cdot 10^{-10}$ за секунду), стабильность амплитуды $0,1\ldots 1\%$. Параметры мощных прокачных непрерывных CO_2 -лазеров: $\bar{P}=10^2\ldots 2\cdot 10^4$ Вт (50 Вт/м), $Y_{\text{л}}=10\ldots 15\%$; одномодовых: $\bar{P}\leq 250$ Вт ($L=1,2$ м), $Y_{\text{л}}=10\%$; импульсных прокачных CO_2 -лазеров: $P_{\text{и}}=10^4\ldots 10^6$ Вт, $\Delta t=50\ldots 10^4$ нс, частота следования $F=25\ldots 100$ Гц. Малогабаритные лазеры высокого давления с несамостоятельным разрядом могут иметь $\bar{P}\leq 10$ кВт и энергию в импульсе $E_{\text{и}}\leq 100$ Дж при $Y_{\text{л}}=5\ldots 15\%$. Газодинамические CO_2 -лазеры излучают в многомодовом режиме поток $\bar{P}=60\ldots 600$ кВт при $Y_{\text{л}}=0,5\ldots 1\%$ и угловой расходимости пучка $0,1$ мрад ($20''$). При потоке 6 кВт расход вещества составляет 450 г/с. Характеристики химических лазеров открытого цикла: CO_2 -лазер ($\bar{P}=10\ldots 100$ кВт), СО-лазер ($\lambda=4,9\ldots 5,7$ мкм, $\bar{P}\leq 50$ кВт, $Y_{\text{л}}\approx 10\%$ при теоретическом значении $Y_{\text{л}}=75\%$, многомодовый, излучает много линий), импульсный HF-лазер ($\lambda=2,6\ldots 3,5$ мкм, $E_{\text{и}}=10^5$ Дж, $\Delta t=5$ нс, возбуждение пучком электронов 2 МэВ, электрический к. п. д. $Y_{\text{л э}}=200\%$, химический $Y_{\text{л х}}=10\%$). На выставке «Лазер-75» в Мюнхене был представлен импульсный азотный лазер, $\lambda=337,1$ нм, с импульсной мощностью 2 ТВт, $\Delta t=5$ нс и $F=300$ Гц. Ионный аргоновый (Ar^{2+}) лазер — мощный непрерывный источник в видимом и УФ диапазонах ($\lambda=514,5; 501,7; 496,5; 488,0$ нм и более короткие волны), излучающий в многомодовом режиме поток $\bar{P}\leq 150$ Вт ($L=4,5$ м), в одномодовом $\bar{P}\leq 50$ Вт ($L=1,5$ м) при $Y_{\text{л}}=0,01\ldots 0,1\%$. Гелий-неоновый (He—Ne) лазер ($\lambda=632,8; 640,1; 1150,0; 3391$ нм) имеет $\bar{P}\leq 0,1$ Вт, $Y_{\text{л}}=0,01\ldots 0,03\%$, в одночастотном режиме $\bar{P}\leq 1$ мВт. Моде TEM_{00} соответствует расходимость луча около 1 мрад, дрейф направления оси ДН около $0,3$ мрад ($1'$), в лучших изделиях — $0,005\ldots 0,05$ мрад, отличается высокой монохроматичностью. Механизм возбуждения непрерывного ионного гелий-кадмиевого (He—Cd) лазера ($\lambda=325,0$ и $441,6$ нм), по-видимому, такой же, как у He—Ne-лазера [21], а конструктивно он похож на импульсные лазеры на парах металлов. Характеристики лазера на парах меди: $\lambda=510,5$ нм, $\bar{P}=43$ Вт (в перспективе энергосъем 1 кВт с метра трубки), $F=20$ кГц (до 100 кГц), $Y_{\text{л}}=1\%$, $T=1600^\circ\text{C}$. Как и в ГРЛ, для

снижения рабочей температуры можно использовать галогениды меди: CuCl ($T=400^\circ\text{C}$), CuJ ($T=575^\circ\text{C}$) [21]. Лазеры с оптической накачкой перекрывают более 450 переходов в диапазоне 37...1800 мкм с непрерывной мощностью несколько милливатт и импульсным потоком более ватта. Так, разработан лазер на CH_3F ($\lambda=496$ мкм) с длительностью импульса 60 нс и $P_{\text{и}}=9$ кВт, излучающий на аксиальной моде с $Y_{\text{л}}=0,15\%$.

Твердотельные лазеры используются в локационных системах в основном как импульсные источники. Они могут работать в режиме свободного генерирования с неуправляемой добротностью резонатора («пиковый режим»); с модуляцией добротности, при которой энергия, накопленная в инвертированной среде, выводится при резком увеличении добротности; в режиме открытия резонатора, при котором энергия, запасенная в поле излучения, покидает резонатор через быстрооткрывающийся клапан; в режиме периодического генерирования. Типичная длительность импульсов $\Delta t=10\ldots 100$ нс. Для увеличения Δt до 1 мкс используется программное изменение добротности с автослежением за уровнем потока, применяются полупроводники с нелинейным поглощением. Сверхкороткие импульсы получают с помощью просветляющихся растворов красителей и тонких испаряющихся пленок, электрооптического вырезания и за счет синхронизации мод. Характеристики лазера на алюмо-иттриевом гранате АИГ: Nd^{3+} ($\lambda=1064,1$ нм, $\Delta f=0,03\ldots 0,2$ ТГц, $\partial f/\partial T=1,92$ ГГц/К), в режиме модулированной добротности: $E_{\text{и}}=0,01\ldots 0,15$ Дж, $Y_{\text{л}}=0,5\ldots 0,8\%$, $F<100$ МГц; в непрерывном режиме: $\bar{P}\leq 1$ кВт, $Y_{\text{л}}=1,5\ldots 3\%$. Для применения в космосе разрабатывается АИГ-лазер с солнечной накачкой, который на $\lambda=1,06$ мкм имеет $\bar{P}=5,6$ Вт (многомодовый режим) или 2 Вт в режиме TEM_{00} . При удвоении частоты ($\lambda=0,53$ мкм) $\bar{P}=0,5$ Вт (TEM_{00}), а с синхронизацией мод $\bar{P}=0,4$ Вт, $\Delta t\approx 300$ пс. АИГ-лазер часто используется как задающий генератор для последующих каскадов усиления. Лазеры на стеклах с неодимом ($\lambda=1058$ нм, $\Delta f_{\text{л}}=1,6\ldots 3,5$ ТГц) в режиме свободной генерации: $E_{\text{и}}=5\ldots 10^3$ Дж при $Y_{\text{л}}=5\ldots 6\%$; в режиме модуляции добротности энергия в импульсе может составлять сотни джоулей при $Y_{\text{л}}=0,03\ldots 0,4\%$; в режиме синхронизации мод импульсный поток достигает 20 ТВт.

Стекла с неодимом применяют в мощных лазерных усилителях и генераторах коротких импульсов с частотой повторения $F < 10$ Гц. Рубиновый лазер ($\lambda = 694,3$ нм, $\partial\lambda/\partial T = 0,004$ нм/К, $\Delta f_{\text{л}} = 0,01 \dots 0,63$ ТГц) в режиме свободной генерации: $E_{\text{и}} = 1 \dots 5000$ Дж, $Y_{\text{л}} = 1\%$; при модуляции добротности: $E_{\text{и}} = 0,1 \dots 300$ Дж, $Y_{\text{л}} = 0,1\%$.

Для удвоения частоты маломощного излучения используются кристаллы ниобата бария-лития, ниобата лития, иодата лития и др. Кристаллы дигидрофосфата калия (KDP), дигидроарсената цезия (CDA) отличаются повышенной лучевой стойкостью. При размещении преобразователя в резонаторе выход второй гармоники близок к 100% (к. п. д. близок к 1%), но конструкция лазера получается сложной. На рис. 2.15 представлены энергетические характеристики лазеров с каскадами усиления и внерезонаторными умножителями частоты фирмы ILS Inc, США.

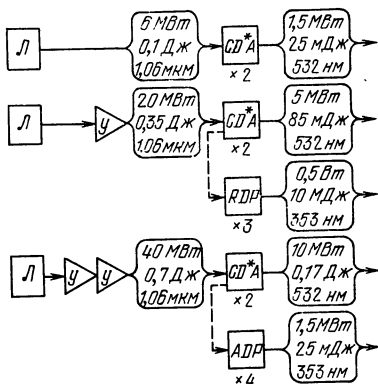


Рис. 2.15

Полупроводниковые лазеры отличаются малыми размерами и высоким к. п. д. Инжекционные лазеры работают в ИК и видимом диапазонах: $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}$ ($\lambda = 0,84 \dots 0,9$ мкм); $\text{GaAs}_{(1-x)}\text{P}_x$ ($0,63 \dots 0,88$ мкм); InP ($0,9$ мкм); $\text{InP}_{(1-x)}\text{As}_x$ ($0,9 \dots 3,1$ мкм); InSb ($5,2$ мкм) и др. Пороговая плотность тока в гомогенных $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}$ -лазерах (сильно легированных p - n переходах) составляет $20 \dots 50$ кА/см² при $T = 300$ К. У 5-слойных симметричных лазеров (с двойным гетеропереходом) из-за интерференционной фокусировки излучения между слоями и барьерной концентрации инжектированных электронов пороговая плотность тока 1 кА/см². Предельная мощность в импульсе $50 \dots 65$ Вт, $\Delta t \approx 200$ нс, $F_{\text{и}} < 100$ кГц. Температурный коэффициент длины волны $0,15$ нм/К (при 300 К). Ширина спектра $2 \dots 3$ нм, $Y_{\text{л}} = 1 \dots 10\%$. Угловая расходимость луча $(69,6 \dots 104,4)^\circ \times (174 \dots 348)$ мрад $[(4 \dots 6)^\circ \times (10 \dots 20)^\circ]$.

Лазеры с электронной накачкой излучают в диапазоне от ИК до УФ: ZnS (0,32 мкм); ZnO (0,37); CdS (0,49); $\text{CdS}_x\text{Se}_{(1-x)}$ (0,49...0,69); CdSe (0,68) и т. д. Характеристики лазера КГС-1М: $\lambda=0,83\ldots 0,86$ мкм; $P_n=1$ кВт; $\Delta t=10^{-7}\ldots 10^{-9}$ с; расходимость излучения не более 261 мрад (15°), полоса частот отклоняющей системы 0...1 ГГц, напряжение катода 10 кВ, хладагент — жидкий азот.

Промышленные импульсные жидкостные лазеры на красителях с ламповой накачкой ($\lambda=220\ldots 860$ нм, с перестройкой 3...640 нм) имеют $P_n=0,02\ldots 10$ МВт, $F_n=1\ldots 20$ Гц, $\Delta t=0,1\ldots 1$ мкс, $Y_n=0,1\ldots 1\%$. Коэффициент преобразования по мощности 10...50% при лазерной накачке.

2.2. Формирование диаграммы направленности

1. Диаграмма направленности антенны (ДН) определяется амплитудно-фазовым распределением поля $U(t, V)$ в плоскости раскрыва. Спектр сигнала $G(f, Q)$ в точке $Q(x, y)$ на расстоянии R от раскрыва (см. рис. 2.1) при $\alpha \ll 1$, $\beta \ll 1$ согласно формуле Гюйгенса — Френеля [18]

$$G(f, Q) \approx -i \exp(i 2\pi f R/c) \iint f G(f, V) \exp[i\pi f |V, Q|^2/(cR)] \times \\ \times dV/(cR), \quad (2.13)$$

где $G(f, V)$ — спектр сигнала в точках раскрыва; $V=(\xi, \eta)$; $|V, Q|^2=(x-\xi)^2+(y-\eta)^2$.

Частотные искажения спектра $G(f, Q)$ объясняются зависимостью ширины ДН от частоты. Для круглой синфазной антенны диаметром d ширина ДН по уровню половины энергии $\theta_{0,5}=1,06\lambda/d$. Линейный фазовый набег по раскрыву приводит к повороту ДН, квадратичный — к исчезновению нулевых направлений приема, расширению и раздвоению ДН, а при кубическом набеге фазы поворот диаграммы направленности сопровождается ростом боковых лепестков со стороны поворота. Синфазные антенны не являются самыми направленными. В мультипликативных антеннах нелинейная обработка сигналов от элементов антенн (перемножение с последующим временным осреднением) повышает точность оценки угловых координат единственной на трассе цели, но

разрешающая способность у таких антенн хуже, чем у синфазных.

Применение амплитудно-фазовых апертурных фильтров в оптических антеннах (метод аподизации) малоэффективно. Если размеры синфазных участков аподизированных раскрывов превышают $\lambda/2$, то сужение их главного лепестка ДН в два раза по сравнению с дифракционным сопровождается увеличением уровней боковых лепестков в сотни раз и снижением к. п. д. [25].

В сверхнаправленных антеннах (СНА) элементы раскрыва должны иметь размеры, меньшие $\lambda/2$, и запитываться от независимых возбуждателей для устранения взаимного влияния [26]. Выигрыш в направленности тем больше, чем меньше электрическая длина антенн. Так, если $d \leq 10\lambda$, то ДН можно сузить не менее чем в два раза без значительного снижения эффективности. Но такие малые оптические антенны не имеют практической ценности. Разработки СНА перспективны лишь на низких радиочастотах ($d < 10\lambda$).

Синтезированные антенны (СА) создаются посредством запоминания и когерентного накопления траекторных сигналов при известном законе движения небольшой антенны относительно каждой цели. Такие антенны применяются в бортовых РЛС бокового обзора для получения высокого азимутального разрешения. Последовательные положения реальной антенны диаметром d можно рассматривать как совокупность элементов линейной решетки (синтезированный раскрыв) длиной $d_c = vT(R)$, где v — относительная скорость носителя; $T(R)$ — время накопления сигналов от цели на дальности R . Если движение непрямолинейно и неравномерно, то длина d_c определяется угловым сектором с вершиной у цели, внутри которого заключен отрезок траектории, пройденный за период T . Линейное разрешение $r(R)$ сфокусированной на бесконечность (синфазной) СА $r(R) = 0,5\lambda R/d_c$, где коэффициент 0,5 учитывает двойной набег фазы при активной локации. Это выражение справедливо и для сфокусированной на дальность R СА, так как свойства поля в дальней зоне воспроизводятся в фокальном пятне. Из условий дальней зоны $R > 2d_c^2/\lambda$ и $|R| > 2d^2/\lambda$ следует, что для синфазной СА $d < d_c \leq \sqrt{\lambda R/2}$ и $r_c(R) = d_c > d/2$. Для приема всей энергии эхо-сигнала нужно, чтобы период $T(R)$ был равен длительности облучения цели, т. е. $T(R) = \lambda R/(vd)$. При

этом $d < d_c \leq \lambda R/d$ и возникает необходимость фокусировки СА. Разрешение фокусированной СА $r_f(R) = d/2$ не зависит от v , но неравенство $r(R) > \lambda/2$ выполняется всегда. Из условий дальней зоны (см. рис. 2.2) также следует, что применение СА в ОЭЛ может быть эффективно, если $d < \sqrt{\lambda R/2}$.

2. Гауссовские пучки используются для описания пространственной структуры лазерного излучения. Подставляя выражение

$$G(f, \zeta, \eta) = \exp [-(\zeta^2 + \eta^2)/w_0^2] \delta(f - f_{\text{л}})$$

в (2.13), определяем величину поля от монохроматического источника в приближении Френеля [27]:

$$U(x, y, R) = U_0 \left(\frac{w_0}{w_R} \right) \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{w_R^2} + \right. \\ \left. + \frac{2\pi i f_{\text{л}}}{c} \left(R + \frac{x^2 + y^2}{2r_R} \right) - i \arctg \frac{cR}{\pi f_{\text{л}} w_0^2} + i 2\pi f_{\text{л}} t \right],$$

где w_R — радиус гауссовского пучка на расстоянии R от источника;

$$w_R^2 = w_0^2 [1 + (cR)^2/(\pi f_{\text{л}} w_0^2)^2], \quad r_R = R [1 + (\pi f_{\text{л}} w_0^2/cR)^2] -$$

радиус кривизны сферического фронта на расстоянии R ; w_0 — радиус гауссовского пучка при $R=0$, отсчитываемый по уровню $e=0,3679$. Гауссовское распределение амплитуды поля в сечении пучка имеет место на любом расстоянии от источника. Дифракционная расходимость пучка $\vartheta_{0,37} = \lim w_R R^{-1} = \lambda/(\pi w_0)$. Условной границей дальней зоны является дальность $L_K = 2R_K$, где $R_K = \pi w_0^2/\lambda$ — параметр, играющий роль критического расстояния. Радиус кривизны фронта на расстоянии R_K от перетяжки максимален, и $w_{R_K} = w_0 \sqrt{2}$. При падении гауссовского пучка на тонкую линзу столь большого диаметра, что дифракцией на ее краях можно пренебречь, амплитудное распределение в выходном пучке сохранится. Идеальная линза преобразует сферический фронт в сферический (стигматизм), поэтому на выходе пучок также будет гауссовским. Если в сечении этого пучка расположить сферическое зеркало, поверхность которого совпадает с поверхностью фронта пучка, то отраженный пучок будет иметь форму падающего (обращение волнового фронта). Следовательно, поле между соосными сферическими зеркалами, образующими открытый

резонатор (ОР), должно иметь форму гауссовского пучка (рис. 2.16). Радиус перетяжки и ее положение R_0 относительно ОР определяются по формулам [19]

$$w^*_0 = (\lambda/4\pi)^2 L (r_1 - L)(r_2 - L)(r_1 + r_2 - L)/(r_1 + r_2 - 2L),$$

$$R_0 = r_1 + L(r_2 - L)/(r_1 + r_2 - 2L),$$

где r_1 , r_2 и L — радиусы кривизны зеркал и длина пустого резонатора. Различают плоскую ($r_1 = r_2 = \infty$), конфокальную ($r_1 = r_2 = L$), concentрическую ($r_1 = r_2 = L/2$) и

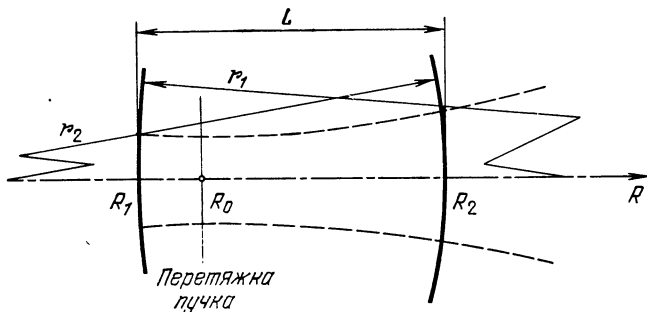


Рис. 2.16

произвольную конфигурацию ОР. Зависимость $w_R = w(R)$ для гауссовского пучка в ОР можно рассматривать как выражение для каустики семейства лучей, на которые можно разложить электромагнитную волну, распространяющуюся вдоль открытого резонатора. Резонаторы, в которых существуют каустики и, следовательно, потери малы, называются устойчивыми (УОР). Поле произвольного УОР можно представить как поле эквивалентного конфокального ОР длиной $L = L_K$, которая соответствует границе дальней зоны гауссовского излучателя. Напряженность $U(x, y, R)$ монохроматического поля лазера на моде TEM_{mnq} [21]

$$U(x, y, R) = (w_0/w_R) U_0 H_m(x\sqrt{2}/w_R) H_n(y\sqrt{2}/w_R) \exp \times \\ \times \{ -(x^2 + y^2)/w_R^2 + i2\pi f [t + R/c + (x^2 + y^2)/(2cr_R)] - \\ - i(m + n + 1) \arctg [cR/(\pi w_0^2)] \},$$

где $H_m(\cdot)$ — полином Эрмита m -й степени. Как следует из последней формулы, все моды гауссовского пучка имеют одинаковые значения радиуса перетяжки, а сле-

довательно, и кривизны фронта. В дальней зоне пучок на моде TEM_{mnq} имеет $(m+1)(n+1)$ максимумов, его угловая расходимость $\vartheta_{mnq} = k_{mnq}\lambda/(\pi\omega_0)$, k_{mnq} — постоянные, $k_{mnq} \geq 1$. Амплитуда поля в раскрыве лазера с плоским ОР для моды TEM пропорциональна функции

$$\sin[\pi(m+1)\xi/a] \sin[\pi(n+1)\eta/b],$$

где a и b — длина и ширина прямоугольного раскрыва. Это поле можно рассматривать как результат дифракции на выходном зрачке четырех плоских волн, распространяющихся в направлениях β_{mn} :

$$\beta_{mn} = \beta_m g_x + \beta_n g_y; \quad \beta_m = \lambda(m+1)/(2a); \quad \beta_n = \lambda(n+1)/(2b),$$

где g_x и g_y — единичные орты прямоугольной системы координат. Диаграмма направленности является суперпозицией этих четырех волн [19].

Усредненная во времени ДН многомодового лазера находится суммированием по мощности ДН отдельных типов колебаний. Однако нелинейные явления в лазерах, имеющие длительности до 10^{-10} с, многофотонные процессы приводят к нарушению принципа суперпозиции, а следовательно, к усложнению пространственной динамики излучения. В умножителях частоты скорость генерации гармоник выше в участках пучка с большей интенсивностью. Для лучей, наклонных к направлению синхронизма, и с частотами, отличными от номинальной, эффективность преобразования понижается. Поэтому получение гармоник и комбинационных частот может сопровождаться уменьшением величин поперечных индексов мод и сечения пучка, так что расходимость на N -й гармонике $\vartheta_{mnq}^{(N)} = k_{mnq}^{(N)} c / (\pi N f_1 W_0^N)$. При параметрической генерации разностной частоты угловая расходимость пучка может значительно превысить угловую расходимость исходных.

3. Методы селекции мод в лазерах основаны на увеличении потерь для нежелательных типов колебаний. Продольные моды выделяются с помощью дисперсионных и анизотропных элементов. Поперечные моды разреживаются внутрирезонаторными диафрагмами, но получаемый при этом в УОР объем активной среды, который формирует излучение продольной моды, оказывается малым. Эта проблема приобретает особое значение в мощных газовых лазерах. Основная мода заполняет весь объем рабочего тела в плоском ОР, однако требования к его изготовлению и юстировке очень жесткие. Большой объем основной моды имеют также нестабильные ОР (НОР), в которых потери на излучение сравнимы с другими видами

потерь. Создаются НОР с помощью выпуклых зеркал. В процессе формирования обратной связи в НОР участвует только центральная, мало расходящаяся часть пучка, а его периферическая часть используется как выходное излучение. Поле в НОР можно представить как суперпозицию двух сферических волн, расходящихся из двух центров. В параксиальном приближении лучи, исходящие из одного мнимого центра, после отражения переходят в лучи из второго мнимого центра. Другие особенности НОР: построен из полностью отражающих зеркал, мода устанавливается за малое количество проходов, что особенно важно в лазерах с короткой длительностью инверсного состояния (лазер на парах меди, азотный и т. д.) [18], малое влияние неоднородностей активного элемента. Выходной пучок НОР, который является оптимальным типом лазерного резонатора, — гомоцентрический (лучи в пучке имеют общий центр) [27].

4. Пространственное распределение излучения протяженных источников описывается с помощью понятия яркости $B(\beta)$, которая определяется величиной светового потока, испускаемого единичной поверхностью тела внутрь единичного телесного угла в направлении, составляющем угол β с нормалью к поверхности. У равномерно рассеивающих излучателей и ЧТ, детали рельефа которого неразличимы из-за отсутствия температурного контраста, распределение фазы во всех точках раскрыва равномерное и δ -коррелированное в пространстве, поэтому их яркость не зависит от направления β (закон Ламберта). Диаграмма направленности плоского ламбертового излучателя: $D(\beta) = \cos \beta$. Направленность излучения металлических объектов зависит от их формы, природы и состояния поверхности. При углах наблюдения $\beta < 60^\circ$ величина $a(f, T)$ металлов меняется мало: $a(f, T|\beta) \approx a(f, T|0)$, но при настильных углах может возрастать более чем в пять раз. У диэлектриков коэффициент излучения максимален в нормальном направлении, $\beta = 0$, а при углах $\beta > 60^\circ$ его значения плавно уменьшаются, стремясь к нулю при $\beta = 90^\circ$.

5. Коллимация или деколлимация оптического пучка (преобразование формы ДН) осуществляется с помощью одиночной линзы — объектива, как в прожекторах дальнего действия [28] или в двухкомпонентной телескопической системе. Объектив, фокальная плоскость которого совмещена с раскрывом излучателя (теплого, мозаики светодиодов или лазеров), воспроизводит структуру ближнего поля источника в дальней зоне:

$$D(\alpha, \beta, R \rightarrow \infty) \approx |A(\alpha l_1, \beta l_1, 0)|^2 / |A(0, 0, 0)|^2,$$

где $A(\xi, \eta, 0)$ — амплитуда огибающей поля в точке (ξ, η) раскрыва; l_1 — фокусное расстояние объектива $Л1$

(рис. 2.17,а). Применение объектива для уменьшения угловой расходимости ϑ_1 источника целесообразно, если $\vartheta_1 > d_1/2l_1$. Измерительный коллиматор Л2 показывает, что пространственно-временная неоднородность (ПВН) излучения источника полностью переносится в сформированную диаграмму. Влияние ПВН ослабляется расфокусировкой объектива или с помощью телескопических систем [18]. Теоретически возможное в телескопи-

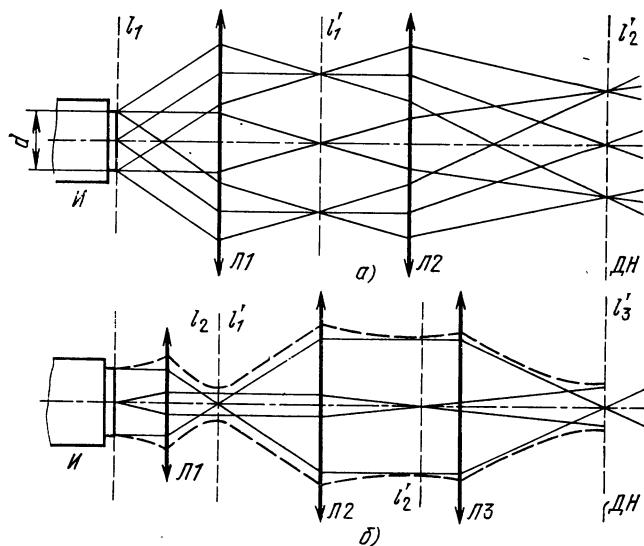


Рис. 2.17

ческих системах преобразование малоапертурного пучка диаметром d_1 с расходимостью ϑ_1 в пучок с параметрами d_2 и ϑ_2 определяется условием Лагранжа — Гельмгольца (рис. 2.17,б):

$$(n_1 \vartheta_1) / (n_2 \vartheta'_2) = d_2 / d_1 = \Gamma, \quad (2.14)$$

где Γ — кратность увеличения; n_1 и n_2 — показатели преломления среды на входе и выходе системы. При преобразовании сильно расходящихся пучков небольшого диаметра для обеспечения стигматизма необходимо, чтобы разные зоны имели одинаковое увеличение. Это возможно, если выполняется условие синусов Аббе [19]: $(n_1 \sin \vartheta_1) / (n_2 \sin \vartheta_2) = d_2 / d_1 = \Gamma$.

Для гауссовского пучка величина подфокусировки квазителескопической системы определяется теоретически, если известны параметры эквивалентного конфокального резонатора, соответствующего структуре пучка. Фокальная плоскость линзы $L2$, как правило, совпадает с изображением перетяжки источника. Тип колебания и модовый состав не изменяются в результате коллимации (деколлимации) пучка, если эффектами пространственной и спектральной фильтрации в оптической системе и нелинейными явлениями в средах можно пренебречь.

2.3. Вероятностное описание тепловых источников

1. Средние коэффициенты излучения тел. Наряду со спектральным коэффициентом излучения $a(f, T)$ можно ввести величины отражательной $r(f, T)$ и пропускательной $t(f, T)$ способностей объекта, определяющие доли падающего на него потока, которые были отражены (рассеяны) или прошли насквозь. По закону сохранения энергии $a+r+t=1$. Излучение непрозрачных тел формируется в поверхностном слое, причем $a(f, T)=1-r(f, T)$. Так, неокисленные металлические поверхности отличаются высокой отражательной способностью, и следовательно, низкой степенью черноты. При $\lambda > 10$ мкм коэффициенты черноты белых окислов близки к единице. Цветные окислы интенсивно излучают во всем ИК диапазоне. Коэффициент излучения большинства непрозрачных диэлектриков растет с увеличением длины волны и температуры. Для сажи в видимом диапазоне $a(f, T) > 0,99$. Излучение полупрозрачных диэлектриков является объемным. Их степень черноты определяется интегральным преобразованием пространственных функций коэффициентов рассеяния и поглощения и вычисляется по формуле Мак—Магона:

$$a(f, T) = [1-r(f, T)][1-t(f, T)]/[1-r(f, T)t(f, T)].$$

Так, слой воды толщиной 0,2...0,3 мм можно считать ЧТ в ИК диапазоне при углах визирования до (0,87...1,05) рад (50°...60°). Поглощательная способность газов зависит от химического состава и произведения давления на толщину слоя. Интегральный коэффициент излучения газовой смеси

$$a(f, T) = k_T \left[\sum_{(n)} \beta_n a_n(f, T) - \Delta a \right],$$

где β_n — коэффициент, зависящий от парциального дав-

ления n -го газа; $\Delta\alpha$ — коэффициент, учитывающий влияние поглощения излучения каждого из газов остальными; k_T — параметр, зависящий от размеров и концентрации твердых частиц в газе. Излучение газов существенно только в больших толщах. Спектры излучений газов и твердых частиц складываются.

2. Корреляционные свойства излучения источников с размерами, много большими длины волны, определяются взаимной функцией когерентности [5]. В частности, функция $\Gamma^{(1;1)}(t_1, t_2, r, r)$ описывает временные, функция $\Gamma^{(1;1)}(t, t, r_1, r_2)$ — пространственные характеристики поля. Пространственная когерентность зависит в основном от геометрии источника, а временная — от спектрального состава сигнала.

3. Формула ван Циттерта — Цернике для расчета комплексной степени пространственной когерентности (коэффициента корреляции) поля монохроматического источника в вакууме (см. рис. 2.1) следует из выражения (2.13) [5]:

$$\gamma_{12}(0) = \Gamma^{(1;1)}(t, t, r_1, r_2) / [\Gamma^{(1;1)}(t, t, r_1, r_1) \Gamma^{(1;1)}(t, t, r_2, r_2)]^{1/2} \approx \\ \approx \{ \exp [i\pi(x_1^2 - x_2^2 + y_1^2 - y_2^2) / (\lambda R)] / \iint \bar{M}_n(\zeta, \eta) d\zeta d\eta \} \times \\ \times \iint \bar{M}_n(\zeta, \eta) \exp \{ -2\pi i [\zeta(x_1 - x_2) + \eta(y_1 - y_2)] / (\lambda R) \} d\zeta d\eta,$$

где $\bar{M}_n(\zeta, \eta)$ — энергетическая светимость излучателя, Вт/м². Например, для круглого источника диаметром d с $\bar{M}_n(\zeta, \eta) = \bar{M}_{n0}$ степень пространственной когерентности

$$\gamma_{12}(0) = 2J_1(v) \exp [\pi i(x_1^2 - x_2^2 + y_1^2 - y_2^2) / (\lambda R)] / v, \quad (2.15)$$

где $v = \pi d [(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2]^{1/2} / (\lambda R)$; $J_1(\cdot)$ — функция Бесселя 1-го порядка. Как видно из (2.15), полная пространственная некогерентность полей, т. е. $\gamma_{12}(0) = 0$, имеет место при $|r_1 - r_2| = 1,22\lambda R/d$. Следовательно, частично когерентный свет излучается в телесном угле $\Omega_1 \approx \pi\theta^2_0/4 \approx \lambda^2/A_n$, где $A_n = \pi d^2/4$. В соответствии с критерием Релея угол Ω_1 является также углом дифракционного разрешения синфазного круглого раскрыва. В теории локационных сигналов круглую зону площадью $A_k(R) = \Omega_1 R^2$, $R > R_k$, называют зоной пространственной когерентности. Взаимосвязь между ДН в дальней зоне раскрыва излучателя при равномерном синфазном его возбуждении и областью пространственной когерентности имеет общий характер.

Согласно принципу взаимности ДН антенны на прием и передачу идентичны, и для удобства рассмотрения мы будем пользоваться этой эквивалентностью. Средний поток равновесного квазимонохроматического излучения, Вт, поступающего на приемную антенну от окружающего ее тела — полости, определяется, в приближении геометрической оптики, формулой:

$$\bar{P}_n = A_n \Omega_n \bar{M}(f, T) \Delta f / \pi, \text{ Вт}, \quad (2.16)$$

где $\bar{M}(f, T)$ — физическая спектральная энергетическая светимость тела, Вт/(м²·Гц); Δf — полоса принимаемых частот, Гц; A_n — средняя эффективная площадь антенны, м²; Ω_n — телесный угол, в котором принимается излучение, ср; T — абсолютная температура, К. Если телесный угол Ω_n равен элементу дифракционного разрешения $\Omega_{n1} = \lambda^2/A_n$, то, как видно из (2.16), поток \bar{P} теплового излучения в этом элементе (пространственной моде)

$$\bar{P}_1(T) = \lambda^2 \bar{M}(f, T) \Delta f. \quad (2.17)$$

Величина потока в моде не зависит от размера раскрыва. Не зависит она и от конфигурации элемента пространственного разрешения, так как интеграл по сфере от эффективной площади любой антенной системы без омических потерь равен квадрату длины волны [10]:

$$\iint A_n(\alpha, \beta) d\Omega = \lambda^2, \quad (2.18)$$

где α и β — углы места и азимута. Величина эффективной площади $A_n(\alpha, \beta)$ антенны пропорциональна значению ее ДН в том же направлении. Телесный угол, в котором многоэлементная антенная система принимает поток, тем меньше, чем больше ее площадь. В этом физический смысл формул (2.17) и (2.18).

4. Спектральная светимость черного тела (ЧТ) в виде сферы с площадью поверхности A вычисляется следующим образом. Угловое разрешение плоской круглой апертуры с площадью $A/4$ (площадь сечения большого круга) соответствует телесному углу $\Omega = 4\lambda^2/A$. Это разрешение одинаково для всех направлений, поэтому число N элементов пространственного разрешения (количество различных направлений прихода элементарных плоских волн, число мод) в сфере в 4π ср равно $N = 2(4\pi/\Omega) = 2\pi f^2 A/c^2$, где коэффициент 2 учитывает наличие двух типов поляризации; c — скорость света. Так как поглощаемый и излучаемый потоки равновесного излу-

ния равны и поля в модах флуктуируют независимо (их потоки суммируются), то спектральная светимость ЧТ

$$M_{\bullet}(f, T) = N \bar{E}_{\tau 1}(f, T) / (2A) = \pi f^2 \bar{E}_{\tau 1}(f, T) / c^2, \quad (2.19)$$

где $\bar{E}_{\tau 1}(f, T)$ — средняя энергия в моде с частотой f при равновесии, Дж=Вт/Гц. Сравнивая (2.10) и (2.19), можно получить формулу Планка:

$$\bar{M}_0(f, T) = (\pi f^2 / c^2) h f / [\exp(hf / (kT)) - 1], \quad (2.20)$$

где h и k — постоянные Планка и Больцмана. В шкале длин волн формула Планка имеет вид

$$\bar{M}_0(f, T) = \pi h c^2 \lambda^{-5} / [\exp(hc / (\lambda kT)) - 1]. \quad (2.21)$$

Максимумы выражений (2.20) и (2.21) достигаются соответственно при $f_{\max} = 0,0589$ Т, ТГц, и $\lambda_{\max} = 2,898 \cdot 10^{-3} / T$, м. Из (2.20) следует, что энергия в моде $\bar{E}_{\tau 1}(f, T)$, равная kT в диапазоне радиоволн, монотонно убывает с частотой.

5. Статистики теплового излучения. Поле в моде является суперпозицией полей, излучаемых независимо множеством атомов, поэтому распределение плотности вероятности его напряженности является гауссовским и мерцания должны отмечаться при наблюдении даже неподвижного источника. Распределение амплитуды поля — релеевское, а соответствующая плотность вероятности спектральной энергетической светимости или освещенности \bar{M} от поляризованного теплового источника, Вт/(м²·Гц), описывается экспоненциальным законом: $W(\bar{M}) = 1 / [\bar{M} \exp(\bar{M} / \bar{M})]$.

Поток излучения, проходящий через участок сечения луча площадью $A(R)$, вычисляется по формуле

$$P(t, R) = \int_A \int dx dy M(f, T, t, x, y) \Delta f.$$

В пределах зоны когерентности A_k освещенность M экрана ФП (см. рис. 2.1) одинакова во всех точках x, y , поэтому поток в моде $P_1(t, R) = M(f, T | t, R) A_k \Delta f \Omega_1 / \pi$. Следовательно, распределение величины потока поляризованного излучения в моде также экспоненциальное:

$$W(P_1) = 1 / [\bar{P}_1 \exp(P_1 / \bar{P}_1)], \quad (2.22)$$

где \bar{P}_1 — ожидание потока в моде, $\bar{P}_1 = E_{\tau 1}(f, T) \Delta f$. Дисперсия $\sigma^2 P_1 = \bar{P}_1^2$. Если изотропный измеритель регистрирует N_n мод естественного температурного излучения, то величина потока P_n является композицией из $N_n = 2 \max(\Omega_n / \Omega_1; 1)$ независимых переменных, распреде-

ленных экспоненциально, и описывается гамма-распределением:

$$W_1(P_n) = P_n^{N_n-1} (N_n/\bar{P}_n)^{N_n} \exp(-P_n N_n/\bar{P}_n) / \Gamma(N_n). \quad (2.23)$$

Ожидание \bar{P}_n мгновенного потока многомодового температурного излучения, проходящего через площадку A_n , определяется (2.16). Дисперсия потока $\sigma^2 P_n = \bar{P}_n^2 / N_n$. Параметр

$$N_n = \bar{P}_n^2 / \sigma^2 P_n \quad (2.24)$$

называется количеством степеней свободы (в данном случае пространственных) сигнала P_n . Реальные тепловые источники имеют различные температуры, угловые размеры и удаленности, поэтому потоки P_n поляризованного света в модах будут различны. Распределение плотности вероятности потока поляризованного теплового излучения на фоточувствительной поверхности измерительного приемника площадью $A = NA_k$ является композицией экспоненциальных случайных величин. В частности, если все \bar{P}_n различны, то распределение потока P поляризованного света в N модах

$$\begin{aligned} W_1(P) &= (1/2\pi i) \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} \prod_{n=1}^N (1 + z\bar{P}_n)^{-1} \exp(Pz) dz = \\ &= \sum_{n=1}^N [\bar{P}_n \prod_{m=1; m \neq n}^N (1 - \bar{P}_m/\bar{P}_n)^{-1} \exp(-P/\bar{P}_n)]. \end{aligned}$$

Моменты этого распределения: $\bar{P} = \sum \bar{P}_n$; $\sigma^2 P = \sum \bar{P}_n^2$.

6. Временная когерентность поля описывается нормированным значением функции $\Gamma^{(1,1)}(t_1; t_2; r; r)$:

$$\gamma_{11}(\tau) = \Gamma^{(1,1)}(t; t+\tau; r; r) / [\Gamma^{(1,1)}(t; t; r; r) \Gamma^{(1,1)}(t+\tau; t+\tau; r; r)]^{0.5}.$$

В п. 1.1 отмечалось, что приемники оптических сигналов являются счетчиками фотонов. Поэтому представляют интерес статистики излученной в течение времени T энергии $E(t|T)$, пропорциональной количеству квантов:

$$E(t|T) = \int_{t-T}^t P(t) dt. \quad (2.25)$$

Электромагнитные волны в разных модах не интерферируют, следовательно, достаточно рассмотреть ста-

тики одной пространственной моды. Совокупность естественных (лоренцовских) линий люминесценции описывается двухсторонней спектральной плотностью [19]:

$$S(f) = \sum_{m=1}^M \sigma_m^2 \Delta f_m \{ [\Delta f_m^2 + (f - f_m)^2]^{-1} + [(\Delta f_m)^2 + (f + f_m)^2]^{-1} \} / (2\pi),$$

где $2\Delta f_m$ — ширина по уровню 0,5 m -й линии излучения на частоте f_m , связанная с эквивалентной энергетической (шумовой) полосой соотношением $\Delta f_m = 2\Delta f_{эм}/\pi$; $-\infty < f < \infty$. Плотности $S(f)$ соответствует корреляционная функция

$$K(\tau) = \sum_{m=1}^M \sigma_m^2 \cos(2\pi f_m \tau) / \exp |2\pi \tau \Delta f_m|.$$

Корреляционную функцию стационарного узкополосного процесса с симметричным относительно средней частоты \bar{f} спектром $S(f)$ можно представить в виде трех сомножителей [29]:

$$K(\tau) = \sigma^2 \rho(\tau) \cos(2\pi \bar{f} \tau),$$

где σ^2 и $\rho(\tau)$ — дисперсия и коэффициент корреляции $U(t)$.

В таком виде выражается корреляционная функция сигнала с симметричным спектром, состоящим из совокупности M дублетов лоренцовских линий со средними частотами $\bar{f}_m = \bar{f} \pm \Delta f_m$:

$$K(\tau) = 2 \sum_{(m')} \sigma_{m'}^2 \left[\sum_{(m)} \frac{\sigma_m^2 \cos(2\pi \tau \Delta f_m)}{2 \sum_{(k)} \sigma_k^2 \exp |2\pi \tau \Delta f_m|} \right] \cos 2\pi \bar{f} \tau, \quad m', k=1, \dots, m.$$

Формула (2.25) описывает случайный сигнал на выходе интегратора с длительностью T окна счета. Коэффициент корреляции сигнала на его выходе (энергии \bar{E})

$$\rho_E(\tau) = \int_0^T (T - |x|) \rho_p(\tau - x) dx,$$

где $\rho_p(\tau)$ — коэффициент корреляции квадрата огибающей $A^2(t)$ поля, $\rho_p(\tau) = \rho^2(\tau)$ [29]. Так как $\bar{E}^2(T) = T^2 \bar{P}^2$, то число временных степеней свободы энергии

сигнала

$$N_b = T^2 / \rho_E(0) = 0,5T^2 \int_0^T (T-x) \rho_U(x) dx = T/\tau_K \geq 1, \quad (2.26)$$

где τ_K — время когерентности сигнала, в течение которого излучение можно считать «мономатическим». Выражение (2.26) справедливо для лоренцевых, гауссовских и прямоугольных профилей спектров. Кроме определения (2.26), используются и другие представления времени когерентности [5], например:

$$\tau_{K1}^2 = 2 \int_{-\infty}^{\infty} \tau^2 |\gamma_{11}(\tau)|^2 d\tau \bigg/ \int_{-\infty}^{\infty} |\gamma_{11}(\tau')|^2 d\tau';$$

$$\tau_{K2} = \int_{-\infty}^{\infty} |\gamma_{11}(\tau)|^2 d\tau.$$

Все определения τ_K дают практически одинаковые результаты для простых спектральных профилей $S(f)$.

7. Объем когерентности поля — это произведение площади когерентности на длину когерентности $L_K = c\tau_K = c/\Delta f_K$:

$$V_K = (\lambda^2 R^2 / A_n) (c/\Delta f_K) = (\lambda^2 / \Omega_n) (c/\Delta f_K),$$

где A_n — площадь раскрытия источника; R — расстояние до регистрирующего ФП (см. рис. 2.1); Δf_K — эффективная ширина полосы частот излучения; Ω_n — телесный угол источника. Объем когерентности пропорционален R^2 , но освещенность экрана (ФП) обратно пропорциональна R^2 . Поэтому средняя энергия теплового излучения в объеме когерентности

$$\bar{E}_K = A_n V_K \bar{M}_0(f, T) \Delta f_K = \bar{E}_{T1}(f, T) = hf / [\exp hf / (kT)) - 1].$$

8. Статистики гармоник гауссовских полей. Если дисперсией света можно пренебречь, то эффективность генерации n -й гармоники узкополосного гауссова поля в $n!$ раз выше по сравнению с ее генерацией мономатической волной той же интенсивности, что объясняется нелинейным подчеркиванием выбросов потока.

Пусть поле основной гармоники $U_1(t) = U_0 \cos(2\pi \bar{f}_1 t) + \zeta(t)$, где $\zeta(t)$ — гауссовский шум с нулевым средним и корреляционной функцией $K_\zeta(t) = \sigma_\zeta^2 R(\tau) \cos(2\pi \bar{f}_1 t)$. Если

физическая спектральная плотность шума $S_{\zeta}^{+}(f) = S_1$ при $|f - \bar{f}_1| \leq \Delta f/2$, $\bar{f}_1 \gg \Delta f$, и $S_{\zeta}^{+}(f) = 0$ при $|f - \bar{f}_1| > \Delta f/2$, то $\sigma_{\zeta}^2 = S_1 \Delta f$ и $R(\tau) = \sin(\pi \tau \Delta f)/(\pi \tau \Delta f)$. В результате квадратичного преобразования исходного поля, $U_2(t) = m U_1^2(t)$, $m = \text{const}$, корреляционная функция второй гармоники шумовых компонентов поля, как показано в п.4.5.2, $K_2(\tau) = m^2 [U_0^2 R(\tau) \sigma_{\zeta}^2 + \sigma_{\zeta}^4 R^2(\tau)] \cos(4\pi \bar{f}_1 \tau)$. Соответствующая физическая спектральная плотность $S_2^{+}(f)$ шумов на частотах $|f - 2\bar{f}_1| \leq \Delta f$:

$$S_2^{+}(f) = m_2 [U_0^2 S_1 \max(\Delta f/2 - |2\bar{f}_1 - f|; 0) + S_1^2 \max(\Delta f - |2\bar{f}_1 - f|; 0)]. \quad (2.27)$$

При тех же условиях лоренцова линия преобразуется в лоренцову линию с $\bar{f}_2 = 2\bar{f}_1$ и шириной полосы (по уровню 0,5) $\Delta f_2 = 2\Delta f_1$, а линия с гауссовским профилем спектра — в гауссовскую линию с шириной полосы $\Delta f_2 = \sqrt{2} \Delta f_1$. Однако в нестационарном режиме генерации при большой длине R_K кристалла ширина линии второй гармоники уменьшается и определяется дисперсией среды. Кроме того, изменяется форма спектра — появляются боковые лепестки и сдвигается максимум излучения, $\bar{f}_2 \neq 2\bar{f}_1$. Ширина спектра основного излучения, наоборот, возрастает по мере перекачки энергии во вторую гармонику.

2.4. Вероятностное описание лазерных источников

1. Описание лазерных полей без учета флуктуаций.

Одночастотный лазер со стабилизированной амплитудой в первом приближении излучает монохроматическую волну со случайной в общем случае начальной фазой. Плотность вероятности значений синусоиды с фазой φ_0 , распределенной равномерно на интервале $(-\pi; \pi)$, определяется законом арксинуса

$$W_1(U_1) = 1/[\pi A_1 \sqrt{1 - (U_1/A_1)^2}], \quad (2.28)$$

где A_1 — амплитуда волны. Характеристическая функция распределения (2.28) имеет вид

$$F_1(\omega) = \frac{1}{\pi A_1} \int_{-A_1}^{A_1} e^{i\omega U} dU / \sqrt{1 - (U/A_1)^2} = J_0(\omega A_1). \quad (2.29)$$

Плотности вероятностей огибающей $A_1(t)$ поля одночастотного лазера и ее квадрата $P_1(t) = A_1^2(t)$, очевидно, описываются δ -функциями: $W_1(A_1) = \delta(A_1 - A_0)$; $W_1(P_1) = \delta(P_1 - P_0)$.

Поле одномодового лазера (TEM₀₀) можно аппроксимировать суммой N гармонических колебаний:

$$U(t) = \sum_{n=1}^N A_n \cos(2\pi f_n t + \varphi_n). \quad (2.30)$$

Идеальному случаю полной синхронизации мод соответствуют условия $f_n = (f_0 + n\Delta F)$ и $\varphi_n = (\varphi_0 + n\Delta\varphi)$. На рис. 2.18 изображены временные зависимости напряженностей $U(t)$ полей одномодовых лазеров с полной синхронизацией пяти (а), семи (б) и девяти мод (в). В режиме несинхронизированных мод фазы φ_n независимы и распределены равномерно на интервале $(-\pi, \pi)$. При этом плотность вероятности (2.30), как следует из (2.29):

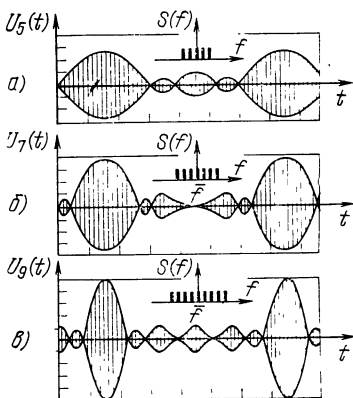


Рис. 2.18

$$\begin{aligned} W_1(U) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F_U(\omega) e^{-i\omega U} d\omega = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega U} d\omega \prod_{k=1}^N J_0(\omega A_k) = \\ &= (2A_c)^{-1} \left[1 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \cos(\pi m U / A_c) \prod_{k=1}^N J_0(\pi m A_k / A_c) \right], \quad (2.31) \end{aligned}$$

где $A_c = \sum A_k$; $|U| \leq A_c$. При увеличении N распределение (2.31) быстро приближается к гауссовскому. В частности, если все $A_k = A_c / N$, то при $N > 10$ аппроксимация распределения (2.31) гауссовским законом с нулевым

средним и дисперсией $\sigma^2 U = A_c^2 / (2N)$ является практически точной даже в «хвостах». В общем случае моды могут синхронизироваться группами (доменами), оставаясь в «крыльях» линии люминесценции несинхронизированными.

Распределение огибающей поля 2-частотного лазера определяется по формуле

$$W_1(A) = 2A / [\pi A_1^2 \sqrt{(4R_A^2 - M_A^2) + 2M_A A^2 / A_1^2 - A^4 / A_1^4}], \quad (2.32)$$

где A_1 и $A_2 = R_A A_1$ — амплитуды компонентов спектра; $M_A = (1 + R_A^2)$. Из выражения (2.32) следует, что плотность вероятности потока $P = A^2$ 2-частотного лазера

$$W_1(P) = 1 / [\pi A_1^2 \sqrt{(4R_A^2 - M_A^2) + 2M_A P / A_1^2 - P^2 / A_1^4}].$$

Огибающая композиции (2.30) N синусоид со случайными фазами и постоянными амплитудами примерно одного порядка величины при $N \rightarrow \infty$ описывается законом Релея:

$$\begin{aligned} W_1(A) &= (A / \sigma^2 U) / \exp [A^2 / (2\sigma^2 U)] = \\ &= (2NA / A_c^2) / \exp (NA^2 / A_c^2). \end{aligned} \quad (2.33)$$

Соответствующее выражению (2.33) распределение огибающей потока $P = A^2$ одномодового лазерного излучения является экспоненциальным (2.22), как и для теплового излучения в моде. Для описания огибающей поля частично синхронизированных мод, фазы которых изменяются на интервале, меньшем 2π , и амплитуды которых флуктуируют, правильнее воспользоваться m -распределением Накагами (распределением модуля многомерного вектора), используемым также для описания замираний радиосигналов при многолучевом распространении: $W_1(A) = 2A^{2m-1} (m/\bar{P})^m \exp(-mA^2/\bar{P}) / \Gamma(m)$.

Огибающая потока P в этом случае будет иметь распределение (2.23), $N_n = m$, $\bar{P}_n = \bar{P}$, как и огибающая потока многомодового теплового излучения.

2. Статистики лазерного излучения (с учетом шумов) зависят от величины параметра генерации $y_\Gamma = P_n / P_{n\Gamma}$,

где P_n и $P_{nл}$ — поток накачки и его пороговое значение, необходимое для возбуждения лазера. В подпороговом режиме, $y_r < 1$, наблюдается усиленное тепловое излучение (суперлюминесценция), плотность вероятности потока которого описывается Г-распределением (2.23). При $y_r > 1$ целесообразно использование модели лазерного излучения в виде суперпозиции N -модовых когерентного и хаотического полей, причем средние частоты компонентов могут различаться. В частности, двумерную плотность вероятности огибающей поля одночастотного лазера можно аппроксимировать обобщенным законом Релея — Райса. Соответствующее распределение потока излучения имеет вид

$$W_2(P_1, P_2) = \exp \{ - [P_1 + P_2 + \\ + 2A^2(1 - R_0)] / [2\sigma^2(1 - R_0^2)] \} / [4\sigma^4(1 - R_0^2)] \times \\ \times \sum_{m=0}^{\infty} \epsilon_m I_m \left[\frac{R_0 \sqrt{P_1 P_2}}{\sigma^2(1 - R_0^2)} \right] I_m \left[\frac{A \sqrt{P_1}}{\sigma^2(1 + R_0)} \right] I_m \left[\frac{A \sqrt{P_2}}{\sigma^2(1 + R_0)} \right],$$

где $I_m(\cdot)$ — функция Бесселя m -го порядка от мнимого аргумента; σ^2 и R_0 — дисперсия и коэффициент корреляции шумового поля; A — амплитуда когерентного поля; $\epsilon_0 = 1$; $\epsilon_m = 2$ при $m \geq 1$. Флуктуации потока одночастотного лазера регистрируются квадратичным фотовидеодетектором, а частотный шум — методом биений (см. п. 2.1.1). Спектральная плотность флуктуаций огибающей потока имеет лоренцев профиль [5]:

$$S(F) = k_{\pi} h f (\Delta f)^2 / [(\Delta F)^2 + F^2],$$

где ΔF — полоса видеочастот (сотни — тысячи килогерц); Δf — полоса резонатора лазера; k_{π} — постоянная. В режиме жесткого самовозбуждения и гистерезиса лазера при $(y_r - 1) \ll 1$ спектральная плотность амплитуды возрастает в 10 ... 30 раз по сравнению с ее значением в этом режиме при $y_r > 1,5$. При технических флуктуациях частоты лазера структурная функция фазы $D_{\varphi}(\tau) \propto \tau^2$, а при естественных — $D_{\varphi}(\tau) \sim \tau$ [5]. Выражения для коэффициентов корреляции гармонического

колебания, модулированного по частоте нормальным шумом с лоренцовым или гауссовым спектральным профилем, представлены в [29].

3. Статистики гармоник лазерного излучения. Форма спектральной линии второй гармоники (ВГ) излучения одночастотного лазера не изменяется, а полоса частот уширяется в два раза при гауссовском профиле и в четыре раза — при лоренцовом. Распределение величины потока ВГ лазерного излучения с несинхронизированными модами описывается выражением (2.27). Поток ВГ, генерируемый лазерным излучением с полной синхронизацией N мод, больше в $(2N^2+1)/(3N)$ раз по сравнению с режимом ее генерации монохроматическим излучением той же интенсивности, если частотное условие синхронизма (2.12) выполняется. Однако из-за дисперсии среды реальная форма спектра неоднородно уширяется, его ширина уменьшается, что проявляется в увеличении длительности импульсов.

4. Динамика излучения лазеров. В импульсных многорезонаторных генераторах радиоволн колебания первоначально возбуждаются на нескольких резонансных частотах, но по мере развития импульса наблюдается тенденция подавления всех частот наиболее интенсивной. При этом нестационарный спектр представляет собой картину затягиваний и перескоков мгновенной частоты. Типичным нестационарным режимом лазера является режим свободной генерации (пиковый режим), сопровождаемый хаотической незатухающей либо регулярной затухающей, либо регулярной незатухающей автомодуляцией потока излучения. В твердотельных лазерах средняя длительность «пиков» $\Delta t \approx 5 \cdot 10^{-7}$ с, средняя частота повторения импульсов $F_{\text{и}} \approx 10^5 \dots 10^6$ Гц. В полупроводниковых лазерах с автомодуляцией $\Delta t \approx (1 \dots 5) \cdot 10^{-10}$ с, $F_{\text{и}} \approx [(2 \dots 5)\Delta t]^{-1}$. При этом модовая структура нестационарна: от импульса к импульсу индексы генерируемой моды (как правило, одной) растут по случайному закону или регулярно, с периодическими возвратами режима к исходному значению. Соответственно флуктуирует и ДН лазера. Лазер генерирует пикки независимыми отдельными нитями, характеризующимися разными значениями порога накачки.

В лазерах с модуляцией добротности (ЛМД) гигантский импульс развивается из теплового шума в течение времени задержки $\Delta t_3 \approx 0,1 \dots 1$ мкс (в зависимости от

режима генерации и типа модулятора) по закону $\exp(t/\Delta t_3)$. Нестабильность этого периода затрудняет временную привязку момента излучения гигантского импульса, время высвечивания которого значительно короче: $\Delta t \approx 10 \dots 100$ нс. Обычно в ЛМД возбуждается много мод, что повышает выходной поток, но за счет ухудшения пространственной когерентности. Эмпирическая формула для определения диаметра области пространственной когерентности ЛМД: $d_k = d_{\pi} / \sqrt{3N}$, где N — число поперечных мод. Потоки отдельных мод, связанных через общий резонатор и источник накачки, отрицательно коррелированы.

Причинами пульсаций света в импульсных лазерах являются неустойчивости геометрии резонатора, вызванные вибрациями, изменениями температуры, механическим переключением добротности и т. д. Неоднородность инверсии в объеме активного элемента приводит к тому, что угловой и частотный спектры излучения в течение моноимпульса изменяются. Генерация в кристалле, возникающая сначала в областях наиболее высокой инверсии, за $5 \dots 20$ нс распространяется на остальные участки (эффект растекания). Моды генерируются в разные моменты времени, поэтому огибающая моноимпульса на выходе ЛМД представляет суперпозицию более коротких импульсов, распространяющихся в несколько различных направлениях в пределах усредненной во времени ДН. Лазер как бы сканирует узким лучом (или лучами) пространство в пределах средней ДН по более или менее случайному закону. Пространственная неоднородность излучения устраняется в одномодовом режиме, что приводит к сокращению длительности импульса до нескольких наносекунд. Но этот режим отличается пониженными значениями выходного потока и к. п. д. лазера. В режиме открытия резонатора энергия выводится из лазера с момента достижения ее максимальной плотности в резонаторе за период $\Delta t = 2L/c$. Излучение лазера в этом режиме пространственно однородно, так как все моды излучаются одновременно [9]. Электронная синхронизация момента излучения импульса лазера с открытием резонатора отличается высокой точностью.

СВОЙСТВА ПРИНИМАЕМЫХ ЛОКАЦИОННЫХ СИГНАЛОВ

3.1. Эффекты при распространении света в средах

1. **Фазовая скорость света** выражается через показатель преломления среды, длину волны λ и частоту f колебаний в вакууме: $c_{\phi} = \lambda f / n = c / n$. Скорость света в вакууме, вычисленная по результатам независимых измерений λ и f с помощью CO_2 - и He—Ne-лазеров, $c = 299\,792\,456,2 \pm 1,1$ м/с [19]. Распространение энергии сигнала описывается групповой скоростью света. Безна-чение вдали от линий поглощения, в областях нормальной дисперсии среды при $dn(f)/df > 0$, находят по формуле Релея:

$$c_g = c_{\phi} - \lambda [dc_{\phi}(\lambda)/d\lambda] = c_{\phi} / \{n + f [dn(f)/df]\}.$$

Дисперсия является проявлением колебаний электронов среды под действием внешних полей. Областям аномальной дисперсии, $dn(f)/df < 0$, соответствуют резонансы энергетических уровней среды. Распространение энергии характеризуют с помощью группового показателя преломления $n_g = n / [1 - (\lambda/n) dn/d\lambda]$ или группового индекса преломления $N_g = 10^6 \times (n_g - 1)$. В атмосфере при нормальных условиях (температура $273 \text{ K} < T < 293 \text{ K}$, давление сухого воздуха $680 < p_{\text{в}} < 760$ мм рт. ст., давление водяного пара $0 < p_{\text{п}} < 10$ мм рт. ст.) изменению длины волны $\lambda = 560$ нм на $\Delta\lambda = \pm 0,1$ нм соответствует приращение $\Delta N_g \approx \pm 5,5 \cdot 10^{-3}$, изменение $\Delta T = \pm 1$ К дает $\Delta N_g \approx \mp 1$, приращение $\Delta p_{\text{в}} = \pm 1$ мм рт. ст. дает $\Delta N_g \approx \pm 0,4$, а $\Delta p_{\text{п}} = \pm 1$ мм рт. ст. соответствует $\Delta N_g \approx \mp 5,3 \times 10^{-2}$. Дисперсией воздуха тропосферы на радиоволнах можно пренебречь, и соответствующие изменения преломляемости равны: $\Delta N(T) \approx \mp 1,4$; $\Delta N(p_{\text{в}}) \approx \pm 0,4$; $\Delta N(p_{\text{п}}) \approx \mp 6,2$ [8]. Как видно, ошибка при вычислении преломляемости N_g за счет погрешности определения давления водяного пара очень велика в диапазоне радиоволн. Ионосферная и космическая плазмы не преломляют световые пучки. Коэффициент преломления чистой воды для света $n_{\text{в}} \approx 4/3$ и изменяется в диапазоне $\lambda = 1250 \dots 250$ нм на 4% [30]. Приращению длины волны $\Delta\lambda = \pm 1$ нм соответствует $\Delta n_{\text{в}}(\lambda) = \pm 10^{-4} \dots 10^{-5}$,

изменение солёности на $\Delta s = 1\%$ даст $\Delta n_{\text{в}}(s) \approx \pm 2,4 \cdot 10^{-4}$, а приращению температуры $\Delta T = \pm 1$ К соответствует $\Delta n_{\text{в}}(T) \approx \pm 2 \cdot 10^{-5}$.

Для сравнения отметим, что скорость ультразвуковых волн в воде зависит от температуры, глубины и солёности, изменяясь от 1450 до 1500 м/с. Это приводит к нерегулярной рефракции: звуковой луч отклоняется в сторону участков более холодной и пресной воды. Скорость распространения в воде сверхдлинных радиоволн сильно зависит от частоты. Так, при $f = 1$ Гц ($\lambda = 3 \cdot 10^8$ м) радиоволны имеют скорость $v_{\text{Р}}(f = 1 \text{ Гц}) = 1800$ м/с, которая мало отличается от скорости звука, $v_{\text{Р}}(f = 100 \text{ Гц}) = 1,8 \cdot 10^4$ м/с, $v_{\text{Р}}(f = 1 \text{ МГц}) = 2 \cdot 10^6$ м/с, $v_{\text{Р}}(f = 10 \text{ ГГц}) = 2,7 \cdot 10^8$ м/с [31].

2. Рефракция света в атмосфере проявляется в изменениях направления распространения (углов прихода) луча в плоскости вертикального круга, в небольших флуктуациях его азимута (геодезическая боковая рефракция) и в увеличении его оптического хода ΔR из-за искривлений траектории. Истинное зенитное расстояние Ψ смещено относительно видимого $\Psi_{\text{в}}$ на величину $\Delta\Psi(\Psi_{\text{в}}, H, t)$, зависящую от высоты H источника над Землей и метеоусловий: $\hat{\Psi} = \Psi_{\text{в}} + \Delta\Psi(\Psi_{\text{в}}, H, t)$, где t — время. Среднее значение $\langle \Delta\Psi(\Psi_{\text{в}}, H, t) \rangle_t$ называют нормальной регулярной рефракцией (РР). Имеются таблицы для расчета астрономической РР для высот $H > 300$ км, земной РР на наклонных трассах, $H < 300$ км, и геодезической РР в приземном слое атмосферы. Изменения угла рефракции с частотой $F_{\text{а}} \leq 1/3600$ Гц называют аномальной рефракцией (с ней связано явление миражей), с частотами $1/3600 \dots 0,1$ Гц — случайной рефракцией, а с частотами $F_{\text{а}} > 0,1$ Гц — дрожанием. При зенитных углах цели $\Psi < 80^\circ$ ошибку ΔR оптического хода можно принципиально снизить до 5 ... 10 см с помощью одновременно производимых радиозондовых измерений показателя преломления в трех точках вдоль наклонной траектории луча. Эта ошибка определяется в основном несферичностью трехмерного профиля группового показателя преломления из-за влияния ветров. Разность значений $N_{\text{г}}$ на одной высоте может достигать ± 6 . Прямой метод геодезических измерений среднего на трассе значения $n_{\text{г}}$ основан на определении расстояния R на нескольких длинах волн. Свет проходит это расстояние за время $\Delta t_{\text{м}} = n_{\text{г}}(\lambda_{\text{м}})R/c$. Величина $n_{\text{г}}$ атмосферы зависит от параметров $(p_{\text{в}}/T)$ и $(p_{\text{п}}/T)$. Для получения совместных оценок этих параметров и дальности R достаточно измерений $\Delta t_{\text{м}}$ на трех известных

частотах. Так как n_r в оптическом диапазоне мало зависит от влажности, то относительную погрешность $\Delta n_r/n_r=10^{-6} \dots 10^{-7}$ дает при благоприятных условиях двухчастотная система. В качестве третьего источника можно использовать СВЧ передатчик (например, $f_3=9,6$ ГГц), величина n_r для которого в 100 раз чувствительнее к изменению влажности.

3. Поглощение света в атмосфере. Из (2.6) следует, что в линейной среде с молекулярным поглощением комплексный спектр оптического сигнала в виде узкого пучка изменяется по закону Бугера:

$$G(f, R) = G(f, 0) \exp \left[-i2\pi f \int_0^R n(f, R) dR/c \right]. \quad (3.1)$$

Подставляя формулу (3.1) в (2.1), получаем выражение для напряженности поля сигнала, прошедшего слой толщиной R :

$$U(t; R) = \int_{-\infty}^{\infty} G(f, 0) \exp \left[-2\pi i f \left(t - \int_0^R n(f, R) dR/c \right) \right] df.$$

Если коэффициенты преломления и поглощения среды не зависят от частоты в полосе сигнала, $n(f) = n$ и $k_a(f, R) = k_a(R)$, то форма сигнала не меняется при распространении:

$$(t; R) = U(t - nR/c; 0) \exp \left[- \int_0^R k_a(R) dR/2 \right]. \quad (3.2)$$

Коэффициент поглощения света атмосферой может изменяться на порядок при изменении волнового числа сигнала на десятки—сотые доли (напомним, что f [ГГц] = $30\kappa/n$, где κ — волновое число, см⁻¹). Положение линий и полос поглощения компонентов атмосферы (H₂O; O₂; O₃; CO₂; SO₂ и др.) определяют экспериментально. В области 0,3 ... 10 мкм имеется более 100 тысяч частично перекрывающихся линий поглощения [32].

4. Рассеяние света в атмосфере. Как известно, рассеяние радиоволн является результатом дифракции, поэтому в однородных средах оно невозможно. Смещение и уширение спектра рассеянных радиоволн обусловлено эффектом Доплера. Эти законы характерны и для оптического диапазона, но малая величина длины волны

приводит к качественно новым явлениям. Спонтанное молекулярное рассеяние света, интенсивность которого пропорциональна f^4 , вызывается флуктуациями показателя преломления среды — изобарическими (температурными) и адиабатическими (флуктуациями давления). Первые определяют механизм несмещенного (упругого) релеевского молекулярного рассеяния (РМР), ширина доплеровского спектра которого пропорциональна коэффициенту диффузии, описывающему флуктуации концентрации молекул. Флуктуации плотности (давления) в среде проявляются как упругие волны, распространяющиеся со скоростью v_z звука по всевозможным направлениям. Световой пучок с волновым вектором \mathbf{k}_c дифрагирует на этих волнах. Однако только та набегающая или удаляющаяся звуковая волна с волновым вектором $\pm \mathbf{k}_z$ отражает свет в направлении \mathbf{k}_p к наблюдателю, для которой выполняется условие Бреггов: $(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_c) = \pm \mathbf{k}_z$. Другие звуковые волны будут отражать свет в иных направлениях. Вследствие эффекта Доплера в спектре рассеянного света должны регистрироваться два сателлита (боковые частоты), смещенные относительно частоты $f = c|\mathbf{k}_c|/(2\pi)$ сигнала на $\pm \Delta f_{\text{МБ}}$:

$$\Delta f_{\text{МБ}} = 2\pi f n v_z \sin(\beta/2)/c = 2n v_z \sin(\beta/2)/\lambda, \quad (3.3)$$

где β — угол рассеяния. Как видно из (3.3), максимальная величина $\Delta f_{\text{МБ}}(\beta)$ имеет место при обратном рассеянии ($\beta = 180^\circ$). Рассмотренное явление называют рассеянием Мандельштама—Бриллюэна (РМБ). Для зеленого света ($\lambda = 530$ нм) в газах $\Delta f_{\text{МБ}} \approx 1$ ГГц, в воде $\Delta f_{\text{МБ}} \approx 8$ ГГц. Соотношение интенсивностей компонентов РМР и РМБ зависит от среды. В газах компонент РМР доминирует, в воде он практически отсутствует [19]. Ширина полосы компонентов РМБ определяется декрементом звука в среде (временем жизни фононов).

Плотность потока спонтанного комбинационного рассеяния (КР, см. рис. 2.13,в), существенно меньше, чем для МР. Частоты модуляции света при КР равны инфракрасным частотам собственных колебаний молекул, но нередко мощные линии люминесценции представлены как очень слабые в спектре КР и наоборот. Как правило, стоксовы сателлиты КР каждой возбуждающей линии мощнее антистоксовых. Эти эффекты имеют квантово-механическое истолкование. С прибли-

жением частоты f падающего света к линиям поглощения среды интенсивность КР может возрастать на несколько порядков (резонансное КР). Однако при этом наблюдается конкурирующее явление люминесценции с частотами, близкими к частотам КР. Мощное лазерное излучение и упругие волны могут нелинейно взаимодействовать друг с другом. Рассеянный стоксов компонент и звуковая волна параметрически усиливают друг друга, пока интенсивность вынужденного РМБ не станет соизмеримой с интенсивностью падающего пучка. При освещенностях $10^8 \dots 10^9$ Вт/м² доля КР может возрастать на много порядков (вынужденное КР), при этом отмечается модуляция света гармониками частот молекулярных колебаний среды и пространственная направленность ВКР в зависимости от частоты [19]. В нелинейной оптике каждому типу спонтанного рассеяния соответствует механизм вынужденного рассеяния (ВР). Явления ВР лежат в основе динамической голографии (см. п. 4.6.2).

Аэрозольное рассеяние света (АР) является доминирующим в атмосфере и отличается большой изменчивостью. Коэффициент рассеяния ν элементарного объема среды характеризует интенсивность убывания потока излучения по всевозможным направлениям α, β :

$$\nu = \int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^{\pi} \nu(\alpha, \beta) \sin \beta d\beta.$$

Обычно полагается, что зависимость $\nu(\alpha, \beta)$, (м·ср)⁻¹, осесимметрична относительно направления распространения пучка ($\beta=0$), т. е. $\nu(\alpha, \beta)=\nu(\beta)$. Функцию $D(\alpha, \beta)=\nu(\alpha, \beta)/\nu$ называют индикатрисой рассеяния элементарного объема. Индикатриса рассеяния изотропного отражателя $D(\beta)=1/(4\pi) \approx 0,08$. Поле, рассеянное сферической частицей диаметром d_0 , однозначно определяется ее показателем преломления относительно среды $m=n_0/n_c$ и параметром Ми $x_0=\pi/(\lambda/d_0)$, который показывает, сколько дифракционных лепестков содержит индикатриса в линейном угле π рад. Рассеяние «вперед» и «назад» для малых частиц ($x_0 < 0,14$) одинаково (релеевская индикатриса).

Отношение $D(0)/D(\pi)$ быстро растет с увеличением x_0 : при $x_0=16$ $D(0)/D(\pi) \approx 10^3$. Минимум АР обычно соответствует углу $90^\circ \dots 120^\circ$. Если считать, что столкновение фотона с частицей заканчивается его выводом

из пучка без возврата (приближение однократного рассеяния), то коэффициенты рассеяния ν и поглощения k_a по существу описывают ослабление интенсивности света. При этом в (3.2) вместо $k_a(R)$ можно подставить коэффициент ослабления (экстинкции) $\mu(R) = k_a(R) + \nu(R)$. Средний коэффициент ослабления μ связывают с метеорологической дальностью видимости R_M — расстоянием, на котором под воздействием атмосферной дымки теряется визуальная видимость абсолютно черной поверхности, имеющей угловые размеры не менее 5,2 мрад (0,3°) и проектирующей на фон неба у горизонта. Эту связь можно выразить с помощью формулы Кошмидера:

$$\mu = \mu(\lambda) = (3,91/R_M) (0,55/\lambda)^2,$$

где λ , мкм; R , км; μ , км⁻¹; $Z = 0,585 \sqrt[3]{R_M}$.

5. Ослабление света в морской воде. Коэффициент ослабления μ является суммой коэффициентов поглощения $k_{ам}$ и рассеяния ν_p чистой воды, а также изменяющихся коэффициентов поглощения $k_{аж}$ молекулами растворенного «желтого вещества» и рассеяния ν_v взвешенными частицами и пузырьками воздуха. Спектральные зависимости этих параметров представлены на рис. 3.1 [30].

Вместо коэффициента ослабления часто используют понятие длины ослабления $L_v = \mu^{-1}$. Чистая вода является абсорбционным синим фильтром, и морские соли мало меняют ее пропускание. В больших толщах воды полоса прозрачности сужается, и центр ее может смещаться. Сдвиг максимума пропускания от 470 ... 500 к 500 ... 570 нм вызывают примеси. В чистых водах океана $k_a \approx 0,02$ м⁻¹, $\nu \approx 0,03$ м⁻¹, и вклад молекулярного рассеяния в ослабление около 7%. Воды низкой прозрачности, $0,5 < \mu < 5$, встречаются в шельфовых зонах, на западных побережьях континентов, в полярных районах, в придонных слоях толщиной 8 ... 15 м, в закрытых водоемах и реках.

Гидрооптические параметры коррелируют с местоположением, метеообстановкой, режимом освещения, приливами и т. п. Средняя скорость движения в море частиц

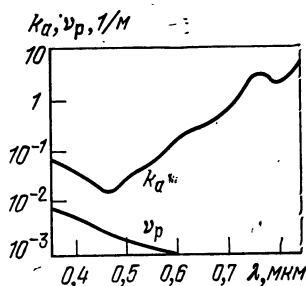


Рис. 3.1

диаметром 0,1 ... 1 мкм составляет 1 м в 13 ... 1000 суток, большие частицы диаметром 4 ... 60 мкм перемещаются быстрее: 1 ... 300 м/сут. Чистая вода имеет релеевскую индикатрису, но примеси вызывают асимметрию: $D(0)/D(\pi) \approx 10 \dots 100$. При этом половина потока рассеивается вперед в конус с углом при вершине $2\theta_{0,5} = 35 \dots 350$ мрад ($2^\circ \dots 20^\circ$). Многократное рассеяние ухудшает контрасты подводных целей. Некоторое улучшение видимости дает применение сигналов с круговой поляризацией. Прохождение плоской световой волны через границу воздух — вода описывается формулами Френеля [19]:

$$r_1 = \operatorname{tg}^2(\alpha - \beta) / \operatorname{tg}^2(\alpha + \beta);$$

$$r_2 = \sin^2(\alpha - \beta) / \sin^2(\alpha + \beta),$$

где α и β — зенитные углы падения и преломления; $\sin \alpha = n_{\text{в}} \sin \beta$; r_1 и r_2 — энергетические коэффициенты отражения линейно-поляризованных компонентов поля. В частности, при $\alpha = \beta = 0^\circ$ $r_1 = r_2 = 0,02$; при угле Брюстера $\alpha_{\text{Б}} = \operatorname{arctg} n_{\text{в}} = 53,1^\circ$ значение $r_1 = 0$, а $r_2 \approx 7,9\%$.

Не менее 70% света проходит под поверхность, если $\alpha < 73^\circ$, влияние волнения при этом несущественно. Это позволяет рассматривать зеленый свет как перспективную несущую для обмена данными между подводными и космическими объектами [33]. Мощные лазерные импульсы, длительность которых мала по сравнению с временем пробега звука по области поглощения света, генерируют при пересечении поверхности воды ультразвуковые моноимпульсы с коэффициентом преобразования по мощности 10^{-7} [34].

Звук практически не проходит через поверхность воздух — вода: энергетический коэффициент его отражения равен 0,9986. В диапазоне частот $10^4 \dots 2 \cdot 10^5$ Гц ($\lambda = 150 \dots 7$ мм) коэффициент поглощения звука в морской воде составляет $8 \cdot 10^{-3} \dots 7 \cdot 10^{-2}$ дБ/м, а в пресной $8 \cdot 10^{-4} \dots 1,5 \cdot 10^{-2}$ дБ/м. На более высоких частотах он растет пропорционально f^2 . В воздухе ослабление звука больше в 10^3 раз. Рентгеновские и γ -лучи ослабляются в 10 раз на расстоянии 15 см. Радиоволны с длиной волны $\lambda = 3 \cdot 10^8$ м ослабляются в воде в 10 раз на расстоянии $L_{\text{Р}}(\lambda = 3 \cdot 10^8 \text{ м}) = 290$ м. Далее, $L_{\text{Р}}(\lambda = 3 \cdot 10^6 \text{ м}) = 29$ м; $L_{\text{Р}}(\lambda = 300 \text{ м}) = 0,25$ м; $L_{\text{Р}}(\lambda = 0,03 \text{ м}) = 10^{-3}$ м [31].

6. Распространение света в турбулентной атмосфере.

Ветры и тепловые потоки создают воздушные вихри размерами $l_0 < r_{\text{в}} < L_0$, $l_0 \approx 1$ мм, $L_0 \approx 100$ м, которые имеют форму плоских слоев или глобул с показателями пре-

ломлений, различающимися по величине. Корреляционные свойства коэффициента преломления $n(r)$ описываются структурной функцией Колмогорова — Обухова:

$$D_n(r) = C_n^2 r^2 / l_0^{1/3} \text{ при } r < l_0;$$

$$D_n(r) = C_n^2 [\min(r, L_0)]^{2/3} \text{ при } r > L_0, \quad (3.4)$$

где $r = |r|$; $C_n^2 \approx 2\sigma_n^2 L_0^{-2/3}$ — структурная характеристика поля $n(r)$, в зависимости от силы турбулентности $10^{-16} < C_n^2 < 10^{-13}$, $\text{м}^{-2/3}$. В зависимости от высоты $C_n^2 \sim \sim H^{-2/3} \dots H^{-4/3}$ [32].

Турбулентность вызывает флуктуации фазы и амплитуды сигнала. Наблюдаемый в точке на расстоянии R от тонкого слоя вихрей (фазового экрана с длиной l_k корреляции фазовой задержки, $l_k \approx L_0$) эффект рассеяния определяется параметром $V_v = R\lambda / (\pi l_k)^2$, который показывает, сколько областей когерентности фазы на экране умещается на площади порядка первой зоны Френеля. На малом расстоянии ($V_v \ll 1$) существенны флуктуации фазы, обусловленные вкладом одной зоны когерентности.

На расстоянии $R_m = 2\pi l_k^2 / (\lambda \sigma_\phi)$ волны за экраном фокусируются, и величина вариации освещенности оказывается максимальной. Дальнейшее увеличение R приводит к сглаживанию и насыщению мерцаний поля [35]. Фаза сигнала является интегральным преобразованием показателя преломления вдоль траектории лучей A и B (рис. 3.2). На расстоянии r между ними накапливается разность фаз $\Delta\phi(r) \approx 2\pi r \Delta n(r) / \lambda$ и, следовательно, $\langle (\Delta\phi(r))^2 \rangle \approx (2\pi r / \lambda)^2 D_n(r)$. Учитывая формулу (3.4), получаем

$$D_\phi(r | R) \approx C_n^2 (2\pi / \lambda)^2 r^{5/3} R.$$

Функция когерентности фазы $\gamma(r|R)$ связана с $D_\phi(r|R)$ зависимостью $\gamma(r|R) = \exp \langle -(\Delta\phi^2)/2 \rangle = \exp [-D_\phi(r|R)/2]$.

Полагая $\gamma(l_\phi|R) = e^{-1/2}$ или $D_\phi(l_\phi|R) = 1 \text{ рад}$,

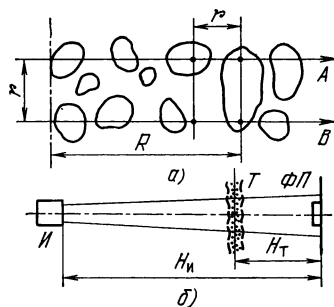


Рис. 3.2

находим зависимость длины l_Φ пространственной когерентности фазы от длины волны и расстояния:

$$l_\Phi = (2\pi C_n)^{-6/5} (\lambda^2/R)^{3/5} \approx (2\sqrt{2}\pi\sigma_n)(\lambda^2/R)^{3/5} L_0^{2/5}. \quad (3.5)$$

Мерцания амплитуды поля связаны с фокусировками и дефокусировками излучения ансамблем вихрей. Формула для расчета дисперсии логарифма амплитуды поля имеет вид [32]

$$\sigma^2 [\ln(A/A_0)] = (2\pi/\lambda)^{7/6} k_A \int_0^R C_n^2(x) (R-x)^{5/6} dx \leq 0,3, \quad (3.6)$$

где A_0 и $A=A(R)$ — амплитуды невозмущенной и возмущенной волн; $k_A=0,566$ для плоской волны (прием сигнала с КА на наземном пункте) и $0,226$ для сферической волны. Амплитуда, как и освещенность M , распределена логарифмически-нормально:

$$W(M) = \exp [- (\ln M - \mu_M)^2 / (2D_M)] / (M\sqrt{2\pi D_M}).$$

Из (3.6) следует, что на горизонтальных трассах дисперсия логарифма амплитуды нарастает по закону $R^{11/6}$. Кроме того, мерцания сигнала при наблюдении наземного источника с борта КА будут больше, чем при наблюдении источника на КА с Земли. Мерцания источников типа звезд, КА возникают в основном в верхних слоях тропосферы, на высотах $H=9 \dots 15$ км, где средняя скорость ветра достигает 70 м/с (при $H<10$ км она меньше 10 м/с). Уровень мерцаний почти не зависит от длины волны, но сильно возрастает вблизи полос поглощения. Спектры мерцаний в общем не унимодальные, коррелируют с тангенциальной скоростью перемещения неоднородностей и простираются до частот $1 \dots 2$ кГц при диаметрах объективов $d<10^{-2}$ м и до частот $20 \dots 100$ Гц при $d=0,02 \dots 0,2$ м. Мерцания мало влияют на угловое разрешение, так как их можно рассматривать как результат случайной аподизации антенны. Аподизация почти не искажает изображений, в чем легко убедиться, прикрыв часть объектива зрительной трубы при наблюдении целей.

Предельное угловое разрешение оптических приборов ограничивается углом изопланатизма турбулентной среды и спектром временных флуктуаций фазы, период которых при наземных измерениях равен примерно 0,02 с, а на высоте $H=10$ км уменьшается до 10^{-3} с.

В пределах области изопланатизма характеристики волновых фронтов коррелированы и основное искажение — случайный наклон фронта. На фотографии такое искажение выглядит как «смаз» изображения. Для устранения смаза в фотографии применяют короткие выдержки и фазовую подстройку волнового фронта с помощью, например, управляемого плоского зеркала. Это эквивалентно автоматическому слежению за энергетическим центром изображения источника. Для компенсации нелинейных набегов фазы нужны нелинейные изменения профиля антенны. Искажения сигналов накапливаются вдоль всей трассы, поэтому компенсация неизопланатизма достижима в системах с фазовой коррекцией в нескольких плоскостях. Осредненный за длительный период наблюдения угловой размер изображения точечного источника характеризует разброс углов прихода сигнала. В частности, дрожание изображений звезд при наблюдении на уровне моря описывается стандартным угловым отклонением, которое зависит от их зенитного угла: $\sigma_{\alpha} \approx (0,5 \dots 2)'' \sec \Psi$. На горизонтальных трассах порядка 1 км $\sigma_{\alpha} \approx 2'' \dots 3''$ для облачных дней и $4'' \dots 5''$ для теплых и ясных. На расстоянии 10 ... 15 км дрожание лазерного луча может превысить $40''$.

Из формулы (3.5) следует, что l_{ϕ}' — характерный размер, на котором волновой фронт [можно считать плоским, поэтому угловое разрешение изображений определяется диаметром l_{ϕ}' проекции зоны когерентности на плоскость ФП (см. рис. 3.2,б): $l_{\phi}' = H_{\text{и}} l_{\phi} / (H_{\text{и}} - H_{\text{т}})$. Наихудшее разрешение имеет место при высоте турбулентного слоя $H_{\text{т}} = 0$, когда $l_{\phi}' = l_{\phi}$. Следовательно, ограниченное атмосферой угловое разрешение наземного объекта при наблюдении его с КА будет лучше, чем разрешение этого КА с Земли. Величина изопланатического угла при наблюдении космических целей составляет $1'' \dots 5''$ на уровне моря и увеличивается до нескольких минут на высоте 10 км. При оценке влияния турбулентности на характеристики активных ОЭЛ нужно учитывать корреляцию условий прохождения для зондирующего и отраженного сигналов, приводящую к эффекту усиления мерцаний.

7. Распространение мощных световых пучков в средах. Нелинейное самовоздействие света сопровождается

изменением показателя преломления среды, что приводит к самофокусировке пучка (формированию «световых нитей» с напряженностью поля 10^9 В/м и диаметром порядка длины волны, существующих в течение $10^{-9} \dots 10^{-10}$ с), самоискривлению пучков с несимметричным распределением интенсивности по сечению и к вынужденному рассеянию. При прохождении света через поглощающую среду мощное излучение нагревает ее и возникает эффект тепловой линзы, который проявляется в расплывании и вращении луча. На некотором расстоянии от подвижного ОЭЛ векторы скоростей движения сечения пучка и ветра оказываются равными. В окрестности этой точки, которую называют точкой стагнации (застоя), частицы остаются в течение времени конвективного дрейфа через сечение пучка и нагреваются сильнее частиц на других расстояниях. Такой же эффект наблюдается в той области луча, которая перемещается со скоростью звука при сверхзвуковом движении носителя. Мощное излучение вызывает коагуляцию и испарение твердых и жидких частиц. В результате в атмосфере образуется прозрачный канал в тумане и облаках, который можно использовать для передачи сигналов и на других длинах волн. Энергия для просветления данной глубины тумана или дымки мало зависит от длины волны.

3.2. Оптические приемные системы ОЭЛ

1. Пространственная фильтрация оптических сигналов в ОЭЛ основана, как правило, на анализе действительного изображения цели (см. рис. 2.3). С точностью до дифракционного и абберационного искажений на поверхности P_2 изображений воспроизводится в известном масштабе распределение поля на источнике. Наилучшая фокусировка изображения I' источника I (рис. 3.3) наблюдается на расстоянии $R' = Rl' / (R - l')$, где $l = l'$ — фокусное расстояние объектива. Подавление сигналов от ложных целей осуществляется с помощью полевой диафрагмы $A1$, установленной в плоскости изображения. Она определяет угловое поле приемной системы. Апертурная диафрагма $A2$ ограничивает диаметр d входного зрачка объектива, а следовательно, и световой поток. Если величины мгновенного углового поля α_{Π} и диаметра d_{Φ} фотоприемника заданы, то диаметр входного зрачка $d <$

$< d_{\phi} \operatorname{tg} \alpha_{\text{п}}$. Координатно-чувствительные фотоприемники помещают точно в плоскости изображения, но интегральные приемники, имеющие разброс чувствительности по поверхности, часто устанавливают в выходном зрачке оптической системы — в месте изображения входного зрачка, которое формируется дополнительной линзой L_2 . По критерию Релея, качество изображения мож-

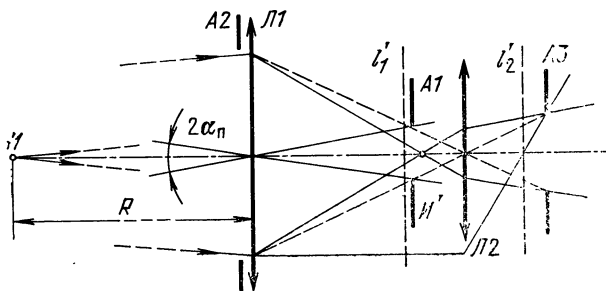


Рис. 3.3

но считать высоким, если волновые aberrации для каждой его точки, т. е. отступления сходящихся волновых фронтов от сферических поверхностей сравнения, не превышают $\lambda/4$ на краях поля. Аберрации, вызванные несовершенством технологии, приводят к неоднородному размытию дифракционного кружка рассеяния. При сферической aberrации это уширение пропорционально кубу относительного отверстия $Y^3 = (d/l)^3$, при коме квадрату: $\propto \beta Y^2$, при астигматизме и кривизне поля $\propto \beta^2 Y$ и при дисторсии $\propto \beta^3$ (β — угол между оптической осью системы и направлением визирования цели). Объективы с относительным отверстием $Y > (1:0,5)$ принципиально не могут дать хорошее изображение. Относительные отверстия (3:1) ... (5:1) используют лишь в зеркалах прожекторов и линзах маяков, но у них очень большая кома [25]. Полезную роль aberrации играют в анаморфических (цилиндрических, торических, призмённых) оптических системах, которые служат для сжатия или растяжения масштаба изображения в одном направлении, трансформации излучения точечного источника в веерный луч, преобразования нити в прямоугольную светящуюся площадку и т. п. [36]. Масштаб изображения (линейное увеличение) тем больше, чем больше фокусное расстояние. Поэтому широко

применяются телеобъективы, в которых для вынесения фокуса добавляется второй компонент (рис. 3.4). Эквивалентное фокусное расстояние телеобъектива $l'_3 = l_1 l_2 / (l_1 \pm l_2 - l)$. Плавное изменение фокусного расстояния за счет перемещения линз достигается в многокомпонентных вариообъективах или оптических насадках — трансфокаторах. С помощью перефокусировки или дополнительной линзы телеобъектив можно получить из

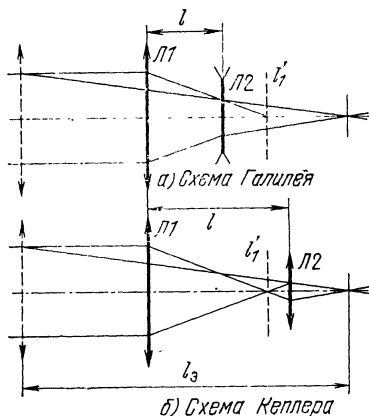


Рис. 3.4

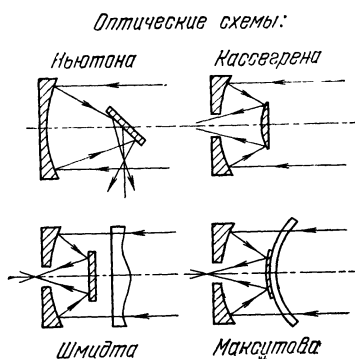


Рис. 3.5

телескопической системы, которую используют для увеличения угловых размеров протяженных источников и принятой энергии от точечных целей.

Частными случаями телескопических систем являются астрономические и зрительные трубы, бинокли, а также визиры и прицелы, которые широко применяются в полуавтоматических лазерных комплексах, управляемых оператором. Предельное угловое поле трубы, как правило, определяется полем $2\theta_2$ окуляра. В наиболее сложных окулярах оно достигает величин $2\theta_2 = 95^\circ \dots 105^\circ$, т. е. практически совпадает с угловым полем глаза человека. Угловое поле $2\theta_1$ в пространстве предметов для идеальной системы с кратностью увеличения Γ составляет $2\theta_1 = 2\theta_2 / \Gamma$. Если $\Gamma < 1$, то возможно $2\theta_1 > 180^\circ$, но при этом требуются сложные сверхширокоугольные объективы. Для расширения углового поля перископических приборов используются многолинзовые световодные системы.

На рис. 3.5 изображены оптические схемы зеркальных телескопов-рефлекторов. Требуемые точности изготовления профилей зеркал в четыре раза выше, чем линз, и поля у рефлекторов меньше, чем у рефракторов,

но первые не имеют хроматизма и их длина меньше. Зеркала рефлекторов достигают 5 ... 6 м, масса их 10 ... 20 т. Для уменьшения массы в качестве конструкционных материалов целесообразно применять кварц, бериллий и титановый силикат, ячеистые, высверленные заготовки, а также автоматическую подстройку профилей поверхностей гибких или многоэлементных антенн.

В РЛС пространственная фильтрация неоднородных протяженных целей осуществляется сканированием луча, а в ОЭЛ — с помощью масок (транспарантов), вращающихся растров (обтюраторов) или виброщелевых модуляторов, установленных в плоскости изображения [2, 3]. Если в этой плоскости освещенность равна $M(x, y)$, а маска с центром в точке (x_0, y_0) имеет прозрачность $T(x-x_0, y-y_0)$, то поток, падающий на фотодетектор с площадью A_Φ , равен

$$P(x_0, y_0) = \iint_{A_\Phi} T(x-x_0, y-y_0) M(x, y) dx dy. \quad (3.7)$$

Подбором весовой функции $T(x-x_0, y-y_0)$ можно осуществить линейную фильтрацию поля $M(x, y)$, при которой будет частично ослаблен поток некогерентного излучения истинной цели, но в значительно большей степени — от ложных целей. Двумерный сигнал изображения можно преобразовать динамическим фильтром $T(x-x_0(t), y-y_0(t))$ и фотодетектором в электрический сигнал и обработать радиотехническими средствами.

Амплитудно-фазовая (голографическая) фильтрация полей используется для целей, излучающих когерентный свет. В интерферометрических системах [5], где применяется корреляционная обработка полей или потоков излучения, поступающих на разнесенные в пространстве антенны, действительные изображения не анализируются. Для борьбы с рассеянием и дифракцией внеполевых излучений на неоднородностях оптических элементов устанавливают перед входными люками солнечные экраны с сервоприводами, а также бленды в виде полых труб или конусов со светопоглощающими покрытиями и диафрагмами. Для сокращения габаритов конструируют сотовые (многотрубчатые) или световолоконные бленды.

2. Структура поля в фокальной области определяет предельное разрешение оптической системы и допуски на дефокусировку и абберации в гетеродинных ФП. При

отсутствии aberrаций диаметр d_ϕ дифракционного кружка Эйри в фокальной плоскости [25]

$$d_\phi = 0.61\lambda / (n \sin u') = 0.61\lambda \sqrt{d_0^2 + 4(l')^2} / (nd_0),$$

где u' — угол раскрытия сходящегося волнового фронта, $u' = \arctg Y/2$; d_0 и l' — диаметр зрачка и фокусное расстояние объектива. Если $n=1$ и $u' < \pi/4$, то $d_\phi \approx 1,22\lambda l' / d_0$, а при $u' \rightarrow \pi/2$ диаметр $d_\phi \rightarrow 0,61\lambda$. Характе-

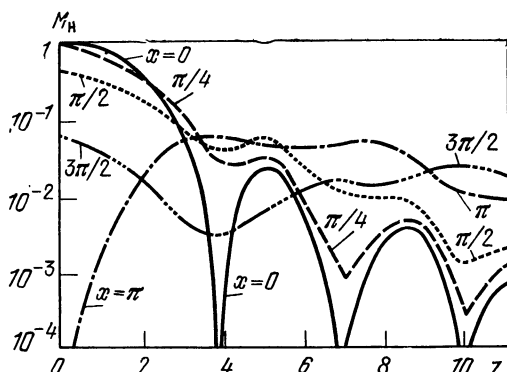


Рис. 3.6

ристики внефокальных (расфокусированных) монохроматических изображений рассмотрены в [37]. Точно в фокусе на оптической оси R имеется максимум освещенности, но при определенных расфокусировках ΔR на оси регистрируются точки нулевой освещенности, расстояния между которыми уменьшаются по мере приближения к излучателю. Если число Френеля $N_F = d_0^2 / (\lambda l') \gg 1$, то этой несимметрией можно пренебречь. Тогда распределение освещенности на оптической оси R описывается выражением

$$M(\Delta R) = M(0) \sin^2 x_p / x_p^2; \quad x_p = \pi d_0 \Delta R / [2\lambda (l')^2]. \quad (3.8)$$

Из (3.8) следует, что нули освещенности на оптической оси получаются при расфокусировке $\Delta R_m = \pm 2m\lambda (l'/d)^2 = \pm 2m\lambda / Y^2$. На рис. 3.6 представлена нормированная освещенность $M_n = M(z) / \int M dz$ в расфокусированном дифракционном изображении точки как функция расфокусировки x_p и отклонения от оси $z = 2\pi u' V / \lambda, V = \sqrt{x^2 + z^2}$. Фронт волны в фокальной пло-

скости имеет нулевую кривизну, вдали от фокуса синфазные поверхности сферические. При прохождении волны через участки нулевой освещенности в кружке Эйри фаза изменяется на π , как и при прохождении через нули освещенности на оптической оси.

3. Спектральная селекция оптических сигналов (преселекция) осуществляется с помощью цветных стекол и светофильтров: многослойных диэлектрических, Фабри—Перо, интерференционно-поляризационных (ИПФ), а также дисперсионных. Просветляющие интерференционные покрытия снижают коэффициент отражения r от поверхности стекла до значения не более 0,4% в диапазоне длин волн $\lambda_{\max}/\lambda_{\min}=1,5 \dots 1,8$ с практически нулевым отражением на двух длинах волн. Выпускаются отражающие, заграждающие и пропускающие полосовые и мультимодальные интерференционные светофильтры (ИСФ). Для УФ диапазона ($\lambda=150 \dots 300$ нм) изготавливают ИСФ с полосой $\Delta\lambda_{0,5}=35 \dots 55$ нм и пропусканием $t_{\max}=0,3 \dots 0,4$. На длинах волн $\lambda < 100$ нм все вещества поглощают, и их показатель преломления $n \rightarrow 1$. Поэтому при нормальном падении лучшие отражатели имеют коэффициент отражения $r \approx 1\%$ ($\lambda=30$ нм) и $r \approx 10^{-6}$ ($\lambda=5$ нм). Предложены УФ отражающие ИСФ с поглощающими пленками в узлах стоячей волны с $\Delta\lambda_{0,5}=5 \dots 8$ нм и $t_{\max}=0,5$ ($\lambda=60$ нм); 0,3 (30 нм); 0,2 (20 нм). Для видимого и ближнего ИК диапазонов созданы ИСФ со стабильностью длины волны $\Delta\lambda_{\max} = \pm 0,1 \dots 0,2$ нм, пропусканием $t_{\max}=0,6 \dots 0,8$ при $\Delta\lambda_{0,5}=0,5 \dots 3$ нм и $t_{\max} > 0,9$ при $\Delta\lambda_{0,5} > 10$ нм. Получение полос $\Delta\lambda_{0,5} < 0,15 \dots 0,2$ нм сопровождается снижением $t_{\max}=0,1 \dots 0,3$. Тем не менее ожидается разработка ультраузких ИСФ с $t_{\max} > 50\%$ при $\Delta\lambda_{0,5} < 0,05$ нм. ИСФ работают в параллельных пучках с $2\theta_{0,5} < 4^\circ \dots 10^\circ$. Наклон ИСФ относительно оси пучка ведет к перестройке (укорочению) длины волны λ_{\max} , расширению $\Delta\lambda_{0,5}$ и уменьшению t_{\max} [38]. В широкоугольных дисперсионных ИПФ для приема рассеянных лазерных сигналов используются изотропные на рабочей длине волны кристаллы с естественной или искусственной активностью (AgGaS_2 ; $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ и др). В области $\lambda=20 \dots 10^3$ мкм используются поглощающие СФ (кварц, керамика, черный полиэтилен, порошковые наполнители), отражающие СФ (в областях аномальной дисперсии в диапазоне $\lambda = 0,2 \dots 0,02$ мм ряд кристаллов и окислов имеет $r \rightarrow 1$),

рассеивающие СФ (матированные зеркала) и дифракционные СФ на основе диэлектрических слоев ($\lambda < 40$ мкм), эшелетов и металлических сеток [19]. Применение гетеродинного фотоприема, линейного по отношению к напряженности поля сигнала, позволяет перенести спектральную фильтрацию на промежуточную частоту. Узкую полосу частот имеют лазерные и параметрические усилители.

4. Системы совмещения каналов необходимы, если условия эксплуатации не позволяют использовать большие люки. Переключение оптической системы на прием или на передачу производится вращающимся зеркальным диском с отверстием, привод которого можно использовать и для модуляции добротности передатчика. Используются также поляризационные развязки приемного и передающего трактов, например, с помощью наклонного поляризатора из проволоочной сетки и пластинки $\lambda/4$, которая преобразует линейную поляризацию зондирующего сигнала в круговую, а затем вновь преобразует входной сигнал в ортогонально линейно-поляризованный, отражающийся от сетки. На рис. 3.7 представлены спектральные зависимости прозрачности T поляризатора с диаметром d проволок и расстоянием между ними $2d$ для поля, вектор электрической напряженности которого перпендикулярен (1) или параллелен (2) направлению проволок [39]. Полихромические спектроделители и теплофильтры являются многослойными ИСФ, которые отражают одну часть спектра ($r > 90\%$) и пропускают другие ($T > 80\%$) [38]. Для совмещения излучений гетеродина и эхо-сигнала применяют ахроматические светоделители. Возникновение в них ложных изображений устраняется при использовании натянутой на рамку оптически плоской пленки толщиной $2 \dots 8$ мкм, которая, однако, боится механических перегрузок, или кубических светоделителей из соединенных гипотенузными гранями прямоугольных призм, на одну из гипотенузных граней которых наносится частично отражающее покрытие. Поверхности рабочих боковых граней куба просветляются.

5. Стабилизация лазерного луча и углового поля приемных устройств требуется для компенсации влияния качки и колебаний носителя ОЭЛ. Например, величины угловых отклонений самолетов достигают $2 \dots 2,5^\circ$, их угловых скоростей до $20 \dots 30^\circ/\text{с}$ ($0,44 \dots 0,54$ рад/с),

частоты собственных колебаний $0,05 \dots 4$ Гц. В беспилотных самолетах и ракетах флуктуации углов тангажа и рысканья составляют десятки градусов, а крена — сотни градусов при угловых скоростях до 3 рад/с и ширине спектра вынужденных колебаний до десятков герц. Спектр угловых колебаний танков и автомашин простирается до $200 \dots 300$ Гц [40]. Для отклонения линии визирования в сторону, противоположную наклону носителя, используются призмы, зеркала, пары оптических клиньев, поворачиваемых встречно на одинаковые углы.

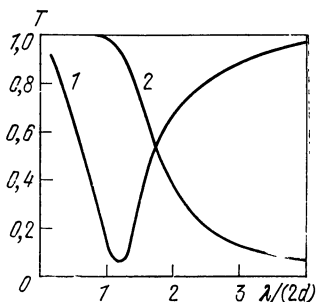


Рис. 3.7

На рис. 3.8 изображена упрощенная схема стабилизации линии визирования. Ось 1 рамки 2 установлена в подшипниках, связанных с корпусом носителя, на котором

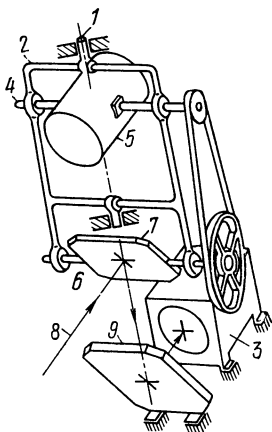


Рис. 3.8

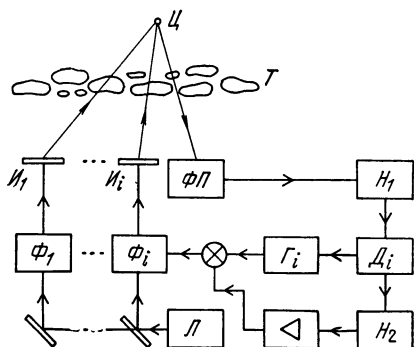


Рис. 3.9

укреплен оптический прибор 3. Через подшипники рамки 2 проходят ось 4 прецессии гироскопа 5 и ось 6 вращающегося зеркала 7. Повороты рамки вокруг оси 1 компенсируют флуктуации азимута, а зеркала вокруг оси 6 — ошибки угла возвышения. Так как зеркало 7 должно отклоняться по возвышению на половинный

угол, то ось 4 связана с осью 6 ленточной передачей 2:1. Линия визирования 8 совмещается с целью путем электромагнитного наведения гироскопа 5. Зеркала 7 и 9 образуют перископическую конструкцию, дающую прямое изображение. Если прибор 3 невелик, его можно установить на гиросtabilизированную платформу, и тогда надобность в описанной системе отпадает.

6. Адаптивная оптика представляет собой новое направление, методы которого только формируются. Здесь мы ограничимся кратким описанием двух простых систем, разработанных за рубежом. На рис. 3.9 представлена схема адаптивной решетки лазерных субапертур $I_1, \dots, I_l, \dots, I_n$, осуществляющей компенсацию влияния слоя T турбулентных вихрей с размерами, большими диаметра субапертуры, при решении задачи получения максимальной освещенности на точечной цели C . Фазовые сдвиги φ_l плоских полей в субапертурах автоматически изменяются фазовращателями Φ_l так, чтобы на входе фотоприемника ФП принимался максимальный эхо-сигнал. Каждый фазовращатель в передающем устройстве регулируется суммой управляющего сигнала V_l с выхода узкополосного ФНЧ H_{2l} и синусоидального сигнала V_{ml} на характерной частоте F_l , который вызывает гармоническую модуляцию $\varphi_{ml} = \varphi_m \exp(i2\pi F_l t)$, $\varphi_m \approx \approx 10^\circ$. Предположим, что фазы полей во всех субапертурах, кроме l -й, сохраняют фиксированные значения. Тогда комплексная амплитуда огибающей поля $A = A_l + A'_l$, где A_l — амплитуда l -го эхо-сигнала (фазора); A'_l — амплитуда суммы всех фазоров, за исключением l -го. Модулированный частотой F_l фазор A_l совершает синусоидальные колебания между точками 1 и 3 (см. рис. 3.10,а). Фильтр H_{2l} на выходе синхронного детектора D_l не пропускает частот модуляции F_l , и управляющий сигнал $V_l(t)$ в замкнутой цепи фазовой автоподстройки будет изменяться, пока фазор A_l не установится коллинеарно фазору A'_l (рис. 3.10,б). Можно догадаться, что после включения системы все n фазоров установятся примерно коллинеарно и изображение точечной цели в плоскости фотоприема станет почти дифракционным.

Пусть погрешности $\Delta\varphi_l$ установок фазоров независимы и распределены по закону Гаусса со средними $\overline{\Delta\varphi_l} = 0$ и дисперсиями $\sigma^2(\Delta\varphi_l) = \sigma_{\varphi}^2 \ll \pi/4$. Тогда средние ампли-

туды поля в раскрыве $\langle A(\Delta\varphi) \rangle \approx A(0)(1 - \sigma_\varphi^2/2)$, а ее дисперсия $\sigma^2 A \approx A^2(0)\sigma_\varphi^4/(2\pi)$.

Адаптивная приемная система, схема которой изображена на рис. 3.11, обеспечивает почти дифракционное разрешение точечного теплового или лазерного источника [42]. Чем меньше aberrации изображения, тем больший поток P излучения проходит через область, ограничен-

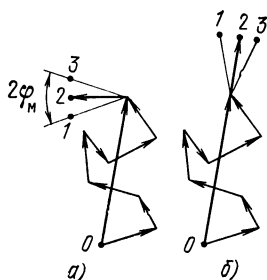


Рис. 3.10

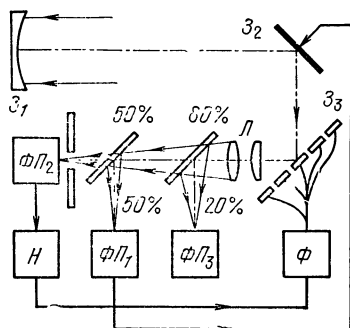


Рис. 3.11

ную дифракционным кружком рассеяния Эйри, точнее, тем больше значение интеграла

$$P = \int f M(v) M_{\text{н}}(v) dv, \quad (3.9)$$

где $M(V)$ и $M_{\text{н}}(V)$ — распределения освещенности в искаженном и невозмущенном (дифракционном) изображениях опорного источника. Как следует из формулы (3.7), функцию $T(V) = M_{\text{н}}(V)$ можно интерпретировать как прозрачность в точке V пространственного фильтра. Координатор, состоящий из световодного делителя C изображения источника, формируемого системой зеркал Z_1 , Z_2 и Z_3 , линз L и фотоприемного устройства $\Phi\Pi_1$, управляет положением вторичного зеркала Z_2 так, чтобы энергетический центр изображения цели находился точно в центре поля зрения. Это гарантирует попадание изображения и на пространственный фильтр — диафрагму A , форма отверстия которой совпадает с невозмущенным кружком рассеяния и которая может быть аподизирована по закону $T(V)$. Интегральный фотоприемник $\Phi\Pi_2$ регистрирует величину потока P , определяемо-

го формулой (3.9). На каждый из сканирующих фазовращателей (подвижных элементов адаптивного зеркала Z_2) дают поочередные малые возмущения $\Delta l = 0,05 \dots \dots 0,1$ мкм. Если сигнал на выходе $\Phi П 1$ в результате возмущения увеличился, то оно сохраняется, в противном случае соответствующий элемент зеркала возвращается в исходное положение. Цикл подачи возмущений на все элементы зеркала Z_2 длится несколько миллисекунд, затем направление возмущений меняется. Процесс адаптации в первой из описанных систем идет непрерывно в каждом канале, а во второй используется метод последовательных шагов-приближений. Исправленное в изопланатической окрестности опорного точечного источника изображение целей регистрируется координатно-чувствительным фотоприемником $\Phi П 3$.

3.3. Формирование эхо-сигналов

1. Физические законы отражения света телами. Отражательная и пропускательная способности целей, рассмотренные в п. 2.3.1, определяют выбор длины волны лоатора. Прозрачность материалов зависит от их химического состава, агрегатного состояния и напряжений в них. Амплитуды полей отраженной и преломленной волн на границе раздела сред определяются по формулам Френеля (3.3). Эти поля появляются в результате интерференции падающей волны со вторичными волнами, которые излучаются частицами вблизи границы раздела. Чем больше коэффициент электропроводности материала, тем выше отражательная способность его чистой поверхности и меньше потери на джоулево тепло. Поэтому излучение, проникшее в тонкий поверхностный слой (скин-слой) идеального проводника, полностью переотражается. По определению, поток, попавший на черное тело (ЧТ), полностью поглощается им и переходит в тепло, а затем преобразуется в некогерентное черное излучение. Однако тело конечных размеров, и в том числе ЧТ, отбрасывает тень. В окрестности границ «свет — тень» возникают дифракционные волны соскальзывания, на выпуклых деталях тела — краевые дифракционные волны, на вогнутых — переотраженные краевые волны, а на остриях — сферические волны. Наблюдаемое поле есть результат интерференции этих волн с падающей. Поле, диафрагированное на ЧТ, полностью опреде-

ляется его теневыми контурами. В соответствии с принципом Бабины освещенность от поля дифракции на любом из дополнительных экранов (отверстия одного совпадают с непрозрачными элементами другого) одна и та же. Поэтому поток, дифрагированный ЧТ, равен потоку, поглощенному им. Интегральный поперечник рассеяния ЧТ, таким образом, лишь вдвое меньше поперечника рассеяния идеально проводящего объекта с теми же теневыми контурами, что открывает возможности локации несимметричных ЧТ [20].

2. Энергетические характеристики отражателей. Отношение потока, отраженного в полусферу, к монохроматическому потоку, падающему на поверхность, называют ее спектральным альбедо $Q(\lambda)$. У идеального белого отражателя $Q_0=1$. Коэффициент яркости κ поверхности определяется как отношение наблюдаемой ее яркости к яркости одинаково с ней освещенной белой ламбертовой поверхности. Радиолокационные цели принято характеризовать эквивалентной площадью рассеяния $A_0 = 4\pi R^2 M_2 / M_1$ изотропного, не разрешенного приемной антенной излучателя — диска, который, находясь на месте цели при заданной освещенности M_1 , создает в плоскости приема освещенность M_2 . Очевидно, $A_0 = 2\kappa A$, где A — геометрическая площадь сечения цели. Величина A_0 не зависит от расстояния R , если отражатель находится в дальней зоне. Замена реальной цели точечным источником с заданной диаграммой обратного рассеяния широко используется в радиолокации. По аналогии можно ввести индикатрису отражения $D(\alpha; \beta)$ точечной оптической цели, удовлетворяющую нормировке:

$$\int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^{\pi} D(\alpha; \beta) \sin \beta d\beta = 1.$$

Индикатриса белого ламбертового диска $D_0(\alpha, \beta) = \cos \beta / \pi$. Функция $D_{\text{ц}}(\beta) = 1/[4\pi \sin^2(\vartheta_{0,5}/2)] \neq 0$ при $|\beta| < \vartheta_{0,5}$ аппроксимирует индикатрису направленного отражателя, коэффициент яркости которого при $\vartheta_{0,5} \ll 1$ и нормальном падении ($\beta=0$)

$$\kappa_{\text{ц}} = Q_{\text{ц}} D_{\text{ц}}(0) / [Q_0 D_0(0)] \approx Q_{\text{ц}} / \vartheta_{0,5}^2.$$

На рис. 3.12 представлены значения спектрального альбедо снега (1), песка (2) и зеленой растительности (3). Альбедо грунтов в диапазоне $\Delta\lambda = 0,4 \dots 50$ мкм колеблется в пределах 0,05 ... 0,2 [32]. Индикатриса от-

ражения для растительности и грунтов отличается от ламбертовой не более чем в 3 раза, но для снежного покрова и воды она значительно вытянута в сторону зеркального отражения. Величина альbedo зависит от характеристик облучающего потока (угловой расходимости, поляризации, зенитного угла θ источника). На рис. 3.13 изображена зависимость альbedo гладкой (1) и взволнованной (2) поверхности чистой морской воды

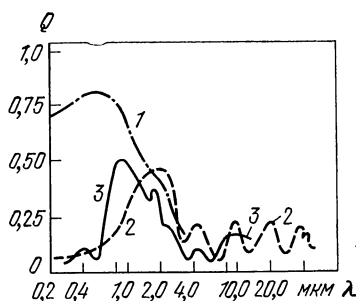


Рис. 3.12

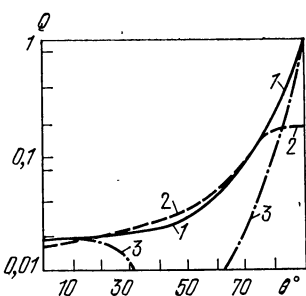


Рис. 3.13

от угла θ падения узкого пучка неполяризованного света. Та же зависимость для поляризованного пучка, электрический вектор которого лежит в плоскости падения, соответствует кривой (3).

Диффузная составляющая альbedo поверхности воды обусловлена, помимо волнения, рассеянием света на пене, барашках и в толще воды. Последняя составляющая несет сведения о характеристиках волнения в подповерхностном слое, которые заключены в доплеровском спектре эхо-сигнала [43]. Иногда пользуются величиной \bar{Q} альbedo, усредненного по всем углам падения с учетом их вероятности. Так, альbedo моря для диффузного света от неба при кардиоидном распределении яркости по небосводу составляет 5,2% и снижается при волнении до 4,3 ... 4,7% [30]. Спектральный ход альbedo подводных растений аналогичен наземным. В области 0,4 ... 0,6 мкм он колеблется в пределах 0,005 ... 0,15. При смачивании поверхностей водой их альbedo уменьшается в видимом спектре следующим образом: песок — в 1,7 раза, суглинок — 1,9, травы — 1,5, чернозем — 1,4, бетон — 1,7, асфальт — 1,4, снег — 1,7. Подробный обзор характеристик воды, льдов, снега содержится в [17].

3. Искусственные отражатели используются на копируемых объектах. Лучшими диффузными отражателями являются белые светорассеивающие экраны с покрытиями из фторопласта, кремнезема (SiO_2), углекислого магния, барита, матированных пластмасс и стекол. Яркостный контраст можно увеличить с помощью наносимых на белую грунтовку флуоресцентных лако-красочных покрытий толщиной 70 ... 80 мкм. Особенность их применения состоит в том, что частота некогерентного отраженного сигнала существенно меньше частоты зондирующего сигнала. Алюминированные экраны обладают направленностью ($2\theta_{0,5}=70^\circ \dots 20^\circ$), поэтому их коэффициент яркости $\kappa=1,5 \dots 3$. У бисерных экранов $\kappa=1,5 \dots 4,5$. Угловая ширина индикатрисы пленочного катафота $2\theta_{0,5}\approx 2^\circ$, его альбеда $Q\approx 0,7$, а следовательно, $\kappa\approx 1,7\cdot 10^3$. Рабочая зона углов падения света на катафот $\theta_p=\pm 30^\circ \dots 50^\circ$. Она определяет требуемую точность ориентации световозвращателя на ОЭЛ. Дальнейшее увеличение эффективной площади рассеяния достигается с помощью зеркально-линзовых световозвращателей (ЗСВ), у которых малое вторичное зеркало устанавливается в фокальной области основного зеркала или линзы. Но зона рабочих углов ЗСВ не превышает нескольких градусов, и они чувствительны к условиям эксплуатации. Наиболее эффективными приборами являются призмённые световозвращатели (ПСВ) и панели из них (ППСВ). Призмённый световозвращатель на расстоянии R от моностатического ОЭЛ можно рассматривать как нормально ориентированное зеркало, в котором на расстоянии $2R$ образуется мнимое изображение источника. Тогда диаметр отраженного луча в плоскости приема

$$d_n=2d+R(1,06\lambda/d+3,26n|\delta|), \quad (3.10)$$

где d , n и $|\delta|$ — диаметр, показатель преломления материала ПСВ и модуль отклонения его двугранных углов — крыш от 90° (такую погрешность вводят специально для компенсации влияния аберрации скорости [44], которая заключается в том, что при тангенциальном движении цели относительно ОЭЛ углы ухода и прихода локационных сигналов не равны, см. также п. 3.4.3). Зоны рабочих углов ПСВ без металлизации отражающих граней — около $\pm 15^\circ$, его альбеда выше 0,9. Рабочие углы металлизированного ПСВ $\pm 40^\circ$, коэффициент отражения $r\approx 0,6 \dots 0,7$.

3.4. Внешние помехи в ОЭЛ

1. Поток фонового излучения на входе фотоприемника от равномерно яркого некогерентного источника можно вычислить по формуле (2.16), дополнив ее коэффициентами прозрачности T_a атмосферы и пропускания T_n приемной оптической системы ОЭЛ:

$$\bar{P} = A_n \bar{M}(\bar{f}, T) T_a T_n \Delta f \min(\Omega_n \Omega_{\text{ц}}) / \pi, \quad (3.11)$$

где $\Omega_{\text{ц}}$ и Ω_n — телесные углы видимой части цели и углового поля ОЭЛ; Δf — полоса частот светофильтров; $\bar{M}(\bar{f}, T)$ — спектральная светимость источника. Из (3.11) следует, что в приближении геометрической оптики спектральная освещенность в плоскости изображения фона со светимостью $M(\bar{f}, T | \xi, \eta)$ (см. рис. 2.1)

$$M_n(\bar{f} T | x, y) = T_a T_n M(\bar{f}, T | xR/l, yR/l), \quad (3.12)$$

где R и l — расстояние до источника фонового излучения и фокусное расстояние оптической системы. Поток от неравномерно яркой цели вычисляется интегрированием выражения (3.12) в пределах углового поля приемной системы. Прозрачность атмосферы можно в первом приближении оценить по формуле Бугера исходя из модели эквивалентной однородной атмосферы высотой $H_{\text{э}} \approx 8$ км. Источниками фоновой радиации являются прямое тепловое излучение Солнца, Луны, планет (см. рис. 1.2), звезд, атмосферы (нисходящее и восходящее), полярные сияния и люминесцентное свечение атмосферы [32].

Полный поток фонового излучения складывается из следующих компонентов: $P_{\Phi} = P_{\text{и}} + P_{\text{и а}} + P_{\text{и ц}} + P_{\text{и п ц}} + P_{\text{и п а}}$, где $P_{\text{и а}}$ — рассеянные атмосферой в поле зрения ОЭЛ потоки фоновых излучателей (дымка); $P_{\text{и ц}}$ — отраженные целями в сторону ОЭЛ потоки фоновых излучателей; $P_{\text{и п ц}}$ — потоки, рассеянные подстилающими поверхностями и переотраженные целями в поле зрения ОЭЛ; $P_{\text{и п а}}$ — рассеянные подстилающими поверхностями, а затем атмосферой потоки (дымка).

Если угол ϑ_p между лучами Солнца и линией визирования ОЭЛ с узким полем зрения $2\vartheta_{\text{ц}} \ll 1$ заключен в пределах $\vartheta_{\text{ц}} \ll \vartheta_p \ll (\pi - \vartheta_p)$, то для горизонтальной трассы протяженностью R

$$P_{\text{и а}}(R) \approx \pi v \vartheta_{\text{п}}^2 M_n(\bar{f}) \Delta f \sin \vartheta_p \times \\ \times D(\vartheta_p) A_n T_0 [1 - \exp(-\mu R)] / \mu,$$

где ν и μ — коэффициенты рассеяния и ослабления; $D(\vartheta_p)$ — значение индикатрисы в направлении ϑ_p ; $M_n(\bar{f})$ — спектральная освещенность площадки, нормальной к лучам; A_n — площадь входного зрачка. В приближении однократного рассеяния в однородной среде освещенность $M_n(h)$ горизонтальной площадки, находящейся на высоте h над светящейся плоской ламбертовой подстилающей поверхностью с альбедо Q_n , находится по формуле

$$M_n(h) = 2Q_n M_n \cos \vartheta_c h \int_0^{\infty} z^2 \exp(-\mu \sqrt{h^2 + z^2}) dz / (h^2 + z^2)^2, \quad (3.13)$$

где ϑ_c — зенитный угол Солнца. При $\mu=0$ освещенность не зависит от высоты: $M_n = Q_n M_n \cos \vartheta_c / 2$. К интегрированию (3.13) можно не прибегать, воспользовавшись свойствами ЧТ. Если приемник окружен черной (ламбертовой) поверхностью L произвольной формы, находящейся при температуре T , то другое ЧТ с той же температурой нельзя обнаружить на фоне полости L . Наблюдатель будет видеть в угле поля зрения равномерно яркий пространственный фон без деталей, различить которые можно только при наличии температурных контрастов или отклонений индикатрисы $D(\vartheta)$ от ламбертовой. Из рис. 3.14 следует, что на площадку 1 температурное излучение поступает из равномерно яркой полусферы, 2π ср, на площадку 2 — из светящейся четверти сферы, π ср, на площадку 3 — из угла $3\pi/4$ ср.

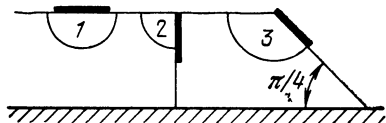


Рис. 3.14

2. Пассивные оптические помехи в ОЭЛ вызываются рассеянием света на мелкодисперсной фазе (аэрозолях, осадках, флуктуациях плотности сред) и на сосредоточенных мешающих отражателях (МО). Мелкодисперсную фазу, в которой формируется сигнал обратного или прямого рассеяния, можно рассматривать как неоднородный по полю ослабляющий светофильтр, коэффициент экстинкции которого изменяется вдоль трассы. Для импульсного моностатического ОЭЛ поток $P_{op}(R)$ сиг-

нала обратного рассеяния (ОР) с дальности \hat{R} можно оценить по формуле, выведенной без учета параллакса приемник — передатчик и вклада многократного рассеяния:

$$P_{op}(R, \nu) = D(\pi) \nu(R) c \Delta t A_{\pi} T_{\pi} T_{\pi} P_{\pi} \times \\ \times \exp \left[-2 \int_0^R \mu(R) dR \right] R^{-2/2},$$

где Δt и P_{π} — длительность и поток излучения в импульсе; T_{π} и T_{π} — коэффициенты пропускания передающей и приемной оптических систем; A_{π} — площадь входного зрачка; $D(\pi)$ — среднее значение индикатрисы рассеяния атмосферы в направлении $\vartheta_p = \pi$, связанное с метеорологической дальностью видимости R_M , км, зависимостью $D(\pi) \approx 0,0287 + 0,2113 R_M / (R_M + 68)$. В однородной атмосфере ($\nu(R) = \nu$, $\mu(R) = \mu$) заданному уровню $P_{op}(R)$ соответствуют два значения ν . Максимум $P_{op}(R)$ имеет место при $\nu_1 = \nu_2 = (2R)^{-1}$. Следовательно, каустика сигналов ОР в однородной атмосфере

$$P_{\kappa}(R) = D(\pi) c \Delta t A_{\pi} T_{\pi} T_{\pi} P_{\pi} e^{-1} R^{-3} / 4. \quad (3.14)$$

При работе ОЭЛ в тумане и осадках, когда прозрачность атмосферы мало зависит от длины волны, выбор оптимального значения λ определяется не условиями прохождения света в атмосфере, а уровнем фоновых помех и эхо-сигналов от МО. Если диаметр входного зрачка приемной оптики наземного ОЭЛ не может превышать единиц сантиметров, то уровень фоновых сигналов обычно меньше уровня пассивных помех.

Ансамбль МО похож на гранулярные структуры, которые исследуются в статистической оптике. Можно рассматривать модель двумерного случайного импульсного поля в виде наложения затеняющих областей заданной формы со случайными прозрачностью и ориентациями. Из эвристических соображений, в соответствии с которыми освещенность $M(x, y)$ является функцией независимых марковских разрывных процессов с двумя состояниями, получено аналитическое выражение для корреляционной функции $K_M(\Delta x, \Delta y)$ [1]. В [3] предложена аппроксимация корреляционной функции сигнала от изотропного поля, составленного дисками различных радиусов, функцией $K_M(r) = \exp(-r/r_k) \sigma^2 M$ и рассмотрены статистики оптических помех от точечных источни-

ков, движущихся с постоянной скоростью перпендикулярно линии визирования приемного устройства. Выражение для смешанного момента прозрачности в N точках изотропного поля из затеняющих дисков разных радиусов β имеет вид [45]

$$\left\langle \prod_{n=1}^N T(x_n y_n) \right\rangle = \exp \left[-s_0 \int_0^\infty W(\beta) d\beta \bigcup_{n=1}^N Q_n(\beta) \right], \quad (3.15)$$

где $UQ_n(\beta)$ — площадь фигуры, образованной в результате покрытия плоскости хотя бы одним из N кругов радиуса β с центрами в точках x_n, y_n ; s_0 — плотность заполнения плоскости дисками; $W(\beta)$ — плотность вероятности β . Все смешанные моменты ансамбля ложных целей вычисляются с помощью выражения (3.15).

Мешающие отражатели подразделяются на контролируемые (КМО) и неконтролируемые (НМО). Влияние КМО на характеристики ОЭЛ устраняют выбором тактики работы. Помехи от НМО можно оценить только статистически. Если к НМО причисляются непрозрачные, рассеивающие НМО с угловыми радиусами $\beta_{\text{н}}/2$, то можно воспользоваться моделью ансамбля НМО (рис. 3.15), состоящей из m пространственных и n временных элементов разрешения: $m = (\beta_{\text{н}}/\beta_{\text{н}})^2$, $n = (R_n - R_1)/(\Delta R)$, где $\beta_{\text{н}}$ — угловое поле зрения ОЭЛ; ΔR — разрешение по дальности; $R_1 \dots R_n$ — диапазон дальностей. Пусть κ_r — количество НМО на дальности R_r , вероятность появления каждого из которых в элементе разрешения на этой дальности равна a_r . Тогда по формуле умножения вероятностей

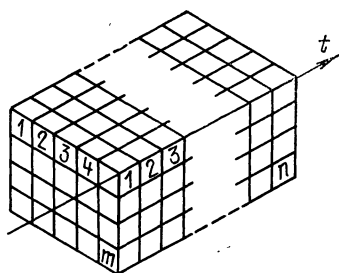


Рис. 3.15

$$p(\kappa_1, \dots, \kappa_n) = p(\kappa_1) p(\kappa_2/\kappa_1) \dots p(\kappa_n/\kappa_1, \dots, \kappa_{n-1}). \quad (3.16)$$

Распределение $p(\kappa_1)$ — биномиальное. Кроме того,

$$p(\kappa_r | \kappa_1, \dots, \kappa_{r-1}) = C_{m-\kappa_1, \dots, \kappa_{r-1}}^{\kappa_r} a_r^{\kappa_r} (1-a_r)^{m-\kappa_1-\dots-\kappa_{r-1}}. \quad (3.17)$$

Подставляя выражение (3.17) в (3.16), приходим к полиномиальному (мультиномиальному) закону, справедливому при $0 \leq \sum x_r \leq m$:

$$p(x_1, \dots, x_n) = m! \prod_{r=1}^{n+1} h_r^{x_r} / (x_r!),$$

где $x_{n+1} = m - x_1 - \dots - x_n$; $h_r = a_r \prod_{q=1}^r (1 - a_q)$; $q=1; \dots (r-1)$; $h_{n+1} = 1 - h_1 - \dots - h_n$. Моменты этого распределения: $x_r = m h_r$, $\sigma^2 x_r = m h_r (1 - h_r)$; $\text{cov}(x_r, x_g) = -m h_r h_g$.

Подавление сигналов от подвижных НМО достигается междупериодной обработкой. Азимутальную компоненту угловой скорости $\dot{\gamma}_M(t | R_{\Pi}, R_M)$ движения НМО в угловом поле ОЭЛ при точном слежении за центром истинной цели можно вычислить по формуле

$$\dot{\gamma}_M \approx V_N(t) [1 - R_M(t) / R_{\Pi}(t)] \sin q_N(t) / R_M(t) + \\ + V_{\Pi}(t) \sin q_{\Pi}(t) / R_{\Pi}(t), \quad (3.18)$$

где $R_{\Pi}(t)$ и $R_M(t)$ — дальности цели и МО в момент t ; $V_N(t)$ и $V_{\Pi}(t)$ — абсолютные скорости движения носителя и цели (МО считаются неподвижными); $q_{\Pi}(t)$ и $q_N(t)$ — курсовые углы движения цели и носителя, отсчитываемые по часовой стрелке к вектору скорости от линии визирования центра цели.

Из (3.18) следует, что существует такое расстояние $R_c(t)$, на котором угловая скорость МО равна нулю:

$$R_c(t) = R_{\Pi}(t) V_N(t) \sin q_N(t) / [V_N(t) \sin q_N(t) - \\ - V_{\Pi}(t) \sin q_{\Pi}(t)].$$

Аналогичное явление стагнации (застоя) имеет место при распространении мощных лазерных пучков. Борьба с помехами от МО из зоны стагнации, $R_M \approx R_c$, наиболее затруднена.

Ожидаемый уровень потока излучения от цели или МО

$$P = P_{\Pi} [|\Omega_{\Pi} \cup \Omega_{\Pi} \cup \Omega_{\Pi}| / |\Omega_{\Pi}|] \times \\ \times Q_{\Pi}(\vartheta_{\Pi}) D_{\Pi}(\vartheta) (A_{\Pi} / R^2) k_z T_{\Pi} T_{\Pi} T_{\Pi}, \quad (3.19)$$

где Ω_{Π} , Ω_{Π} , Ω_{Π} — телесные углы излучаемого пучка, цели и поля зрения приемного устройства; $|\Omega_{\Pi} \cup \Omega_{\Pi} \cup \Omega_{\Pi}|$ — телесный угол совмещения (совпадающей части) назван-

ных телесных углов; $|\Omega_n|$ — телесный угол пучка излучателя; $Q_n(\theta_n)$ — альbedo объекта в зависимости от угла падения θ_n зондирующего пучка (для ламбертовых поверхностей $dQ_n/d\theta_n=0$); $D_n(\theta)$ — индикатриса рассеяния как функция угла θ между осью пучка и оптической осью приемного устройства; k_3 — коэффициент запаса, учитывающий пространственную неоднородность излучения в пучке и старение элементов ОЭЛ; $2 < k_3 < 6$, T_n , T_n и T_A — коэффициенты пропускания оптики излучателя, приемника и атмосферы; $T_A = \exp \left[- \int \mu(R) dR - \int \mu(R') dR' \right]$, $0 \leq R \leq R_1$, $0 \leq R' \leq R_2$; R_1 , R_2 — расстояния до цели от излучателя и приемного устройства. Приведем два примера использования формулы (3.19).

3. Дальность обнаружения световозвращателя (СВ) в вакууме, как следует из формул (3.10) и (3.19), пропорциональна $\lambda^{-1/2}$, потому что ширина его ДН отражения $\theta_{св} \sim \lambda$. Однако СВ с ДН шириной в единицы и доли секунд дуги оказываются неэффективными из-за влияния скоростной абберации света (САС), значение θ_a которой от λ не зависит. В сущности, САС — это смещение оценки углового положения движущегося источника, вызываемое составляющей относительной линейной скорости, которая ортогональна линии визирования. Аналогичное смещение учитывается при стрельбе по движущейся цели введением в прицел углового упреждения. Если цель и снаряд движутся равномерно и прямолинейно, то угол упреждения θ_y не зависит от дальности: $|\theta_y| = v \sin \beta / v_c$, где v_c — скорость снаряда; β — угол между линией визирования и вектором относительной скорости цели, т. е. ее курсовой угол. При зондировании СВ лучом ОЭЛ этот эффект следует учитывать. Но баллистическая формула, согласно которой скорость фотонов (снарядов) векторно складывается со скоростью цели, противоречит постулату А. Эйнштейна. Он гласит, что от движения источника или приемника скорость света в вакууме не зависит (об увлечении света движущейся средой см. § 5.3). Тем не менее с помощью преобразований Лоренца можно показать, что при $v \ll c$ значение θ_y для объекта в естественном блеске можно оценить по классической формуле. При активной локации движущихся СВ $|\theta_a| = |2\theta_y| = 2v \sin \beta / c$.

Например, для низкоорбитального КА ($v \approx 7,6$ км/с, $\beta = 90^\circ$) $\theta_a \approx 10''$, для стационарных КА ($v \approx 3$ км/с) $\theta_a \approx 4''$, для суточной скорости обращения Земли ($v \approx 0,46$ км/с) $\theta_a \approx 0''$, 28. Значения θ_a близки по величине к ширине ДН световозвращателя. Из-за влияния САС ОЭЛ оказывается не на оси пучка, отраженного СВ. Поэтому поток, принятый от СВ, $P(\theta_a) \approx P(0)D(\theta_a)$, где $D(\theta)$ — диаграмма отражения СВ; θ — угол между осями освещения и наблюдения, проходящими через опорную точку СВ, источник и приемник, измеряющий $D(\theta)$, соответственно. Максимальная дальность обнаружения

$$R_{\max}(\theta_a) = R_{\max}(0)[D(\theta_a)]^{1/4}$$

Если, например, ДН отражения СВ аппроксимируется законом $D(\theta) = 1/\exp(\theta d/\lambda)^2$, где d — диаметр СВ, то

$$R_{\max}(\beta) = R_{\max}(0) / \exp(d\lambda \sin \beta / c)^2.$$

4. Лазерные глубиномеры представляют интерес для исследователей шельфовых зон, внутренних водоемов и т. д. Задача вычисления потока излучения, отраженного от дна океана, с учетом волнения, многократного рассеяния и переотражений громоздка, поэтому рассмотрим упрощенную модель. Пусть узкий луч импульсного ОЭЛ падает с высоты H вертикально на плоскую поверхность воды и, отразившись от дна на глубине z , возвращается на вход бортового приемного устройства (ФП). Отраженный от поверхности раздела импульсный поток P_1 поступает от мнимого изображения лазерного источника в зеркале воды, удаленного от ФП на расстояние $2H$:

$$P_1 \approx P_{\pi} r_1 y_{\pi} \exp(-2\mu_1 H) \min [A_{\pi} / (4\pi \theta_{\pi}^2 \cdot H^2); 1],$$

где P_{π} — импульсная мощность излучения лазера; A_{π} и y_{π} — эффективная площадь раскрыва и коэффициент пропускания оптики приемопередатчика; r_1 — коэффициент отражения света от воды, $r_1 \approx 2\%$; μ_1 — типичный коэффициент ослабления атмосферы. Наблюдаемая под водой сила света, отраженного от дна, которое мы считаем ламбертовым:

$$I_d = P_{\pi} r_2 (1 - r_1) \exp(-\mu_1 H - \mu_{21} z) / \pi,$$

где r_2 — коэффициент яркости дна; μ_{21} — коэффициент ослабления воды для падающего излучения. Из-за эффекта преломления телесный угол Ω_{π} приемной апертуры, видимой со дна $\Omega_{\pi} = A_{\pi} / (z + nH)^2$.

Следовательно, поток излучения, который можно перехватить со дна (без учета многократных полных переотражений от границы раздела и дна), вычисляется по формуле

$$P_2 = P_{\pi} r_2 (1 - r_1)^2 T_a^2 \exp[-(\mu_{21} + \mu_{22})z] A_{\pi} y_{\pi} / [\pi (nH + z)^2],$$

где μ_{22} — коэффициент ослабления воды для излучения от дна, $\mu_{22} < \mu_{21}$; $T_a = \exp(-\mu_1 H)$. Достижимые значения глубин лоцирования дна обычно не превосходят 100...200 м, т. е. $nH \gg z$. Это позволяет упростить последнее выражение:

$$P_2 \approx P_{\pi} r_2 (1 - r_1)^2 A_{\pi} y_{\pi} T_a^2 \exp[-(\mu_2 + 2n^{-1}H^{-1})z] / (\pi n^2 H^2). \quad (3.20)$$

Из формулы (3.20) находим максимальную глубину лоцирования дна:

$$z_{\max} \approx \ln \left[\frac{P_{\pi}}{P_{\pi}} \cdot \frac{A_{\pi} y_{\pi} r_2 (1 - r_1)^2 T_a^2}{\pi n^2 H^2} \right] \left(\mu_2 + \frac{2}{nH} \right)^{-1},$$

где P_{π} — минимально различимый поток. Для увеличения глубины действия ОЭЛ на $\Delta z_{\max} \ll z_{\max}$ нужно увеличить поток излучения в $[1 + \mu_2 + 2/(nH)] \Delta z_{\max}$ раз. Типичные значения $\mu_2 = (0,02 \dots 2) \text{ м}^{-1}$.

5. О распределении яркости «подводного небосвода». Спектральная яркость Солнца в безоблачном небе на уровне моря составляет около $2,5 \cdot 10^7 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{мкм})$ в угле $\pm 15'$ на длине волны 0,5 мкм, а соответствующая яркость небосвода, имеющая максимум в направлении на Солнце и у горизонта, равна в среднем $10^4 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \times \text{ср} \cdot \text{мкм})$. При подводных наблюдениях яркость перераспределяется из-за рассеяния и поглощения света в воде и отражения и преломления лучей взволнованным зеркалом водоема.

Морские волны подразделяются на гравитационные (длина волны $L > 1,5$ м), ультрагравитационные ($0,025 < L < 1,5$ м) и рябь ($L < 2,5$ см). После прекращения ветра остаются гравитационные волны, называемые зыбью. Период гравитационных волн $1 < T < 30$ с, а ряби — $T < 0,1$ с. Для глубокой воды $L \approx 1,5 T^2$ и $v \approx 2,4 T$, где v — скорость, м/с; T , с; L , м. Высота r гравитационных волн $0,1 > r/L > 0,008$, волны ряби могут быть круче [14]. На рис. 3.16 изображено сечение цилиндрической модели поверхности моря с синусоидальным профилем $R(x) = r \cos(2\pi x/L)/2$, пригодной для описания зыби. Верхние полуволны (гребни) являются положительными

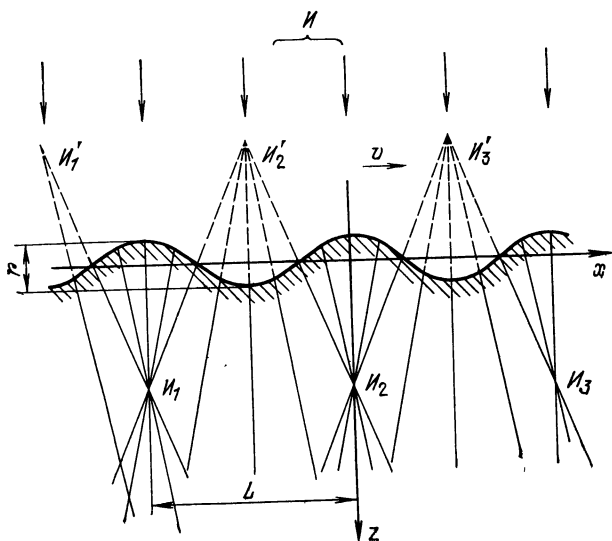


Рис. 3.16

цилиндрическими линзами, а нижние полуволны (впадины) — отрицательными с той же оптической силой. Из лучей надводного точечного источника I решетка линз формирует его мнимые I'_1, I'_2, \dots и действительные I_1, I_2, \dots изображения (блики), расположенные от поверхности воды на расстояниях фокусировки z_Φ и z'_Φ :

$$z_\Phi = -z'_\Phi = nL^2[2\pi^2r(n-1)]^{-1} - r/2,$$

где n — относительный показатель преломления воды. Линзы имеют большую сферическую aberrацию, поэтому вторичные источники I_1, \dots, I'_1, \dots — протяженные, с неоднородной яркостью. Перетяжки создающих их пучков находятся на расстояниях $|z_\pi| \approx 1,2z_\Phi$ и имеют диаметр $d_\pi \approx L/15$. Угловая расходимость излучений от этих источников

$$\vartheta_\pi = \arctg[L/(2z_\Phi)] \approx \pi^2 r(n-1)/nL.$$

Поверхность неупорядоченно волнующегося моря также можно представить совокупностью линз со случайными размерами и зна-

копеременной оптической силой, создающих систему вторичных источников. Наблюдатель видит часть этих источников через рассеивающую и поглощающую толщу воды. Движение волн меняет их число и свойства, что вызывает мерцания яркости «подводного небосвода».

Солнце из-под воды выглядит бликующим пятном, которое примерно в 10^3 раз ярче отраженного. Это пятно расширяется и тускнеет при приближении Солнца к горизонту. На небольших глубинах зенитный угол «подводного» Солнца $\theta'_c = \theta_c/n$, где θ_c — угол Солнца над морем; $|\theta'_c| < 48,5^\circ$, пик яркости Солнца превалирует над яркостью подводного небосвода. Но на глубинах $z > 60 \dots 100$ м вследствие рассеяния и поглощения света в толще воды он уширяется так, что сливается с контуром яркости небосвода, причем $\theta'_c \rightarrow 0$. Следовательно, на глубинах свыше 100 м излучение приходит сверху, из зенита, независимо от условий освещения и состояния морской поверхности [30]. Асимптотическое распределение с угловой шириной $\pm 10^\circ \dots 30^\circ$ по уровню половинной яркости достигается тем раньше, чем больше показатель поглощения воды.

3.5. Вероятностное описание отраженных сигналов

1. Зернистая структура изображения и блики от зеркальных точек ограничивают разрешающую способность обзорных РЛС. Радиолокационное изображение, полученное, как правило, в результате сканирования целей лучом, состоит из прилегающих друг к другу элементов дифракционного разрешения реальной или синтезированной апертуры антенны. Можно представить и квазиоптическое устройство радиовидения, в котором в фокальной области антенны устанавливается мозаика облучателей, связанных поканально с радиоприемными устройствами. Зернистость изображения шероховатой цели (это может быть и изображение протяженного теплового источника в зеркале или световозвратателе) объясняется интерференцией сигналов от тех ее участков (фазоров), которые попадают в один элемент дифракционного разрешения.

На рис. 3.17 представлены фотографии пятна излучения одномодового лазера на белом диффузном экране. Они получены с фиксированного расстояния при одной экспозиции, но при разных апертурных диафрагмах фотоаппарата: 8 (а), 4 (б) и 2 мм (в). Видно, что средний размер зерна обратно пропорционален диаметру апертуры. Судя по изображениям, глубина модуляции яркости экрана связана с полосой оптических частот — при монохроматическом облучении экран пятнистый (хотя альбедо его постоянно), но в белом свете никаких зерен не видно. Если наблюдатель перемещает-

ся или покачивается (вращается) экран, то зернистая структура изменяется и принимаемый поток флуктуирует. Мерцания потока объясняются эффектом Доплера. Элементы цели движутся относительно ОЭЛ с различными скоростями v_n , поэтому частота эхо-сигнала изменяется; $f_{cn}=f(1+2v_n/c)$. Кроме того, ширина спектра отраженного сигнала увеличивается на величину Δf_d (вторичный эффект Доплера). Если вектор скорости v_1 не-

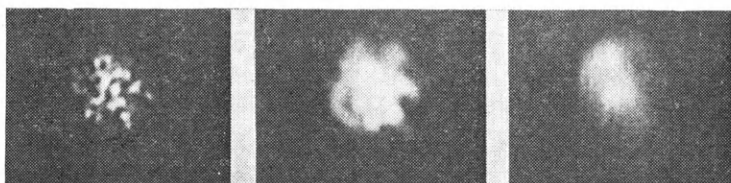


Рис. 3.17

вращающейся цели диаметром d_1 перпендикулярен оптической оси фотоприемного устройства, то $\Delta f_{d1} = 2|v_1|d_1f \cos^2 \beta_1 / (cR)$, где β_1 — угол между оптической осью ОЭЛ и направлением на цель; R — дальность цели. Вторичный эффект Доплера максимален, когда цель находится в центре поля ОЭЛ ($\beta_1=0$). Для неподвижного цилиндра с диаметром d_2 , который вращается с частотой F_2 вокруг оси, перпендикулярной линии визирования, $\Delta f_{d2} = 2\pi d_2 F_2 f / c$. Мерцания цели менее заметны, если она разрешена по дальности, так как вероятность замирания независимых сигналов от всех элементов разрешения равна произведению вероятностей их замираний. Из п. 3.1.6 видно, что угловое разрешение ОЭЛ ограничено атмосферой и не может быть лучше $1'' \dots 2''$ без применения адаптивных методов. Однако разрешение по дальности и по доплеровской частоте от атмосферы практически не зависит.

Если параметры движения по траектории и угловая скорость вращения цели известны, то возможно синтезирование ее изображения в координатах «доплеровское уширение — дальность», а также оценка распределения коэффициента яркости по поверхности объекта. Смена деталей вращающейся неоднородно яркой цели приводит к низкочастотным мерцаниям сигнала. Их спектр пропорционален частоте вращения цели и ширине спектра

пространственных частот ее коэффициента яркости. Мерцания объекта можно рассматривать и как результат наблюдения прохождения лепестков его вращающейся индикатрисы отражения через апертуру приемника. Мерцающие локационные цели часто называют шероховатыми. Цели, поток излучения от которых не флуктуирует, называют известными или зеркальными [11].

2. Типичные шероховатые цели — это панели призматических световозвращателей (ППСВ), установленных на движущихся объектах. Используемые в радиодиапазоне ретрансляционные решетки ван-Атта, в которых элементы, одинаково удаленные от центра, соединяются отрезками линий (волноводов) одинаковой длины попарно, являются аналогами одиночного трехгранного (углового) отражателя. Геометрическая площадь видимого раскрытия ПСВ мало меняется от угла падения β луча в пределах рабочей зоны углов: $A(\beta) = A(0) \cos \beta$. Поэтому одиночный ПСВ — зеркальная цель. Наоборот, коэффициент яркости ППСВ является случайной величиной. Индикатриса обратного отражения ППСВ пропорциональна произведению индикатрисы одиночного ПСВ на множитель решетки $D_m(\beta)$, т. е. на индикатрису аналогичной решетки из всенаправленных точечных элементов. Ненормированный множитель $D'_m(\beta)$ одномерной линейной решетки из одинаковых элементов на расстоянии d_n от первого (крайнего) вычисляется по формуле:

$$D'_m(\beta, \varphi) = \left(\sum_{n=1}^N \cos z_n \right)^2 + \left(\sum_{n=1}^N \sin z_n \right)^2,$$

$$z_n = 2\pi d_n (\sin \beta + \sin \varphi) / \lambda,$$

где β и φ — зенитные углы падения и отражения излучения ППСВ. В частности, для эквидистантной решетки ($d_n = (n-1)d$)

$$D'_m(\beta, \varphi) = \sin^2 [\pi N d (\sin \beta + \sin \varphi) / \lambda] / \sin^2 [\pi d (\sin \beta + \sin \varphi) / \lambda]. \quad (3.21)$$

Из выражения (3.21) следует, что при зенитных углах падения $\beta = \arcsin[k\lambda / (2dN)]$ поток излучения, отраженного в сторону ОЭЛ ($\varphi = \beta$), равен нулю. В неэквидистантных решетках отсутствует периодичность $D'_m(\varphi, \beta)$, что дает снижение уровня боковых дифракционных максимумов. Для расширения диапазона рабочих углов

ПКСВ располагают на криволинейных поверхностях и с неравномерной плотностью, что эквивалентно аподизации. При этом эффективно отражает свет небольшое число ПКСВ (излучение не попадает в рабочие зоны углов большинства ПКСВ). Угол корреляции значений индикатрисы ППКСВ составляет $\lambda/(2Nd)$, поэтому ширина спектра мерцаний $\Delta f_d \approx 2Nd\gamma/\lambda$, где γ — угловая скорость вращения ППКСВ вокруг оси, параллельной ее плоскости. Чем меньше длительность зондирующего сигнала, тем больше искажается форма сигнала, отраженного от ППКСВ.

3. Статистики отраженных сигналов. Из формулы (2.31) следует, что если число фазовых больше десяти, то аппроксимация распределения плотности вероятности напряженности поля законом Гаусса является практически точной. При этом плотность вероятности потока излучения будет описываться распределением, частным случаем которого является Г-распределение (2.23). Статистики эхо-сигналов в когерентных ОЭЛ такие же, как в РЛС [7]. Вероятностные свойства потока излучения в плоскости входного зрачка некогерентного ОЭЛ и в плоскости x, y изображения совпадают, только если цель находится полностью в угловом поле ОЭЛ. Поэтому описание сигналов должно базироваться на анализе изображений. Поступающий на фотоприемник поток излучения от действительного изображения цели можно рассматривать как поток излучения источника, ослабленный совокупностью четырех следующих друг за другом оптических фильтров.

Светофильтр с прозрачностью $T_1(Q, t, f)$, $Q=(x, y)$, отображает ослабление сигнала на пути источник — цель, фильтр с прозрачностью $T_2(Q, t, f)$ — ослабление в результате отражения излучения от цели, фильтр $T_3(Q, t, f)$ — потери на участке цель — приемник и фильтр с прозрачностью $T_4(Q, t, f)$ — ослабление в процессе выделения излучения цели в ОЭЛ. Прозрачность совокупности этих фильтров $T(Q) = \prod T_n(Q)$, $n=1, \dots, 4$. Если поля $T_n(Q)$ независимы, то $\bar{T} = \prod \bar{T}_n$, а корреляционная функция прозрачности $T(Q)$

$$K_T(Q, V) = \prod_{(n)} [K_{T_n}(Q, V) + \bar{T}_n(Q)\bar{T}_n(V)] - \prod_{(n)} \bar{T}_n(Q)\bar{T}_n(V). \quad (3.22)$$

Из (3.22) следует, что вариация прозрачности $K_T(Q, Q)/\bar{T}(Q)^2$, характеризующая интенсивность мерцаний в точке, больше, чем вариация прозрачности любого из фильтров в отдельности. Мерцания особенно велики, если прозрачности фильтров положительно коррелированы. Например, в моменты повышенной прозрачности атмосферы для прямого сигнала лучше проходит и отраженный сигнал. Периоды наилучшего прохождения фонового излучения цели наиболее благоприятны для локации. По известной корреляционной функции $K_M \times \times (Q, Q+q) = K_M(q)$ освещенности в точке Q изображения и заданной функции прозрачности $M_0(Q) = T_4(Q)$ оптимального пространственного фильтра определяем корреляционную функцию потока P излучения, поступающего на фотоприемник (см. также (3.9)):

$$K_P(q) = \iiint_{-\infty}^{\infty} K_M(Q; Q+q) T_4(Q) T_4(Q+q) dQ d(Q+q) = \\ = \iint_{-\infty}^{\infty} K_M(q) dq \iint_{-\infty}^{\infty} dQ T_4(Q) T_4(Q+q) = \iint_{-\infty}^{\infty} K_M(q) Z(q) dq,$$

где $Z(q)$ — свертка реакции апертурного фильтра с собою. Число пространственных степеней свободы потока $N_{\Pi} = \bar{P}^2/K_P(0)$. Корреляционную функцию потока можно вычислить иначе, с помощью энергетического спектра освещенности $S_M(\omega)$ и пространственно-частотной характеристики $H(\omega)$, являющейся нормализованным преобразованием Фурье от функции отклика оптической системы:

$$K_P(\omega) = \iint_{-\infty}^{\infty} S_M(\omega) |H(\omega)|^2 \exp(i\omega q) d\omega / (4\pi^2), \quad \omega = 2\pi f.$$

Объем когерентности сигнала изменяется при рассеянии. Характер этого изменения зависит от статистик шероховатостей профиля и случайных коэффициентов яркостей поверхности цели. Количество временных степеней свободы сигнала с гауссовской статистикой поля определяется формулой (2.26), в которой следует учесть доплеровское уширение спектра в пределах элемента разрешения. Амплитудно-частотная характеристика одномерной модели неразрешенного элемента поверхности объекта, составленной из четырех расположенных

в углах квадрата всенаправленных рассеивателей, имеет вид:

$$|H(f)| = \cos(\pi l f \cos \vartheta / c) \cos(\pi l f \sin \vartheta / c), \quad (3.23)$$

где l — сторона квадрата, пропорциональная уклонению шероховатостей поверхности; ϑ — угол между направлениями падения и рассеяния луча ОЭЛ в плоскости квадрата.

Из (3.23) следует, что при полихроматическом освещении неподвижной цели линейчатым спектром с разнесом соседних линий по частоте на $\Delta f > c/d$ соответствующие гранулярные структуры можно считать некоррелированными. В этом случае число временных степеней свободы энергии оптического сигнала пропорционально числу m линий в спектре: $\tilde{N}_v = T \sum_m \Delta f_n$, где Δf_n — ширина n -й линии; T — время наблюдения.

Глава 4

МЕТОДЫ ОБНАРУЖЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

4.1. Типы приемников излучения

1. Электрические фотоприемники (ФП) подразделяют на тепловые (ТФП) и фотоэлектронные. В ТФП используются: явление изменения проводимости или сверхпроводимости металлов и полупроводников от температуры (болометры, терморезисторы); явление Зеебека, заключающееся в возникновении ЭДС при освещении спаев металлов, сплавов или полупроводников (термопары, пирометры), а также пирозлектричество — явление, при котором на поверхности кристаллического диэлектрика (сегнетоэлектрика) вследствие неравномерности нагрева объема появляется заряд с плотностью, пропорциональной скорости изменения температуры во времени. ТФП отличаются малой чувствительностью и, как правило, повышенной инерционностью. Спектральный диапазон их чувствительности простирается от 100 нм до сотен микрометров. ТФП используют в контрольно-из-

мерительной аппаратуре и в радиометрических устройствах. Известны применения пироэлектрических ФП в когерентных ОЭЛ в диапазоне $\lambda=10$ мкм. В ТФП свет нагревает все рабочее тело, а в фотоэлектронных ФП кванты «нагревают» отдельные электроны. В результате наблюдаются явления внешнего фотоэффекта (фотоэмиссии), при котором свободные электроны выходят за пределы fotocувствительного материала (как правило, в вакуум), и внутреннего фотоэффекта, заклю-

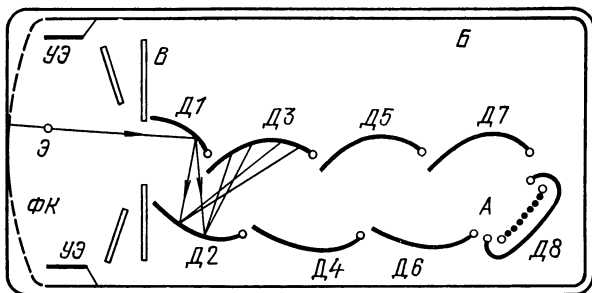


Рис. 4.1

чающегося в изменении концентрации носителей тока под действием света. Тепловые и фотоэффекты (фотонные) могут проявляться одновременно. Как и любое внутриатомное явление, фотоэффект имеет резонансный характер. Вследствие зонной структуры уровней и наличия поверхностного потенциального барьера для каждого вещества существует длинноволновая граница λ_{\min} , выше которой, т. е. при $\lambda > \lambda_{\min}$, фотоэффект практически отсутствует.

2. Фотоэлектронные умножители (ФЭУ) — самые эффективные ФП в видимом и УФ диапазонах. На рис. 4.1 изображена схема конструкции быстродействующего ФЭУ. В вакуумированном стеклянном или металлокерамическом баллоне Б смонтированы металлические ускоряющие электроды УЭ, диафрагма В, система из корытообразных динодов Д1, ..., Д8 и сетчатый анод А рефлексного типа. Частично прозрачный фотоэмиссионный катод ФК нанесен на внутреннюю поверхность плосковогнутого торцевого окна. Пропускание материала окна определяет коротковолновую (ультрафиолетовую) границу чувствительности ФЭУ (LiF—105 нм, MgF₂—110 нм, сапфир—150 нм, кварц—165 нм). Для 2—3-

кратного повышения квантового выхода ФЭУ на внешнюю поверхность плоского окна часто наклеивают призму, которая обеспечивает многократное взаимодействие света с толщей ФК при распространении излучения между внешними плоскостями призмы и ФК. Действие призмы основано на явлении полного внутреннего отражения. Электрон q , освобожденный из ФК квантом света, фокусируется в ускоряющем электростатическом поле электродов УЭ и В и попадает на диод Д1. Здесь он выбивает несколько вторичных электронов, которые вновь ускоряются на пути к диоду Д2 и т. д. Если N — число диодов и κ — коэффициент вторичной эмиссии каждого из них, то усиление тока фотокатода $M = \kappa^N$. Входная камера прибора служит для получения высокого коэффициента сбора первичных электронов с каждой точки ФК и обеспечения равномерной чувствительности по поверхности ФК (равномерности зонной характеристики ФЭУ). Неравномерность зонной характеристики, возникающая также из-за флуктуаций состава сложных ФК и коэффициентов вторичной эмиссии диодов по поверхности, достигает во многих ФЭУ 2 ... 50 раз [46].

Конструкции ФЭУ разнообразны: диодная система может быть распределенной, т. е. в виде изогнутой трубки, покрытой эмиттером (каналотроны), или в виде плотно прилегающих друг к другу эмиссионных каналов (микроканальные пластины), с электромагнитной и высокочастотной фокусировкой и т. д. Для защиты ФЭУ от действия электрических и магнитных полей необходимо экранирование. Охлаждение прибора до $-20^\circ \dots -40^\circ\text{C}$ приводит к уменьшению темнового (термоэмиссионного) тока в 10—20 раз и квантового выхода в длинноволновой области чувствительности, величина усиления при этом изменяется мало. Схема присоединения ФЭУ к источнику питания U_n через резистивно-емкостный делитель напряжения и к сопротивлению нагрузки R_n изображена на рис. 4.2. На рис. 4.3,а показана схема включения вакуумного фотоэлемента (ФЭ), не имеющего диодной системы. По существу, это прямосмещенный диод. Металлическое охрannое кольцо K устраняет прохождение через нагрузку R_n тока утечки I_y , обусловленного проводимостью стекла, влаги и загрязнений на его внешней поверхности и конденсата паров металлов внутри ФЭ. Вольт-амперная характеристи-

ка (ВАХ) ФЭ изображена на рис. 4.4 сплошными линиями.

3. Фоторезисторы и фотодиоды (ФР и ФД) — основные типы ФП в ОЭЛ, работающих на длинах волн $\lambda > 0,8 \dots 1$ мкм. Фоторезистор — это пленка или пластина однородного собственного или примесного полупро-

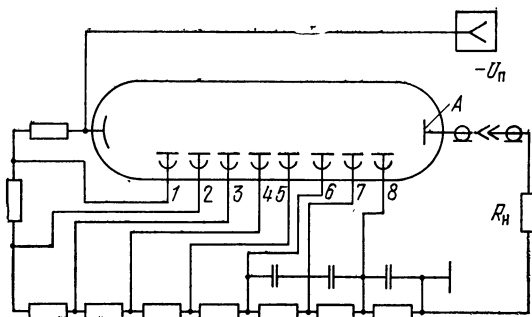


Рис. 4.2

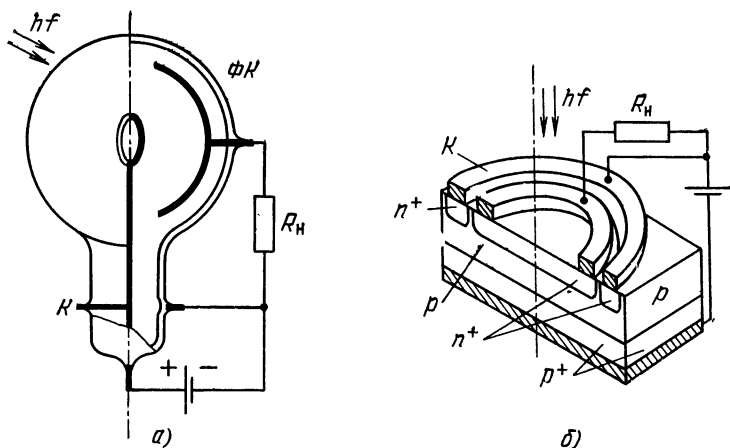


Рис. 4.3

водника с системой поверхностных омических контактов. ВАХ фоторезисторов изображены на рис. 4.4 пунктирными линиями. Если материал ФР неоднороден, то возбужденные светом носители разделяются и наряду с изменением проводимости наблюдается фото-ЭДС (фотогальванический эффект). Величина ЭДС на неоднород-

ности пропорциональна разности работ выхода A_n соприкасающихся материалов: $U_k = (A_1 - A_2) / q$.

В приконтактной области может возникать запирающий слой, имеющий выпрямительные свойства.

В частности, он образуется вблизи границы n -полупроводника с металлом, если $A_n < A_m$, или при соприкосновении p -полупроводника с металлом, если $A_p > A_m$. Контакты «металл-полупроводник» используются в точечных диодах с барьером Шоттки или со структурой металл-окисел-металл (МОМ).

Эти приборы на основе $p = \text{Si}$, $n = \text{Ge}$ и особенно $n = \text{GaAs}$, реагирующие на квадрат напряженности поля, играют большую роль в освоении миллиметрового и децимиллиметрового диапазонов волн. В работе [47] обосновывается их применение на $\lambda = 10,6$ мкм и $\lambda = 3,39$ мкм. Диоды с барьером Шоттки и МОМ-структурой не требуют охлаждения, безынерционны ($\tau_f \approx 10^{-13} \dots 10^{-14}$ с), неселективны, но имеют малую чувствительную площадку и низкую виброустойчивость. Их ВАХ экспоненциальна, что позволяет наблюдать на промежуточной частоте f_n биения СВЧ и оптических колебаний за счет комбинационных частот высокого порядка, например $f_n = |f_1 - 10f_2|$.

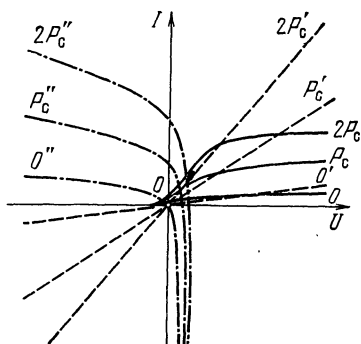


Рис. 4.4

позволяет наблюдать на промежуточной частоте f_n биения СВЧ и оптических колебаний за счет комбинационных частот высокого порядка, например $f_n = |f_1 - 10f_2|$.

Несмещенный дырочно-электронный переход обладает выпрямительными свойствами, если $A_p > A_n$. При высокой степени легирования исходного материала контактная разность потенциалов $U_k \approx E_g / q$. Вольт-амперные характеристики p - n перехода нанесены на рис. 4.4 штрихпунктирными линиями. Режим с обратным смещением (II квадрант на рис. 4.4) используется в фотодиодах, в режиме без смещения (ось I) работают фотогальванические элементы (вентильные фотодиоды, ВФД, I квадрант). Токковые чувствительности ФД и ВФД одинаковы, но напряжение на выходе ФД всегда выше. При глубоком охлаждении эта разница исчезает, так как ВАХ сильно выдвигается в сторону прямых смещений. Емкость обратносмещенного перехода мала, поэтому инерционность у ФД меньше, чем у ВФД. Особенно малоинерционны ($\tau_f = 10^{-11} \dots 10^{-12}$ с) p - i - n ФД, в которых тонкие сильнолегированные области p^+ и n^+ разделены слоем собственного высокоомного p -полупроводника, что значительно уменьшает емкость перехода. Кон-

струкция n^+pp^+ ФД с охранным кольцом K показана на рис. 4.3,б. В ФД используют Ge, Si, CdTe, соединения группы A^3B^5 (InSb, InAs, GaAs) и тройные соединения. Если толщина обедненной области в ФД больше длины свободного пробега неосновных носителей, то при напряжении $U_{\text{п}} \approx (2 \dots 3) E_G/q$, меньшем напряжения пробоя Зенера, возникает лавинное умножение носителей. Усиление фототока в лавинных фотодиодах (ЛФД) может быть больше 10^2 , однако при этом необходима стабилизация и температурный контроль напряжения питания. Диаметры фоточувствительных площадок малоинерционных ФД и ЛФД, как правило, меньше 1 мм.

Материал ФР должен иметь высокое темновое сопротивление, т. е. большое время жизни τ и низкую равновесную концентрацию носителей. Средний фототок обратно пропорционален времени T пролета носителя между электродами ФР: $I_c = [qy\bar{P}_c/(hf)] (\tau/T)$. Коэффициент усиления фототока в ФР $M = \tau/T$, площадь усиления $\Pi_y = M/\tau_{\text{ф}}$, где $\tau_{\text{ф}}$ — время фотоответа, $\tau_{\text{ф}} = \tau(1 + n_{\text{л}}/n)$; $n_{\text{л}}$ и n — концентрации захваченных ловушками и свободных носителей. Инерционность ФР зависит от величины светового потока.

Длинноволновый порог λ_{min} чувствительности ФР с собственной проводимостью определяется шириной запрещенной зоны E_G , эВ, и равна $\lambda_{\text{min}} = 1,24/E_G$, мкм. Типичным материалом для ФР этого типа является твердый раствор HgTe и CdTe, обозначаемый как $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. При $x = 1 \dots 0,15$ энергия $E_G = 1,5 \dots 0,03$ эВ, т. е. $\lambda_{\text{min}}(x) = 0,8 \dots 40$ мкм. Если технология дает образцы с неоднородным составом, например $\Delta x = \pm 0,01$, то в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ФР появляется и фотогальванический сигнал, который складывается или вычитается из сигнала фотопроводимости в зависимости от градиента неоднородностей. Вариации концентрации раствора приводят к расширению спектральной области чувствительности при снижении ее максимума и к неоднородности зонной характеристики. Матрицами для примесных ФР являются Ge или сплав GeSi, при изменении состава которого меняется энергия ионизации примесей, т. е. величина λ_{min} . Спектральные характеристики примесных ФР имеют два максимума — один соответствует матрице, другой — примеси.

4. Координатно-чувствительные ФП (КЧФП) создаются с помощью мозаик ФП, пространственных оптиче-

ских фильтров, ФП с разверткой изображения электронным лучом. В приборах с зарядовой связью (ПЗС) фотоны возбуждают электронно-дырочные пары в полупроводниковой подложке структур металл-диэлектрик-полупроводник (МДП). Носители разделяются в областях потенциальных ям под металлическими затворами, создавая зарядовый рельеф изображения. Другим источником зарядов является процесс термогенерации носителей. При большой экспозиции потенциальная яма МДП насыщается и заряды растекаются в соседние ячейки, снижая их контраст. Дополнительные искажения возникают из-за диффузии носителей в соседние каналы и дискретности мозаики МДП. В режиме передачи накопленных зарядовых пакетов появляются нарастающие шумы из-за неполной передачи зарядов, захвата носителей и перезаряда быстрых поверхностных состояний. На основе ПЗС разрабатываются одномерно линейные и двумерные (матричные) КЧФП, а также матрицы ПЗС в режиме накопления, при котором зарядовый рельеф смещается синхронно с изображением, что дает выигрыш в чувствительности. Матрицы ПЗС характеризуются высокой частотой считывания кадров и малыми искажениями масштабов. Это позволяет осуществить корреляционное слежение и наведение, при котором наблюдаемое изображение объекта сравнивается с запомненной копией, полученной ранее.

В фотогоальванических диодах с продольным фотоэффектом (ФДП) со структурами np^+ , p^+in два или четыре контакта наносятся ортогонально на края поверхности области n -типа. Низкоомная p^+ -зона остается эквипотенциальной при воздействии света, поэтому ФДП работает как одномерный или двумерный фотопотенциометр, подвижным контактом которого является область точечного изображения источника. Несмещенную оценку положения изображения на активной площадке можно вычислить методом максимального правдоподобия по известным зависимостям выходных сигналов ФДП от расстояний пятна до соответствующих контактов. Основной причиной смещения оценок является технологический разброс сопротивления области n -типа.

Фирма Silicon Detector Corp. (США) изготавливает одноосевые ФДП длиной 3 см и двухосевые диаметром 9,7 мм, которые обеспечивают измерения положения точечной цели с погрешностью до ± 40 мкм и обнаруже-

ние смещений до 0,25 мкм [48]. Они используются в головках самонаведения ракет с лазерным целеуказанием. Координатно-чувствительными ФП являются также фотопластинки и пленки.

5. Фотографический процесс имеет фотонную природу. Фотоэмульсия представляет собой суспензию микрокристаллов (МК) галогенида серебра в желатине, который является структурной основой и сенсibilизатором. Форма МК — неправильная (пластинки, сферы), размер МК описывается логнормальным законом со средним радиусом $\bar{r}=0,05 \dots 2$ мкм в зависимости от типа пленки. В результате экспонирования фотопластинки возникает скрытое изображение (СИ), под которым понимаются изменения структуры МК, увеличивающие вероятность его проявления свыше 0,5. Поглотившие достаточное количество фотонов МК превращаются при проявлении в металлическое серебро быстрее, чем неэкспонированные. При попадании на каждый МК 1...4 квантов проявляется 10...20% всех МК, при 10...25 квантах — около 50% МК. В рентгеновских и γ -лучах недодержки не бывает — каждый квант или γ -частица делают МК проявляемым. Проявление играет роль усилителя действия света: на каждый поглощенный квант приходится около 10^8 атомов серебра. Проявление, возникшее в одной точке экспонированного материала, автокаталитически нарастает вплоть до проявления всего МК. При равномерной засветке центры МК распределены по закону Пуассона и могут быть центрами СИ или вуали [49]. Последние являются аналогами темновых отсчетов в фотодетекторах. Плотность почернения однозначно и нелинейно связана с экспозицией фотопластинок.

4.2. Вероятностные характеристики счетчиков фотонов

1. Понятие счетчика фотонов. Электромагнитная волна является потоком квантов, поступающих в случайные моменты времени t_1, \dots, t_n, \dots . Пусть событие ξ_n соответствует приходу n -го фотона. Поток событий ξ является стационарным, если вероятность $p(\psi)$ выпадения $\psi = \psi_T(t)$ событий ξ_n на интервале $(t \dots t+T)$ наблюдения определяется размером этого интервала, но не его положением на оси времени t . Если для неперекрывающихся интервалов T_1 и T_2 числа ψ_1 и ψ_2 не зависят друг от друга, то такой поток называется потоком без последействия. Для ординарного потока вероятность выпадения на элементарном интервале $\Delta T \rightarrow 0$ более одного события ξ_n пренебрежимо мала по сравнению с вероятностью выпадения одного события. Стационарный ординарный поток без последействия называется простейшим (пуассоновским). Именно такой поток формируется из квантов монохроматической плоской волны.

Если величина P потока излучения задана, то распределение вероятности числа ψ фотонов на интервале наблюдения T описывается законом Пуассона:

$$p(\psi) = \bar{\psi}^{\psi} \exp(-\bar{\psi}) / \psi!, \quad (4.1)$$

где $\bar{\psi} = \sigma^2 \psi = PT / (hf) = E / (hf)$ — среднее число фотонов в счетном интервале.

Ток на выходе ФП является суммой однофотонных импульсов (ОИ) — реакций ФП на отдельные фотоны: $I(t) = \sum I_1(t - t_n)$. Если длительность ОИ пренебрежимо мала, т. е. $I_1(t - t_n) = q \eta_n \delta(t - t_n)$ (где η_n — случайное число носителей тока в ОИ), то их число носителей за интервал счета T

$$\rho(t) = \int_{t-T}^t I(t) dt / q = \sum_{n=0}^{\psi} \eta_n; \quad \psi = \psi_T(t). \quad (4.2)$$

Сигнал ρ на выходе счетчика фотонов равен сумме случайного количества ψ случайных величин η_n . Моменты ρ при условии, что число ψ известно (неслучайно), определяются следующим образом:

$$\bar{\rho}(\psi) = \bar{\psi} \bar{\eta}; \quad \sigma^2 \rho = \psi \sigma^2 \eta; \quad \langle \rho^2(\psi) \rangle = \psi \sigma^2 \eta + \psi^2 \bar{\eta}^2. \quad (4.3)$$

2. Моменты сигнала на выходе счетчика фотонов находятся по формуле полной вероятности с помощью выражений (4.3):

$$\bar{\rho} = \sum_{(\psi)} \bar{\rho}(\psi) p(\psi) = \bar{\eta} \sum_{(\psi)} \psi p(\psi) = \bar{\eta} \bar{\psi}, \quad (4.4)$$

$$\langle \rho^2 \rangle = \sum_{(\psi)} \langle \rho^2(\psi) \rangle p(\psi) = \bar{\psi}^2 \sigma^2 \eta + (\bar{\psi}^2 \sigma^2 \psi) \bar{\eta}^2,$$

$$\sigma^2 \rho = \langle \rho^2 \rangle - \bar{\rho}^2 = \bar{\psi}^2 \sigma^2 \eta + \bar{\eta}^2 \sigma^2 \psi. \quad (4.5)$$

Формулы (4.4) и (4.5) впервые предложены Р. Буржессом [47]. Отношение сигнал-шум по мощности на выходе ФП

$$(C/\text{Ш})^2 = \bar{\rho}^2 / \sigma^2 \rho = [\bar{\psi}^{-1} \sigma^2 \eta / \bar{\eta}^2 + \sigma^2 \psi / \bar{\psi}^{-2}]^{-1}.$$

Можно показать, что из всевозможных распределений $W(\eta)$ с заданной вероятностью $(1-y)$ пропуска фотона наивысшее значение $(C/\text{Ш})^2$ соответствует дискретному распределению $W_n(\eta) = (1-y) \delta(\eta) + y \delta(\eta-1)$, где $\delta(\cdot)$ — функция Дирака. Не имеющий собственных шумов ФП с указанной статистикой однофотонного отклика назовем идеальным счетчиком фотонов.

Начальные моменты распределения $W_n(\eta)$ равны $\langle \eta^n \rangle = 0^n(1-y) + 1^n y = y$, откуда $\bar{\eta} = y$ и $\sigma^2 \eta = y(1-y)$. Подставляя эти значения в (4.4) и (4.5), приходим к выводу, что при пуассоновской статистике ψ выполняется равенство $\sigma^2 \rho = y \psi = \rho$, т. е. величина ρ , видимо, также распределена по закону Пуассона.

Этот вывод легко проверяется. Если на вход ФП поступило точно ψ фотонов, то распределение вероятности числа ρ описывается биномиальным законом:

$$\xi p(\rho|\psi) = C_{\psi}^{\rho} y^{\rho} (1-y)^{\psi-\rho}; \quad \rho = 0; 1; \dots \psi.$$

Априорное распределение числа фотоотсчетов находим по формуле полной вероятности:

$$p(\rho) = \sum_{\psi=0}^{\infty} p(\rho|\psi) p(\psi) = (\bar{\psi})^{\rho} \exp(-\bar{\psi})/\rho! \quad (4.6)$$

Вариация числа ρ на выходе счетчика при монохроматическом потоке излучения на входе $\sigma^2 \rho / \bar{\rho}^2 = \rho^{-1}$. Нельзя ли получить еще меньшее значение, т. е. уменьшить квантовый шум? Рассмотрим счетчик фотонов, в котором после фиксации кванта счет последующих квантов прекращается в течение некоторого неслучайного времени s («мертвое» время). Для простоты положим $y=1$. В этом случае закон распределения числа ρ обнаруженных на интервале T фотонов, число ψ которых подчиняется (4.1), уже не будет пуассоновским. Очевидно, средний интервал между регистрациями $\bar{\chi} = \bar{\tau} + s$; $\bar{\tau} = T/\bar{\psi}$; $\sigma^2 \chi = \sigma^2 \tau$. Кроме того, $\bar{\rho} = T/\bar{\chi}$. В соответствии с центральной предельной теоремой для чистого процесса восстановления [50] имеем

$$\sigma^2 \rho \approx \bar{\rho} \sigma^2 \chi / \bar{\chi}^2 = \bar{\rho} \bar{\tau}^2 / (\bar{\tau} + s)^2 < \bar{\rho}. \quad (4.7)$$

Следовательно, распределение отсчетов на выходе счетчика с «мертвым» временем имеет меньшую дисперсию, чем пуассоновский процесс с тем же математическим ожиданием отсчетов. В пределе, при $\bar{\psi} \rightarrow \infty$, отсчеты следуют с постоянной частотой $f=1/s$. Можно догадаться, что такой нелинейный прием выигрыша в чувствительности дать не может, и что соотношение (4.7) иллюстрирует лишь неполноценность критерия отношения сигнал-шум.

Интересный принцип построения эталонного генератора фотонов на базе методов нелинейной оптики (см. п. 2.2.5) предложен Д. Н. Клышко [22]. При 3-фотонном параметрическом рассеянии в нелинейной среде (см. рис. 2.13,е) кванты излучения накачки распадаются на пары фотонов (бифотоны) с измененными частотами и направлениями излучения. С помощью частотных и пространственных фильтров можно выделить 2 сопряженных условием синхронизма рассеянных потока, которые условно назовем сигнальным и холостым. Пусть счетчик квантов (СК) регистрирует фотоны холостого излучения. Если в сигнальный тракт поставить оптический затвор, кратковременно открывающийся импульсами с выхода СК, то число и моменты появления прошедших затвор сигнальных фотонов будут известны точно. В работе [22] упоминается также возможность равномерного распределения во времени фотонов при про-

хождении света через двухфотонно поглощающее вещество (см. рис. 2.13,а), в котором вероятность появления двух квантов рядом мала. Отметим, что в цуге периодических коротких импульсов света длительностью τ фотоны приходят довольно равномерно. Но так как в пределах каждого импульса в линейной среде статистика количества $\psi(\tau)$ фотонов пуассоновская, то $\sigma^2\psi(T) > \bar{\psi}(T)$, где $\psi(T)$ — число наблюдаемых фотонов за период $T \gg \tau$. Другими словами, уровень шума больше квантового за счет классической добавки.

3. Квантовая эффективность ФП. Распределение однофотонного (одноэлектронного) отклика (ОИ) реальных ФП описывается выражением:

$$W_{\pi}(\eta) = (1 - y)\delta(\eta) + y \sum_{n=1}^{\infty} g_n \delta(\eta - n); \quad \sum_{n=1}^{\infty} g_n = 1.$$

Например, падающий на фотокатод квант УФ или рентгеновского излучения может выбить несколько фотоэлектронов. В ФП с усилением фотон может вызвать лавину фотоэлектронов. Теоретическую вероятность y регистрации фотона назовем квантовой эффективностью ФП.

Так как $\bar{\eta} = y \sum n g_n$ и $\langle \eta^2 \rangle = y \sum n^2 g_n$, то по критерию отношения сигнал-шум для известного сигнала ФП с распределением $W_{\pi}(\eta)$ ведет себя как счетчик фотонов с эквивалентной квантовой эффективностью

$$y_s = y/F \leq y; \quad F = \left(\sum_{(n)} n^2 g_n \right) / \left(\sum_{(n)} n g_n \right)^2, \quad (4.8)$$

где F — коэффициент шума ФП; $y_s = y$, если все g_n , кроме одного g_m , равны нулю. В этом случае величина $M = \sum n g_n$ является неслучайным коэффициентом усиления ФП — идеального счетчика фотонов. В реальных приборах усиление всегда сопровождается появлением мерцаний. Так как η — число носителей, индуцированных точно одним фотоном, то вместо плотности вероятности $W_{\pi}(\eta)$ можно использовать дискретное условное распределение $p(\rho | \psi = 1) = p(\rho | 1)$. Сложность экспериментального оценивания распределения $p(\rho | 1)$ состоит в том, что наряду с влиянием внутренних шумов, которое уменьшается при сокращении времени анализа, существуют вероятности p_0 и p_2 отсутствия фотонов на входе ФП и прихода более одного фотона за счетный интервал. Вероятность p_2 можно сделать малой путем снижения уровня потока излучения, но при этом растет p_0 .

Распределение вероятности $p(\rho | n)$ отклика ФП на приход точно n фотонов является n -кратной сверткой

распределения $p(\rho|1)$. Таким образом, априорное распределение отсчетов $p(\rho)$ является результатом рандомизации распределения $p(\rho|\psi)$, т. е. смесью этих распределений:

$$p(\rho) = \sum p(\rho|\psi) p(\psi).$$

Если дисперсия распределения $p(\rho|\psi)$ мала, хотя бы при малых ψ , то распределение $p(\rho)$ может оказаться полимодальным, как, например, в квантаконах, т. е. в ФЭУ с большим (свыше 20) коэффициентом вторичной эмиссии первых динодов (см. также п. 4.1.2).

Типичные значения квантовой эффективности $y(\lambda)$ фотоэмиссионных приборов 0,001 ... 0,3; приборов с внутренним фотоэффектом 0,2 ... 0,95. Вместо спектральной квантовой эффективности $y(\lambda)$ часто используют величину спектральной чувствительности $s(\lambda)$:

$$s(\lambda) = \lambda y(\lambda) q (hc)^{-1} = 8,06 \cdot 10^{-4} \lambda y(\lambda);$$

$$y(\lambda) = 1241 s(\lambda) / \lambda,$$

где λ выражена в нм, а $s(\lambda)$ — в А/Вт.

Основным параметром видеодетекторов в радиолокационных приемниках прямого усиления является чувствительность по току s , равная отношению пиковых значений огибающих видеопульса тока и мощности радиопульса. У кремниевых детекторов в диапазоне длин волн 10 ... 1 см $s(\lambda) = 1 ... 0,5$ А/Вт, что соответствует «квантовой эффективности» детектора $y(\lambda) \approx (1 ... 6) \cdot 10^{-5}$.

Метод абсолютной калибровки квантовой эффективности фотоэлектрических детекторов с помощью двухфотонного света, без эталонного черного тела, изложен в [27]. При спонтанном параметрическом рассеянии света фотоны появляются парами. С помощью частотных и пространственных фильтров два сопряженных условием синхронизма (см. п. 2.2.5) потока фотонов, идентичных по количеству ψ и распределению во времени, но различающихся по частоте f_1 и f_2 , поступают каждый на свой детектор. Средние количества фотоотсчетов в однофотонных каналах: $\bar{\rho}_1 = \psi y_1(f_1)$ и $\bar{\rho}_2 = \psi y_2(f_2)$. Среднее количество совпадений во времени канальных отсчетов: $\bar{\rho}_c = \psi y_1(f_1) y_2(f_2)$.

Несмещенные оценки спектральных квантовых эффективности обеих счетчиков находятся по формулам: $\hat{y}_1(f_1) = \hat{\rho}_c / \hat{\rho}_1$; $\hat{y}_2(f_2) = \hat{\rho}_c / \hat{\rho}_2$, где $\hat{\rho}_1$, $\hat{\rho}_2$ и $\hat{\rho}_c$ — наблюдаемые числа отсчетов.

4. Длительность однофотонного (одноэлектронного) импульса (ОИ) является критерием широкополосности ФП. При пролете частицы (электрона) с нулевой начальной скоростью в равномерном поле с потенциалом U между фотокатодом (ФК) и анодом ФЭ формируется треугольная форма ОИ тока:

$$I_1(t) = 2q(t - t_0)/\tau_{\text{п}}^2, \quad t_0 < t < (t_0 + \tau_{\text{п}}), \quad (4.9)$$

где $\tau_{\text{п}}$ — время прохождения (ВП), $\tau_{\text{п}} = 2d/(2qU/m_0)^{1/2}$; d — расстояние между ФК и анодом. Временное разрешение ФЭ достигает 125 ... 150 пс при $U = 2$ кВ. Широкополосность ФЭУ определяется разбросом времени прохождения (РВП) электронов между ФК и анодом и ВП между последним динодом и анодом. Если t_0 — момент вылета фотоэлектрона из ФК и $I_1(t)$ — ОИ тока на выходе ФП, имеющий случайную форму, то

$$\tau_{\text{п}} = \langle \int (t - t_0) I_1(t) dt / \int I_1(t) dt \rangle.$$

Однофотонный импульс изображенного на рис. 4.1 ФЭУ с анодной сеткой является суммой трех компонентов: отрицательного импульса тока от электронов, пролетающих от предпоследнего динода к анодной сетке с прозрачностью около 50%, положительного импульса, соответствующего пролету электронов от сетки к последнему диноду, и отрицательного импульса от электронов, летящих от последнего динода к сетке. Дополнительные искажения ОИ (последимпульсы) вызываются резонансами реактивностей выводов. Для уменьшения ВП и РВП сокращают размеры чувствительной площади, входной камеры и диодной системы, используют большие ускоряющие потенциалы, самокомпенсирующиеся малокаскадные диодные системы на основе высокоэмиссионных материалов с отрицательной энергией сродства (для борьбы с компонентом РВП, обусловленным разбросом траекторий электронов) и ускоряющие сетки, СВЧ методы конструирования анодных камер. Инерционные свойства ФП можно оценить по спектру выходного тока при воздействии нефлуктуирующего оптического сигнала (например, одночастотного лазера или широкополосного теплового излучателя).

Отечественный ФЭУ СНФТ-8 имеет длительность фронта на уровне 0,1 ... 0,9 около 0,5 нс и длительность на полувысоте 1,2 ... 1,5 нс при амплитудах анодного

тока до 2...3 А. В экспериментальном гибридном ФЭУ с умножающим *p-n* диодом достигнуты значения ВП около 1,7 нс, РВП около 1,5 нс и длительности ОИ на полувысоте 3 нс при импульсном токе 1,8 А. В большинстве промышленных ФЭУ из-за возникновения пространственных зарядов в области последних динодов амплитуды анодных импульсов при насыщении не превышают 1...10 мА. Фоновые засветки длительностью несколько микросекунд приводят к сужению динамического диапазона сигналов, увеличению амплитуд шума в десятки раз и к уширению ОИ. Уровень шумов после воздействия восстанавливается за 10^{-3} ...1 с и более. Это связано с явлением утомления ФК, необратимое ухудшение характеристик которого наступает для разных типов ФЭУ при токах $I_{\text{фк}}=10^{-3}$...10 мкА/см². Утомление ФЭУ объясняют потерей цезия динодами, зарядом изоляторов и т. п.

4.3. Шумы в приемниках излучения

1. Дробовой и генерационно-рекомбинационный шум возникают из-за флуктуаций количества носителей зарядов в ФП. Как следует из (4.2), ток $I(t)$ на выходе ФП является суперпозицией ОИ тока $I_1(t-t_n)$. Если моменты t_n прибытия одинаковых ОИ независимы, т. е. представляют собой простейший поток, то физическая (двусторонняя) спектральная плотность

$$S_I^+(f) = 2\bar{\psi}_1 |G_{I_1}(f)|^2 = 2\bar{\psi}_1 \left| \int_{-\infty}^{\infty} I_1(t) \exp(-i2\pi ft) dt \right|^2,$$

где $\bar{\psi}_1$ — средняя частота появления ОИ, с⁻¹. В частности, ОИ треугольной формы (см. (4.9)) соответствует

$$|G_{I_1}(f)|^2 = (8q\bar{I}/\beta^4) [\beta^2 + 4 \sin^2(\beta/2) - 2\beta \sin \beta] + \bar{I}^2 \delta(f), \quad (4.10)$$

где $\beta=2\pi f\tau_n$ — угол пролета электрона. При $\beta \ll 1$ имеет место формула Шотки $S_{I_1}^+(f) = 2q\bar{I}$. Выражение (4.10) нужно умножить на коэффициент шума F приемника, чтобы учесть флуктуации заряда в каждом ОИ. Если τ_n — случайная величина с плотностью вероятности $W_1(\tau_n)$, то [47]

$$S_I(f) = \int_0^{\infty} S_{I_1}(f|\tau_n) W_1(\tau_n) d\tau_n. \quad (4.11)$$

Выражение для дисперсии дробового шума тока можно получить с помощью формул Буржесса. Согласно (4.2) ток $I = \Sigma Q_n / T$, где Q_n — заряд, переносимый n -м ОИ, $n = 0, 1 \dots \psi$; ψ — число ОИ в счетном интервале, который связан с шумовой полосой частот соотношением $T = (2\Delta f)^{-1}$. В соответствии с формулами (4.4) и (4.5) при пуассоновском распределении ψ моменты тока на выходе счетчика фотонов $I = \bar{\psi} \bar{Q} T^{-1}$; $\sigma^2 I = \bar{\psi} \bar{Q}^2 / T^2$. В ФЭУ заряд Q_n в точности равен заряду q электрона, поэтому $\langle Q^2 \rangle = q^2$ и $\sigma^2 I_{\text{ФЭУ}} = \bar{\psi} q^2 / \tau^2 = 2qI\Delta f$ (формула Шотки). Эти выражения справедливы и для ФД, хотя из-за снижения корреляции актов возбуждения электронов и дырок в слое пространственного заряда спектральная плотность уменьшается на 27% [47]. Коэффициент шума ФЭУ, как следует из (4.8), $F \approx 1 + 1/\kappa_1$, где κ_1 — коэффициент вторичной эмиссии первого динода. Поэтому $\sigma^2 I_{\text{ФЭУ}} = 2qIF\Delta f$.

С помощью формул Буржесса определяем математическое ожидание $\bar{\rho}_n$ и дисперсию $\sigma^2 \rho_n$ фотоэлектронов на выходе n -го динода ФЭУ с коэффициентом вторичной эмиссии κ :

$$\bar{\rho}_n = \bar{\kappa} \bar{\rho}_{n-1}; \quad \sigma^2 \rho_n = \bar{\kappa}^2 \sigma^2 \rho_{n-1} + \bar{\rho}_{n-1} \sigma^2 \kappa. \quad (4.12)$$

Из рекуррентных соотношений (4.12) следует, что при отсутствии собственной эмиссии в N -каскадной динодной системе и разброса значений κ по поверхности динода

$$\bar{\rho}_N = \bar{\kappa}^N \bar{\rho}_0; \quad \sigma^2 \rho_N = \bar{\kappa}^{N-1} (\bar{\kappa}^N - 1) \bar{\rho}_0 \sigma^2 \kappa / (\bar{\kappa} - 1) + \bar{\kappa}^{2N} \sigma^2 \rho_0. \quad (4.13)$$

Если поток ρ_0 электронов на входе динодной системы простейший, то формулу (4.13) можно выразить через коэффициент шума F_d динодной системы:

$$\sigma^2 \rho_N = F_d \bar{\kappa}^{2N} \bar{\rho}_0; \quad F_d = 1 + (\sigma^2 \kappa / \bar{\kappa}^{N+1}) (\bar{\kappa}^N - 1) / (\bar{\kappa} - 1).$$

При пуассоновском распределении κ получаем: $F_d \approx \bar{\kappa} / (\bar{\kappa} - 1)$.

По классификации, принятой в [46], неустраняемыми источниками шумов в ФЭУ являются термоэмиссия ФК и динодов и ток утечки в аноде. В принципе устранимы автоэлектронная эмиссия электродов, оптическая и ионная обратные связи, естественная радиоактивность конструкционных материалов и фоновое воздействие внешних источников. Типичные скорости темновых ОИ тока ФЭ и ФЭУ $20 \dots 10^3 \text{ с}^{-1}$.

В фоторезисторах (ФР) случайное время τ_n жизни носителей имеет стандартное отклонение $\sigma \tau_n = \tau_n$. Так как моменты генерации и рекомбинации независимы, то можно принять, что $W_1(\tau_n) = 1 / [\tau_n \exp(\tau_n / \tau_n)]$. Каждая

электронно-дырочная пара переносит заряд $Q=qM=$
 $=q\tau_n/T$, следовательно, $\langle Q^2 \rangle = \bar{Q}^2 + (q/T)^2 \sigma^2 \tau_n = 2q^2 M^2$ и
 $\sigma^2 I_{\text{фр}} = 4qMI\Delta f$; $\Delta f < 1/(2\tau_n)$. Это справедливо и для ВФД.
 Шумовые свойства ЛФД определяются отношением $k=$
 $=\beta/\alpha$, где α и β — коэффициенты ионизации электронов
 и дырок. При $k=1$ коэффициент шума $F_{\text{лфд}}=M$. Если
 весь ток переносится дырками ($p+n$ ЛФД), то $F_{\text{лфд}}=$
 $=M + (1-k)(M-1)^2/(kM)$. Если же ток переносится
 электронами ($n+p$ ЛФД), то $F_{\text{лфд}}=M - (1-k)(M-1)^2/M$.
 Для германия $k>1$, кремния $k\ll 1$, арсенида или
 фосфида галлия $k\approx 1$ [47].

Дробовые шумы отсутствуют в металлическом про-
 воднике, где количество свободных электронов практи-
 чески постоянно и каждый из них движется с почти по-
 стоянной скоростью. Основной механизм проводимо-
 сти в металлах — подвижностный. Подвижность носите-
 ля определяется средней скоростью его дрейфа в поле
 с единичной напряженностью. Сопротивление движению
 электронов вызывается их столкновениями с неоднород-
 ностями кристаллической решетки вещества, обусловлен-
 ными колебаниями ее атомов и наличием примесей и
 дислокаций. Интенсивность упругих колебаний решетки
 (количество фононов-квантов энергии решетки) растет
 с температурой, как и сопротивление проводника.

2. Тепловые шумы, возникающие в результате изме-
 нений объемной плотности электронов проводимости, на-
 блюдаются в любом многополюснике. Спектральная
 плотность шума резистора сопротивлением r , как следу-
 ет из (2.24), равна $S(f)=4rE_{\text{тл}}$. Она мало зависит от
 величины протекающего через резистор переменного или
 постоянного тока, так как скорость дрейфа электронов
 много меньше скорости их теплового движения. На ча-
 стотах $f < kT/\hbar$ значение $S(f) \approx 4kTr$ (формула Найкви-
 ста). Линейный двухполюсник характеризуется ком-
 плексным сопротивлением z или проводимостью $y=1/z$.
 Переход от одного параметра к другому описывается
 выражениями $\text{Re } z = \text{Re } y/(yy^*)$; $\text{Im } z = -\text{Im } y/(yy^*)$. Со-
 ответственно используются эквивалентные схемы двух-
 полюсника с генератором шумового напряжения
 $\langle U_{\text{ш}}^2 \rangle = 4kT \text{Re } z \Delta f$ или с генератором шумового тока
 $\langle I_{\text{ш}}^2 \rangle = 4kT \text{Re } y \Delta f$. Реактивные элементы шум не гене-
 рируют, но изменяют его спектральный состав. Спек-
 тральная плотность шума $S(f)$ на выходе последова-
 тельно соединенных развязанных четырехполюсников

с комплексными коэффициентами передачи $H_n(i2\pi f)$, $1 \leq n \leq N$, на входе каждого из которых действует аддитивный шум с плотностью $S_n(f)$, определяется выражением

$$S(f) = \sum_{n=1}^N S_n(f) \prod_{m=n}^N |H_m(i2\pi f)|^2. \quad (4.14)$$

3. Шум мерцаний (фликкер-шум) характеризуется спектральной плотностью $S_I(f) = k_I I^a / f^b$, где k_I , a и b — постоянные, $1 < a < 2$; $0,6 < b < 2$. Шум мерцаний объясняется нестационарностью флуктуаций тока из-за дрейфа эмиссии и старения. В работе [47] с помощью формулы (4.11) показано, что шум мерцаний является результатом суперпозиции генерационно-рекомбинационных шумов со спектром $S_{II}(f) = k_{II} I^2 \tau / (1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2)$, если $W_1(\tau) = \tau / \ln(\tau_1 / \tau_0) \neq 0$ при $\tau_0 < \tau < \tau_1$. Тогда $S_I(f) = k_I < I >^2 / [f \ln(\tau_1 / \tau_0)]$ при $1/\tau_1 < f < 1/\tau_0$. Имеются также работы, в которых равновесный шум f^{-1} в металлических и полупроводниковых пленках объясняется флуктуациями средней по объему образца температуры.

4. Магнитный шум (шум Баркгаузена) в согласующих трансформаторах, катушках имеет спектр $S_M(f)$, $B^2 / (\text{Гц} \cdot \text{виток}^2)$, сосредоточенный в области частот $f_1 \dots f_2$, причем $S_M(0) = 0$ и $f_2 = 10^2 \dots 10^7$ Гц. Он проявляется в необратимых скачках ЭДС при перемагничивании образца.

4.4. Статистики сигналов на выходах приемников излучения

1. Статистики числа фотоэлектронов $\rho(Q, t) = \|\rho_1(Q_1, t_1), \dots, \rho_m(Q_m, t_m)\|$ на выходах произвольной системы из m фотоприемников, расположенных в точках Q_n пространства ($n=1, \dots, m$), определяются путем многомерного обобщения полуклассической формулы Л. Манделя [45]:

$$p(\rho) = \int_0^\infty \dots \int_0^\infty p(\rho | E) W_m(E) dE, \quad (4.15)$$

где $W_m(E)$ — совместная плотность вероятностей энергии узкополосных излучений, поступивших к моментам времени t_1, \dots, t_m на входы m фотоприемников типа счетчиков фотонов с окнами счета T_1, \dots, T_m (см. (2.25)); $p(\rho | E)$ — условное распределение чисел фотоэлектронов

на выходах этих ФП при подаче на их входы известных энергий E . Для системы идеальных счетчиков фотонов

$$p(\rho | E) = \prod_{n=1}^m [y_n E_n / (h\bar{f}_n)]^{\rho_n} \exp[-y_n E_n / (h\bar{f}_n)] / \rho_n!$$

Моменты сигнала ρ на выходе одного идеального счетчика:

$$\langle \rho^r \rangle = \int_0^\infty W(E) dE \sum_{\rho=0}^\infty \rho^r p(\rho | E) = \int_0^\infty \langle \rho^r(E) \rangle W(E) dE,$$

где $\langle \rho^r(E) \rangle$ — начальный момент условного распределения $p(\rho | E)$ при известном (неслучайном) значении E , соответствующем нефлуктуирующему потоку излучения. Из последней формулы следует:

$$\bar{\rho} = y\bar{E}/(h\bar{f}); \quad \sigma^2 \rho = \bar{\rho} + y^2 \sigma^2 E / (h^2 \bar{f}^2). \quad (4.16)$$

Смешанный второй момент на выходах двух ФП:

$$\begin{aligned} \langle \rho_1 \rho_2 \rangle &= \sum_{(\rho_1)} \sum_{(\rho_2)} \rho_1 \rho_2 \iint p(\rho_1 | E_1) p(\rho_2 | E_2) W_2(E_1, E_2) dE_1 dE_2 = \\ &= \iint dE_1 dE_2 W_2(E_1, E_2) \bar{\rho}_1(E_1) \bar{\rho}_2(E_2) = y_1 y_2 \langle E_1 E_2 \rangle / (h^2 \bar{f}_1 \bar{f}_2). \end{aligned}$$

Соответствующая корреляционная функция $K_\rho(z_1, z_2) = y_1 y_2 K_E(z_1, z_2) / (h^2 \bar{f}_1 \bar{f}_2)$, где $z_n = (Q_n, t_n)$, $n=1; 2$.

2. Отрицательный биномиальный закон (закон Паскаля) описывает распределение вероятности числа однофотонных импульсов (ОИ), если энергия оптического сигнала подчиняется Г-распределению. При подстановке формул (4.16) и (2.23) в (4.15) имеем [11]

$$p(\rho) = \Gamma(\rho + N) / [(1 + N/\bar{\rho})^\rho (1 + \bar{\rho}/N)^N \Gamma(\rho + 1) \Gamma(N)], \quad (4.17)$$

где N — число пространственно-временных степеней свободы энергии E ; $\rho = yE/(h\bar{f})$. Дисперсия $\sigma^2 \rho = \bar{\rho} + \bar{\rho}^2/N$. Если цель не разрешена, т. е. $N=1$, то распределение (4.17) переходит в закон Бозе — Эйнштейна: $p(\rho) = \bar{\rho}^\rho / (1 + \bar{\rho})^{\rho+1}$. Если же среднее число ОИ на одну степень свободы $(\bar{\rho}/N) \ll 1$, то распределение (4.17) хорошо аппроксимируется законом Пуассона (4.6).

3. Закон Лагерра описывает распределение количества ОИ на выходе счетчика квантов, если распределение

энергии сигнала соответствует обобщенному закону Релея — Райса (2.34):

$$W(E) = E_{\text{ш}}^{-1} I_0[(EE_c/\bar{E}_{\text{ш}})^{1/2}] \exp[(E + E_c)/\bar{E}_{\text{ш}}], \quad (4.18)$$

где E_c и $\bar{E}_{\text{ш}}$ — энергии монохроматического сигнала и узкополосного гауссова шума. Подстановка формулы (4.18) в (4.15) дает:

$$p(\rho) = [(Y\bar{E}_{\text{ш}})^{\rho}/(1 + Y\bar{E}_{\text{ш}})^{\rho+1}] \exp[-YE_c/(1 + Y\bar{E}_{\text{ш}})] \times \\ \times L_{\rho}[-E_c/(E_{\text{ш}} + Y\bar{E}_{\text{ш}})],$$

где $L_{\rho}(\cdot)$ — полином Лагерра ρ -го порядка нулевого индекса; $Y = y/hf$. Ожидание этого распределения $\bar{\rho} = Y(E_c + \bar{E}_{\text{ш}})$, дисперсия $\sigma^2 \rho = Y(E_c + \bar{E}_{\text{ш}})(1 + Y\bar{E}_{\text{ш}})$.

4.5. Энергетическое обнаружение сигналов

1. Отношение сигнал-шум на выходе некогерентного фотоприемного устройства (ФПУ) прямого детектирования при пуассоновской статистике фотонов определяется выражением [6, 7]

$$(C/\text{Ш})_{\text{Э}}^2 = Y^2 M^2 \bar{P}_c^2 / [2qYFM^2 (\bar{P}_c + \bar{P}_{\text{ф}} + \bar{P}_{\text{т}}) \times \\ \times \Delta f + 4kT\Delta f/r_{\text{н}}],$$

где P_c , $P_{\text{ф}}$, $P_{\text{т}}$ — потоки излучения сигнала в виде прямоугольного импульса, фона и эквивалентного потока для темнового тока ФП; M и F — коэффициенты усиления и шума ФП; $r_{\text{н}}$ — шумовое сопротивление нагрузки ФП и видеоусилителя (ВУ); Δf — полоса частот ФПУ; $Y = yq/h\bar{f}$. В режиме ограничения чувствительности ФПУ квантовым шумом сигнала (ОС) при $\bar{P}_c \gg \bar{P}_{\text{ф}}$, $\bar{P}_c \gg \bar{P}_{\text{т}}$ и $r_{\text{н}} \rightarrow \infty$, величина $(C/\text{Ш})_{\text{ОС}}^2 = y\bar{P}_c/(2h\bar{f}F\Delta f)$. Чувствительность в режиме ОС не зависит от формы огибающей сигнала. В режиме ограничения чувствительности фоновым излучением (ОФ) отношение $(C/\text{Ш})_{\text{ОФ}}^2 = yE_c^2 \Delta f/(2h\bar{f}FP_{\text{ф}})$, где $E_c = P_c/(2\Delta f)$ — энергия сигнала. Аналогично определяются режимы детектирования при ограничении чувствительности темновым током (ОТ) или тепловым шумом нагрузки ФП и ВУ (режимы ОН и ОУ). Как следует из последней формулы, в режимах ОФ, ОТ, ОУ и

ОН короткие импульсы обнаруживаются лучше длинных (при меньших E_c).

2. Некогерентные детекторные приемники (прямого усиления), состоящие из линейного тракта усиления и фильтрации радиочастот, согласованного по входу и выходу детекторного каскада и усилителя (ВУ) звуковых или видеочастот, используются в простых РЛС сантиметрового и миллиметрового диапазонов. У радио- и фотоприемников прямого усиления много общего.

Пусть сигнальный ток $I(t) = I_0 \cos(2\pi f_1 t) + \xi(t)$, где $\xi(t)$ — узкополосный гауссовский шум с нулевым средним и корреляционной функцией $K_\xi(\tau) = \sigma_\xi^2 R(\tau) \cos(2\pi f_1 \tau)$, поступает на вход безынерционного квадратичного детектора (КД) с входным сопротивлением r_D и чувствительностью s , А/Вт. Тогда второй смешанный момент тока $I_D(t) = sr_D I^2(t)$ на выходе КД $\langle I_D(t) I_D(t + \tau) \rangle = (sr_D)^2 [K_{I_0} + K_{I_1}(\tau) + K_{I_2}(\tau)]$, где K_{I_0} определяет мощность постоянной составляющей тока на выходе КД; $K_{I_1}(\tau)$ — низкочастотные компоненты биений сигнала и шумов, а $K_{I_2}(\tau)$ — компоненты биений шумов и сигнала на второй гармонике [29]:

$$K_{I_0} = (\sigma_\xi^2 + I_0^2/2)^2; K_{I_1}(\tau) = \sigma_\xi^2 I_0^2 R(\tau) + \sigma_\xi^4 R^2(\tau);$$

$$K_{I_2}(\tau) = [I_0^4/8 + \sigma_\xi^2 I_0^2 R(\tau) + \sigma_\xi^4 R^2(\tau)] \cos(4\pi f_1 \tau).$$

Если шум на входе КД белый с физической спектральной плотностью S_ξ^\dagger в полосе частот $|f - f_1| \leq \Delta f/2$, то $\sigma_\xi^2 = S_\xi^\dagger \Delta f$ и $R(\tau) = \sin(\pi \tau \Delta f) / (\pi \tau \Delta f)$. При этом физическая спектральная плотность шумов на низких частотах ($0 < f < \Delta f$) на выходе КД:

$$S_{I_1}^\dagger(f) = 4 (sr_D)^2 \int_0^\infty K_{I_1}(\tau) \exp(-i2\pi f \tau) d\tau = \\ = (sr_D)^2 [S_\xi^\dagger I_0^2 \left(1 + \frac{\Delta f - 2f}{|\Delta f - 2f|}\right) + (S_\xi^\dagger)^2 (\Delta f - f + |\Delta f - f|)]/2.$$

Полагая, что постоянная времени цепи нагрузки КД не ограничивает полосу частот ΔF видеоусилителя, согласованную со спектром полезного сигнала, т. е. не учитывая возможности осуществления противозумовой коррекции (см. ниже), получаем формулу для расчета отношения сигнал-шум на выходе радиоприемного устройства прямого усиления при $\Delta F \ll \Delta f$:

$$(C/\mathcal{W})^2 = (P_c/\Delta F) / (2P_c \bar{M} + \bar{M}^2 \Delta f + S_{\text{ш}}^+ / s^2),$$

где P_c ; \bar{M} и $S_{\text{ш}}^+$ — мощность полезного сигнала, Вт; спектральная мощность аддитивных додетекторных шумов, Вт/Гц, и приведенная спектральная плотность шумовых токов нагрузки КД и ВУ, А²/Гц; $P_c = r_D I_0^2/2$; $\bar{M} = r_D S_\xi^\dagger$.

Если мощность сигнала велика $P_c \gg \bar{M}\Delta f/2$, $P_c \gg S_{\text{ш}}/(2s^2 8\bar{M})$, $\tau_0 (C/\text{Ш})^2 = E_c/\bar{M}$, где E_c — энергия сигнала. Этот режим можно отождествить с режимом ОС при фотоприеме. Если же превалируют последетекторные шумы, то $(C/\text{Ш})^2 = 4s^2 E_c^2 \Delta F / S_{\text{ш}}$, как в режиме фотоприема ОТ. Из формулы для $(C/\text{Ш})^2$ виден основной недостаток детекторного радиоприемного устройства по сравнению с супергетеродинным. В первом полоса частот преселектора $\Delta f \gg \Delta F$, поэтому слабый сигнал ($\bar{M}\Delta F \ll P_c \ll \bar{M}\Delta f$, $S_{\text{ш}} \rightarrow 0$) принимается на фоне шума, мощность которого на выходе КД очень велика: $P_{\text{ш}} = \bar{M}\Delta f_s$, где Δf_s — эквивалентная шумовая полоса детекторного приемника, $\Delta f_s = (\Delta F \Delta f)^{1/2}$. В супергетеродинном приемнике фильтрация сигнала производится до детектирования, на промежуточной частоте, так что $\Delta f_s = \Delta F$.

3. Противошумовая коррекция, используемая в технике телевидения [51], служит для снижения уровня тепловых шумов нагрузки ФП, шунтируемой паразитными емкостями. Их влияние, а следовательно, и инерционность нагрузки z_n при больших значениях $\text{Re } z_n$ можно уменьшить с помощью схем высокочастотной коррекции, применяемых в ВУ.

При параллельной схеме коррекции последовательно с резистором нагрузки подключается индуктивность, что может увеличить площадь усиления схемы в 1,7 раза (площадь усиления — это произведение величины модуля коэффициента передачи на средних частотах на его верхнюю граничную частоту).

Последовательная коррекция с помощью индуктивности, подключаемой между выходом ФП и входом ВУ, может дать выигрыш в площади усиления в 2 ... 2,1 раза. Увеличение полосы частот в 3,6 раза достижимо при автотрансформаторном понижающем подключении входа ВУ к ФП. Указанные выигрыши получаются для определенных отношений паразитных емкостей ФП и ВУ, однако это не относится к схеме Т-образной нагрузки z_n , каждое плечо которой содержит последовательно или параллельно соединенные резистор и индуктивность. Во всяком случае, паразитные емкости корректирующих элементов должны быть малы по сравнению с паразитными емкостями ФП и ВУ. Г. В. Брауде исходил из модели нешумящего ВУ, состоящего из каскадов с чисто емкостным (индуктивным) входным сопротивлением и индуктивной (емкостной) нагрузкой. Обладая усилением, такие каскады не генерируют тепловые шумы. Частотные искажения, возникающие при использовании на выходе ФП нагрузки с большим активным сопротивлением, компенсируются в последующих каска-

мов системы $(\Phi\tilde{\Pi}+\tilde{B}\tilde{Y})$, пересчитанных к выходу $\Phi\tilde{\Pi}$:

$$S = S_{I0} + \sum_{n=1}^N (S_{Un} + S_{In} |z_{(n-1)2}|^2) \prod_{m=n}^N K_m^2 \times \\ \times |H_m|^2 / [|z_0|^2 \prod_{m=1}^N K_m^2 |H_m|^2],$$

где z_0 — проходное сопротивление 4-полюсника H_0 , согласующего $\Phi\Pi$ и $B\tilde{Y}$, $z_0 = U_{02}/I_{01}$ в режиме холостого хода на выходе ($I_{02}=0$), $z_0 = H_0 z_{01}$, z_{n1} и z_{n2} — входное и выходное сопротивления 4-полюсника H_n при холостом ходе на противоположной стороне. Чем шире полоса $B\tilde{Y}$, тем меньше K_n и, как следует из приводимой ниже формулы, тем больше $S(f)$. Передаточная функция $H_{N+1}(f)$ фильтра, дающего максимум отношения $(C/\tilde{Ш})^2$ на выходе для сигнала с комплексным спектром $G_I(f)$ выходного тока $\Phi\Pi$, имеет вид

$$H_{N+1}(f) = K_{N+1} G_I^*(f) \exp(-i2\pi fT)/S(f), \quad (4.19)$$

где T — временная задержка прихода сигнала. При этом $(C/\tilde{Ш})^2 = 4 \int_0^\infty |G_I(f)|^2 df / S(f)$.

Наилучшие значения параметров Φ схемы удовлетворяют системе уравнений $\partial(C/\tilde{Ш})^2/\partial\Phi \equiv 0$. Передаточная функция $H_0(f)$ нереализуемого физически фильтра для оценки значения сигнального процесса $\beta(t+\tau)$, наблюдаемого на фоне некоррелированного шума $v(t)$:

$$H_0(f) = \exp(i2\pi f\tau) S_\beta(f) / [S_\beta(f) + S_v(f)]. \quad (4.20)$$

4. Обнаружение известного сигнала с помощью счетчика фотонов. Если амплитуды ОИ не флуктуируют, то при пуассоновской статистике сигналов ρ_n в элементах временного разрешения дискретизированный логарифм отношения правдоподобия

$$\ln p(\rho) \rightarrow \sum_{n=1}^N \rho_n \ln(1 + \bar{m}_{cn}/\bar{m}_{ш}) = \sum_{n=1}^N \rho_n b_n,$$

где \bar{m}_{cn} и $\bar{m}_{ш}$ — средние частоты поступления ОИ сигнала и шума в моменты времени $t_n = n\tau$, $N = T/\tau$. Пусть $\sup b_n = b_{n0}$. Рассмотрим веса $b_{nn} = b_n/b_{n0}$. Полагая

$\bar{m}_{cn} = \bar{m}_c s_n$, $0 < s_n \leq 1$, при $t_n \leq \hat{T}$ имеем $\lim b_{nn} \rightarrow 1$, $\bar{m}_{cn} \rightarrow 0$. Для импульсного сигнала конечной длительности T форма функции $b_n(t)$ стремится к прямоугольному импульсу той же длительности. Следовательно, равновзвешенный счет фотонов является квазиоптимальным методом приема, если уровень аддитивного шума мал, $\bar{m}_{cn} \rightarrow 0$. При этом статистики шумов вычисляются прямо через статистики чисел фотонов в интервалах счета, без обращения к понятию полосы частот последетекторного фильтра. К режиму счета фотонов можно приблизиться с помощью нормировки амплитуд и селекции нетипичных по амплитуде ОИ.

5. Задача оценки сходства изображений по сигналам с выходов многоканальных ФП типа счетчиков фотонов возникает в фотометрии, колориметрии, при обнаружении изменений положения текущего изображения относительно эталонного или предъявленного ранее и т. п.

Если излучение регистрируется в течение периода T с помощью мозаики из N счетчиков, то функция правдоподобия для вектора $\mathbf{p} = \|\rho_1, \dots, \rho_N\|$ количеств ОИ на их выходах описывается полиномиальным законом:

$$p(\mathbf{p} | \mathbf{h}) = (\bar{N}\bar{\rho})! \prod_{n=1}^N h_n^{\rho_n} / \rho_n!, \text{ где } \bar{\rho} - \text{среднее число ОИ на}$$

канал, $\bar{\rho} = \sum \rho_n / N$, $n=1, \dots, N$; h_n — частота появления ОИ в n -м канале, $\sum h_n = 1$.

Рассмотрим, например, статистику обнаружения неизвестного объекта на заданном неоднородном фоне. Пусть изображение разбито на $N \times M$ каналов пространственно-спектрального разрешения, каждый из которых соединен со своим ФП. Вектор частот появления фоновых ОИ $\mathbf{h}_0 = \|h_{0nm}\|$ считается известным. Следовательно, нужно проверить гипотезу $H_0(\omega | \Omega)$, где Ω — область значений h_{nm} , а ω — подобласть Ω , в которой $h_{nm} = h_{0nm}$. С помощью формулы (1.1) определяем тест:

$$\Lambda(\mathbf{p}) = \prod_{n=1}^N \prod_{m=1}^M (h_{0nm} / \hat{h}_{nm})^{\rho_{nm}} \leq 1,$$

где \hat{h}_{nm} — оценка частоты появления ОИ в nm -м канале для свободной альтернативы [13], $\hat{h}_{nm} = \rho_{nm} / \sum_{(n)(m)} \rho_{nm}$.

Нулевая гипотеза отвергается, если $\Lambda(\rho)$ меньше порогового значения.

Аналогично определяется статистика сходства двух неизвестных изображений, представленных выборочными сигналами в каналах $\rho = \|\rho_1, \dots, \rho_N\|$ и $\varphi = \|\varphi_1, \dots, \varphi_N\|$:

$$\Lambda(\rho, \varphi) = \prod_{n=1}^N \hat{h}_n^{(\rho_n + \varphi_n)} / (\hat{h}_{\rho_n}^{\rho_n} \hat{h}_{\varphi_n}^{\varphi_n}),$$

где \hat{h}_n — оценка частоты в n -м канале для нулевой гипотезы; \hat{h}_{ρ_n} и \hat{h}_{φ_n} — оценки частот для альтернативы:

$$\hat{h}_n = (\rho_n + \varphi_n) / (N\rho + N\varphi); \quad \hat{h}_{\rho_n} = \rho_n / (N\rho); \quad \hat{h}_{\varphi_n} = \varphi_n / (N\varphi).$$

Так как объем выборки (ρ, φ) равен $2N$, а число оцениваемых параметров $N+1$, то предельное распределение теста $(-2 \ln \Lambda)$ есть χ^2 -распределение с $(N-1)$ степенью свободы, если гипотеза H_0 верна. Чем больше элементов пространственно-спектрального разрешения, тем выше эффективность обнаружения сходства изображений в мелких деталях, но влияние шумов при этом приходится компенсировать большим уровнем сигнала.

6. Рабочие характеристики некогерентного фотодетектора. Вероятности правильного обнаружения p_1 и ложной тревоги p_0 в счетном интервале определяются по формулам

$$p_1 = \sum_{\rho=g}^{\infty} p_{c+\text{ш}}(\rho); \quad p_0 = \sum_{\rho=g}^{\infty} p_{\text{ш}}(\rho), \quad (4.21)$$

где $p_{c+\text{ш}}(\rho)$ и $p_{\text{ш}}(\rho)$ — вероятности появления ρ ОИ при наличии и отсутствии сигнала. Обычно $p_0 \ll 1$, поэтому при $g > (5 \dots 10) \bar{\rho}_{\text{ш}}$

$$p_0 \approx (\bar{\rho}_{\text{ш}})^g \exp(-\bar{\rho}_{\text{ш}}/g!)$$

Для оценки с инженерной точностью порогового уровня сигнала при $\bar{\rho}_{\text{ш}} > 2$, $p_0 < 0,1$, $p_1 > 0,9$ можно воспользоваться формулами

$$g = \bar{\rho}_{\text{ш}} + 2,22 \sqrt{-F \bar{\rho}_{\text{ш}} \lg(2p_0)} \approx (\bar{\rho}_c + \bar{\rho}_{\text{ш}}) - 2,22 \sqrt{-F(\bar{\rho}_c + \bar{\rho}_{\text{ш}}) \lg(2 - 2p_1)}.$$

Вероятность $p_{\text{л}}$ ложной тревоги в N неперекрывающихся счетных интервалах вычисляется по формуле сложения для совместных событий: $p_{\text{л}} = 1 - \prod_{(n)} (1 - p_{0n})$, $n =$

$= 1, \dots, N$; p_{0n} — вероятность ложной тревоги в n -м интервале. При отрицательно-биномиальной статистике (4.17) сигнала и $\bar{\rho}_{\text{ш}} = 0$ вероятность $p_0 = 0$, а вероятность $p_1 = 1 - 1 / (1 + \bar{\rho}_c / N)^N$. В частности, если $N = 1$ (закон Бозе — Эйнштейна), то $p_1 = \bar{\rho}_c / (\bar{\rho}_c + 1)$, а при $N \rightarrow \infty$ (закон Пуассона) $p_1 = 1 - \exp(-\bar{\rho}_c)$. Графики обеих зависимостей, характеризующих предельные возможности обнаружения мерцающей и известной целей, изображены сплошными линиями на рис. 4.6. Там же показан ход вероятности $p_1(\bar{\rho}_c)$ в зависимости от количества $\bar{\rho}_{\text{ш}}$ шумовых ОИ в счетном интервале при $p_0 = 10^{-6}$. Требуемый уровень сигнала $\bar{\rho}_c = y E_c / (h f)$ для обнаружения зеркальной цели меньше, чем для неразрешенной, если $p_1 > 40\%$ [11].

7. Стабилизация вероятности ложной тревоги в ОЭЛ достигается автоматической регулировкой усиления

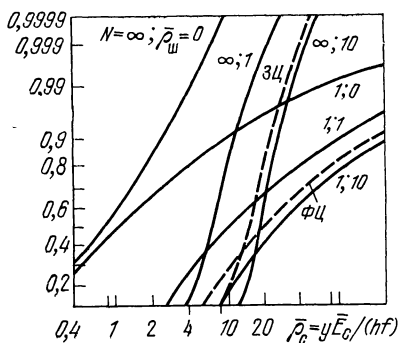


Рис. 4.6

с помощью управляемых диафрагм, ослабляющих светофильтров, изменения усиления ФП или тракта ВУ. Ослабление оптического сигнала сопровождается снижением значения $(С/Ш)^2$. Регулировка уровня усиления в выходных каскадах ВУ таких потерь не дает. Изменение режимов питания ФП приводит к уменьшению квантовой эффективности и разбро-

су ВП. В РЛС для стабилизации уровня шумов $U_{\Phi}(t)$ и сужения диапазона сигналов перед пороговым устройством (ПУ) применяют логарифмические приемники с дифференцирующими цепями или комбинациями интегрирующего и вычитающего звеньев.

Рассмотрим обнаружитель, состоящий из последовательно соединенных детекторного каскада, фильтра

нижних частот (ФНЧ), согласованного со спектром полезного сигнала, нелинейного видеусилителя (НВУ), фильтра верхних частот (ФВЧ), согласованного со спектром помех, и ПУ. Если стандартное отклонение $\sigma U(t)$ сигнала на выходе ФНЧ значительно меньше его математического ожидания $\bar{U}(t)$, то дисперсия напряжения шумов на выходе НВУ

$$\sigma^2 U_\Phi(t) \approx [dH(\bar{U})/d\bar{U}]^2 \sigma^2 U(\bar{U}), \quad (4.22)$$

где $\sigma^2 U(\bar{U})$ — известная зависимость дисперсии сигнала на выходе детектора и ФНЧ от ожидания \bar{U} сигнала в тот же момент времени, аппроксимируемая, например, рядом $\sigma^2 U(\bar{U}) = \sum_{n=0}^m B_n \bar{U}^n$, m, B_n — постоянные.

Из (4.22) определяем выражение для амплитудной характеристики НВУ, на выходе которого $\sigma^2 U_\Phi = \text{const}$:

$$H(\bar{U}) \approx \sigma U_\Phi \int d\bar{U} / \sigma U(\bar{U}) + C, \quad (4.23)$$

где C — постоянная интегрирования, такая, что $H(0) = 0$. Подавая на вход ФП эталонные шумовые сигналы, изменением коэффициента передачи $K(\bar{U})$ линейного ВУ для каждого из значений \bar{U} можно добиться заданного уровня p_0 на выходе ПУ. Экспериментальная зависимость $K(\bar{U}|p_0)$ описывает динамический коэффициент передачи искомого НВУ. Его амплитудная характеристика $H(\bar{U}|p_0) = \int K(\bar{U}|p_0) d\bar{U} + C_1$, где C_1 — постоянная, дающая $H(0|p_0) = 0$. Нелинейные видеоусилители функционируют аналогично схеме прямой АРУ, и им свойствен недостаток этой схемы — смещение оценок параметров при отклонениях характера нелинейности от заданного.

4.6. Когерентное обнаружение сигналов

1. Когерентные фотоприемники имеют чувствительность, ограниченную квантовым шумом сигнала, и высокое разрешение по частоте в диапазоне длин волн, на которых энергетические фотоприемники малоэффективны. Пусть на поверхность S_Π квадратичного ФП, кроме монохроматического сигнального поля $U_c(Q) = A_c(Q) \times \sin[\omega_c t + \varphi_c(Q)]$ падает известное опорное поле

$U_r(Q) = A_r(Q) \sin[\omega_r t + \varphi_r(Q)]$, $Q \in S_{\Pi}$, $\omega = 2\pi f$. Освещенность $M(Q)$ пропорциональна квадрату огибающей поля:

$$M(Q) \sim A_c^2(Q) + A_r^2(Q) + A_c(Q) \times \\ \times A_r(Q) \cos[\omega_{\Pi} t + \Delta\varphi_c(Q)], \quad (4.24)$$

где $\Delta\varphi_c(Q) = \varphi_c(Q) - \varphi_r(Q)$. Освещенность изменяется гармонически с промежуточной частотой (ПЧ) $\omega_{\Pi} = |\omega_c - \omega_r|$ относительно среднего значения $\bar{M}(Q) = A_c^2(Q) + A_r^2(Q)$. Если $\omega_{\Pi} = 0$, то разность фаз остается постоянной, $\Delta\varphi_U(t) = \Delta\varphi_c$, и интерференционная картина может быть зарегистрирована разрешающим координатно-чувствительным ФП, например телекамерой или фотопластинкой. Запись интерференционной картины, контраст которой $K_{\Pi} = A_c A_r / (A_c^2 + A_r^2)$ максимален при $A_r = A_c$, называют голограммой (ГГ).

2. Методы голографии. При записи ГГ форма и положение объекта должны выдерживаться с точностью до доли длины волны источника. Расположение ГГ, опорного источника и объекта (или его изображения) определяет ее тип. При освещении ГГ когерентным светом восстанавливаются действительные и мнимые изображения объекта и опорного источника. Чем толще слой фотоэмульсии, тем критичней параметры восстанавливаемого пучка. Если толщина ГГ соизмерима с типичным размером пятен на ней, то восстанавливающий и опорный пучки должны быть идентичны. Вместе с тем объемные ГГ можно восстанавливать в белом свете, так как лучи, не совпадающие с опорными, рассеиваются в толще ГГ. Комбинационные биекции пространственных частот при нелинейности световой характеристики ФП создают ложные изображения и мешающий фон. Однако если поле опорного источника много больше сигнального, то влияние нелинейности ФП мало и регистрируются два изображения в первом порядке дифракции (прямой и зеркальный каналы). Для их различения на внеосевые ГГ опорный и сигнальный пучки падают под разными углами. Но чем больше угол между пучками, тем мельче структура пятен на ГГ и выше требования к разрешению ФП. Наименьшая разрешающая способность пленки нужна для френелевских ГГ, при записи которых точечный опорный источник и объект равноудалены от плоскости ГГ. Интересно, что при смещениях френелевской ГГ относительно восстанавливающего источника изображение объекта не движется.

На внеосевых ГГ записываются значения поля во входном зрачке, а не в плоскости изображения, как на обычных фотографиях, качество которых мало зависит от аподизации зрачка. Поэтому часть ГГ дает полное восстановленное изображение (с худшим дифракционным разрешением, меньшей яркостью и ограничением диапазона параллактических углов), и повреждения ее поверхности почти не сказываются на качестве воспроизведения объекта.

Задачу распознавания целей можно решать, сравнивая их ГГ с библиотечкой эталонов. При освещении ГГ соответствующим сигнальным пучком восстановится опорный, что послужит признаком наличия цели.

Если при записи опорный и сигнальный пучки проходят через расположенный у поверхности ГГ слой турбулентной среды, то восстановленное изображение объекта будет почти точным. Одинаковые фазовые набегі для полей опорного источника и объекта, расположенных в пределах зоны изопланатизма, компенсируются при записи.

Воздействие мощного излучения опорного и сигнального источников на прозрачную нелинейную среду может привести к пространственной модуляции ее оптических параметров, т. е. к возникновению объемной динамической голограммы (ДГГ). Если, наряду с мощным сигнальным пучком с «плохой расходимостью» подать на среду «затравочный» спорный пучок с дифракционной расходимостью и такой интенсивностью, чтобы ДГГ возникла, то можно ожидать восстановления опорного пучка из сигнального, т. е. усиления дифракционно расходящегося пучка за счет вынужденного рассеяния сигнального. При времени релаксации ДГГ, малом по сравнению со скоростью изменений параметров мощного пучка накачки, ДГГ отрабатывает эти изменения. Методы внесения нужного пространственного сдвига между ДГГ и текущей интерференционной картиной рассмотрены в [18].

Из (4.24) следует, что разность фаз полей в каждой точке при $\omega_n=0$ вычисляется по формуле

$$\Delta\varphi_c(Q) = \pm \arccos \{ [M(Q) - M_c(Q) - M_r(Q)] / [4M_c(Q) \times \times M_r(Q)]^{1/2} \} + 2\pi n,$$

где $M_c(Q)$ и $M_r(Q)$ — освещенности только от сигнального или опорного источников, $M_c \sim A_c^2/2$, $M_r \sim A_r^2/2$, $n = 0, \pm 1, \dots$. Прием в режиме $\omega_n=0$ называется гомодинамным. Биения на частоте $\omega_n \neq 0$ можно обнаружить с помощью интегрального гетеродина фотоприемника (ГФП), величина тока ПЧ на выходе которого определяется выражением

$$I_n(t) \sim [yq/(hf)] \int \int_{A_n} A_c(Q) A_r(Q) \cos [\omega_n t + \Delta\varphi_c(Q)] dQ. \quad (4.25)$$

Из (4.25) следует, что рабочие характеристики ГФП зависят от размеров и формы площадки A_n детектора. Оптимальное распределение на ней поля местного гетеродина (МГ) должно быть идентично сигнальному, иначе возникают потери сигнала или добавляется избыточный шум МГ. Когда разъюстировки пучков неизбежны, размер пятна МГ приходится увеличивать. Отношение $(C/\Pi)^2_r$ на выходе ГФП снижается на 20%, если площадь пятна МГ больше оптимальной на 20%. Эффективность ГФП максимальна, пока диаметр его входного зрачка не превышает диаметра d_k когерентности сиг-

нального поля в плоскости приема. Если источник с угловым размером $\vartheta_{\text{и}}$ расположен в вакууме, то $d_{\text{к}} = \lambda/\vartheta_{\text{и}}$, а в турбулентной среде $d_{\text{к}}$ вычисляется по формуле (3.5). В соответствии с антенной теоремой Э. Сигмена ГФП принимает сигналы из телесного угла $\Omega_{\text{п}} \leq \lambda^2/A_{\text{п}}$ при полном использовании площади $A_{\text{п}}$ зрачка. Волновые фронты сигнального и гетеродинного пучков должны быть согласованы с погрешностью, меньшей $\lambda/4$.

Гетеродинный ФП линеен по полю, поэтому спектр узкополосного сигнала при использовании одночастотного МГ переносится на ПЧ без изменений. Структура ГФП аналогична супергетеродинному радиоприемнику: сигнал с выхода ГФП подается на усилитель ПЧ, нагруженный на гребенчатый фильтр (или на один, перестраиваемый в соответствии с доплеровским сдвигом частоты сигнала). Затем сигнал поступает на устройства детектирования огибающих и порогового обнаружения. Огибающая тока на выходе ГФП $I_{\text{с}} = yq(P_{\text{с}}P_{\text{г}})^{1/2}/(hf)$ принимается на фоне дробовых (для ФЭ, ФЭУ, ФД) или генерационно-рекомбинационных шумов (для ВФД и ФР). Спектральная плотность шума $S(f) = 2yq^2(P_{\text{г}} + P_{\text{с}} + P_{\text{ф}})F/(hf)$, следовательно, отношение сигнал-шум

$$\begin{aligned} (C/\text{Ш})_{\text{г}}^2 &= yP_{\text{с}}P_{\text{г}}/[hfF_{\text{г}}(P_{\text{г}} + P_{\text{с}} + P_{\text{ф}})\Delta f] \approx \\ &\approx yP_{\text{с}}/(hfF_{\text{г}}\Delta f), \end{aligned} \quad (4.26)$$

где Δf — ширина спектра оптического сигнала. Для ФЭ и ФД коэффициент шума в режиме фотосмещения $F_{\text{г}} = (1 + 2y)F$, для ФР и ВФД $F_{\text{г}} = (1 + y)F$ [47]. Если принять, что $0,25 < y < 1$, то $(C/\text{Ш})_{\text{фд}}^2 = P_{\text{с}}/[(6 \dots 3)hf\Delta f]$, $(C/\text{Ш})_{\text{фр}}^2 = P_{\text{с}}/[(10 \dots 4)hf\Delta f]$, т. е. меньше величины, которую обеспечивает идеальный некогерентный ФП в режиме ОС: $(C/\text{Ш})_{\text{о}}^2 = P_{\text{с}}/(2hf\Delta f)$. В формуле (4.26) не учтено влияние классических шумов гетеродина на частотах сигнала и зеркального канала, для борьбы с которыми можно использовать схемы балансных смесителей, применяемые в радиодиапазоне. Учитывая сказанное при обсуждении формулы (4.25), уточним выражение (4.26):

$$(C/\text{Ш})_{\text{г}}^2 = [yP_{\text{с}}/(hfF_{\text{г}}\Delta f)](A_{\text{с}}/A_{\text{п}})(1 + \delta) \sin z/(2z),$$

где $A_{\text{п}}$ — площадь поверхности ФП, освещенная лучами сигнала и (или) МГ; $A_{\text{с}}$ — площадь ФП, освещенная

одновременно сигнальным и гетеродинным пучками; $z = \pi d \alpha / \lambda$; d — диаметр сигнального пятна; α — угол расфазировки волновых фронтов; δ — степень поляризации сигнального пучка, $\delta = (J_1 - J_2) / (J_1 + J_2)$; J_1 и J_2 — ожидаемые интенсивности излучения принимаемой поляризации, совпадающей с поляризацией МГ, и ортогональной компоненты. Средняя степень поляризации от снежных и песчаных поверхностей 0,2 ... 0,4, от облаков — 0,1 ... 0,6, от водной поверхности — 0,7 ... 0,9. При нормальном падении света на чистые поверхности металлов δ не меняется. Функция $K(\theta) = \sin z(\theta) / z(\theta)$ описывает также зависимость эффективности смещения от угла $\alpha = \theta$ прихода сигнала. Использование некруглых апертур и оптических систем с неустраненной комой позволяет расширить в десятки раз диапазон углов θ , в котором $K(\theta)$ больше нескольких процентов.

3. Обнаружение одномодового теплового излучения. Использование ГФП для обнаружения излучения теплового источника на фоне мешающего теплового сигнала (возможно, неаддитивного, с учетом затенений) позволяет повысить спектральное разрешение, так как оптимальная додетекторная фильтрация производится на ПЧ. В соответствии с критерием отношения правдоподобия к выходу 2-го (квадратичного) детектора подключается накопитель, интегрирующий с весом сигналы за время наблюдения $\tau = (2\Delta f)^{-1}$. Здесь также целесообразно воспользоваться критерием согласия (критерием нулевой гипотезы), описанным в п. 4.5.5. Полагая, что спектр сигнала полностью определяется УПЧ, можно считать, что на интегратор поступает $N = \tau \Delta f$ независимых образцов видеосигнала. Стандартное отклонение гауссовского потока σP_c равно среднему значению \bar{P}_c , если $\tau \Delta f \leq 1$. Следовательно, на выходе ГФП

$$(C/\mathcal{W})^2_r = y \bar{P}_c \sqrt{\tau \Delta f} / [h f_r \Delta f].$$

Поток \bar{P}_c поляризованного излучения ЧТ в моде, равный в радиодиапазоне $kT \Delta f$, определяется выражением (2.17). Поэтому для оптического источника с учетом зеркального канала

$$(C/\mathcal{W})^2_r = y a(f) (\Delta f / \Delta F)^{1/2} / [F_r (\exp \beta - 1)]; \beta = hf / (kT),$$

где $a(f)$ — коэффициент излучения объекта, полностью перекрывающего ДН ГФП. Минимальный различимый поток ΔP_c при отношении $(C/\mathcal{W})^2_r = 1$ равен $\Delta P_c =$

$=F_r h f (\Delta f \Delta F)^{1/2} / y$. Соответствующая величина минимально различимой температуры

$$\Delta T_m = \Delta P_c / |\partial \bar{P}_c / \partial T| = F_r (\Delta F / \Delta f)^{1/2} (\exp \beta - 1)^2 / [y a(f) \beta \exp \beta].$$

4. Рабочие характеристики ГФП определяются с помощью формул (4.21). Статистики мгновенных значений сигналов на выходах ГФП и супергетеродинного радиоприемника одни и те же, а следовательно, одинаковы методы обнаружения и ход рабочих характеристик. На рис. 4.6 штриховыми линиями изображены зависимости от уровня энергии сигнала вероятностей когерентного обнаружения зеркальной (ЗЦ) и шероховатой (ФЦ) целей при вероятности ложной тревоги $p_0 = 10^{-6}$. Когерентный ФП чувствительней энергетического, если число шумовых ОИ в счетном интервале $\bar{\rho}_{ш} > 10$ [11].

5. Гетеродинный прием сигнала с дискретным спектром в виде N узких линий f_{cn} , разнесенных на расстояния Δf_n , которые превышают ширину полосы Δf_Φ ФП, осуществляется с помощью МГ, излучающего N частот f_{rn} , таких, что $|f_{cn} - f_{rn}| = f_{pn} < \Delta f_\Phi$. С помощью спектроделительных элементов соответствующие компоненты сигнала и гетеродина можно разделить и подать на мозаику ГФП. В n -м спектральном канале приема отношение $(C/\Phi)^2_{rn} = y_n \bar{P}_{cn} / (h f_n F_n \Delta f_n)$. Некогерентное суммирование на одной промежуточной частоте $f_{pn} = f_n$ парциальных сигналов, имеющих случайные фазы, заключается в отборе канала с максимальным $(C/\Phi)^2_{rn}$, при этом $(C/\Phi)^2_r = \max (C/\Phi)^2_{rn}$. Сигналы в каналах можно засинхронизировать по фазе с помощью независимых цепей фазовой автоподстройки (ФАП). Предположим, что система ФАП работает точно, т. е. фазы сигналов ПЧ в каналах привязаны к фазе опорного генератора, $\varphi_{pn} = \varphi_0$. Тогда отношение $(C/\Phi)^2_r$ на выходе многоканального ГФП

$$(C/\Phi)^2_r = \left(\sum_{(n)} G_n \sqrt{y_n \bar{P}_{cn}} \right)^2 / \left(\sum_{(n)} G_n^2 \sigma_n^2 \right),$$

где σ_n — квантовый шум в n -м канале, $\sigma_n^2 = h f_n F_n \Delta f_n$; G_n — статистический вес n -го канала, оптимальное значение которого $G_{n0} = (y_n P_{cn})^{1/2} / \sigma_n^2$. При этом $(C/\Phi)^2_r = \Sigma (C/\Phi)^2_{rn}$. Для эффективной работы цепей ФАП требуются большие отношения $(C/\Phi)^2_{rn}$, и может оказаться, что система с некогерентным суммированием даст лучшие результаты. Когерентное обнаружение многочастот-

ного поля с помощью одиночного ГФП, на вход которого подается смесь $2N$ колебаний на частотах f_{cn} и f_{rn} ; (n) , а на выходе установлен фильтр ПЧ $f_{\pi} \equiv |f_{cn} - f_{rn}|$; (n) , характеризуется отношением $(C/\text{Ш})^2_{\text{г}} \leq \max(C/\text{Ш})^2_{\text{гн}}$. Худший результат получается при использовании одиночного ГФП с многоканальным фильтром ПЧ, настроенным на различающиеся частоты $f_{\pi n}$, и со вторыми (квадратическими) детекторами на выходах спектральных каналов. Биения парциальных потоков P_{cn} с потоками P_{rn} принимаются на фоне полного дробового шума гетеродина, так что $(C/\text{Ш})^2_{\text{гн}} = y_n P_{cn} P_{rn} / (\sigma_n^2 \Sigma P_{rn})$; m , $n = 1, \dots, N$. Этот случай эквивалентен некогерентному сложению сигналов в мозаичном ГФП, следовательно, $(C/\text{Ш})^2_{\text{г}} \leq \max(C/\text{Ш})^2_{\text{гн}}$. Это отношение можно улучшить, если воспользоваться в каждом спектральном канале преобразованием первых ПЧ в одну и ту же вторую ПЧ $f_{\pi 2}$ и привязать затем фазы всех сигналов на второй ПЧ к опорному генератору. В результате когерентного суммирования $(C/\text{Ш})^2_{\text{г}} \leq \Sigma (C/\text{Ш})^2_{\text{гн}}$.

6. Обнаружение сигнала со случайным смещением частоты $\Delta f_{\text{д}}$ с помощью одиночного ГФП, на выходе которого установлены фильтр с полосой $\Delta f_{\pi} = \Delta f_{\text{с}} + \Delta f_{\text{д}}$, а затем второй детектор и узкополосный согласованный фильтр с полосой $\Delta F \leq \Delta f_{\pi}/2$, характеризуется, как следует из п. 4.5.2, минимально различимой мощностью сигнала $P_{\text{см}} = hf F_{\text{г}} (2\Delta F \Delta f_{\pi})^{1/2}$, если $P_{\text{с}} \ll hf F_{\text{г}} \Delta f_{\pi}$. При этом нестабильности гетеродина и доплеровские уходы частоты компенсируются без автоподстроек. В принципе можно использовать 2-частотный лазерный передатчик или собственные эмиссионные линии излучения цели с точно известным разносом частот Δf_{12} . Две частоты сигнала f_1 и $f_2 = f_1 + \Delta f_{12}$ и частота гетеродина поступают на вход 3-частотного ГФП. После широкополосного фильтра, второго детектора и узкополосного фильтра регистрируются колебания с частотой Δf_{12} . Компоненты биений «сигнал-шум» и «шум-шум» имеют спадающий спектр, поэтому величину Δf_{12} следует выбирать возможно более близкой к Δf_{π} . Выигрыш в отношении $(C/\text{Ш})^2_{\text{г}}$, получаемый таким образом, не больше двух. В обоих режимах ГФП нужен для борьбы с фоновыми помехами, если светофильтры не имеют требуемой полосы Δf_{π} , и с тепловыми шумами нагрузки и усилителя, если у ФП нет необходимого «бесшумного» усиления. К квантовому пределу чувствительности можно приблизиться с по-

мощью ГФП с системами поиска и автоматического слежения за частотой, требования к быстродействию которых иногда оказываются очень жесткими.

4.7. Обнаружители с додетекторным преобразованием

1. Счетчики фотонов (СФБ), предложенные Н. Бломбергенем, являются перспективными резонансными приемниками ИК и децимиллиметрового излучения. Кванты hf_c сигнала возбуждают атомы активного элемента (монокристаллов или растворов с примесями редких земель), которые переходят на метастабильный уровень $E_2 = E_1 + hf_c$, затем фотоны накачки с энергией hf_n переводят их на высокий уровень $E_3 = E_2 + hf_n$, с которого наблюдается спонтанная эмиссия фотонов суммарной частоты $f_3 = f_c + f_n$, т. е. антистоксова люминесценция. В процессе преобразования частоты вверх последовательно происходят три однофотонных перехода, поэтому СФБ являются некогерентными преобразователями. Пока СФБ в ОЭЛ не применяются, но эксперименты показывают их высокую эффективность. Например, сигнал с длиной волны $\lambda_c \approx 5$ мкм преобразовывался в монокристалле $\text{LaCl}_3:1\% \text{Nd}^{3+}$ с помощью АИГ-лазера ($\lambda_n = 1060$ нм) в излучение на длине волны $\lambda_3 = 900$ нм, которое принималось кремниевым ФД. При потоке накачки $P_n = 1$ Вт была получена ограниченная термощумом чувствительность 10^{-9} Вт/Гц $^{1/2}$ ($T = 300$ К) или $6 \cdot 10^{-11}$ Вт/Гц $^{1/2}$ ($T = 200$ К).

2. Лазерные усилители (ЛУ) сигналов на несущей частоте, как и усилители радиосигналов, могут, видимо, повысить чувствительность приемных устройств. Рассмотрим простую модель идеального ЛУ. Пусть каждый фотон, поступающий на вход ЛУ, при движении вдоль активного элемента может стимулировать рождение новых фотонов, которые, в свою очередь, также размножаются по случайному закону, но не исчезают и не взаимодействуют друг с другом. Если к моменту T в ЛУ имеется n фотонов, а вероятность увеличения их количества за период $T \dots T + dt$ в соответствии со свойством ординарности равна $nk_y dt$, k_y — постоянная, то распределение вероятности количества n удовлетворяет дифференциальному уравнению [50]

$$dp(n|T)/dt = -nk_y p(n|T) + (n+1)k_y p(n-1|T).$$

Решение этого уравнения с учетом того, что в начальный момент $t=0$ имелось точно N фотонов, имеет вид

$$p(n|T) = C_{n-1}^{n-N} \exp(-k_y N T) [1 - \exp(-k_y T)]^{n-N}.$$

Полагая $N=1$, находим распределение ОИ для ЛУ:

$$p(n|1) = \exp(-k_y T) [1 - \exp(-k_y T)]^{n-1}, \quad n \geq 1. \quad (4.27)$$

Моменты экспоненциального распределения (4.27) $\bar{n} = \exp(k_y T) = G$, $\sigma^2 n = G(G-1)$, где G — коэффициент усиления ЛУ. Кроме рассмотренного вынужденного излучения, нужно учесть спонтанную эмиссию, вероятность которой не зависит от наличия сигнальных фотонов и пропорциональна одному фотону для каждой моды [5]. Тогда даже при отсутствии сигнала число спонтанно излученных фотонов описывается законом (4.27). Если же на вход ЛУ поступило случайное число $\psi = \psi(T)$ фотонов, то, учитывая вышесказанное, с помощью выражений (4.2), (4.4) и (4.5) определяем моменты количества ϕ фотонов на выходе одномодового ЛУ:

$$\bar{\phi} = G(\bar{\psi} + 1); \quad \sigma^2 \phi = G^2 \sigma^2 \psi + G(G-1)(\bar{\psi} + 1). \quad (4.28)$$

Интересно сравнить характеристики некогерентного детекторного ФП и детекторного ФП с ЛУ на входе. С этой целью формулы Буржесса для ФП с квантовой эффективностью y , коэффициентом шума F и без аддитивных шумов представим в виде

$$\bar{r} = y\bar{\psi}; \quad \sigma^2 r = y\bar{\psi}(F - y) + y^2 \sigma^2 \psi. \quad (4.29)$$

Из (4.28) и (4.29) следует, что при пуассоновской статистике ψ , т. е. при $\bar{\psi} = \sigma^2 \psi$, сигнал r_y на выходе ФП с ЛУ на его входе имеет моменты

$$\bar{r}_y = yG(\bar{\psi} + 1); \quad \sigma^2 r_y = yG\bar{\psi}(2Gy + F - 2y) + Gy(F + Gy - 2y).$$

Соответствующие моменты для сигнала r_ϕ на выходе того же ФП, но без ЛУ: $\bar{r}_\phi = y\bar{\psi}$, $\sigma^2 r_\phi = yF\bar{\psi}$. Соотношение $\bar{r}_y^2 / \sigma^2 r_y > \bar{r}_\phi^2 / \sigma^2 r_\phi$, при выполнении которого применение ЛУ оправдано, имеет место при

$$y < \frac{F}{2} \cdot \frac{1 - 1/[\bar{\psi}(G-1)]}{1 - [(G-2)/(G-1)]/(2\bar{\psi})} \approx \frac{F}{2}.$$

Отношение $(C/\Pi)^2$ улучшается за счет ЛУ в $GF/(2yG + F - 2y) \approx F/(2y)$ раз.

3. Когерентные параметрические преобразователи (ПП) [см. также пп. 2.1.4 и 2.1.5] содержат нелинейный кристалл, на который фокусируются пучки накачки и сигнала. Эффективность ПП пропорциональна квадрату длины L кристалла и плотности потока накачки M_n . Для максимизации плотности M_n конфокальный параметр пучка накачки выбирается равным L , при этом радиус перетяжки $w_0 = [\lambda L / (2\pi)]^{1/2}$. Эффективная площадь ПП $A_{\Pi} = \pi w_0^2 / 4$ может быть трансформирована в соответствии с формулой (2.14) в обмен на величину углового поля $\Gamma = \vartheta_{\Pi} / \vartheta'_{\Pi} = A'_{\Pi} / A_{\Pi}$. Угловое поле обратно пропорционально длине кристалла. Фазовый синхронизм в ПП достигается выбором температуры кристалла или угла между направлениями распространения и осью кристалла. Полоса частот ПП определяется дисперсией кристалла. Источники флуктуаций в ПП: спонтанные шумы люминесценции, свет накачки, преобразованное излучение печки. Пока ПП не применяются в ОЭЛ, что объясняется трудностями получения кристаллов, большой мощностью накачки, сложностью конструкции. Экспериментальный ПП на кристалле AgCaS_2 при $\lambda_c = 10,6$ мкм, $\lambda_n = 1,06$ мкм и $\lambda_z = 967$ нм имел коэффициент преобразования $K_P = 30\%$, угловое поле $\vartheta = 5^\circ \dots 10^\circ$, полюсу $\Delta\lambda_c = 40 \dots 80$ нм. Минимально различимая мощность составила $P_{\text{см}} = 1,5 \cdot 10^{-7}$ Вт при длительности импульса 50 нс.

Глава 5

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ С ПОМОЩЬЮ ОЭЛ

5.1. Методы теории статистических оценок

1. Оценки по максимуму апостериорной плотности вероятности $W(\vartheta, \beta | \varphi)$ параметров ϑ , подлежащих измерению, при наличии других (несущественных) параметров β , которые являются элементами априорной неопределенности, а также оценки апостериорного среднего $\int \vartheta W(\vartheta | \varphi) d\vartheta$ рассматриваются в теории радиолокационных систем. Но используются чаще всего алгоритмы,

соответствующие максимуму функции правдоподобия, так как разброс значений $\hat{\theta}$, постоянных или закономерно изменяющихся на интервале T наблюдения сигналов $\varphi(t)$, $0 \leq t \leq T$, велик по сравнению с требуемой точностью измерений, и априорные распределения $\hat{\theta}$ обычно неизвестны. При быстрых флуктуациях β и в случаях, когда $\hat{\theta}$ независимы по отношению к β , анализируется функция правдоподобия только подлежащих оценке параметров, усредненная по всем несущественным параметрам $W(\varphi|\hat{\theta}) = \langle W(\varphi|\hat{\theta}, \beta) \rangle_{\beta}$. Но если параметры β , такие, например, как яркости и размеры деталей цели, неизвестная частота сигнала и т. п., изменяются медленно по сравнению с $\hat{\theta}$, то их также следует включить в число оцениваемых параметров $\hat{\theta}$. Оценки максимального правдоподобия $\hat{\theta}$ находятся из уравнения $W(\varphi|\hat{\theta}) = \sup W(\varphi|\theta)$; $(\hat{\theta})$. При этом если $|\partial W(\varphi|\theta)/\partial \theta|$ — интегрируемая по φ функция во всей области значений φ , и выполняются некоторые другие условия, то $\hat{\theta}$ — регулярная оценка [13]. Для всякой несмещенной регулярной оценки матрица ковариаций ошибок (1.3) удовлетворяет неравенству Крамера $K_{\hat{\theta}} \geq \geq B^{-1}(\hat{\theta})$, где $B(\hat{\theta})$ — информационная матрица, характеризующая предельное рассеяние максимума функции правдоподобия при заданном значении $\hat{\theta}$:

$$B(\hat{\theta}) = \left\| - \int d\varphi W(\varphi|\hat{\theta}) \frac{\partial^2 \ln W(\varphi|\hat{\theta})}{\partial \theta_x \partial \theta_y} \right\|. \quad (5.1)$$

Оценки, для которых $K_{\hat{\theta}} = B^{-1}(\hat{\theta})$, называются эффективными. В гауссовском приближении эллипсоид ошибок эффективной оценки охватывается эллипсоидом ошибок любой другой регулярной оценки. Оценки максимального правдоподобия асимптотически эффективны при росте объема эргодической последовательности наблюдений в регулярном случае.

Таким образом, расчет потенциальной точности совместных регулярных оценок компонентов $\hat{\theta}$ сводится к определению матрицы B и к ее обращению: $B_{xy} = = b_{yx}/|B|$, где $|B|$ — детерминант $B = |B_{xy}|$; b_{yx} — алгебраическое дополнение элемента B_{yx} в детерминанте $|B_{xy}|$; $x, y = 1, \dots, m$, m — размерность $\hat{\theta}$. В частности, при измерении одного параметра дисперсия оценки $\hat{\theta}_1$ $\hat{\sigma}^2 \hat{\theta}_1 = B^{-1}$, при измерении двух параметров $\hat{\sigma}^2 \hat{\theta}_1 =$

$= (1/B_{11})/(1-r^2_{12})$, при измерении трех параметров $\sigma^2 \hat{\Phi}_1 = (1/B_{11}) (1-r^2_{23}) / (1-r^2_{12}-r^2_{13}-r^2_{23} + 2r_{12} \times r_{13} r_{23})$; $r^2_{xy} = B^2_{xy} / (B_{xx} B_{yy})$.

2. Отношение правдоподобия для известного оптического сигнала. Из ординарности потока однофотонных импульсов (ОИ) на выходе фотоприемника (ФП) следует, что вероятность появления ОИ в момент t_v в интервале $t_v, \dots, t_v + dt$ пропорциональна математическому ожиданию частоты их поступления $n_1(t_v)$.

Совокупность моментов $\mathbf{t}_p = \|t_1, \dots, t_p\|$ прибытия ОИ можно рассматривать как последовательную статистику (вариационный ряд) объема p для величины t , распределенной с плотностью вероятности $W_0(t) = n_1(t) / \int n_1(t') dt'$. Тогда компоненты \mathbf{t}_p описываются статистическим законом Дирихле: $W(\mathbf{t}, | \rho) = \rho! \Pi W_0(t_v); (v)$.

Следовательно, функция правдоподобия последовательности ОИ на выходе некогерентного ФП

$$W(t, \rho) = p(\rho) W(\mathbf{t} | \rho) = \prod_{v=0}^p n_1(t_v) / \exp \int_{-\infty}^{\infty} n_1(t) dt. \quad (5.2)$$

Соответствующий логарифм отношения правдоподобия

$$\ln \Lambda(t | \Phi) = \int \{I(t) \ln [1 + n_{c1}(t | \Phi) / n_{ш1}(t)] - n_{c1}(t | \Phi)\} dt, \quad (5.3)$$

где $n_{c1}(t | \Phi)$ и $n_{ш1}(t)$ — средние частоты поступления сигнальных и аддитивных шумовых ОИ в момент t ; $I(t) = \sum \delta(t - t_v)$; $\delta(\cdot)$ — дельта-функция Дирака. Используя гауссовское приближение в (5.3), можно получить следующее выражение для дисперсии эффективной оценки единственного параметра при энергетическом приеме [6]:

$$\sigma^2 \hat{\Phi} = 1 / \int dt [dn_{c1}(t | \Phi) / d\Phi]^2 / [n_{c1}(t | \Phi) + n_{ш1}(t)]. \quad (5.4)$$

3. Приближенное вычисление моментов косвенных измерений. Рассмотрим оценки, которые являются нелинейными функциями $\hat{\Phi} = \hat{\Phi}(\rho)$ сигналов ρ с известными моментами. Например, моменты сигнала ρ на выходе счетчики фотонов определяются через статистики чисел

фотонов (см. п. 4.5.4). В основе вычислений лежит осреднение линеаризованной в точке $\bar{\rho}$ оценки, т. е. осреднение отрезка ряда Тейлора:

$$\langle \chi(\rho) \rangle \approx \chi(\bar{\rho}) + \left\langle \sum_{n=1}^Q \left(\frac{\partial}{\partial \rho_1} h_1 + \dots + \frac{\partial}{\partial \rho_n} h_n \right)^n \chi(\bar{\rho}) \right\rangle / n!$$

где $\mathbf{h} = \rho - \bar{\rho}$, а в качестве функции $\chi(\rho)$ можно использовать функцию $\hat{\theta}_{ax}^a, \hat{\theta}_{ax}^a \hat{\theta}_{by}^b$; a, b — целые числа; $x, y = 1, \dots, m$; m — размерность θ ; Q — небольшое натуральное число, например 1 или 2. Так, если сигналы ρ некоррелированы, то

$$\begin{aligned} \langle \hat{\theta}_x(\rho) \rangle &\approx \hat{\theta}_x(\bar{\rho}) + \sum_{r=1}^n [\partial^2 \hat{\theta}_x(\bar{\rho}) / \partial \bar{\rho}_r^2 \sigma_r^2 \rho_r / 2, \\ \sigma^2 \hat{\theta}_x(\rho) &\approx \sum_{r=1}^n [\partial^2 \hat{\theta}_x(\bar{\rho}) / \partial \bar{\rho}_r^2]^2 \sigma_r^2 \rho_r. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Погрешности формул (5.5) малы, если $\sigma^2 \rho \ll \bar{\rho}^2$. Например, для произведения независимых величин $\chi = \rho_1 \rho_2$ имеем в соответствии с (5.5) $\sigma^2 \chi \approx \bar{\rho}_1^2 \sigma^2 \rho_2 + \bar{\rho}_2^2 \sigma^2 \rho_1$, а точное значение $\sigma^2 \chi = \langle \rho_1^2 \rangle \langle \rho_2^2 \rangle - (\bar{\rho}_1 \bar{\rho}_2)^2 = \bar{\rho}_1^2 \sigma^2 \rho_2 + \bar{\rho}_2^2 \sigma^2 \rho_1 + \sigma^2 \rho_1 \sigma^2 \rho_2$.

Для примера вычислим моменты импульсного потока P и длительности τ эхо-сигнала в лазерном высотомере (ЛВ). Пусть κ — коэффициент яркости подстилающей поверхности с математическим ожиданием $\bar{\kappa}$ и дисперсией $\sigma^2 \kappa$, а φ — модуль угла отклонения узкого луча ЛВ от направления местной вертикали с ожиданием $0 < \bar{\varphi} \ll 1$ и дисперсией $\sigma^2 \varphi \ll 1$. Длительность импульса в зависимости от φ

$$\tau \approx \Delta t + 4\theta_{\perp} H \varphi / c,$$

где Δt — длительность зондирующего импульса; $\pm \theta_{\perp}$ — угловая расходимость луча; H — высота полета носителя ЛВ. Моменты τ :

$$\bar{\tau} = \Delta t + 4\theta_{\perp} H \bar{\varphi} / c; \quad \sigma^2 \tau = 16\theta_{\perp}^2 H^2 \sigma^2 \varphi / c^2.$$

Если атмосферы нет, то поток отраженного сигнала $P = a\kappa / (\tau H^2)$, где a — параметр приемопередаточного устройства ЛВ. Моменты P , как следует из формул (5.5):

$$\bar{P} \approx (a/H^2) (\bar{\kappa} / \bar{\tau} + \bar{\kappa} \sigma^2 \tau / \bar{\tau}^3); \quad \sigma^2 P \approx (a/H^2)^2 (\sigma^2 \kappa / \bar{\tau}^2 + \bar{\kappa}^2 \sigma^2 \tau / \bar{\tau}^4).$$

Ковариация длительности и потока $K_{\tau P} = \overline{\tau P} - \bar{\tau} \bar{P} = -(a/H^2) \bar{\kappa} \sigma^2 \tau / \bar{\tau}^2$ и коэффициент корреляции:

$$R_{\tau P} = K_{\tau P} / \sigma_{\tau} \sigma_P = -\bar{\kappa} \sigma_{\tau} / (\bar{\tau}^2 \sigma_{\kappa}^2 + \bar{\kappa}^2 \sigma_{\tau}^2)^{1/2}.$$

5.2. Методы измерения дальности

1. Импульсные дальномеры (ИД) содержат некогерентный оптический или лазерный передатчик, передающую коллимирующую или деколлимирующую, а также приемную оптические системы, фотоприемное устройство (ФП), аппаратуру обработки и индикации данных. Измерение расстояния $R_{\text{ц}}$ производится по времени запаздывания $t_{\text{ц}}$ отраженных сигналов (стоп-сигналов) относительно зондирующих импульсов передатчика (старт-сигналов): $R_{\text{ц}} = ct_{\text{ц}} / (2\hat{n}_{\text{г}})$, где $\hat{n}_{\text{г}}$ — оценка среднего группового показателя преломления среды на трассе. Разрешающая способность ИД определяется длительностью $\tau_{\text{ф}}$ импульса на выходе оптимального фильтра: $\gamma R_{\text{ц}} = c\tau_{\text{ф}} / (2n_{\text{г}})$.

Лазерные ИД (ЛИД) широко используются за рубежом в военной технике: артиллерийских, танках, наземных целеуказателях, когда высота носителя недостаточна для использования РЛС, в системах наведения ракет и снарядов, а также в авиации для измерения высоты полета, управления бомбометанием, целеуказания и разведки [12]. Лазерные ИД хорошо комбинируются со штатными наблюдательными приборами. Комплексирование ЛИД, телевизионных и ИК датчиков, РЛС и ЭВМ позволило создать системы управления огнем (СУО), повысившие точность и темп стрельбы.

До появления ЛИД в СУО танков использовались базовые или стереоскопические оптические дальномеры (ОД). Дальности измерялись по формуле $R = 206\,000 \, B / \hat{\alpha}$, где B — базовое расстояние между вершинами двух объективов ОД, м; $\hat{\alpha}$ — оценка параллактического угла между линиями визирования цели через каждый объектив. Из формул (5.5) следует, что $\sigma R = R^2 \sigma \alpha / (206\,000 \, B)$. Предельное разрешение глаз составляет 48,5 мкрад ($10''$), поэтому для прибора с кратностью Γ величина $\sigma \alpha = 10'' / \Gamma$. При базовом расстоянии $B = 2$ м и кратности $\Gamma = 8$ имеем $\sigma R = 3$ м ($R = 1$ км) и $\sigma R = 27$ м ($R = 3$ км). Такая точность не давала нужной вероятности поражения. Измерения дальности с помощью пристрелочных пулеметов ограничивали количество боевых выстрелов и темп стрельбы, демаскировали позицию танка.

В лазерных СУО танков «Леопард», «Чифтен» и др. [52, 53] все органы управления расположены на двух рукоятках наводчика, с помощью которых он выбирает вид вооружения и тип боеприпасов, обеспечивает непрерывное совмещение марки прицела с изображением цели, производит измерения расстояний и выстрелы. Дальность до цели отображается на цифровом индикаторе.

торе в поле зрения прицела. ЭВМ рассчитывает углы возвышения и упреждения пушки, которые оцениваются по скорости разворота башни. Дополнительно учитываются сигналы с датчиков температуры заряда, давления атмосферы, влияющих на баллистику снаряда, износа ствола, который определяет дульную скорость, скорости поперечного ветра и наклона цапф пушки [52]. В результате применения ЛИД вместо ОД дальность поражения неподвижной цели (с вероятностью $p=0,5$) увеличилась в 1,5... 2 раза. При локации подвижных целей выигрыш еще больше [12]. Дальность действия ЛИД для военных применений $R_{\max}=3\ldots 30$ км, точность $\sigma_R=1\ldots 10$ м, темп измерений $F=1\ldots 0,1$ Гц.

Локационная астрономия изучает характеристики космических объектов по параметрам отраженных ими сигналов. Локация Луны с помощью радиоволн ($\lambda=2,7$ м) была проведена в 1946 г., Венеры — в 1959 г. Локация Луны с помощью рубинового лазера ($\lambda=694,3$ нм) осуществляется с 1962 г. Многие наземные пункты оборудованы ЛИД, лоцирующими КА с точностью около 0,1 м (в перспективе 2...3 см). Типичные параметры таких ЛИД: энергия в импульсе $E_{\text{и}}=0,25\ldots 10$ Дж, длительность импульса — несколько наносекунд, угловая расходимость луча 0,1...1 мрад, точность наведения луча 4,85...97 мкрад (1"...20"), диаметр приемного объектива 0,3...2,6 м, полоса оптического фильтра 0,1...2 нм.

Лазерная локация спутников на опорных орбитах используется для решения задач навигации и геодинамики (определение формы Земли, измерение скорости движения полюсов, дрейфа континентов (менее 11 см/год), девиаций скорости вращения Земли и т. п.). Для повышения уровня отраженных сигналов многие ИСЗ оснащены панелями световозвращателей. Пять таких панелей доставлено на Луну. Но наибольшую дальность обнаружения могут дать цели с лазерными ответчиками, которые наводятся на ЛИД.

Алгоритмы оценок дальности для ИД можно найти из уравнения максимального правдоподобия. Они аналогичны алгоритмам для РЛС, если используется гетеродинный или некогерентный ФП при большом уровне шума (приблизительно гауссовского). Для снижения потока шумовых ОИ до уровня редких

отсчетов, которые практически не искажают огибающей сигнала, а лишь определяют порог обнаружения в некогерентном ФП, применяют сигналы малой длительности с несущими частотами в спектральных зонах слабого свечения Солнца и планет (фраунгоферовы линии в спектре Солнца, линии резонансного поглощения слоев атмосфер планет), охлаждение ФП, широкоугольные узкополосные светофильтры. Поэтому ниже рассмотрены свойства сверхэффективных [13] оценок дальности при малом числе сигнальных фотонов и для простоты выкладок при отсутствии аддитивных помех. Эти оценки будут использованы для вычисления предельно достижимой точности измерения дальности. Пусть, например, огибающая сигнала имеет гауссовский профиль:

$$n_1(t) = (\bar{\rho}_c/\tau) (\alpha/\pi)^{1/2} \exp[-\alpha(t - t_{\text{ц}})^2/\tau^2], \quad (5.6)$$

где $\bar{\rho}_c$ — среднее число ОИ в сигнальном импульсе; $n_1(t)$ — частота повторения ОИ, Гц; τ — длительность импульса по уровню $v = n_1(t_{\text{ц}} \pm \tau/2)/n_1(t_{\text{ц}})$; $\alpha = 4 \ln v$ ($\alpha = 2,76$ при $v = 0,5$).

Подставляя (5.6) в (5.2) и дифференцируя по параметру $t_{\text{ц}} = \hat{t}_{\text{ц}}$, получаем $\hat{t}_{\text{ц}} = \Sigma t_{\text{ц}}/\rho$, т.е. суммирование с одинаковым весом $G_{\text{ц}} = 1/\rho$ всех моментов приходов ОИ.

При лоренцевом профиле сигнала $n_1(t) = (\bar{\rho}_c/\pi) [\tau^2 + (t_{\text{ц}} - t)^2]^{-1}$ с наибольшим весом суммируются моменты $t_{\text{ц}}$, близкие к оценке $t_{\text{ц}}$; $G_{\text{ц}}^* = [(t_{\text{ц}} - \hat{t}_{\text{ц}})^2 + \tau^2]^{-1}$. Функция (5.2) недифференцируема в случае прямоугольного импульса: $n_1(t) = \bar{\rho}_c/\tau$ при $|t - t_{\text{ц}}| \leq \tau/2$ и $n_1(t) = 0$, если $|t - t_{\text{ц}}| > \tau/2$. Но можно воспользоваться оценкой апостериорного среднего при равновероятной статистике $t_{\text{ц}}$ на интервале $(-T/2, \dots, T/2)$, $T \rightarrow \infty$ [54]. Так, если $n_1(t) \neq 0$ при $|t - t_{\text{ц}}| \leq \tau/2$, то

$$\hat{t}_{\text{ц}} = \frac{\int_{t_{\text{ц}} - \tau}^{t_{\text{ц}} + \tau} t_{\text{ц}} W(t, \rho | t_{\text{ц}}) dt_{\text{ц}}}{\int_{t_{\text{ц}} - \tau}^{t_{\text{ц}} + \tau} W(t, \rho | t'_{\text{ц}}) dt'_{\text{ц}}}.$$

Для прямоугольного импульса $\hat{t}_\Pi = \int x dx / \int dy = (t_1 + t_p)/2$.

На рис. 5.1 изображены четыре ОИ на выходе ФП от прямоугольного импульса длительностью τ , а также сигнал на выходе счетчика фотонов, имеющий плоский максимум на интервале

$t_4, \dots, (t_1 + \tau)$. Оценка \hat{t}_Π , совпадающая с серединой этого интервала, имеет смещение $\tau/2$, объясняемое требованием реализуемости фильтра. Примером несимметричного сигнала является экспоненциальный импульс $n_1(t) = (0,7\bar{\rho}_c/\tau) \times \exp[-0,7(t - t_\Pi)/\tau]$ при $t \geq t_\Pi$, функция правдоподобия которого не равна нулю при $t \leq t_1$:

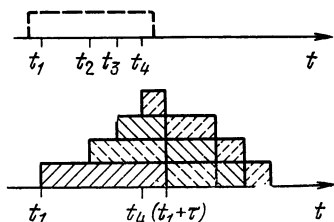


Рис. 5.1

$$W(t, \rho | t_\Pi) = (0,7\bar{\rho}_c/\tau)^p \exp\left[-0,7\left(\sum_{(v)} t_v - \rho t_\Pi\right)/\tau\right].$$

$$\text{Тогда } \hat{t}_\Pi = \tau \int z \exp z dz / \left(0,7\bar{\rho} \int \exp z dz\right) = t_1 - \tau/(0,7\bar{\rho}),$$

где $(-\rho t_1) \leq z < \infty$.

Нормальная погрешность оценки задержки с помощью некогерентного ИД с прямоугольным импульсом $\hat{t}_\Pi = (t_1 + t_p)/2$ характеризуется условной дисперсией $\sigma^2 \hat{t}_\Pi(\rho) = \tau^2/[2(\rho+1)(\rho+2)]$, вычисленной при фиксированном значении ρ . Учитывая несмещенность \hat{t}_Π (физически реализуемый фильтр дает смещение $\Delta \hat{t}_\Pi(\rho) = -\tau/2$) и то, что распределение вероятности прихода по крайней мере одного ОИ

$$p(\rho|1) = \bar{\rho}_c^p / [\rho! (\exp \bar{\rho}_c - 1)], \text{ получаем [55]}$$

$$\begin{aligned} \sigma^2 \hat{t}_\Pi &= \sum_{\rho=1}^{\infty} p(\rho|1) \sigma^2 \hat{t}_\Pi(\rho) = \\ &= (\tau/\bar{\rho}_c)^2 [1 - (\bar{\rho}_c + \bar{\rho}_c^2/2)/(\exp \bar{\rho}_c - 1)]/2. \end{aligned}$$

При среднем числе ОИ более 3—5 дисперсия не зависит от длительности импульса и обратно пропорциональна квадрату потока оптического излучения. В ИД

широко используется измерение расстояния по моменту t_n первого превышения сигналом $\rho(t)$ порога $g=n$ ОИ. При огибающей, характеризуемой функцией плотности вероятности $W_0(t) = n_{1c}(t) / \int n_{1c}(t) dt$, распределение момента t_n прихода n -го ОИ имеет вид

$$W(t_n | \rho) = n C_\rho^n [F_0(t_n)]^{n-1} [1 - F_0(t_n)]^{e-n} W_0(t_n),$$

где $F_0(t_n) = \int W_0(t) dt$, $-\infty < t \leq t_n$. Для прямоугольного импульса $W_0(t) = 1/\tau$, $0 \leq t_n \leq \tau$, $F_0(t_n) = 1 - (t_n/\tau)$ и

$$W(t_n | \rho) = n C_\rho^n (1 - t_n/\tau)^{n-1} (t_n/\tau)^{e-n} / \tau.$$

Распределение момента t_n находится по формуле

$$W(t_n) = \sum_{\rho=n}^{\infty} W(t_n | \rho) (n-1)! \bar{\rho}_c^e / [\rho! \gamma(n, \bar{\rho}_c)], \quad (5.7)$$

где $\gamma(n, \bar{\rho}_c)$ — неполная Γ -функция. Формула (5.7) отражает то, что после регистрации пропуска цели (когда обнаружение цели выполняет, например, оператор) измерения повторяются до получения $\rho > g = n$. Пропуски приводят к увеличению среднего времени измерения задержки эхо-сигнала, но при вычислении точности оценки случаи необнаружения отбрасываются. Для прямоугольного импульса с помощью выражения (5.7) получаем [55]

$$W(t_n) = \bar{\rho}_c^n (t_n + \tau/2)^{n-1} \exp(3\bar{\rho}_c/2 - \bar{\rho}_c t_n/\tau) / [\tau \gamma(n, \bar{\rho}_c)]. \quad (5.8)$$

Распределение (5.8) можно аппроксимировать Γ -распределением, если $(\bar{\rho}_c - n) \gg 1$. При $\bar{\rho}_c \gg 1$ смещение и дисперсия оценки момента прихода $\hat{t}_u = t_n$: $\langle t_u - \hat{t}_u \rangle \approx -\tau/2 + n\tau/\bar{\rho}_c$; $\sigma_{\hat{t}_u}^2 \approx n\tau^2/\bar{\rho}_c^2$.

Дисперсии оценок моментов прихода импульсов с гауссовской и экспоненциальной формами огибающих в пределе квантового шума, а также при $\bar{\rho}_c \rightarrow \infty$ имеет вид [54]

$$\sigma_{\hat{t}_u}^2 = (\tau^2/5,52) \left[\sum_{n=1}^{\infty} \bar{\rho}_c^n / (nn!) \right] / (\exp \bar{\rho}_c - 1) \rightarrow \tau^2 / (5,52 \bar{\rho}_c),$$

$$\sigma_{\hat{t}_u}^2 = 2\tau^2 \left[\sum_{n=1}^{\infty} \bar{\rho}_c^n / (n^2 n!) \right] / (\exp \bar{\rho}_c - 1) \rightarrow 2\tau^2 / \bar{\rho}_c^2.$$

Для сравнения вычисленная по формуле (5.4) величина предельной дисперсии \hat{t}_c для гауссовского импульса (5.6) в присутствии аддитивного шума с огибающей $n_{ш}(t) = n_{ш}$

$$\sigma_{\hat{t}_y}^2 \approx \tau^2 (\bar{\rho}_c + \bar{\rho}_{шз}) / (2\alpha \bar{\rho}_c^2); \quad \bar{\rho}_{шз} \approx 2\sqrt{2\pi/\alpha} n_{ш} \tau.$$

Мешающие отражатели (МО) являются источниками аномальных ошибок в ИД. Формы сигналов с низким уровнем пассивных помех и принципы приема, обеспечивающие уменьшение влияния МО, исследуются в теории радиолокационных систем. В РЛС широко используется когерентно-импульсный метод селекции движущихся целей (СДЦ). Для него характерно наличие области неоднозначности измерения радиальной скорости v цели в пределах $\lambda F/2 < v < 1/\tau$, где F и τ — частота повторения и длительность импульсов [14]. Возможности обработки сигналов в наземных ОЭЛ с внутренней когерентностью ограничены малой длиной когерентности источников излучения, а в ИД с внешней когерентностью затруднения возникают из-за импульсного характера сигналов от МО при узких ДН излучения.

Ослабить действие МО можно с помощью обращенного фильтра Урковица, селекции сигналов по длительности и дальности. Помехи от земли, моря и местных предметов характерны для маловысотных РЛС, поэтому в них используются короткие импульсы и узкие диаграммы антенн. Повышение различимости целей на фоне МО дает временная автоматическая регулировка усиления (ВАРУ) по закону, определяемому статистиками помех. Эффективно применение в РЛС цепи быстродействующей регулировки усиления (БАРУ) с такой постоянной времени, что коэффициент передачи приемного устройства отслеживает медленные изменения сигналов МО. Для уменьшения опасности самовозбуждения цепь БАРУ охватывает один каскад, но таких каскадов может быть несколько. Схемы с малой постоянной времени, уменьшающие уровень и длительность помех от МО, хорошо сочетаются с устройствами АРУ.

Для борьбы с отражениями от метеообразований применяют пониженные радиочастоты и сигналы с круговой поляризацией. При рассеянии на сферических каплях волна не меняет поляризации, поэтому эхосигналы от дождя оказываются несогласованными по по-

ляризации с приемной антенной РЛС. В результате принимается около 50% энергии эхо-сигнала от цели и 1...3% энергии помех. В системах ИК диапазона для подавления помех от протяженных целей при обнаружении точечных используют модулирующие растры из чередующихся прозрачных и непрозрачных квадратов или балансные мозаичные ФП, в которых чувствительные элементы с одинаковой полярностью сигналов располагают в шахматном порядке, перемежая их с элементами, дающими противоположную полярность [1]. Все элементы с одинаковой полярностью соединены последовательно, так что мозаика образована двумя составными ФП, включенными встречно. В ИД нужно решать противоположную задачу — режекцию сигналов от малоразмерных, но разрешенных оптически ложных объектов.

В некогерентных ЛИД вероятность приема сигналов от МО уменьшают посредством предварительного целеуказания по дальности. Чаще всего применяется ступенчатое или плавное ручное стробирование по дальности по визуальным данным [12]. Артиллерийские и танковые ЛИД оборудуются индикаторами, предупреждающими о наличии или количестве ложных целей и высвечивающими одновременно или по желанию наводчика дальности нескольких целей на трассе. В патенте [56] предложен ЛИД с лучом, поперечное сечение которого меньше самой малой типичной цели. Истинным объектом считается самый удаленный из обнаруженных («по последнему стоп-импульсу»). Использование узких лучей, давая защиту от контролируемых визуально МО, имеет ограничения при борьбе с помехами от неконтролируемых МО. Приведем пояснения. Во-первых, влияние аддитивных шумов уменьшается при увеличении уровня зондирующего сигнала, но по отношению к модулирующим помехам от МО такая мера неэффективна. Во-вторых, характеристики ЛИД оценивают тремя параметрами — вероятностью p_1 правильного обнаружения цели в истинном канале, вероятностью ложной тревоги $p_{\text{л}}$, т. е. вероятностью обнаружения отметок от МО хотя бы в одном из остальных каналов (вообще говоря, при пропуске сигнала в истинном канале), и вероятностью $p_{\text{н}}$ пропуска цели, когда ни одной отметки не получено. В случае независимых сигналов в каналах эти вероятности вычисляются через вероятности

p_{1n} и $p_{\pi n}$ правильного обнаружения и ложной тревоги в элементах разрешения по дальности. Однако расчетные формулы, данные в п. 4.5.6, неприменимы при обнаружении в присутствии МО.

Предположим, что флуктуации, вызываемые МО,—единственный источник помех в ЛИД, т. е. отношение сигнал-шум настолько велико, что влиянием фоновых, внутренних и квантовых шумов можно пренебречь. С помощью модели МО, предложенной в п. 3.4.2 (см. также рис. 3.15), можно вывести совместное распределение $p_k(\mathbf{k})$ числа k_n отражающих (и затеняющих) элементов в ячейках пространственного разрешения на дальностях R_n , $1 \leq n \leq N$, при условии, что дальность цели $R_{\text{ц}} = R_r$, $1 \leq r \leq N$. Если κ_n — нефлуктуирующий коэффициент яркости объектов на дальности R_n , то амплитуда сигнала на выходе некогерентного ФП $\rho_n = C_{\text{л}} \kappa_n \times k_n R_n^{-2}$, где $C_{\text{л}}$ — постоянная ЛИД. Следовательно, распределение вероятностей p

$$p_p(\rho_1, \dots, \rho_N) = p_k[\rho_1 R_1^2 (C_{\text{л}} \kappa_1)^{-1}, \dots, \rho_N \times \\ \times R_N^2 (C_{\text{л}} \kappa_N)^{-1}].$$

Тогда вероятность пропуска цели при пороговой обработке

$$p_{\pi}(r) = \sum_{\rho_1 < g_1} \dots \sum_{\rho_N < g_N} p_p(\rho_1, \dots, \rho_N),$$

где \mathbf{g} — вектор пороговых сигналов на дальностях R_1, \dots, R_N . Вероятность $p_1(r)$ обнаружения цели на дальности R_r по первому превышению порогового уровня (первому «стоп-импульсу»)

$$p_1(r) = \sum_{\rho_1 < g_1} \dots \sum_{\rho_{r-1} < g_{r-1}} \sum_{\rho_r > g_r} \sum_{\rho_{r+1} < g_{r+1}} \dots \sum_{\rho_N} p_p(\rho).$$

Вероятность обнаружения цели на дальности R_r по последнему надпороговому импульсу

$$p_1(r) = \sum_{(\rho_1)} \dots \sum_{(\rho_{r-1})} \sum_{\rho_r > g_r} \sum_{\rho_{r+1} < g_{r+1}} \dots \sum_{\rho_N < g_N} p_p(\rho).$$

Вероятность ложной тревоги $p_{\pi}(r) = 1 - p_1(r) - p_{\pi}(r)$. Метод обработки выбирается после сравнения усредненных с весом по r рабочих характеристик, т. е. зависимостей $p_1(p_{\text{л}})$, с учетом разбросов размеров це-

лей и МО, неточностей наводки луча ЛИД на цель и т. д.

Метод выбора угловой расходимости луча ЛИД поясним на примере двумерной модели МО. Пусть, для простоты выкладок, МО появляются только на расстоянии R_m , а дальность цели $R_c > R_m$. Введем обозначения: $\Omega_m, \Omega_l, \Omega_c$ — телесные углы типичного МО, лазерного луча и цели соответственно, $\Omega_m \ll \Omega_c$; m — случайное число неперекрывающихся неконтролируемых МО, затеняющих лазерный луч, $0 \leq m \leq M$; $M = \Omega_l / \Omega_m \geq 1$ — число МО, нужное для затенения всего луча.

Воспользуемся биномиальным законом для описания m (модель случайной шахматной доски): $p(m) = C_m^M (1 - \bar{T})^m \bar{T}^{M-m}$, где \bar{T} — средняя прозрачность однородного ансамбля МО; $1 - \bar{T}$ — вероятность появления каждого из МО на дальности R_m .

Влияние МО проявляется в ослаблении сигнала от цели вследствие ее затенения и в появлении ложных отраженных сигналов из-за рассеяния света на МО. Отличить эхо-сигнал цели от сигнала МО можно в совместных измерениях дальности, яркостей и угловых размеров объектов на трассе.

Рассмотрим некогерентный ЛИД, в котором сигнал с выхода линейного последетекторного фильтра сравнивается с порогом, одинаковым для всех дальностей, и цель обнаруживается по первому превышению этим сигналом порога. Пусть $\Omega_l < \Omega_c$ и луч ЛИД наведен на центр истинной цели. Тогда амплитуда сигнала от нее $U_c(n) \sim \kappa_c (M - m) / R_c^2$, $n = M - m$. Чтобы обнаружить сигнал цели, затененной ансамблем МО с минимальной прозрачностью T_m , нужно увеличить энергию излучения лазера в T_m^{-1} раз. Допускаем, что этот запас создан. Другими словами, сигнал, отраженный от цели, будет обнаружен, если $m < g_c = M(1 - T_m)$. Амплитуда сигнала от МО $U_m(m) \sim \kappa_m m / R_m^2$, и из неравенства $U_m(g_m) < U_c(g_c)$ вытекает условие пропуска сигнала, отраженного ансамблем МО: $m < g_m = M T_m \kappa_c R_m^2 / (\kappa_m R_c)^2$. Таким образом, получаем

$$p_1 = p_1(M) = \sum_{m=0}^g C_m^M (1 - \bar{T})^m \bar{T}^{M-m}, \quad (5.9)$$

где g — ближайшее неотрицательное число, меньшее $g_c = M_{\min}(1 - T_m; T_m z)$; $z = \kappa_c R_m^2 / (\kappa_m R_c^2)$. Максимумы g

и p_1 достигаются одновременно при $T_m = (1+z)^{-1}$, т. е. при $g = g_{\max} = Mz(1+z)^{-1}$. Можно убедиться, что при этом выполняются соотношения $p_n(g_{\max}) = 0$ и $p_l(g_{\max}) = 1 - p_1(g_{\max})$. Из формулы (5.9) также следует, что если $\bar{T} > (1+z)^{-1}$, то использование возможно более узкого луча целесообразно. Для такого режима $M=1$, $p_1 = \bar{T}$, и осредняющее действие уширения луча ведет лишь к увеличению помех от МО. Очевидно также, что $p_1 = 0$, если выполняется $\Omega_l/\Omega_n > T_m$. На рис. 5.2 представлена зависимость вероятности p_1 от отношения телесных углов лазерного луча и типичного МО и от отношения коэффициентов яркостей цели и МО z при условии $R_m \approx R_n$ и средней прозрачности ансамбля МО $\bar{T} = 0,9$. Для локации перспективных длины волн, на которых значение z максимально.

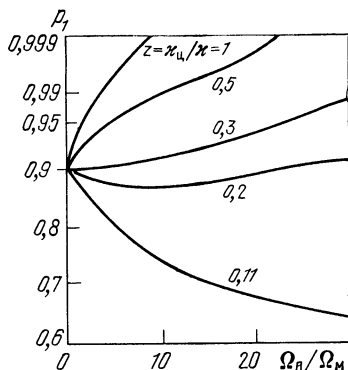


Рис. 5.2

Для измерения дальности одиночной цели «во всепогодных условиях» при изотропной атмосфере в [57] рекомендуется схема ВАРУ в соответствии с каустикой (3.14) сигналов обратного рассеяния. Но при работе в стратифицированной атмосфере характеристики ЛИД, построенного по схеме последовательного соединения: ФП+усилитель с ВАРУ+пороговое устройство с фиксированным порогом, могут быть хуже характеристик ЛИД без ВАРУ. Это относится даже к схеме ВАРУ, в которой обрабатывается геометрический закон уменьшения сигналов $K(t) \sim t^2$. При малой метеорологической дальности видимости мощность сигнала от цели достигает порогового уровня на расстояниях в несколько сотен метров, когда коэффициент передачи усилителя мал настолько, что происходит пропуск сигнала цели.

Ошибки при преобразовании «временной интервал — код». Коррелированная приборная ошибка возникает из-за дрейфа временных задержек старт-стоповых импульсов в электронных цепях. Одноканальная обработка импульсов не исключает приборную

погрешность полностью. Это объясняется различием импульсов по форме и амплитуде. Схемы временной привязки, стандартизирующие старт-стоповые сигналы, позволяют снизить указанную погрешность примерно до 1,5 см. Определение расстояния, как правило, основано на подсчете числа импульсов эталонной частоты f_0 в промежутке между импульсами. Ошибка однократного измерения задержки $t_{\text{ц}}$ составляет $\Delta t_{\text{ц}} = T_1 - T_2 + t_{\text{ц}} \Delta f_0 / f_0$, где T_1 и T_2 — остаточные погрешности оценок положения старт-овых и стоповых импульсов, $|T_1| + |T_2| \leq 2/f_0$.

Бортовые цезиевые стандарты частоты имеют нестабильность частоты $\Delta f_0 / f_0 \approx 3 \cdot 10^{-11}$ при массе 20 кг. Долговременная нестабильность промышленных кварцевых генераторов $\Delta f_0 / f_0 \approx (1 \dots 2) \cdot 10^{-6}$. Если априорный разброс $\sigma t_{\text{ц}} \gg f_0^{-1}$, то распределения остаточных интервалов T_1 и T_2 равномерные, их разность описывается треугольным законом Симпсона и, следовательно, $\sigma^2 t_{\text{ц}} \approx (6 f_0^2)^{-1}$, а при синхронизации начала счета и старт-импульса $\sigma^2 t_{\text{ц}} \approx (12 f_0^2)^{-1}$. Для повышения точности измерений остаточных интервалов используют аналого-цифровые методы, дающие разрешение до 10^{-13} с.

Приведем в заключение значения погрешностей ЛИД на станции Goddard Space Flight Center (США) для локации ИСЗ с помощью импульсов длительностью 4 нс: калибровка 1,7 см; определение среднего положения по десяти импульсам 3,3 см, стабильность системы 4 см, распространение в атмосфере 3 см, незнание положения центра отражения ПСВ относительно центра массы ИСЗ 2,9 см, привязка к системе единого времени 3,5 см (5 мкс). Суммарная погрешность 7,7 см [9].

2. Интерферометрические измерители дальности (ИИД) — аналоги доплеровских РЛС, предназначены для прецизионных измерений изменений дальности одной цели. Из-за малой длины когерентности тепловых источников они имеют структурную схему 4-плечевого интерферометра (рис. 5.3). Зеркало $M1$ (световозвращатель) выполняет роль цели, плечо с зеркалом $M2$ служит для совмещения цугов опорной и сигнальной волн в пределах длины когерентности $|R_1 - R_2| \ll L_{\text{к}} = c / \Delta f$, где Δf — полоса частот источника H . При использовании лазеров $L_{\text{к}} > 1$ км, и дальность действия ИИД ограничена влиянием турбулентности среды. Максимум сигнала на выходе Φ_P наблюдается при $|R_1 - R_2| = Nc / f$, N — целое число. Если одно из зеркал установлено на-

клонно к оптической оси, то на поверхности $\Phi\bar{П}$ возникает картина светлых и темных полос, бегущих вперед или назад при смещении цели. С помощью мозаики $\Phi\bar{П}$ можно зафиксировать число ΔN периодов биений с учетом знака радиальной скорости цели (прямой или реверсивный счет). Методами, не использующими измерения фазы, достигаются погрешности оценки длины $\sigma R \approx \lambda/2, \dots, \lambda/16$. Еще большую точность имеют многолучевые интерферометры.

3. Фазовые светодальномеры (ФСД) включают в себя приемопередатчик, фазометр (фазовращатель), генератор модулирующих частот и взаимный отражатель на цели. Они применяются в геодезии, при измерении движений земной коры и ледников, в метрологии, при юстировке радиоантенн, в строительном деле и т. д. Дальность определяется по разности фаз зондирующего и отраженного сигналов, промодулированных по потоку или поляризации гармоническими колебаниями с длинами волн λ_m , $m=1; 2; \dots$. Оценка расстояния единственной на трассе цели определяется по формуле $\hat{R}_ц = \lambda_m [N_m + \hat{\varphi}_m / (2\pi)] / (2\hat{n}_r)$, где N_m — число целых полуволн в измеряемом расстоянии; $\hat{\varphi}_m$ — оценка правильной дробной части задержки фазы, $0 < \varphi_m < 2\pi$.

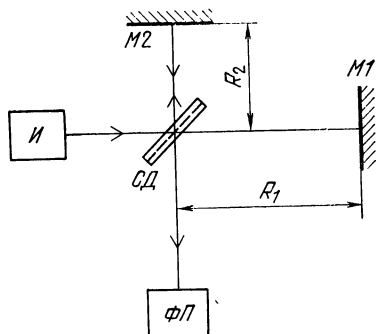


Рис. 5.3

В светодиодных и лазерных передатчиках используется внутренняя модуляция излучения. Внешняя модуляция основана на электрооптических эффектах Керра, Поккельса или на явлении дифракции света на ультразвуковых волнах. Для минимизации ошибок, вызванных нестабильностями $\Phi\bar{П}$ или электронных трактов, отраженный сигнал целесообразно демодулировать с помощью синхронного оптического клапана, устанавливаемого перед $\Phi\bar{П}$. Для этого применяют один из типов внешнего модулятора, который управляется модулирующим электрическим сигналом. Меньшая погрешность

измерений получается при демодуляции фазы с помощью изменения с частотой $f_m = c/\lambda_m$ режимов питания на собственных или налагаемых на внешнюю поверхность ФП электродах. Несмещенная оценка дальности одночастотным ФСД возможна, если величина N_m известна точно, т. е. если расстояние R_d определено с точностью $\pm \lambda_m/4$. Неоднозначность оценки разрешается в результате анализа поведения фазы $\hat{\varphi}_m$ при дискретном или плавном изменении модулирующей частоты f_m по известному закону или при перемещениях цели (дальномера) по заданной траектории. Дробную часть задержки фазы φ_m оператор измеряет с помощью регулируемого компенсирующего фазовращателя, установленного в цепи управления приемным модулятором. При оценке φ_m цифровым фазометром подсчитывается число импульсов эталонной частоты в интервале между нулевыми значениями модулирующего и пришедшего сигналов. Нормальная погрешность оценки дальности цели определяется ошибкой измерения фазы на самой высокой частоте модуляции. Оценки фазы на остальных частотах используются для снижения аномальных погрешностей измерения дальности. Относительная нормальная погрешность вычисляется по формуле

$$\frac{\sigma^2 R_d}{R_d^2} = \frac{c^2 \sigma^2 \hat{\varphi}_m}{(4\pi R_d f_m n_r)^2} + \frac{\sigma^2 \hat{f}_m}{f_m^2} + \frac{\delta^2 c}{c^2} + \frac{\sigma^2 \hat{n}_r}{n_r^2} + \frac{\delta^2 R_d}{R_d^2},$$

где δR_d — коррелированная погрешность, возникающая в трактах ФСД и на отражателе цели.

Если энергия сигнала $U(t)$ на входе ФП равна $E = \int |U(t)|^2 dt$, а односторонняя спектральная плотность шума $S(f) = S$, то из неравенств Крамера—Рао следует

$$\sigma^2 \hat{\varphi}_m \geq S/(2E); \quad \sigma^2 \hat{f}_m \geq S/(2ET_s^2), \quad (5.10)$$

где T_s — среднеквадратическая длительность сигнала,

$$T_s^2 = \int t^2 |U(t)|^2 dt / E - \left[\int t |U(t)|^2 dt / E \right]^2. \quad (5.11)$$

Для прямоугольного импульса длительностью Δt_n с квазимонохроматическим заполнением $T_s = \Delta t_n / \sqrt{12}$.

Стационарные частотомеры имеют относительную ошибку $\Delta f_m / f_m = \pm [\delta_0 + (f_m T)^{-1}]$, где δ_0 — относительная нестабильность опорного генератора ($10^{-6} \dots 10^{-8}$); T —

время счета. Погрешности стационарных измерителей разности фаз $\Delta\hat{\varphi}_m = (0,2^\circ, \dots, 0,5^\circ) \pm 0,01\varphi_m$; ($|\varphi_m| \leq 180^\circ$, $20 \text{ Гц} < f_m < 1 \text{ МГц}$). Как и в ИД, источниками ошибок в ФСД являются пространственно-временная неоднородность излучения, заключающаяся в изменении фазы модуляции в сечении пучка (фазовость пучка), а также зонные нестабильности времени пролета носителей в ФП. Если диапазон дальностей целей велик, то требуется ряд сильно различающихся модулирующих частот, например $f_m = f_1/10^{m-1}$. Можно, однако, убедиться, что заданную точность обеспечивает набор частот f_1 ; $0,9f_1$; $0,99f_1$, ... Другой метод раскрытия неоднозначности оценки дальности состоит в подсчете числа N переходов фазы φ_m через нулевое значение при монотонном изменении модулирующей частоты от f_1 до f_2 . Оценка дальности при этом $R_{\Pi} = cN / (2|f_1 - f_2|n_r)$. Пользуясь выражением (5.5) для дисперсий, получаем $\sigma^2 R_{\Pi} / R_{\Pi}^2 \approx \approx 4n_r R_{\Pi}^2 (\sigma^2 f_1 + \sigma^2 f_2) (cN)^{-2}$. Погрешности измерения частоты σf определяются в основном погрешностями определения ситуаций, в которых $\varphi_m = 0$, т. е. ошибками измерения фазы.

Фазовый метод измерения дальности отличается от импульсного существенно меньшими инструментальными погрешностями (менее $\pm 1 \text{ мм}$), т. е. более высокой точностью. Как показано в п. 4.5.1, при заданной энергии сигнала в режиме приема ОФ дальность действия у некогерентного ИД должна быть больше, чем у ФСД. Но, помимо ограничений по тепловому режиму, для источников излучения имеются ограничения на пиковый поток. Тогда применение ФСД с его непрерывным источником излучения может стать более выгодным. Преимущества ФСД и ИД совмещаются в импульсно-фазовых дальномерах (ИФД). Импульсы лазерного передатчика модулируются гармоническим радиосигналом, так чтобы на импульс приходилось не менее 5—10 периодов колебаний.

Абсолютная дальность определяется импульсным методом путем осреднения. Изменения дальности оцениваются по фазе задержки отраженного сигнала, формируемого стробируемой цепью ФАП. Стробирование обеспечивает различение многих целей и уменьшение фоновых помех. Однако ВЧ модуляция не является необходимой в ИФД. Спектр последовательности импульсов с постоянной частотой повторения представляет собой сумму

гармоник. Дополнительные набеги фаз гармоник отраженного сигнала пропорциональны их номеру и дальности цели. Эти гармоники можно рассматривать как дискретный набор модулирующих частот ФСД и обрабатывать описанными выше методами [58]. Выбор формы зондирующих импульсов определяет соотношение между нормальными и аномальными погрешностями измерений. Как правило, одно измерение с помощью ФСД (прием), включающее раскрытие неоднозначности на всех масштабных частотах и введение метеорологических поправок, длится более 30 с. Из пп. 3.1, 3.2 следует, что метеорологическая погрешность в ФСД обусловлена в основном ошибкой представительства температуры. Погрешности геодезических радиодальномеров определяются в первую очередь воздействием сигналов от МО и ошибкой оценки влажности.

4. Дальномеры с оптической обратной связью (ДОС) через отражатель на цели основаны на использовании переменной частоты квазигармонической модуляции или повторения импульсов, при этом проблема неоднозначности оценки дальности не возникает. Модулятор передатчика в ДОС управляется сигналом с выхода фотоприемного устройства. Удвоенное расстояние между ДОС и целью играет роль переменной оптической линии задержки. Поток излучения передатчика противофазен управляющему сигналу, поэтому в замкнутом кольце возникают колебания с периодом $T_m = 1/f_m$, равным удвоенному времени задержки сигнала в контуре. Расстояние до объекта вычисляется по формуле $R_{\pi} = c / (4f_m n_r) - r_d$, где r_d — постоянная дальномера, определяемая при калибровках. Дисперсия оценки $\sigma^2 R_{\pi} \approx (4 \langle n_r \rangle R^2 / c)^2 \sigma^2 f_m + \delta^2 r_d$. Для уменьшения требуемого диапазона частот f_m можно использовать частотную подставку (поднесущую в модуляторе передатчика) [58]. В импульсном ДОС источник запускается импульсом, отраженным от цели, новый импульс снова направляется к цели. Между источником и ФП включена регулируемая компенсирующая линия задержки (ЛЗ), с помощью которой частота повторения импульсов подстраивается под опорное значение. Введение ЛЗ позволяет снизить частоту повторения импульсов, но за счет ухудшения точности измерения малых расстояний.

5. Амплитудный дальномер (АД). Работа АД основана на сравнении уровней сигналов, принятых непо-

средственно от передатчика и от взаимного отражателя.
Среднее число ОИ в отраженном сигнале

$$\bar{\rho}(R) = \bar{\rho}_n [d_y^2 / \omega^2(R)] [d_\phi^2 / d_\Pi^2(R)] T_\Pi T_A(R) + \bar{\rho}_{\text{ш}},$$

где $\bar{\rho}_n = \bar{\rho}(0)$ — среднее число ОИ передатчика; $\omega(R)$ — диаметр перетяжки лазерного пучка; $d_\Pi(R)$ — диаметр сечения отраженного пучка в плоскости приема (см. (3.10)); d_y и d_ϕ — диаметры отражателя и приемного объектива АД (предполагается коаксиальное расположение приемопередатчика); T_Π и $T_A(R)$ — коэффициенты пропускания приемопередатчика и атмосферы; $\bar{\rho}_{\text{ш}}$ — среднее количество аддитивных шумовых ОИ за период наблюдения. Для определения погрешности АД достаточно воспользоваться упрощенным уравнением $\rho(R) \approx \rho_n K / R^4 + \rho_{\text{ш}}$, где K — постоянная АД.

Алгоритм оценки дальности $\hat{R} = \hat{\rho}_n K / (\rho(R) - \bar{\rho}_{\text{ш}})^{1/4}$, его дисперсия определяется с помощью формулы (5.5):

$$\sigma^2 \hat{R} \approx [d\hat{R}/d\bar{\rho}]^2 \sigma^2 \rho = [R^8 / (16\bar{\rho}_n K) + \bar{\rho}_{\text{ш}} R^{10} / (16\bar{\rho}_n^2 K^2)].$$

Использование АД, погрешность которого быстро растет с расстоянием, для локации некооперируемых целей неперспективно вследствие больших флуктуаций постоянной K . Этот недостаток отсутствует в амплитудном базовом дальномере (АБД), в котором два ФП для определения интенсивности света расположены вдоль линии визирования цели на известном расстоянии L один от другого. Этот дальномер пригоден для локации взаимных, случайных целей и объектов в естественном блеске. Пусть, например, средние числа ОИ на выходах двух счетчиков фотонов $\bar{\rho}_x(R) = \bar{\rho} [R_M / (R + L_x)]^2 + \bar{\rho}_{\text{ш}}$, где $x=1; 2$; $L_1=0$, $L_2=L$; $\bar{\rho}$ — среднее число ОИ на выходе первого счетчика от самой неблагоприятной цели на максимальной тактической дальности R_M . Алгоритм оценки дальности $\hat{R} = L(\rho_2 - \bar{\rho}_{\text{ш}})^{1/2} / [(\rho_1 - \bar{\rho}_{\text{ш}})^{1/2} - (\rho_2 - \bar{\rho}_{\text{ш}})^{1/2}]$, дисперсия определяется по формуле (5.5):

$$\sigma^2 \hat{R} = \left(\frac{R}{R_M} \right)^2 \left(\frac{(R+L)^4 + R^2(R+L)^2}{\bar{\rho} L^2} + \right. \\ \left. + \frac{\bar{\rho}_{\text{ш}} [(R+L)^4 + R^4] (R+L)^2}{\bar{\rho}^2 L^2 R_M^2} \right).$$

6. Дальномер с фокусировкой изображения (ДФИ) основан на принципе максимизации контраста изображения в плоскости фотоприема с помощью подвижек объектива относительно нее. Датчиком разности между степенью контраста при фокусировке и дефокусировке может служить сканирующий изображение ФП с малой чувствительной площадкой, коэффициент модуляции сигнала на выходе которого тем выше, чем лучше фокусировка. Степень контраста можно определить и глазом, наблюдая изображение на матовом стекле. Расстояние x от задней фокальной точки до изображения точечного источника с дальностью R вычисляется по формуле $x=b^2/(R-b)$, где b — фокусное расстояние объектива. Дисперсия оценки дальности ($\hat{R}=b^2/\hat{x}+b$) определяется выражением:

$$\sigma^2 \hat{R} = (R-b)^4 \sigma^2 \hat{x} / b^4 + (2R-b)^2 \delta^2 b / b^2.$$

Здесь $\delta^2 b$ — квадрат погрешности определения фокусного расстояния; $\sigma^2 \hat{x} = \sigma^2 \hat{x}_1 + \sigma^2 \hat{x}_2$, где $\sigma^2 \hat{x}_1$ — дисперсия ошибки измерения расстояния x (например, с помощью микрометра), $\sigma^2 \hat{x}_2$ — дисперсия погрешности установки объектива в положение, соответствующее наилучшему контрасту изображения; она зависит от типа датчика рассогласования и отношения $(C/\text{Ш})^2$.

5.3. Методы измерения скорости

1. Оценки скорости по измерениям дальности широко используются в некогерентных ОЭЛ. Рассмотрим совместные оценки дальности $R_{\text{ц}}$, скорости V и ускорения a по N равноточным измерениям дальности $R_n = R(t_n)$; $n=1, 2, \dots, N$; $t_N < t_{N-1} < \dots < t_1$. Если в течение периода наблюдения $T = t_1 - t_N = (N-1)\tau$ ускорение цели неизменно, то $R_n = R_1 + (N-n)V\tau + a(N-n)^2\tau^2/2$. Последнюю формулу следует подставить в выражение (5.2) для функции правдоподобия, расширив ее на N циклов наблюдения, и описанными в § 5.1 методами определить наилучшие оценки. При большом отношении $(C/\text{Ш})^2$ функцию правдоподобия можно аппроксимировать многомерным гауссовским законом, так что ее логарифм $\ln L(\hat{R}|R_{\text{ц}}, V, a) = \sum [\hat{R}_n - R_{\text{ц}} - (N-n)V\tau - a(N-n)^2\tau^2/2]^2$, где \hat{R}_n — парциальная оценка дальности в n -м цикле; $R_{\text{ц}}$ — истинное положение цели в момент t_1 . Система

уравнений для максимально правдоподобных оценок имеет вид

$$\begin{aligned}\hat{R}_n \sum_{n=1}^N n^x + \tau \hat{V} \sum_{n=1}^N n^x (N-n) + \tau^2 \hat{A} \sum_{n=1}^N n^x (N-n)^2/2 = \\ = \sum_{n=1}^N n^x \hat{R}_n; \quad x=0,1,2.\end{aligned}$$

Решение этой системы:

$$\begin{aligned}\hat{R}_n = \Sigma \hat{R}_n \{3/N - 6n(4n^2 - 5N - 6)/[(N+1)(N^2 - 4)] + \\ + 30n^2/(N^2 + 3N + 2)\}, \\ \hat{V} = \frac{6}{N\tau(N^2 - 4)} \sum \hat{R}_n \left[\frac{6 - 5N - N^2}{N-1} + \right. \\ \left. + \frac{(28N^2 - 22)n}{N^2 - 1} - \frac{30n^2}{N+1} \right].\end{aligned}\quad (5.12)$$

Из выражения (5.12) определяем дисперсию оценки скорости:

$$\begin{aligned}\sigma^2 \hat{V} = \frac{36\sigma^2_1 \hat{R}}{[N\tau(N^2 - 4)]^2} \sum \left[\frac{6 - 5N - 4N^2}{N-1} + \right. \\ \left. + \frac{(28N^2 - 22)n}{N^2 - 1} - \frac{30n^2}{N+1} \right]^2,\end{aligned}$$

где $\sigma^2_1 \hat{R}$ — дисперсия однократного измерения дальности. Алгоритмы оценок дальности и постоянной на интервале T скорости цели определяются аналогично:

$$\begin{aligned}\hat{R}_n = 6\Sigma n R_n / (N^2 + N) - 2\Sigma R_n / N; \\ \hat{V}_\tau = 12\Sigma n R_n / (N^3 - N) - 6\Sigma R_n / (N^2 - N).\end{aligned}$$

Нормальные стандартные погрешности этих оценок:

$$\sigma \hat{R}_n = \sigma_1 \hat{R} [(4N - 2)/(N^2 + N)] \quad ; \quad \sigma \hat{V}_\tau = \sigma_1 \hat{R} \sqrt{12}/(N^3 - N)^{1/2}.$$

2. Доплеровские измерители скорости (ДИС) по существу оценивают сдвиг f_d частоты f несущего или поднесущего колебаний, отраженных или излученных целью. Частота f_d пропорциональна количеству длин полуволн (или волн в беззапросном режиме), пробегаемых нерелятивистской целью в единицу времени: $f_d \approx 2nV/\lambda$, где n — показатель преломления среды, неподвижной относительно ОЭЛ; V — относительная радиальная скорость

перемещения ОЭЛ и цели, точнее, ее элементарных отражателей. Например, при горизонтальном полете летательного аппарата (ЛА), оборудованного ДИС с расположенным в вертикальной плоскости узким лучом, ось которого составляет угол ϑ с местной вертикалью, расстояние между ЛА и световым пятном на ровной поверхности Земли («целью») будет неизменным, однако доплеровский сдвиг отличен от нуля: $f_d \approx 2Vn \sin \vartheta / \lambda$. Величина f_d не зависит от вида рельефа (парадокс гористой местности), хотя ее и нельзя измерить над зеркальной поверхностью, если $\vartheta \neq 0$. Наоборот, при сканировании лучом протяженной цели, неподвижной относительно ОЭЛ, расстояние до светового пятна на ней изменяется, но доплеровский сдвиг, конечно, равен нулю. По оценкам дальностей и доплеровских частот в многолучевых ДИС можно определить высоту полета, направление местной вертикали и трехмерный вектор скорости ЛА.

Ошибки доплеровских измерений скорости полета ЛА над морем объясняются, в частности, влиянием движений частиц воды, циркулирующих в вертикальной плоскости [43]. Погрешности измерений горизонтальных компонентов скорости полета: $\sigma \hat{V}_x = -V_T \cos \varphi$, $\sigma \hat{V}_y = V_T \sin \varphi$, где V_T — модуль эффективной скорости течения, зависящий от глубины ослабления воды; φ — угол между векторами скоростей полета и течения. Оценка радиальной скорости цели $\hat{V} = f_d \lambda / 2$, ее дисперсия $\sigma^2 \hat{V} = \lambda^2 \sigma^2 f_d / 4$, поэтому при $\sigma^2 f_d = \text{const}$ стандарт $\sigma \hat{V} \propto \lambda$. Точность оценки доплеровской частоты зависит от методов ее регистрации, которые рассматриваются ниже.

Когерентные ДИС с немодулированной несущей могут иметь оптическую схему, аналогичную схеме ИИД (см. рис. 5.3). Погрешность оценки неизвестного параметра f_d определяется выражениями (5.10) и (5.11), которые справедливы, если разность оптических путей опорного и сигнального пучков много меньше длины когерентности источника. В противном случае относительная погрешность f_d ограничивается кратковременной нестабильностью частоты передатчика и паразитной модуляцией пучка турбулентностью среды. В импульсных когерентных локах широко используются методы СДЦ, основанные на межпериодной компенсации сигналов от неподвижных или движущихся с известной скоростью МО. Чем меньше длина волны λ локатора с СДЦ, тем больше в заданном диапазоне скоростей цели

значений «слепых» скоростей: $V_c = 0,5k\lambda F_n$, где F_n — частота повторения импульсов; $k=1, 2, \dots$ [7]. Период T_d , в течение которого доплеровский набег фазы достигает 360° , $T_d = 0,5\lambda/V$. Так, при $V=1$ м/с T_d ($\lambda=3$ см) $= 1,5 \cdot 10^{-2}$ с, а в оптическом диапазоне T_d ($\lambda=10$ мкм) $= 5 \cdot 10^{-6}$ с, т. е. соизмерим с длительностью импульса. Разрешение цели и МО в локаторах с СДЦ зависит от ширины спектральных линий излучения передатчика и местного гетеродина (шумовой частотной модуляции или мерцаний фазы).

Жесткая стабилизация частоты требуется в ДИС без запроса или с активным ответом, причем на цели помимо источника можно использовать телеметрический канал передачи кодового числа, соответствующего точному значению излучаемой частоты. Тогда приемник на ОЭЛ определяет различие между значением кодового числа и оценкой частоты сигнала.

Когерентные ДИС прозрачных однородных сред можно создать на основе явления увлечения света (эффекта Физо). Из формул Лоренца для сложения релятивистских скоростей следует, что скорость света в среде с коэффициентом преломления $n(\lambda)$ при движении среды со скоростью V относительно ОЭЛ описывается выражением [19]

$$\begin{aligned} c_n(V) &\approx c/n(\lambda_1) \pm V[1 - 1/n^2(\lambda_1)] = \\ &= c/n(\lambda) \pm Vs(\lambda), \end{aligned} \quad (5.13)$$

где $\lambda_1 \approx \lambda(1 \pm nV/c)$ — длина волны излучения в среде, обусловленная эффектом Доплера, знак «—» соответствует встречному движению света и среды; $s(\lambda) \approx 1 - n^{-2}(\lambda) = [\lambda dn(\lambda)/d\lambda]/n(\lambda)$ — коэффициент увлечения света средой.

Если в плечо интерферометра (см. рис. 5.3) поместить кювету с прозрачной средой и привести среду в движение, то дополнительная разность хода лучей вызовет смещение интерференционной картины, которое можно измерить с помощью ФП. Чувствительность прибора увеличивается при многократном прохождении света через кювету, но особенно перспективно применение кольцевого лазера, в котором разность хода между встречными лучами преобразуется в разность их частот (рис. 5.4). Оптическая длина кюветы K равна nL , и, как следует из (5.13), относительное изменение длин опти-

ческих путей в кольце $\Delta L; \dot{L} = \Delta n \dot{l} / \dot{L} = \pm n^2 s l \dot{V} / (c L)$. В кольцевом лазерном интерферометре частота генерации зависит от длины резонатора: $f_{\mp} = mc / (L \pm \Delta L)$, где m — продольный индекс волны. Из очевидного равенства $\Delta f / f = -\Delta L / L$ определяем частоту биений встречных пучков: $f_d = 2n^2 s l \dot{V} / (\lambda L)$. Если положить, что $dn(\lambda) / d\lambda = 0$, то дисперсия оценки $\dot{V} = \lambda L f_d / [2l(n^2 - 1)]$ находится по формуле

$$\sigma^2 \dot{V} = \lambda^2 L^2 (\sigma^2 f_d + 4V^2 n^2 \delta^2 n) / [2l(n^2 - 1)]^2,$$

где $\delta^2 n$ — квадрат погрешности определения показателя преломления среды. Вращение кольцевого лазера вызывает дополнительное смещение частоты Δf_v вследствие эффекта Саньяка [60]:

$$\Delta f_v = 4\Omega S / (\lambda L) = 2\Omega r / \lambda, \quad (5.14)$$

S и L — площадь и периметр контура; r — эффективный радиус контура, который для правильного многоугольника является радиусом вписанной окружности; Ω — угловая скорость вращения. Формула (5.14) описывает алгоритм работы лазерных гироскопов, которые можно использовать для прецизионных измерений угловой скорости и угла поворота в инерциальном пространстве, а следовательно, и для коррекции показаний ДИС однородных сред.

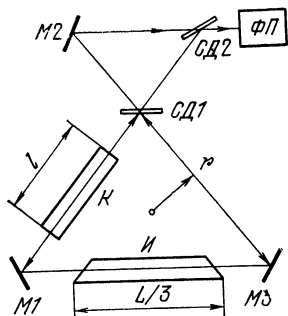


Рис. 5.4

Лазерные доплеровские анемометры (ЛДА), в которых анализируется движение рассеивающих частиц в точках потока газов или жидкостей, используются для измерения скоростей самолетов, кораблей,

диагностики атмосферных течений и работы двигателей, снятия карт скоростей обтекания объектов и т. д. ЛДА характеризуют дистанционность, неконтактность, высокое пространственное разрешение, быстроедействие и точность. Устройство (рис. 5.5,а) включает в себя лазерный излучатель И, передающую оптику (зеркала СД, М и объектив Л1), которая фокусирует по край-

ней мере 2 пучка ($I1$ и $I2$) на малый измерительный объем O в анализируемом потоке Π , приемную оптику (объектив $\Pi2$, диафрагма D , светофильтр $СФ$). Приемная оптика направляет излучение, рассеянное частицами $Ч$ в объеме O , на фотоприемное устройство ($\Phi\P$). Электронный сигнал с выхода $\Phi\P$ поступает на систему обработки и индикации. Это двухлучевой ЛДА, в кото-

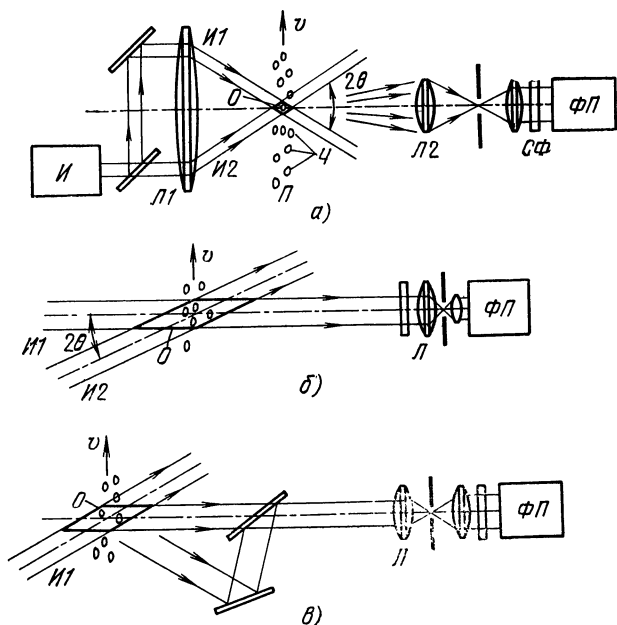


Рис. 5.5

ром анализируются доплеровские сдвиги частот световых волн после рассеяния в одном направлении двух падающих под углом 2θ друг к другу пучков. На рис. 5.5,б изображена схема ЛДА с опорным пучком, в котором измеряются биения частот нерассеянного опорного пучка $I1$ и рассеянного в направлении $I1$ излучения второго пучка $I2$.

Принцип работы ЛДА с одним падающим пучком основан на оценках разницы доплеровских сдвигов частот колебаний, рассеянных каждой из частиц под двумя заданными направлениями (рис. 5.5,в). В любом типе ЛДА при пролете одиночной частицы через объем O на

ФП поступает импульс, модулированный доплеровской частотой $f_d = 2V \sin \theta / \lambda$, с длительностью, пропорциональной времени T_p пролета. Так как $f_d \sim V$ и ширина вторичного доплеровского спектра $\Delta f_d \sim 1/T_p \sim V$, то $\Delta f_d / f_d$ не зависит от скорости движения частицы. Обычно $\Delta f_d / f_d \approx 10^{-1} \dots 10^{-2}$. Спектр элементарного импульса зависит от ширины лазерной линии, он уширяется за счет турбулентности и броуновского движения частиц. Динамика движения частицы в потоке определяется ее формой, размерами, весом и плотностью жидкости. Поэтому желательно применение искусственных частиц, параметры которых можно контролировать. Рассеяние на ансамбле частиц дает доплеровский сдвиг, пропорциональный их средней скорости. Разброс скоростей проявляется в уширении спектра сигнала: $\Delta f_d \approx \approx 2\Delta V \sin \theta / \lambda$. Для ЛДА с опорным пучком, который является когерентным детектором излучения, увеличение площади S_p приемного объектива ведет к росту отношения $(C/W)^2$, если выполняется условие когерентности апертуры: $S_p \leq \min [\lambda^2 / \Omega_0; S_k]$, где Ω_0 — телесный угол измерительного объема O ; S_k — площадь когерентности в турбулентной среде.

Мощность рассеянного сигнала $P_p \propto MNS_p$, где M — освещенность сечения измерительного объема; N — число частиц в объеме. Так как $M \propto 1/w^2$, $N \propto w^3$ и $S_p \propto 1/w^2$, то отношение $(C/W)^2$ тем выше, чем меньше диаметр w перетяжки опорного пучка, расположенной в измерительном объеме, и чем больше концентрация частиц. Двухлучевые ЛДА, для которых критерий когерентности не является ограничительным, обычно применяются при оценивании скоростей потоков с малой концентрацией частиц, так как при перекрытии импульсов от различных частиц вследствие осреднения глубина доплеровской модуляции уменьшается. Описанные ЛДА измеряют модуль одного компонента относительной скорости. Частотная подставка гетеродина (опорного пучка) позволяет определить знак этого компонента. Для измерения полного вектора скорости потока можно воспользоваться симметричной системой из трех или четырех пересекающихся в объеме O лучей с различными частотами несущих.

Другой способ состоит в применении пространственного детектирования. Так, лазер и три ФП можно расположить в вершинах тетраэдра, а объем O — в его

центре. Поле мгновенных скоростей сложного объекта можно получить с помощью координатно-чувствительного ФП и лазера, частота которого подстраивается так, чтобы остановить интерференционную картину биений, соответствующих точкам, движущимся с постоянной заданной скоростью. Этот способ похож на метод череспериодной компенсации сигналов МО в РЛС. В области пересечения двух плоских пучков образуется зона интерференции с полосами, имеющими в сечении протяженность $d_{\pi} = \lambda / (4 \sin \vartheta)$, ϑ — угол между пучками. В лазерных доплеровских измерителях скорости — велосиметрах (ЛДВ) эта зона совмещена с рассеивающей поверхностью, скорость движения носителя относительно которой определяется по частоте эхо-сигнала. В п. 3.5.1 отмечалась роль эффекта Доплера в объяснении мерцаний цели. Гранулярность изображения диффузной поверхности цели, освещенной лазерным светом, можно использовать для измерения ее тангенциальных смещений. Корреляция гранулярных изображений текущего и исходного состояний цели позволяет выделить области ее деформаций (метод гранулярной интерферометрии сдвигов). Оценки скоростей вращения тел с известным диаметром по вторичному доплеровскому спектру используются в локационной астрономии. Если ось вращения цели направлена на ОЭЛ, то гранулярная структура повторяется с частотой вращения. Эта частота определяется по автокорреляционной функции случайного сигнала с фиксированного направления.

Некогерентные ДИС с додетекторной селекцией поля измеряют сдвиги частоты с помощью светофильтров и естественной избирательности ФП. Можно, например, воспользоваться узкополосным фильтром — эталоном Фабри—Перо, который состоит из двух параллельных, плоских с точностью до $\lambda/200$ пластинок, на внутренние поверхности которых нанесены покрытия с коэффициентами отражения r и поглощения a [19]. Прозрачность эталона $T_0 = [1 - a / (1 - r)]^2$, его полоса частот $\Delta\lambda = \lambda^2 (1 - r) (4\pi n L \sqrt{r})^{-1}$, где L — расстояние между зеркалами; n — показатель преломления среды. При нестабильности длины резонатора $\Delta L / L \approx 10^{-6}$ можно измерять доплеровские частоты $f_d > 100$ МГц.

Некогерентные ДИС с СВЧ модуляцией оптического излучения содержат некогерентный (детекторный) ФП с оптимальным последетекторным фильтром,

выделяющим СВЧ поднесущую f_m , доплеровский сдвиг которой $f_{mд} = 2Vf_m/c$ определяется радиотехническими методами. Влияние турбулентности в таких ДИС незначительно, характерная для оптических систем пространственная направленность сохраняется.

5.4. Методы измерения угловых координат

1. Оптические модуляторы изображения (ОМ) используются в некогерентных системах измерения угловых координат целей как подсвечиваемых, так и в естественном блеске. Как правило, телесный угол поля зрения $\Omega_{\text{п}}$ в системах с ОМ намного больше телесного угла $\Omega_{\text{ц}}$ цели. В результате вращения ОМ (растра, трафарета) в окрестностях изображения цели (возможно, расфокусированного) или при вращении (нутаии) этого изображения относительно неподвижного ОМ происходят преобразование оптических сигналов в электрические и пространственная фильтрация малоразмерной цели на мешающих фонах. Модуляция потока, широко применяемая в радиометрах, позволяет перенести частотные компоненты сигнала в область, где НЧ шумом мерцания (фликкер-шум) ФП можно пренебречь.

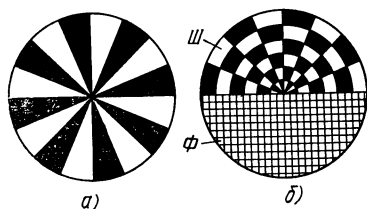


Рис. 5.6

На рис. 5.6,а изображен амплитудный ОМ, коэффициент модуляции сигнала на выходе которого тем больше, чем больше радиальное ук-

лонение цели от центра O растра.

Для определения азимута цели необходимо изменение свойств ОМ вдоль окружности вращения. Так, в фазоимпульсном ОМ (рис. 5.6,б) глубина модуляции излучения шахматным полудиском $Ш$ характеризует радиус отклонения цели, а фаза импульсных цугов, формируемых фазирующим полудиском $Ф$ — ее азимут. Фильтрующие свойства шахматного растра по отношению к протяженному фону рассматривались в п. 5.2.1. Неравномерности средней прозрачности разных участков растра усиливают влияние неоднородностей фона, поэтому Л. М. Биберман [2] предложил ОМ с одинаковыми сред-

ними прозрачностями фазирующего и модулирующего полудисков. Другой пример «антифонового» ОМ — двухцветный растр. С помощью светофильтров можно выделить две области спектра так, чтобы в любой из них наблюдался один и тот же фоновый ток на выходе ФП. Растр, изготовленный из чередующихся светофильтров выбранных типов, будет модулировать в основном излучение цели. Число растров так велико [1—3], что выбор наилучшего из них становится затруднительным. Например, антифонные растры плохо модулируют излучение протяженных объектов, но размеры изображений целей, имеющие оприорный разброс, меняются с дальностью, что неблагоприятно отражается на форме пеленгационных характеристик. При большом фоновом потоке дробовой шум в датчике с растром Бибермана в три раза больше, чем с растром с непрозрачным фазирующим полудиском.

Пространственно-частотная характеристика оптимального фильтра — ОМ определяется по формуле, аналогичной (4.19):

$$H(a, b) = [G^*(a, b) / S(a, b)] \exp [-2\pi i \times (ax + by)], \quad (5.15)$$

где a, b — пространственные угловые частоты; G — комплексный пространственный спектр энергетической освещенности $M(x, y)$ изображения цели; $S(a, b)$ — спектральная плотность освещенности аддитивного фона. Оптимальная частотная характеристика ОМ для цели со случайной освещенностью, заданной спектральной плотностью $S_c(a, b)$, является двумерным аналогом выражения (4.20) [3]:

$$H(a, b) = S_c(a, b) / [S_c(a, b) + S_{\text{ш}}(a, b)],$$

где $S_{\text{ш}}(a, b)$ — спектральная плотность освещенности независимого аддитивного фонового сигнала. Отношение $(C/\text{Ш})^2$ мощности сигнала от цели к среднеквадратической мощности освещенности фона на выходе ОМ определяется выражением

$$(C/\text{Ш}^2)_{(x,y)} = \frac{\left| \iint G(a, b) H(a, b) \exp [2\pi i (ax + by)] da db \right|^2}{\iint S_{\text{ш}}(a, b) |H(a, b)|^2 da db} \quad (5.16)$$

Подстановка (5.15) в (5.16) дает $(C/\text{Ш})^2 = \iint |G(a, b)|^2 \times \times da db / S_{\text{ш}}(a, b)$.

Растры уменьшают величину отношения энергии сигнала к спектральной плотности внутреннего и квантового шумов, но если их поглощающие участки выполнить в виде плоского зеркала, то с помощью второго ФП эти потери можно снизить. Весовая функция ОМ, соответствующая (5.15), отлична от нуля в пределах телесного угла цели $\Omega_{\text{ц}}$. К. п. д. такого ОМ при линейном равномерном просмотре телесного угла поля $\Omega_{\text{п}}$ равен $y_p = E_2/E_1 = \Omega_{\text{ц}}/\Omega_{\text{п}} \ll 1$, где E_1 и E_2 — энергия сигнала на входе и выходе ОМ. У ОМ, изображенного на рис. 5.6,б, величина $y_p \lesssim 0,5$, но влияние фона при этом существенно больше. Поэтому в широкоугольных системах для борьбы с фоновым излучением перспективно применение мозаичных приемников.

2. Характеристики сканирующих ОЭЛ. Выбор непрерывного или импульсного сигнала в некогерентных обзорных ОЭЛ определяется из сравнения энергий фоновое излучения за счетный интервал. В импульсном ОЭЛ с шаговым сканированием пространства длительность τ эхо-сигнала постоянна, тогда как в сканирующем ОЭЛ с непрерывным излучением длительность сигнала обратно пропорциональна квадрату угловой скорости луча. Поэтому средняя потребляемая мощность импульсного ОЭЛ с синхронно сканирующим ФПУ прямого счета меньше средней потребляемой мощности непрерывного ОЭЛ в z раз:

$$z = \vartheta_{\text{н}} \eta_{\text{н}} (T/\tau)^{1/2} [\vartheta_{\text{н}}^2/\vartheta_{\text{и}}^2 + 2R/(cT)]^{1/2} / (\vartheta_{\text{и}} \eta_{\text{и}}),$$

где $\vartheta_{\text{н}}$ и $\vartheta_{\text{и}}$ — линейные углы расходимости лучей непрерывного и импульсного ОЭЛ; $\eta_{\text{н}}$ и $\eta_{\text{и}}$ — электрические КПД непрерывного и импульсного ОЭЛ; R — максимальная дальность действия ОЭЛ; T — длительность цикла обзора; $\vartheta_{\text{п}}$ — линейное угловое поле ОЭЛ.

Предположим, что появление цели в любой точке области $\Omega = (\vartheta_{\text{п}} \times \vartheta_{\text{п}})$ равновероятно и что цель движется прямолинейно с постоянной угловой скоростью γ в случайном направлении. С учетом необходимого перекрытия соседних элементов поля обзора и неблагоприятных случаев, связанных с появлением и исчезновением целей вблизи границ поля обзора, достоверное облучение цели импульсным ОЭЛ с построчным шаговым сканированием обеспечивается при оптимальном значении длительности цикла обзора $T_0 = \min(0,2\vartheta_{\text{н}}^2 F/\gamma^2; \Delta R/V)$, где F — частота повторения импульсов; V — ра-

диальная скорость цели; ΔR — допустимое приближение цели по дальности с момента пересечения ею границы максимальной дальности действия ОЭЛ. При этом размер поля обзора $\Omega = 3,14 \theta^2_{\text{и}} F T_0$, и вероятность пропуска цели, движущейся с угловой скоростью γ , не превышает 0,18. Вопросы оптимизации параметров сканирующего ОЭЛ в режиме поиска случайно перемещающейся цели рассмотрены в [59].

3. Моноимпульсные датчики углового положения (ДП) являются необходимыми элементами систем поиска и сопровождения целей, от которых поступают сигналы с малой частотой повторения. Датчики положения, основанные на использовании оптического деления изображения источника при помощи пирамид, призм, линз или световодов, сравнения сигналов фотоприемников разной формы, зеркал с монотонным изменением коэффициентов отражения и пропускания вдоль измеряемой координаты или позиционно-чувствительных фотодиодов, не обеспечивают моноимпульсное измерение координат нескольких целей в поле зрения. Угловое разрешение целей получают с помощью мозаичных ФП, ТВ-трубок и фотопленок. В диссекторных датчиках требуется наведение мгновенного поля зрения на цель в момент прихода импульсного сигнала. Это увеличивает среднее время обнаружения цели, так как длительность просмотра элемента углового разрешения должна быть не менее периода повторения импульсов. Поэтому диссекторные ДП не являются моноимпульсными. Этот недостаток отсутствует в ДП с ТВ-трубками с накоплением.

4. Координаторы с мозаичными приемниками (КМП) широко применяются в некогерентных ОЭЛ, в оптико-электронных системах управления и связи. При регистрации изображения точечной цели, которое может быть расфокусированным, количество фотонов, поступающих на входы каналов КМП, коррелированы, так как флуктуации поля во всех точках кружка рассеяния оптической системы происходят дружно. Но если детали изображения цели, попадающие на любой элемент мозаики, хорошо разрешены оптически, то корреляция фотонов имеет место только на проходящих по границам между элементами дорожках шириной, равной диаметру кружка рассеяния. При большом числе N степеней свободы сигнала в каждом элементе ($N = N_{\text{п}} N_{\text{в}} N_{\text{пл}}$, где $N_{\text{п}}, N_{\text{в}}, N_{\text{пл}}$ — числа пространственных, временных и поляриза-

ционных степеней свободы, $1 \leq N_{\text{пл}} \leq 2$, см. пп. 2.3.5 — 2.3.7) изображение цели и окружающего фона можно считать нефлуктуирующим.

Идеальные разрешающие координатно-чувствительные ФП (КЧФП), такие как фотопластинки и ТВ трубки, регистрируют направление прихода каждого принятого фотона в виде точки с координатами x_v, y_v на поверхности ФП, интенсивность A_v (степень почернения, яркость) которой вообще величина случайная. Этот элементарный сигнал можно считать однофотонным импульсом (ОИ). Функция правдоподобия трехмерного ансамбля ОИ определяется выражением (5.2), в котором следует положить $t_v = (x_v, y_v, v) = 1, 2, \dots, p$. Методы обработки таких сигналов рассмотрены в § 5.1 и п. 5.2.1. Идеальные КЧФП обеспечивают наивысшую точность измерений угловых координат.

При цифровой обработке сигналов в КМП соотношения потоков излучения в каналах не анализируются. Точечная цель считается обнаруженной, если сигнал превысит порог обнаружения в каком-либо элементе мозаики, ее положение \hat{x}_0, \hat{y}_0 отождествляется с положением центра этого элемента. Измерение характеризуется коррелированными (медленно меняющимися) ошибками, дисперсии которых мало зависят от уровня сигнала, например:

$$\hat{S}^2 x_0 = (1/12) \{d_x^2 p_1 + A_x^2 (1 - p_1) [1 - (1 - p_0)^{A_x A_y / d_x d_y}]\},$$

где p_1 и p_0 — вероятности обнаружения и ложной тревоги; A_x и A_y — углового поля; d_x и d_y — размеры элемента мозаики. Непараметрический подход можно распространить и на протяженные цели. Если в нескольких каналах мозаики обнаружены сигналы одной цели, то ее координаты x_0, y_0 вычисляются как взвешенное выборочное среднее координат (m, n) каналов КМП:

$$\hat{x}_0 = d_x \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N m G_{mn} D_{mn} / \left(\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N G_{mn} D_{mn} \right) - M d_x / 2,$$

где M и N — числа элементов в «строках» и «столбцах» мозаики; D_{mn} — функция обнаружения сигнала, принимающая значение 1 или 0; G_{mn} — статистический вес D_{mn} , учитывающий априорные данные. В цифровых ДП

сведены к минимуму ошибки из-за неоднородностей зонных характеристик ФП.

Сравнение потоков излучения в каналах КМП позволяет уточнить положение цели. Пусть, например, совместное распределение ОИ в каналах можно аппроксимировать произведением законов Пуассона. Тогда логарифм дискретизированной функции правдоподобия

$$\ln p(\rho | \Phi) \Rightarrow \sum_{m=1}^M \rho_m \ln \bar{\rho}_m(v) - \bar{\rho}_m(\Phi),$$

где ρ_m — наблюдаемое число ОИ в m -м канале мозаичного ФП; $\bar{\rho}_m(\Phi)$ — среднее значение этого числа, зависящее от подлежащих оценке параметров Φ цели и фона (угловых координат, яркостей, цветностей, характера поляризации сигналов, поступающих от заданных или известных с точностью до размеров деталей изображения и т. д.), M — число каналов мозаики, не меньшее размерности вектора Φ . Расчет точности оценки одной угловой координаты цели приведен в [60]. Рассмотрим характеристики моноимпульсного измерения углов с помощью 4-элементного (квадрантного) ФП (рис. 1.4).

Для упрощения расчетов положим, что цель C квадратная, $\delta_x = \delta_y = \delta$, яркости деталей фона A и B равны нулю и что чувствительности всех элементов одинаковы и неизменны по поверхности ФП. Тогда ожидаемые числа ОИ в каналах можно записать в виде

$$\bar{\rho}_m = \bar{\rho}_c (1 + 2a_m x_0 / \delta) (1 + 2b_m y_0 / \delta) / 4 + \bar{\rho}_{ш} / 4, \quad (5.17)$$

где x_0, y_0 — измеряемые отклонения центра изображения цели относительно равносигнальной точки $O(|x_0| \leq \leq \delta/2; |y_0| \leq \delta/2)$; $\bar{\rho}_c$ и $\bar{\rho}_{ш}$ — ожидаемое число ОИ от цели и число аддитивных отсчетов шума ФП за счетный период, равный длительности неслучайного зондирующего сигнала; $a_1 = a_4 = b_1 = b_2 = 1$; $a_2 = a_3 = b_3 = b_4 = -1$.

Система уравнений максимального правдоподобия

$$\partial L / \partial \bar{\rho}_c = \partial L / \partial x_0|_{\hat{x}_0} = \partial L / \partial y_0|_{\hat{y}_0} = 0, \quad L = \ln p(\rho | \Phi), \quad (5.18)$$

решается только методом последовательных приближений. Однако компактное решение, получаемое при $\bar{\rho}_{ш} = 0$, можно распространить и на случай $\bar{\rho}_{ш} \neq 0$:

$$\begin{aligned} \hat{x}_0 &= \delta (\rho_1 + \rho_4 - \rho_2 - \rho_3) / (2\hat{\rho}_c); \\ \hat{y}_0 &= \delta (\rho_1 + \rho_2 - \rho_3 - \rho_4) / (2\hat{\rho}_c), \end{aligned} \quad (5.19)$$

где $\hat{\rho}_c = \rho_1 + \rho_2 + \rho_3 + \rho_4 - \bar{\rho}_{\text{ш}}$. Значения x_0 , y_0 , δ входят в выражения (5.17) только в виде частных x_0/δ и y_0/δ . Таким образом, если x_0 и y_0 неизвестны, то несмещенную оценку δ с помощью квадратного ФП получить невозможно. Дисперсии оценок (5.19) находятся с помощью формулы (5.5), например:

$$\sigma^2 \hat{x}_0 \approx (\delta^2/4) [(1 - 4x_0^2/\delta^2)/\bar{\rho}_c + \bar{\rho}_{\text{ш}}(1 + 4x_0^2/\delta^2)/\bar{\rho}_c^2]. \quad (5.20)$$

Решение системы уравнений (5.18) не выражается в конечном виде, но с помощью неравенств Крамера — Рао (см. § 5.1) можно вычислить предельную точность совместных оценок x_0 , y_0 и ρ_c , а затем определить эффективность с приближенных оценок (5.19). В наиболее неблагоприятном случае, когда $|x_0| \rightarrow \delta/2$ и $|y_0| \rightarrow \delta/2$,

$$\varepsilon = [\sigma^2 \hat{x}_0 / \sigma^2 \hat{x}_{\text{ОМП}}]^{-1} \approx [1 - \bar{\rho}_{\text{ш}}^2 / (16\bar{\rho}_c^2 + 8\bar{\rho}_c \bar{\rho}_{\text{ш}} + \bar{\rho}_{\text{ш}}^2)] \geq 1/2.$$

Следовательно, несмещенные оценки (5.19) практически так же эффективны, как оценки максимального правдоподобия. С учетом коэффициента F шума ФП формула (5.20) представляется в виде

$$\sigma^2 \hat{x}_0 = (Fh/\Delta f/y) [(\delta^2/4 - x_0^2)P_c + (\delta^2/4 + x_0^2)P_{\text{ф}}] / P_c^2,$$

где P_c и $P_{\text{ф}}$ — средние мощности излучения цели в импульсе и эквивалентного фоновое излучения; y — квантовая эффективность ФП.

Можно заключить, что в режиме прецизионной пеленгации цели требуется столь большая величина отношения $(C/\text{Ш})^2$, что точность ограничивается квантовым шумом сигнала. При этом ФП с плохими характеристиками в режиме обнаружения слабых излучений (например, с малым внутренним усилением), но имеющий повышенную величину отношения квантовой эффективности к коэффициенту шума, может оказаться более подходящим.

Источником систематических погрешностей в рассматриваемых КМП являются неравномерности зонных характеристик ФП. Для устранения их влияния элементы мозаики устанавливают в выходном зрачке АЗ оптической системы (см. рис. 3.3). Если цель протяженная и светоделительные грани располагаются в фокальной

плоскости, то форма выходных зрачков постоянна, освещенности в них равномерны и зависят от положения и яркости цели. Расфокусировку изображений точечных целей можно использовать для получения заданной ширины линейной зоны дискриминационной (пеленгационной) характеристики измерителя. В этом случае в квадратном КМП выходные зрачки проектируются на фотоприемники в виде изменяющихся по форме пятен, взаимно дополняющих друг друга до фигуры с формой, подобной форме входного зрачка, и снижение систематических ошибок происходит в меньшей степени. При установке ФП в выходных зрачках применение регулируемых апертурных диафрагм А2 (см. рис. 3.4) недопустимо.

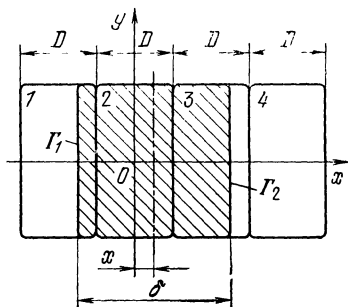


Рис. 5.7

Датчик положения цели с неизвестным размером δ можно создать на базе ФП, составленного из четырех элементов с размером D каждого (рис. 5.7). Оценивается отклонение x от равносигнального направления $x \equiv 0$ неподвижного изображения прямоугольной цели. Для простоты расчетов положим, что обе границы цели, Γ_1 и Γ_2 , находятся в пределах первого и третьего элементов мозаики ФП, т. е. $2|x| < \min(3D - \delta; \delta - D)$. Тогда математические ожидания $\bar{\rho}$ числа ОИ на выходах мозаичного ФП типа счетчика фотонов определяются выражениями

$$\begin{aligned}\bar{\rho}_1 &= \alpha D + (\beta - \alpha)(\delta - D - 2x)/2 + \bar{\rho}_{\text{ш}}/4; \\ \bar{\rho}_2 &= \beta D + \bar{\rho}_{\text{ш}}/4; \quad \bar{\rho}_3 = \alpha D + (\beta - \alpha)(\delta - D + 2x)/2 + \bar{\rho}_{\text{ш}}/4; \\ \bar{\rho}_4 &= \alpha D + \bar{\rho}_{\text{ш}}/4,\end{aligned}\tag{5.21}$$

где $\bar{\rho}_{\text{ш}}/4$ — среднее число аддитивных ОИ в канале (внутренний шум); β и α — удельные экспозиции изображения цели и частично затеняемого ею оптического фона, ОИ/мрад. Фон и цель полагаются равномерно яркими, распределение наблюдаемого числа ОИ $\rho = |\rho_1, \dots, \rho_4|$ можно считать пуассоновским. Для оценивания α , β , δ

и \hat{x} нужно решить систему уравнений максимального правдоподобия:

$$\partial L(\rho)/\partial \alpha = \partial L(\rho)/\partial \beta = \partial L(\rho)/\partial \delta = \partial L(\rho)/\partial x = 0,$$

где $L(\rho) = \sum \rho_n \ln \bar{\rho}_n - \rho_n$ — логарифм функции правдоподобия, $n=1, \dots, 4$. Но так как число неизвестных параметров равно объему наблюдений ρ , то задача сводится к определению корней $\hat{\alpha}$, $\hat{\beta}$, $\hat{\delta}$ и \hat{x} системы уравнений (5.21) при подстановке вместо вектора $\bar{\rho}$ его наилучшей оценки $\hat{\rho} = \rho$. Решение имеет вид

$$\hat{\alpha} = (\rho_4 - \bar{\rho}_{\text{ш}}/4)/D; \quad \hat{\delta} = D(\rho_1 + \rho_2 + \rho_3 - 3\rho_4)/(\rho_2 - \rho_4);$$

$$\hat{\beta} = (\rho_2 - \bar{\rho}_{\text{ш}}/4)/D; \quad \hat{x} = (D/2)(\rho_3 - \rho_1)/(\rho_2 - \rho_4).$$

Дисперсию оценки x найдем с помощью приближенной формулы (5.5) с учетом того, что $\sigma^2 \rho_n = \bar{\rho}_n$:

$$\sigma^2 \hat{x} \approx \frac{D^2}{4} \left[\frac{\bar{\rho}_1 + \bar{\rho}_3}{(\bar{\rho}_2 - \bar{\rho}_4)^2} + \frac{(\bar{\rho}_2 + \bar{\rho}_4)(\bar{\rho}_1 - \bar{\rho}_3)^2}{(\bar{\rho}_2 - \bar{\rho}_4)^4} \right].$$

Список литературы

1. Левшин В. Л. Обработка информации в оптических системах пеленгации. — М.: Машиностроение, 1978.—168 с.
2. Биберман Л. М. Растры в электрооптических устройствах: Пер. с англ./ Под ред. В. И. Проскурякова. — М.: Энергия, 1969.
3. Ефимов М. В. Следящие системы с оптическими связями. — М.: Энергия, 1969.—184 с.
4. Тарасов Л. В. Физические основы квантовой электроники. — М.: Сов. радио, 1976.—368 с.
5. Перина Я. Когерентность света: Пер. с англ./ Под ред. П. П. Барашева, В. А. Кузнецова. — М.: Мир, 1974.—368 с.
6. Волохатюк В. А., Кочетков В. М., Красовский Р. Р. Вопросы оптической локации. — М.: Сов. радио, 1971.—256 с.
7. Теоретические основы радиолокации/ А. А. Коростелев, Н. Ф. Клюев, Ю. А. Мельник и др.; Под ред. В. Е. Дулевича. — М.: Сов. радио, 1978.—608 с.
8. Кондрашков А. В. Электрооптические и радиогеодезические измерения. — М.: Недра, 1972.—344 с.
9. Laser Tracking Instruments. Ed. by Weiffenbuch G. C., Hamal K. — Proc. of the Sec. Workshop at fac. of Nucl. Sci. & Phys. Engineerings, Univ. of Prague, Aug. 11—16. Prague, 1975.
10. Христиансен У., Хёгбом И. Радиотелескопы: Пер. с англ./ Под ред. А. А. Пистолькорса. — М.: Мир, 1972.—237 с.
11. Goodman J. W. Comparative performance of optical-radar detection techniques. — IEEE Trans. Aerospace and Electron. Syst., 1966, v. 2, № 5, p. 526—535.

12. Орлов В. А. Лазеры в военной технике. — М.: Воениздат, 1976.—174 с.
13. Репин В. Г., Тартаковский Г. П. Статистический синтез при априорной неопределенности и адаптация информационных систем. — М.: Сов. радио, 1977.—432 с.
14. Сколник М. Справочник по радиолокации в 3-х т. — М.: Сов. радио, 1975—1977.—Т. 1. Основы радиолокации/ Под ред. Я. И. Ицкоки, 1976.—456 с.
15. Рютман Ж. Характеристики нестабильности фазы и частоты сигналов высокостабильных генераторов. — ТИИЭР, 1978, т. 66, № 9, с. 70—102.
16. Зубов В. А. Методы измерения характеристик лазерного излучения. — М.: Наука, 1973.—192 с.
17. Финкельштейн М. И., Мендельсон В. Л., Кутев В. А. Радиолокация слоистых земных покровов. — М.: Сов. радио, 1977.
18. Ананьев Ю. А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. — М.: Наука, 1979.—328 с.
19. Ландберг П. С. Оптика. — М.: Наука, 1976.—928 с.
20. Захарьев Л. Н., Леманский А. А. Рассеяние волн черными телами. — М.: Сов. радио. 1972.—288 с.
21. Пресли Р. Д. Справочник по лазерам в 2-х т./ Под ред. А. М. Прохорова. — М.: Сов. радио, 1978—1979. — Т. 1, 1978.—504 с.
22. Клышко Д. Н. Фотоны и нелинейная оптика. — М.: Наука, 1980.—256 с.
23. Гайдук В. И., Палатов К. И., Петров Д. М. Физические основы электроники сверхвысоких частот. — М.: Сов. радио, 1971.—600 с.
24. Рохлин Г. Н. Газоразрядные источники света. — М.-Л.: Энергия, 1966.—560 с.
25. Слюсарев Г. Г. О возможном и невозможном в оптике. — М.: Наука, 1960.—192 с.
26. Радиолокационные станции бокового обзора/ А. П. Реутов, Б. А. Михайлов, Г. С. Кондратенков, Б. В. Бойко; Под ред. А. П. Реутова. — М.: Сов. радио, 1970.—360 с.
27. Пресли Р. Д. Справочник по лазерам в 2-х т. — М.: Сов. радио, 1978.—Т. 2/ Ред. русск. пер. А. М. Прохоров, 1978.—401 с.
28. Турыгин И. А. Прикладная оптика в 2-х т. — М.: Машиностроение, 1965—1966.—Т. 2, 1966.—431 с.
29. Тихонов В. И. Статистическая радиотехника. — М.: Сов. радио, 1966.—280 с.
30. Ерлов Н. Г. Оптическая океанография. — М.: Мир, 1970.—224 с.
31. Попов Н. И., Федоров К. Н., Орлов В. М. Морская вода. — М.: Наука, 1979.—186 с.
32. Зуев В. Е., Кабанов М. В. Перенос оптических сигналов в земной атмосфере. — М.: Сов. радио, 1977.—368 с.
33. Karp S. Optical communication between underwater and above surface (satellite) terminals. — IEEE Trans. Comm., 1976, v. 24, N 1, p. 66.
34. Городецкий В. С., Егеров С. В., Есипов И. Б., Наугольных К. А. О генерации звука лазерными импульсами. — Квантовая электроника, 1978, т. 5, № 11, с. 2396—2401.
35. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику, ч. 2. Случайные поля. — М.: Наука, 1978.—464 с.

36. Бегунов Б. Н. Трансформирование оптических изображений. — М.: Искусство, 1965.—231 с.
37. Зоммерфельд А. Оптика: Пер. с нем./ Под ред. М. А. Ельашевича. — М.: ИЛ, 1953.—487 с.
38. Фурман Ш. А. Тонкослойные оптические покрытия. — Л.: Машиностроение, 1977.—262 с.
39. Мерц Л. Интегральные преобразования в оптике: Пер. с англ./ Пер. под ред. Г. В. Скоцкого. — М.: Мир, 1969.—182 с.
40. Бабаев А. А. Стабилизация оптических приборов. — Л.: Машиностроение, 1975.—192 с.
41. Bridges W. B., Brunner P. T., Lassara S. P. Coherent optical adaptive techniques. — Appl. Opt., 1974, v. 13, № 2, p. 291.
42. Buffington A., Crawford F. S., Muller R. A. et al. Correction of atmospheric distortion with an image-sharpening telescope. — JOSA, 1977, v. 67, № 3, p. 298—303.
43. Загородников А. А. Радиолокационная съемка морского волнения с летательных аппаратов. — Л.: Гидрометеиздат, 1978.
44. Zurasky J. L. Cube corner retroreflector test and analysis. — Appl. Opt., 1976, v. 15, № 2, p. 445—452.
45. Воробьев В. И., Егоров В. В. Статистические характеристики случайных оптических полей. — ОМП, 1975, № 2, с. 71.
46. Одноэлектронные приемники/ С: С. Ветохин, И. Р. Гулаков, А. Н. Перцев, И. В. Резников. — М.: Атомиздат, 1979.—192 с.
47. А. ван дер Зил. Шумы при измерениях: Пер. с англ./ Под ред. А. К. Нарышкина. — М.: Мир, 1979. — 296 с.
48. Laser Focus. 1977, v. 23, № 12, p. 59.
49. Миз К. Э., Джеймс Т. Х. Теория фотографического процесса: Пер. с англ./ Под ред. А. Л. Картужанского и В. Н. Синцова. — Л.: Химия, 1973.—576 с.
50. Феллер В. Введение в теорию вероятностей и ее приложения в 2-х т. — М.: Мир, 1964—1967. — Т. 1, 1964.—498 с., Т. 2, 1967.
51. Брауде Г. В. Коррекция телевизионных и импульсных сигналов. — М.: Связь, 1967.—246 с.
52. Ogorkievics R. M. An advanced fire control system. — Armor, 1971, v. 80, N 1, p. 28—31.
53. Armstrong L. Military's laser work to be rewarded. — Electronics, 1975, № 9, p. 59—60.
54. Bar-David I. Minimum-mean-square-error estimation of photon pulse delay. — IEEE Trans., on Inform. Theory, 1975, N 5.
55. Воробьев В. И. Оценки координат источника оптического излучения с прямоугольным профилем интенсивности. — ОМП, 1978, № 4, с. 14—16.
56. Пат. 2 110 425 (Франция), МКИ G 01 s 9/00.
57. Kaplan R. A., Daly R. T. Performance limits and design procedure for all weather terrestrial rangefinder. — IEEE Journ. of Quant. Electron., 1967, v. QE-3, № 11, p. 428—435.
58. Голубев А. Н., Прилепин М. Т. Оптические квантовые генераторы в геодезических измерениях. — М.: Недра, 1972.—168 с.
59. Мищенко Н. И., Пустынский И. Н., Суворов Б. И. Оптимизация параметров оптико-электронной системы в режиме поиска. — ОМП, 1976, № 9, с. 6—7.
60. Elbaum M., Diamant P., King M. et al. Maximum angular accuracy of pulsed radar in photocounting limit. — Appl. Opt., 1977, v. 1, № 7, p. 1982—1991.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
-----------------------	---

Глава 1

ОСОБЕННОСТИ МЕТОДОВ И ТЕХНИКИ ОПТИЧЕСКОЙ ЛОКАЦИИ

1.1. Формирование сигналов в ОЭЛ и РЛС	4
1.2. Структурная схема ОЭЛ	12
1.3. Показатели качества функционирования ОЭЛ	15

Глава 2

СВОЙСТВА ЗОНДИРУЮЩИХ СИГНАЛОВ

2.1. Формирование излучателей и принципы их работы . . .	19
2.2. Формирование диаграммы направленности	46
2.3. Вероятностное описание тепловых источников	53
2.4. Вероятностное описание лазерных источников	60

Глава 3

СВОЙСТВА ПРИНИМАЕМЫХ ЛОКАЦИОННЫХ СИГНАЛОВ

3.1. Эффекты при распространении света в средах	66
3.2. Оптические приемные системы ОЭЛ	76
3.3. Формирование эхо-сигналов	86
3.4. Внешние помехи в ОЭЛ	90
3.5. Вероятностное описание отраженных сигналов	98

Глава 4

МЕТОДЫ ОБНАРУЖЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

4.1. Типы приемников излучения	103
4.2. Вероятностные характеристики счетчиков фотонов . . .	110
4.3. Шумы в приемниках излучения	116
4.4. Статистики сигналов на выходах приемников излучения .	119
4.5. Энергетическое обнаружение сигналов	121
4.6. Когерентное обнаружение сигналов	129
4.7. Обнаружители с додетекторным преобразованием	136

Глава 5

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ С ПОМОЩЬЮ ОЭЛ

5.1. Методы теории статистических оценок	138
5.2. Методы измерения дальности	142
5.3. Методы измерения скорости	158
5.4. Методы измерения угловых координат	166
Список литературы	174

50 к.

