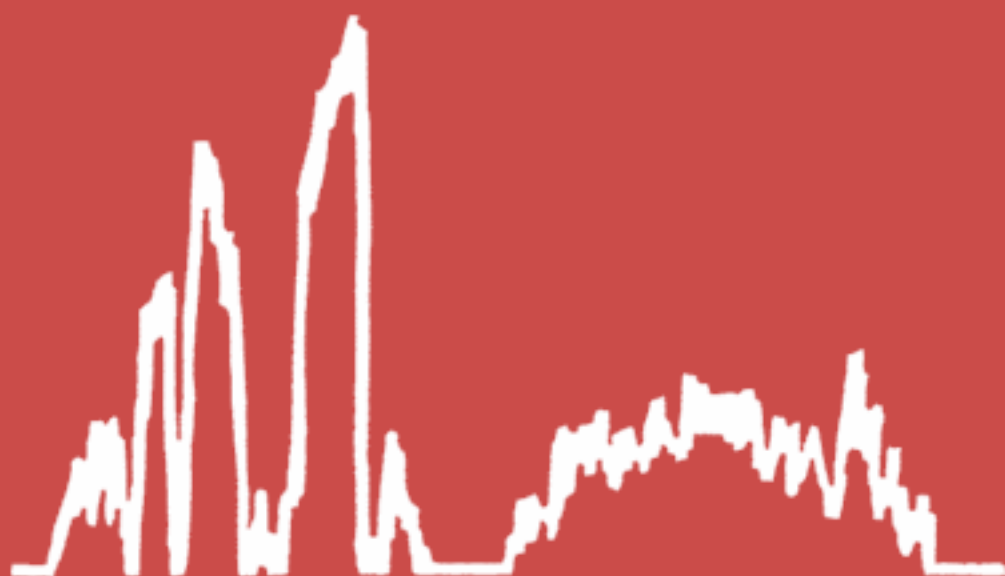


Ж. Госсорг

ИНФРАКРАСНАЯ ТЕРМОГРАФИЯ

Основы, техника, применение



Издательство „Мир“

Gilbert Gaussorgues

La Thermographie Infrarouge

Principes-Technologie-Applications

*Deuxième édition
revue et augmentée*

Technique et Documentation
Lavoisier, Paris

Ж. Госсорг

ИНФРАКРАСНАЯ ТЕРМОГРАФИЯ

Основы, техника, применение

Перевод с французского
канд. техн. наук Н.В. Васильченко
под редакцией
чл.-корр. АН СССР Л.Н. Курбатова



Москва «Мир» 1988



ББК 22.343
Г72
УДК 535.21

Госсорг Ж.

Г72 Инфракрасная термография. Основы, техника, применение:
Пер. с франц. — М.: Мир, 1988. — 416 с., ил.

ISBN 5-03-000915-9

В книге французского автора рассматриваются применительно к задачам инфракрасной термографии общие вопросы радиометрии, оптические материалы и системы, формирующие изображение, вопросы пространственной и спектральной фильтрации. Значительная часть книги посвящена описанию приемников инфракрасного излучения, принципов обработки сигнала, характеристик инфракрасных термографических систем и применения систем в промышленности и военном деле. Краткость изложения, тщательно отобранный минимум необходимого материала являются достоинством книги и приближают ее к справочнику по широкому кругу вопросов, связанных с инфракрасной термографией.

Для научных работников, инженеров и исследователей, разрабатывающих, совершенствующих и применяющих системы термографии и тепловидения, студентов и аспирантов соответствующих специальностей, а также для специалистов широкого профиля, работающих в области оптико-электронного приборостроения.

Г $\frac{2406000000}{041(01)}$ — 397 207 — 88, ч. 1
— 88

ББК 22.343

Редакция литературы по новой технике и космическим исследованиям

ISBN 5-03-000915-9 (русск.)
ISBN 2-85206-238-0 (франц.)

© Technique et Documentation (Lavoisier), 1984
© перевод на русский язык, «Мир», 1988

Предисловие редактора перевода

Проблемы инфракрасной техники, и в частности тепловидения, привлекают все возрастающее внимание специалистов, разрабатывающих и применяющих различные оптико-электронные системы и их элементы в науке и технике. Это быстро развивающееся направление пока еще недостаточно освещено в отечественной литературе. Со времени выхода в 1978 г. в русском переводе книги Дж. Ллойда «Системы тепловидения» прошло почти 10 лет. Отечественная литература представлена известной книгой М. М. Мирошникова «Теория оптико-электронных приборов». Во втором ее издании (1983 г.) содержится специальная глава о тепловидении.

Настоящая книга по кругу рассматриваемых вопросов близка к упомянутым выше монографиям, но в отличие от них в ней рассматриваются не только визуальное восприятие тепловизионных изображений, но главным образом методы количественных измерений температурных характеристик исследуемых объектов. Значительное внимание уделено описанию современной термографической аппаратуры, особенностям работы с ней, вопросам градуировки и количественной оценки полученных результатов. На современном уровне изложен раздел об обработке сигналов в тепловидении и термографии как в аналоговой, так и в цифровой форме.

Некоторые разделы книги, например посвященные радиометрическим величинам и соотношениям между ними, пропусканию атмосферы и оптических материалов, а также фотоприемникам, содержат сведения, хорошо известные специалистам, но современный уровень изложения, систематизация и хорошо подобранные иллюстрации делают их полезными и для подготовленного читателя. Дальнейшие разделы, более непосредственно связанные с тепловидением, изложены без особой детализации. Но и здесь читателя привлекают четкость изложения, обилие численных примеров и большое количество ценных справочных данных. Следует особо отметить раздел, посвященный определению характеристик тепловизионных систем, содержащий примеры, доведенные до числовых результатов, и раздел, в котором проведено сравнение диапазонов 3—5 и 8—12 мкм.

Автор книги является президентом Общества инженеров инфракрасных систем. Он был ответственным лицом в лаборатории оптоэлектроники и занимался применением инфракрасной техники, лазеров и тепловидения в морском деле. Наибольшее значение в его деятельности имели задачи обнаружения объектов и обработки изображений.

Книга рассчитана как на инженеров-разработчиков оптико-электронных систем, так и на специалистов, использующих методы термографии в промышленности и других областях. В ней отражены особенности французской школы тепловидения, которая, как известно, имеет большие достижения, например, при создании системы тепловизионных модулей. Позволяя получить представление о всем комплексе вопросов, связанных с тепловидением и термографией, она может служить полезным справочником для специалистов и пособием для студентов и лиц, начинающих осваивать эту важную и интересную область инфракрасной техники.

Л. Н. Курбатов

Предисловие

Инфракрасное излучение, испускаемое телами, содержит информацию о составляющих эти тела веществах, предыстории тел и их расположении. Восприятие этой информации с помощью системы обнаружения и соответствующая ее обработка позволяют определить и проконтролировать некоторые параметры, которые трудно или невозможно измерить непосредственно. Очевидно, что в каждом конкретном случае дистанционного обнаружения или измерения этих параметров следует обращаться к системе, обеспечивающей обработку информации в соответствии с конечной целью. В настоящей книге описаны методы и средства получения информации о веществе путем восприятия испускаемого им инфракрасного излучения.

Радиометрическая схема измерения представляет собой последовательную цепь, которая состоит из исследуемого источника излучения, окружающей среды, в которой оно находится, среды, через которую распространяется излучение, и, наконец, соответствующей измерительной системы. Желательно последовательно рассмотреть различные звенья этой цепи и оценить их свойства, чтобы лучше понять возможности и предельные характеристики системы применительно к целям исследования. Было бы рискованно предпринимать измерения с использованием аппаратуры, мало приспособленной для обнаружения исследуемых объектов, и, конечно, результаты таких измерений не позволят судить о возможностях применяемых методов.



Измерительная цепь будет описана сначала элемент за элементом, будет рассмотрено большинство возможных конфигураций и свойства каждого элемента. Затем будет показано, какие характеристики можно получить, применяя те или иные методы измерения. Особое внимание будет уделено, с одной стороны, рассмотрению качественных и количественных аспектов инфракрасной термографии и, с другой стороны, критическому анализу различных спектральных рабочих диапазонов. В заключение эти основные положения будут пояснены на ряде примеров применения термографии в промышленности и в военном деле.

Историческая справка

Существование теплового излучения за пределами видимого спектра было открыто Уильямом Гершелем в 1800 г. С помощью термометра, помещаемого за красным участком солнечного спектра при прохождении излучения сквозь диспергирующую призму, Гершель обнаружил невидимое глазом излучение, несущее энергию и проявляющееся своим тепловым действием. Впоследствии он доказал, что это излучение, названное *инфракрасным*, подчиняется тем же законам, что и видимый свет.

Только в 1830 г. появились первые приемники инфракрасного излучения на основе принципа работы термопары, которые стали называть термоэлементами. Появление в 1880 г. терморезистивных материалов, т. е. материалов, электрическое сопротивление которых изменяется в зависимости от температуры (*боллометры*), позволило существенно улучшить чувствительность приемников инфракрасного излучения.

В период 1870—1920 гг. прогресс техники обеспечил разработку первых фотонных приемников, основанных на прямом взаимодействии между фотонами излучения и электронами материала приемника. Природа обнаружения излучения здесь другая — речь идет уже не о возникновении электрического сигнала в ответ на тепловое воздействие, а о непосредственном преобразовании излучения в электрический сигнал. Эти приемники, фоторезисторы или фотодиоды, имеют гораздо большее быстродействие и более высокую чувствительность, чем тепловые приемники.

В период 1930—1944 гг. были разработаны приемники на основе сульфида свинца (PbS), в основном для военных целей. Эти приемники чувствительны в спектральном диапазоне 1,5—3 мкм. В 1940—1950 гг. рабочий спектральный диапазон был расширен на среднюю инфракрасную область (3—5 мкм), когда появился приемник из антимонида индия (InSb), а в 1960-х гг. началось применение в более длинноволновом диапазоне 8—14 мкм приемников КРТ (кадмий — ртуть — теллур (HgCdTe)). Приемники этих типов требуют охлаждения.

Фотонные приемники благодаря высокой чувствительности и быстродействию позволили разработать термографические и тепловизионные системы, основанные на обнаружении инфракрасного излучения, испускаемого телами в интервале длин волн 2—15 мкм.

1.

Радиометрические величины и единицы

Приведем некоторые определения, относящиеся к количественным мерам оптического излучения, чтобы классифицировать все величины, которые встретятся в последующем изложении.

1.1. РАДИОМЕТРИЧЕСКАЯ ЦЕПОЧКА

Радиометрической цепочкой называется совокупность явлений, происходящих с момента испускания излучения источником до поглощения его приемником. Источники излучения являются составной частью радиометрической цепочки, которые испускают излучение в результате преобразования другой формы энергии. Приемники излучения являются составной частью радиометрической цепочки и в свою очередь способны преобразовывать энергию излучения в другую форму энергии.

1.2. ПОТОК ИЗЛУЧЕНИЯ

Поток излучения — это мгновенное значение расхода или прихода излучения. Речь может идти об испускании излучения источником, переносе излучения пучком лучей или поглощении излучения приемником. Поток излучения представляет собой мощность излучения и постоянен по величине, если распространяется в однородной непоглощающей среде. Поток излучения выражается в ваттах (Вт).

1.3. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ ФАКТОР ПУЧКА ЛУЧЕЙ

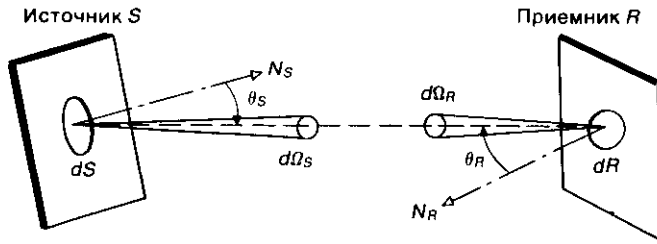
Пусть источник S и приемник R отстоят друг от друга на расстояние d . Рассмотрим элемент поверхности источника dS и элемент поверхности dR . Пусть $d\Omega_S$ — телесный угол, под которым виден элемент dR из dS , а $d\Omega_R$ — телесный угол, под которым виден элемент dS из dR :

$$d\Omega_S = dR \cos \theta_R / d^2,$$

$$d\Omega_R = dS \cos \theta_S / d^2,$$

где θ_S и θ_R — углы между направлением $dS \rightarrow dR$ и нормалью N_S к dS и N_R к dR соответственно. Телесные углы выражаются встерадианах (ср). Полная сфера соответствует 4π ср. Геометрический фактор пучка лучей, стягиваемых площадками dS и dR , определяется соотношением

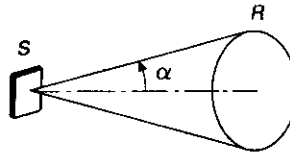
$$d^2G = dS d\Omega_S \cos \theta_S = dR d\Omega_R \cos \theta_R = dS dR \cos \theta_S \cos \theta_R / d^2.$$



Поверхности dS и dR в оптическом смысле должны находиться в одном и том же пространстве (в пространстве объектов, изображений или в промежутке между ними). Если поверхность S мала, а поверхность R имеет форму круга и видна из S под углом 2α , то геометрический фактор выражается формулой

$$G = \pi S \sin^2 \alpha \text{ м}^2 \cdot \text{ср.}$$

Эта формула применима для большинства измерительных приборов, имеющих круглый входной зрачок.



1.4. ЯРКОСТЬ

Если в окрестности направления $dS \rightarrow dR$ пространственная плотность потока излучения равномерна, яркость пучка, ограниченного площадками dS и dR , определяется выражением

$$L = d^2 F / d^2 G \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{ср.},$$

где $d^2 F$ — поток излучения от элементарной площадки, переносимый пучком лучей с геометрическим фактором $d^2 G$. Если среда однородна и не поглощает излучение, то поток F , яркость L и, конечно, геометрический фактор инвариантны. При переносе излучения между поверхностями конечных размеров необходимо проинтегрировать это дифференциальное соотношение по поверхности источника и приемника:

$$G = \iint_{S R} d^2 G, \quad F = \iint_{S R} d^2 F = \iint_{S R} L d^2 G.$$

Если яркость постоянна, то для потока справедлива следующая формула:

$$F = LG.$$

Когда среда, в которой распространяется излучение, является поглощающей, соотношение между принимаемым и испускаемым потоком определяет коэффициент пропускания среды:

$$\begin{aligned} \mathcal{T} < 1 & \text{ поглощение,} \\ \mathcal{T} = d^2 F_R / d^2 F_S = L_R / L_S & \quad \mathcal{T} = 1 \text{ среда не поглощает,} \\ \mathcal{T} > 1 & \text{ среда излучает.} \end{aligned}$$

При переносе излучения между поверхностями конечных размеров

$$\mathcal{T} = F_R / F_S = \iint_{S_R} \mathcal{T} L_S d^2G / \iint_{S_R} L_S d^2G.$$

Показатель преломления n среды, в которой определяется геометрический фактор, входит в следующее выражение, являющееся инвариантом:

$$n^2 d^2G = \text{const.}$$

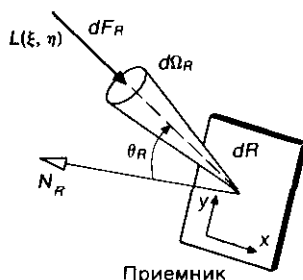
Этот инвариант сохраняется от одной границы раздела двух сред до другой, что позволяет записать следующее соотношение:

$$L' / n'^2 = \mathcal{T} L / n^2.$$

1.5. ОБЛУЧЕННОСТЬ

Речь идет о локальном отношении потока dF_R , получаемого приемником, к площади этого приемника dR , т. е. о мощности, получаемой единицей площади поверхности (измеряется в ваттах на квадратный метр):

$$E_{(X,Y)} = dF_R / dR = \int_{\text{По полусфере}} L(\xi, \eta) \cos \theta_R d\Omega_R \text{ Вт/м}^2.$$



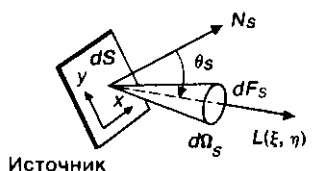
Координаты X и Y являются пространственными координатами, определяющими положения точек, в которых оценивается облученность. Величины ξ и η определяют направление излучения.

1.6. ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ СВЕТИМОСТЬ

(ПОВЕРХНОСТНАЯ ПЛОТНОСТЬ ПОТОКА ИЗЛУЧЕНИЯ)

Речь идет о локальном отношении потока dF_S , испускаемого источником, к площади поверхности этого источника dS :

$$R(X, Y) = dF_S / dS = \int_{\text{По полусфере}} L(\xi, \eta) \cos \theta_S d\Omega_S \text{ Вт/м}^2.$$



Если источник имеет постоянную яркость, то

$$R(X, Y) = L \int_{\text{По полусфере}} d\Omega_S \cos \theta_S$$

и $R = \pi L$.

1.7. СИЛА ИЗЛУЧЕНИЯ ИСТОЧНИКА В ДАННОМ НАПРАВЛЕНИИ

Это отношение потока dF_S , испускаемого источником в данном направлении, определяемым параметрами (ξ, η) к телесному углу $d\Omega_S$, в котором оценивается сила излучения:

$$I(\xi, \eta) = dF_S / d\Omega_S = \int_{\text{По поверхности источника}} L(X, Y) \cos \theta_S dS \text{ Вт/ср.}$$

На этот раз $L(X, Y)$ — пространственное распределение яркости по поверхности источника. Сила излучения представляет собой, таким образом, мощность излучения на единицу телесного угла.

1.8. ЭНЕРГИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЭКСПОЗИЦИЯ

Энергия излучения представляет собой интеграл по времени от потока, поступающего в течение данного интервала времени

$$\mathcal{F} = \int_{t_1}^{t_2} F(t) dt \text{ Дж.}$$

Энергетическая экспозиция есть интеграл по времени от облученности, т. е. энергии, поступающая на единицу поверхности:

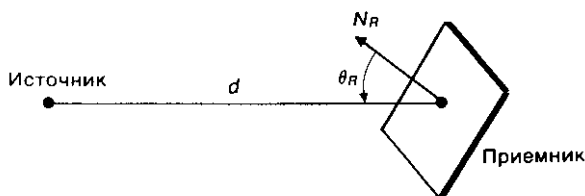
$$\mathcal{E} = \int_{t_1}^{t_2} E(t) dt \text{ Дж/м}^2.$$

1.9. ЗАКОН БУГЕРА

Закон Бугера устанавливает связь между облученностью E приемной поверхности от источника S и силой излучения этого источника в направлении приемника, удаленного на расстояние d :

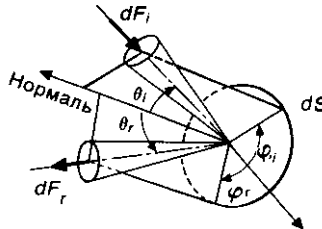
$$E = I \cos \theta_R / d^2.$$

Это соотношение, наглядно демонстрирующее распределение принимаемой мощности по закону обратных квадратов расстояний от источника, можно применять, когда размеры источника малы по сравнению с расстоянием d .



1.10. РАССЕИВАТЕЛИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим поверхность dS , к которой поступает поток $dF_i(\theta_i, \varphi_i)$, испускаемый элементарной площадкой, в направлении, определяемом углами θ_i и φ_i . Отраженный поток $dF_r(\theta_r, \varphi_r)$ в направлении, определяемом углами θ_r, φ_r , позволяет



оценить коэффициент отражения элемента dS относительно этих двух направлений:

$$\rho = \frac{dF_r(\theta_r, \varphi_r)}{dF_i(\theta_i, \varphi_i)} = \frac{R_r(\theta_r, \varphi_r)dS}{E_i(\theta_i, \varphi_i)dS} = \frac{R_r}{E_i},$$

где R_r — энергетическая светимость dS , обусловленная освещенностью E_i этой же поверхности. Если отражение диффузное, то

$$\rho = \frac{R_r}{E_i} = \frac{\int_{\text{По полусфере}} L_r(\theta_r, \varphi_r) d\Omega_r \cos \theta_r}{E_i} = \frac{L_r \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \cos \theta_r \sin \theta_r d\theta_r d\varphi_r}{E_i},$$

откуда $\rho = \pi L/E$.

Для идеального рассеивателя $\rho = 1$ и $L = E/\pi = R/\pi$ (согласно разд. 1.6), откуда $E = R$.

1.10.1. ИНДИКАТРИСА РАССЕЯНИЯ

Направленность отражательной способности, которой обладает поверхность dS , характеризуется в общем случае коэффициентом, связанным с двумя направлениями; тогда речь идет о функции распределения отражательной способности отражателя, т. е. об индикатрисе рассеяния:

$$f(\theta_i, \varphi_i, \theta_r, \varphi_r) = dL_r(\theta_r, \varphi_r)/dE_i(\theta_i, \varphi_i) = dL_r(\theta_r, \varphi_r)/L_i(\theta_i, \varphi_i)d\Omega_i \cos \theta_i,$$

где $dL_r(\theta_r, \varphi_r)$ — яркость поверхности dS в направлении (θ_r, φ_r) в результате отражения излучения с угловым распределением яркости $L_i(\theta_i, \varphi_i)$.

Общая отраженная яркость в направлении (θ_r, φ_r) получается из уравнения

$$L_r(\theta_r, \varphi_r) = \int L_i(\theta_i, \varphi_i) f(\theta_i, \varphi_i, \theta_r, \varphi_r) d\Omega_i \cos \theta_i.$$

1.11. ЗАМЕЧАНИЯ О ЕДИНИЦАХ

Единицы, относящиеся к радиометрическим величинам, выражены здесь в системе энергетических единиц; исторически им предшествовала система фотометрических единиц, относящихся к видимой области спектра. Человеческий глаз был первым имевшимся в его распоряжении приемником излучения. Традиционно эти единицы используются в измерениях, производимых применительно к визуальному наблюдению (оптические инструменты, телевидение). Существует также система единиц для количественного измерения излучения, основанная на подсчете частиц излучения — фотонов (фотонная система).

2. Природа инфракрасного излучения

Материя непрерывно испускает и поглощает электромагнитное излучение. Процесс излучения связан с возбуждением молекул внутри вещества, в результате чего возникают излучательные переходы электронов. Выделяющаяся энергия уносится квазичастицами — квантами (фотонами) электромагнитного поля, имеющими энергию W .

Освобожденная в форме излучения энергия W характеризуется длиной волны λ :

$$W = hc / \lambda,$$

где $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж · с — постоянная Планка, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с — скорость света.

Длина волны испускаемого излучения обратно пропорциональна энергии, выделившейся при переходе. Важно отметить в этой связи, что в инфракрасной области по сравнению с видимой длины волн велики и энергия соответственно мала. Это предопределяет трудности обнаружения отдельных фотонов инфракрасного излучения.

Если в веществе происходят все возможные переходы (тепловое возбуждение молекул), то каждый атом излучает определенную энергию, а в совокупности энергетические уровни принимают все возможные значения; распределение энергии по длинам волн в таком случае непрерывное и *спектр испускания излучения непрерывный*. В некоторых средах разрешенными оказываются только вполне определенные переходы (квантованные переходы электрона внутри атома), излучение происходит тогда на дискретных длинах волн и *спектр испускания излучения линейчатый*. Явление поглощения излучения веществом является обратным процессом и может быть более или менее селективным на длинах волн, присущих рассматриваемой среде.

Спектр излучения произвольно делят на области по признаку функциональных особенностей источников или приемников излучения. Участки электромагнитного спектра показаны ниже в таблице.

Видимая область
↓

Космические лучи	Гамма-лучи			Рентгеновские лучи		УФ-излучение	Инфракрасное излучение				Радиоволны							
												СВЧ	УКВ	ВЧ	ПЧ	НЧ		
λ	0,001 Å	0,1 Å	1 Å	10 Å	100 Å	0,1 мкм	1 мкм	10 мкм	100 мкм	0,1 см	1 см	10 см	1 м	10 м	100 м	1 км	10 км	100 км
ν , Гц	$3 \cdot 10^{23}$	$3 \cdot 10^{18}$	$3 \cdot 10^{16}$	$3 \cdot 10^{15}$	$3 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^{15}$	$3 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^{13}$	$3 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^2$

Инфракрасный спектр соответствует области излучения вещества при температурах, наблюдаемых обычно на поверхности Земли. При этих температурах, называемых обычными, все тела имеют заметное излучение. Объект, который не должен наблюдаться в инфракрасной области, следует охлаждать. Так, для уменьшения в 100 раз излучения в окрестности $\lambda = 4$ мкм объекта с температурой $+20^\circ\text{C}$ его следует охладить примерно на сотню градусов.

С учетом характеристик приемников, используемых для обнаружения излучения, инфракрасную область делят на три больших участка — ближняя инфракрасная область (длины волн 0,75—1,5 мкм), средняя инфракрасная область (длины волн 1,5—20 мкм) и дальняя инфракрасная область (длины волн 20—1000 мкм).

Инфракрасное излучение в ближней инфракрасной области обнаруживается специальными фотографическими эмульсиями (чувствительными в области до $\lambda = 1$ мкм), фотоэлементами с внешним фотоэффектом, а также фоторезисторами и фотодиодами. В средней инфракрасной области инфракрасное излучение обнаруживается тепловыми приемниками, фоторезисторами и фотодиодами. В дальней инфракрасной области для обнаружения излучения применяются в основном тепловые приемники.

В инфракрасной области длины волн выражаются, как правило, в микрометрах (мкм). В некоторых случаях, особенно в спектроскопии, принято использовать волновые числа

$$\sigma = 1/\lambda(\text{см}^{-1}) = 10^4/[\lambda(\text{мкм})].$$

Длина волны, мкм	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
Волно- вое число, см^{-1}	10 000	5000	3333	2500	2000	1667	1429	1250	1111	1000	909,1	833,3	769,2	714,3	666,7

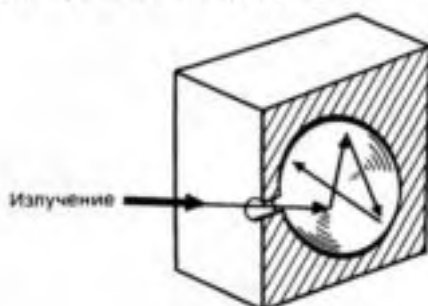
3. Тепловое излучение

3.1. ИЗЛУЧЕНИЕ ЧЕРНОГО ТЕЛА

Исследование проблемы излучения твердых тел опирается на понятие «абсолютно черного тела»¹⁾, определяемого как объект, способный полностью поглощать все падающее излучение, какова бы ни была его длина волны. В соответствии с законом Кирхгофа черное тело является идеальным излучателем. Для практической реализации такой системы требуется компромисс, и здесь возможны два приближения.

Почти полностью замкнутая полость

Речь идет о внутренней полости твердого тела, имеющей выход во внешнее пространство через отверстие, размеры которого намного меньше размеров полости. Система ведет себя как ловушка излучения.



Идеально поглощающая поверхность

Благодаря определенной обработке и окраске поверхности любого объекта можно получить очень хорошее приближение к идеальному излучателю. Такой объект будет отдавать энергию в окружающее пространство до установления термодинамического равновесия.



¹⁾ В дальнейшем для краткости будем называть его просто «черное тело». — Прим. перев.

3.1.1. ЗАКОН ПЛАНКА

Спектр излучения черного тела определяется законом Планка, выведенным из статистической термодинамики:

$$dR(\lambda, T)/d\lambda = 2\pi hc^2 \lambda^{-5} / [\exp(hc/\lambda kT) - 1] \quad \text{Вт/м}^3.$$

Здесь $dR(\lambda, T)/d\lambda$ — спектральная поверхностная плотность потока излучения, т. е. мощность излучения, испускаемого единицей поверхности черного тела в единичном интервале длин волн; $h = 6,6256 \cdot 10^{-34}$ Дж·с, или Вт·с² — постоянная Планка; $k = 1,38054 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — постоянная Больцмана; $c = 2,998 \cdot 10^8$ м/с — скорость света; T — абсолютная температура черного тела в кельвинах.

Спектральная плотность потока излучения черного тела зависит от длины волны и от температуры. Удобно представить закон Планка в форме семейства кривых:

$$dR(\lambda, T)/d\lambda = f_T(\lambda).$$

Замечание. Два приближения к этому закону были выведены исторически до Планка.

а. Для малых длин волн $\lambda T \ll hc/k$ можно допустить $\exp(hc/\lambda kT) - 1 \approx \exp(hc/\lambda kT)$,

тогда $dR(\lambda, T)/d\lambda \approx 2\pi hc^2 \lambda^{-5} \exp[-(hc/\lambda kT)]$.

Это закон Вина, справедливый при $\lambda T < 5000$ мкм·К;

б. Для больших длин волн $\lambda T \gg hc/k$

Экспоненциальный член становится малым и можно произвести разложение в ряд:

$$\exp(hc/\lambda kT) - 1 \approx (1 + hc/\lambda kT + \dots) - 1 \approx hc/\lambda kT,$$

тогда $dR(\lambda, T)/d\lambda \approx 2\pi ckT \lambda^{-4}$.

Это закон Рэлея-Джинса, справедливый при $\lambda T > 10^5$ мкм·К и неприменимый в ультрафиолетовой области, где он дает спектральную плотность потока излучения, стремящуюся к бесконечности.

Пример. При температуре $T = 1000$ К, $hc/k = 14\,388$ мкм·К и при длине волны $\lambda = 5$ мкм $\lambda T = 5000$ мкм·К, т. е. достигается предел применимости закона Вина; при длине волны $\lambda = 100$ мкм $\lambda T = 10^5$ мкм·К, т. е. достигается предел применимости закона Рэлея-Джинса.

3.1.2. ЗАКОН СМЕЩЕНИЯ ВИНА

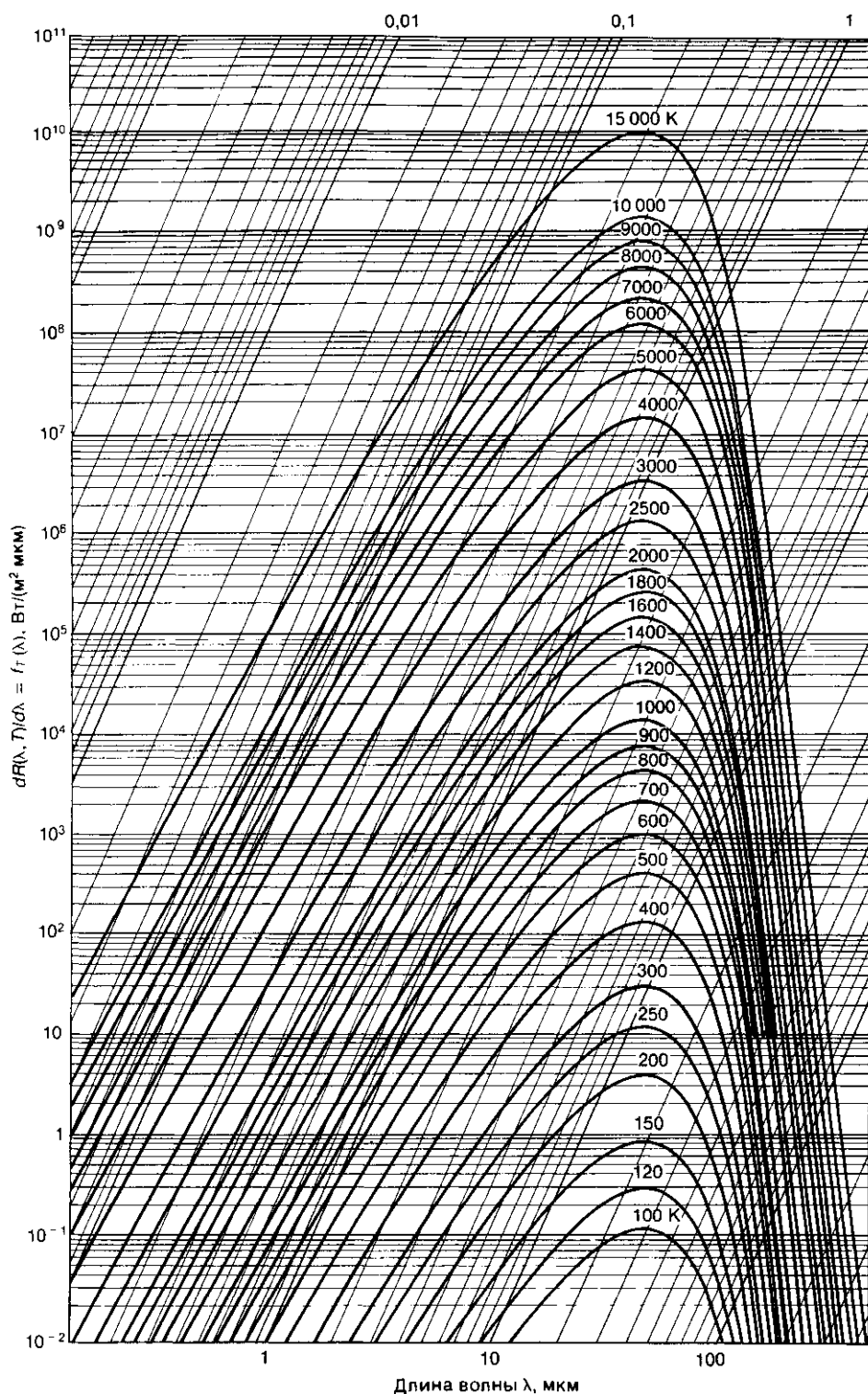
Кривая спектрального распределения величины $dR(\lambda, T)/d\lambda$ при заданном значении температуры T проходит через максимум. Смещение максимума в функции температуры описывается законом смещения Вина, который получают дифференцированием закона Планка:

$$\lambda_{\text{макс}} = 2898/T \text{ мкм},$$

$$dR(\lambda_{\text{макс}} T)/d\lambda = 1,286 \cdot 10^{-15} T^5 \text{ Вт/см}^2 \cdot \text{мкм} = 1,286 \cdot 10^{-5} T^5 \text{ Вт/м}^3,$$

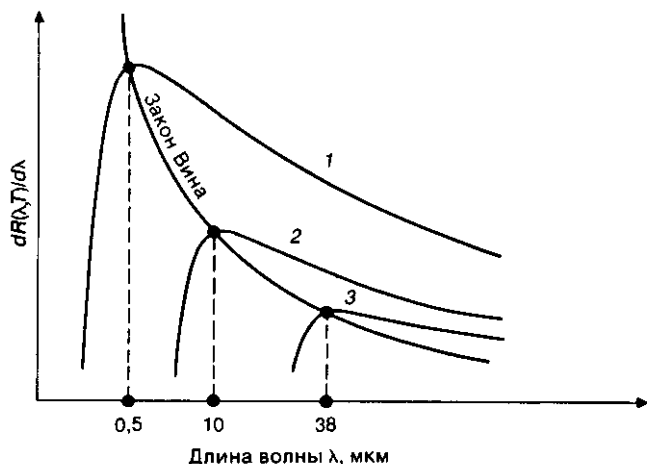
где температура T выражена в кельвинах.

Следовательно, объект при температуре окружающей среды $T \approx 290$ К имеет



Закон Планка — спектральное распределение поверхностной плотности потока излучения черного тела.

максимум спектральной плотности потока излучения при $\lambda_{\text{макс}} \approx 10$ мкм, в то время как Солнце, эффективная (кажущаяся) температура которого ~ 6000 К, имеет максимум при $\lambda_{\text{макс}} \approx 0,5$ мкм (природа сделала отличный выбор — именно эта длина волны является центральной в видимом спектре). Заметим, что жидкий азот ($T = 77$ К) имеет максимум при $\lambda_{\text{макс}} = 38$ мкм.



Спектральное распределение поверхностной плотности потока излучения различных источников.

1 — Солнце, $T \approx 6000$ К; 2 — излучение черного тела при температуре окружающей среды $T \approx 290$ К; 3 — излучение черного тела при температуре $T \approx 77$ К.

Закон смещения Вина наглядно объясняет сдвиг в сторону коротких волн максимума (видимого или невидимого) излучения тел по мере их нагрева.

3.1.3. ЗАКОН СТЕФАНА — БОЛЬЦМАНА

Этот закон, получаемый интегрированием закона Планка по λ в пределах от нуля до бесконечности, определяет интегральную плотность потока излучения черного тела при температуре T :

$$R_T = \sigma T^4,$$

$$\sigma = 2\pi^5 k^4 / 15c^2 h^3 = 5,67 \cdot 10^{-12} \text{ Вт}/(\text{см}^2 \cdot \text{К}^4) =$$

$$= 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4) \text{ — постоянная Стефана — Больцмана.}$$

Физически R_T представляет собой площадь под кривой $dR(\lambda, T)/d\lambda = f_T(\lambda)$.

Если, например, оценить излучение человеческого тела, температура которого около $T = 300$ К, то R_T составит

$$R_T = 5,7 \cdot 10^{-12} \cdot (300)^4 = 0,05 \text{ Вт}/\text{см}^2.$$

При площади кожного покрова около 2 м^2 мощность, теряемая излучением, выражается величиной

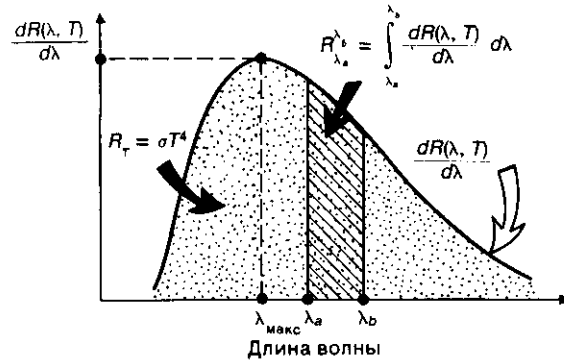
$$P = 0,05 \cdot 2 \cdot 10^4 \approx 1 \text{ кВт.}$$

Здесь считается, что кожа излучает как черное тело, что для инфракрасной области практически верно. Следует, однако, заметить, что эти потери энергии компенсируются поглощением излучения, поступающего из окружающей среды, в частности от одежды.

3.1.4. ИЗЛУЧЕНИЕ ЧЕРНОГО ТЕЛА В СПЕКТРАЛЬНОЙ ПОЛОСЕ

Плотность потока излучения черного тела в интервале длин волн λ_a — λ_b можно получить, интегрируя уравнение Планка по λ в этих пределах:

Поверхностная плотность потока излучения черного тела в спектральной полосе.



$$R_{\lambda_a}^{\lambda_b} = \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} [dR(\lambda, T)/d\lambda] d\lambda.$$

В следующей таблице приведены значения плотности потока излучения черного тела, подсчитанные для спектральных полос $\Delta\lambda = \lambda_b - \lambda_a$ при температурах T , обычно встречающихся в термографии.

$\lambda_a \quad \lambda_b$ мкм мкм		$\int_{\lambda_a}^{\lambda_b} (dR/d\lambda) d\lambda, \text{ Вт/см}^2$					
		$T = 280 \text{ К}$	$T = 290 \text{ К}$	$T = 300 \text{ К}$	$T = 310 \text{ К}$	$T = 750 \text{ К}$	$T = 1000 \text{ К}$
3	5	$2,76 \cdot 10^{-4}$	$4,11 \cdot 10^{-4}$	$5,97 \cdot 10^{-4}$	$8,48 \cdot 10^{-4}$	$5,84 \cdot 10^{-1}$	
3	5,5	$5,44 \cdot 10^{-4}$	$7,87 \cdot 10^{-4}$	$1,11 \cdot 10^{-3}$	$1,54 \cdot 10^{-3}$	$7,09 \cdot 10^{-1}$	
3,5	5	$2,68 \cdot 10^{-4}$	$3,97 \cdot 10^{-4}$	$5,75 \cdot 10^{-4}$	$8,13 \cdot 10^{-4}$	$4,42 \cdot 10^{-1}$	
3,5	5,5	$5,36 \cdot 10^{-4}$	$7,73 \cdot 10^{-4}$	$1,09 \cdot 10^{-3}$	$1,50 \cdot 10^{-3}$	$5,68 \cdot 10^{-1}$	2,38
4	5	$2,38 \cdot 10^{-4}$	$3,49 \cdot 10^{-4}$	$5,01 \cdot 10^{-4}$	$7,02 \cdot 10^{-4}$	$2,89 \cdot 10^{-1}$	
4	5,5	$5,06 \cdot 10^{-4}$	$7,25 \cdot 10^{-4}$	$1,02 \cdot 10^{-3}$	$1,39 \cdot 10^{-3}$	$4,15 \cdot 10^{-1}$	
8	10	$4,20 \cdot 10^{-3}$	$5,12 \cdot 10^{-3}$	$6,15 \cdot 10^{-3}$	$7,32 \cdot 10^{-3}$	$1,74 \cdot 10^{-1}$	
8	12	$8,59 \cdot 10^{-3}$	$1,03 \cdot 10^{-2}$	$1,22 \cdot 10^{-2}$	$1,43 \cdot 10^{-2}$	$2,74 \cdot 10^{-1}$	
8	14	$1,26 \cdot 10^{-2}$	$1,48 \cdot 10^{-2}$	$1,74 \cdot 10^{-2}$	$2,01 \cdot 10^{-2}$	$3,34 \cdot 10^{-1}$	6,05
10	12	$4,39 \cdot 10^{-3}$	$5,17 \cdot 10^{-3}$	$6,02 \cdot 10^{-3}$	$6,95 \cdot 10^{-3}$	$9,99 \cdot 10^{-2}$	
10	14	$8,35 \cdot 10^{-3}$	$9,72 \cdot 10^{-3}$	$1,12 \cdot 10^{-2}$	$1,28 \cdot 10^{-2}$	$1,60 \cdot 10^{-1}$	
12	14	$3,96 \cdot 10^{-3}$	$4,55 \cdot 10^{-3}$	$5,19 \cdot 10^{-3}$	$5,86 \cdot 10^{-3}$	$6,04 \cdot 10^{-2}$	

Замечание. Приведенные в таблице данные выражены в энергетических единицах; в некоторых случаях их целесообразно перевести в число фотонов.

Чтобы получить число фотонов, испускаемых в единицу времени (1 с) единицей площади (1 см²) в единичном интервале длин волн (1 мкм), нужно разделить

$dR(\lambda, T)/d\lambda$ на энергию одного фотона:

$$dP(\lambda, T)/d\lambda = [dR(\lambda, T)/d\lambda](\lambda/hc) = 2\pi c\lambda^{-4}/[\exp(hc/\lambda kT) - 1]$$

($c^{-1} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{мкм}^{-1}$ или $\text{с}^{-1} \text{м}^{-1}$ в зависимости от единиц, в которых выражены c и λ). При этом закон смещения Вина выражается в виде

$$\lambda'_{\text{макс}} = 3663/T,$$

$$dP(\lambda'_{\text{макс}}, T)/d\lambda = 2,1 \cdot 10^7 T^4,$$

а закон Стефана — Больцмана — в виде

$$P_T = \sigma' T^3, \sigma' = 1,52 \cdot 10^{11}.$$

3.1.5. ВЫРАЖЕНИЕ ДЛЯ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРНОГО ТЕЛА В ПРИВЕДЕННЫХ КООРДИНАТАХ

Закон Планка в энергетических единицах имеет достаточно сложный вид, если применять его для вычислений характеристик излучения черного тела. Если нет специальной ЭВМ для производства этих вычислений, удобно использовать систему приведенных координат, вводя ее в соответствие с законом смещения Вина следующим образом:

$$x = \lambda/\lambda_{\text{макс}}, \quad y = \frac{dR(\lambda, T)/d\lambda}{dR(\lambda_{\text{макс}}, T)/d\lambda}.$$

Закон Планка тогда приобретает вид:

$$y[dR(\lambda_{\text{макс}}, T)/d\lambda] = 2\pi hc^2 x^{-5} \lambda_{\text{макс}}^{-5} / [\exp(hc/x\lambda_{\text{макс}} kT) - 1],$$

$$\text{откуда } y = 142,3 x^{-5} / (\exp \frac{4,96}{x} - 1).$$

Функция $y = f(x)$ представлена в следующей таблице, заимствованной из книги Ш. Фабри «Введение в фотометрию»:

Спектральная плотность потока излучения черного тела
в приведенных координатах

$$x = \frac{\lambda}{\lambda_{\text{макс}}} \quad y = \frac{\frac{dR(\lambda, T)}{d\lambda}}{\frac{dR(\lambda_{\text{макс}}, T)}{d\lambda}}$$

x	y	x	y	x	y
0,10	$4,17 \cdot 10^{-15}$	0,26	$6,10 \cdot 10^{-4}$	0,34	$1,425 \cdot 10^{-2}$
0,15	$7,91 \cdot 10^{-9}$	0,27	$0,102 \cdot 10^{-2}$	0,35	1,870
0,20	$7,37 \cdot 10^{-6}$	0,28	0,162		
0,21	$0,188 \cdot 10^{-4}$	0,29	0,254	0,36	2,410
0,22	0,437	0,30	0,380	0,37	3,051
0,23	0,931	0,31	0,550	0,38	3,801
0,24	1,85	0,32	0,774	0,39	4,667
0,25	3,45	0,33	1,062	0,40	5,648

x	y	x	y	x	y
0,41	$6,76 \cdot 10^{-2}$	0,91	$97,78 \cdot 10^{-2}$	1,41	$77,77 \cdot 10^{-2}$
0,42	8,00	0,92	98,26	1,42	77,01
0,43	9,36	0,93	98,68	1,43	76,26
0,44	10,84	0,94	99,04	1,44	75,51
0,45	12,45	0,95	99,34	1,45	74,76
0,46	14,18	0,96	99,59	1,46	74,01
0,47	16,02	0,97	99,78	1,47	73,27
0,48	17,97	0,98	99,90	1,48	72,52
0,49	20,03	0,99	99,97	1,49	71,78
0,50	22,17	1,00	100,00	1,50	71,04
0,51	24,39	1,01	99,98	1,51	70,30
0,52	26,70	1,02	99,91	1,52	69,56
0,53	29,06	1,03	99,79	1,53	68,83
0,54	31,48	1,04	99,63	1,54	68,10
0,55	33,95	1,05	99,44	1,55	67,38
0,56	36,45	1,06	99,20	1,56	66,66
0,57	38,98	1,07	98,92	1,57	65,94
0,58	41,52	1,08	98,60	1,58	65,22
0,59	44,08	1,09	98,26	1,59	64,51
0,60	46,63	1,10	97,88	1,60	63,80
0,61	49,17	1,11	97,47	1,61	63,10
0,62	51,70	1,12	97,04	1,62	62,41
0,63	54,20	1,13	96,59	1,63	61,73
0,64	56,67	1,14	96,12	1,64	61,05
0,65	59,08	1,15	95,63	1,65	60,38
0,66	61,45	1,16	95,11	1,66	59,72
0,67	63,78	1,17	94,56	1,67	59,06
0,68	66,06	1,18	93,99	1,68	58,40
0,69	68,25	1,19	93,39	1,69	57,75
0,70	70,42	1,20	92,77	1,70	57,11
0,71	72,48	1,21	92,14	1,71	56,47
0,72	74,48	1,22	91,50	1,72	55,84
0,73	76,42	1,23	90,85	1,73	55,21
0,74	78,28	1,24	90,19	1,74	54,59
0,75	80,05	1,25	89,51	1,75	53,98
0,76	81,74	1,26	88,82	1,76	53,37
0,77	83,36	1,27	88,12	1,77	52,76
0,78	84,91	1,28	87,41	1,78	52,16
0,79	86,36	1,29	86,70	1,79	51,57
0,80	87,74	1,30	85,98	1,80	50,99
0,81	89,04	1,31	85,26	1,82	49,84
0,82	90,26	1,32	84,53	1,84	48,70
0,83	91,40	1,33	83,79	1,86	47,60
0,84	92,46	1,34	83,05	1,88	46,52
0,85	93,45	1,35	82,30	1,90	45,46
0,86	94,35	1,36	81,55	1,92	44,43
0,87	95,19	1,37	80,80	1,94	43,42
0,88	95,95	1,38	80,04	1,96	42,43
0,89	96,63	1,39	79,29	1,98	41,47
0,90	97,24	1,40	78,53	2,00	40,54

Продолжение таблицы

x	y	x	y	x	y
2,05	$38,27 \cdot 10^{-2}$	2,70	$18,75 \cdot 10^{-2}$	3,90	$6,14 \cdot 10^{-2}$
2,10	36,14	2,75	17,79	4,00	5,65
2,15	34,14	2,80	16,88	4,50	3,83
2,20	32,28	2,85	16,05	5,00	2,68
2,25	30,53	2,90	15,28	6,00	1,421
		2,95	14,53	7,00	0,820
2,30	28,87	3,00	13,83	8,00	0,505
2,35	27,31	3,10	12,57	9,00	0,327
2,40	25,85	3,20	11,41	10,00	0,223
2,45	24,47	3,30	10,38		
2,50	23,18	3,40	9,47	15,00	$4,78 \cdot 10^{-4}$
		3,50	8,66	20,00	1,58
2,55	21,96	3,60	7,92	30,00	$32,5 \cdot 10^{-6}$
2,60	20,83	3,70	7,26	40,00	10,5
2,65	19,76	3,80	6,67	50,00	4,36

Если теперь нужно вычислить энергетическую плотность потока излучения черного тела в интервале длин волн λ_a — λ_b :

$$R_{\lambda_a}^{\lambda_b} = \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} [dR(\lambda, T)/d\lambda] d\lambda,$$

можно использовать для этого систему приведенных координат, полагая

$$dR(\lambda, T)/d\lambda = y[dR(\lambda_{\text{макс}}, T)/d\lambda],$$

$$d\lambda = \lambda_{\text{макс}} dx.$$

Предыдущий интеграл запишется тогда в виде

$$R_{\lambda_a}^{\lambda_b} = \int_{x_a}^{x_b} [y[dR(\lambda_{\text{макс}}, T)/d\lambda]\lambda_{\text{макс}} dx = [dR(\lambda_{\text{макс}}, T)/d\lambda]\lambda_{\text{макс}} \int_{x_a}^{x_b} y dx,$$

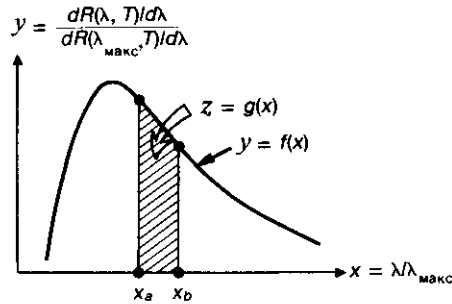
где $x_a = \lambda_a/\lambda_{\text{макс}}$, $x_b = \lambda_b/\lambda_{\text{макс}}$.

С другой стороны, как мы уже видели, по закону Стефана — Больцмана можно получить интегральную плотность потока излучения черного тела

$$R_T = \int_0^{\infty} [dR(\lambda, T)/d\lambda] d\lambda = \sigma T^4.$$

Это выражение в приведенных координатах преобразуется к виду

$$[dR(\lambda_{\text{макс}}, T)/d\lambda]\lambda_{\text{макс}} \int_0^{\infty} y dx.$$



Пусть $z(x) = \frac{\int_{x_a}^{x_b} y dx}{\int_0^{\infty} y dx}$.

Эта нормированная функция определяется площадью под кривой спектральной плотности потока излучения черного тела в приведенных координатах в интервале значений между x_a и x_b . Значения функции $z(x) = \frac{\int_0^x y dx}{\int_0^{\infty} y dx}$ приведены в таблице, также заимствованной из книги Фабри.

Площадь под кривой спектральной плотности потока излучения черного тела в приведенных координатах

$$z = \frac{\int_0^x y dx}{\int_0^{\infty} y dx}$$

x	z	x	z	x	z
0,10	$5,5 \cdot 10^{-18}$	0,56	$2,16 \cdot 10^{-2}$	0,94	$21,08 \cdot 10^{-2}$
0,20	$0,04 \cdot 10^{-6}$	0,58	2,67	0,96	22,39
0,22	0,31	0,60	3,25	0,98	23,69
0,24	1,6	0,62	3,90	1,00	25,00
0,26	6,4	0,64	4,61	1,02	26,32
0,28	20,3	0,66	5,39	1,04	27,63
0,30	54,7	0,68	6,22	1,06	28,94
0,32	$1,28 \cdot 10^{-4}$	0,70	7,12	1,08	30,25
0,34	2,69	0,72	8,07	1,10	31,55
0,36	5,17	0,74	9,08	1,12	32,83
0,38	10,21	0,76	10,14	1,14	34,09
0,40	15,4	0,78	11,23	1,16	35,34
0,42	24,3	0,80	12,37	1,18	36,58
0,44	36,6	0,82	13,55	1,20	37,81
0,46	53,0	0,84	14,75	1,22	39,02
0,48	74,1	0,86	15,98	1,24	40,22
0,50	$1,005 \cdot 10^{-2}$	0,88	17,23	1,26	41,40
0,52	1,33	0,90	18,50	1,28	42,56
0,54	1,71	0,92	19,78	1,30	43,71

Продолжение таблицы

x	z	x	z	x	z
1,32	$44,83 \cdot 10^{-2}$	1,76	$64,61 \cdot 10^{-2}$	3,1	$88,93 \cdot 10^{-2}$
1,34	45,93	1,78	65,30	3,2	89,72
1,36	47,01	1,80	65,98	3,3	90,44
1,38	48,07	1,82	66,65	3,4	91,10
1,40	49,11	1,84	67,29	3,5	91,70
1,42	50,13	1,86	67,92	3,6	92,24
1,44	51,14	1,88	68,54	3,7	92,74
1,46	52,12	1,90	69,15	3,8	93,20
1,48	53,08	1,92	69,75	3,9	93,62
1,50	54,03	1,94	70,33	4,0	94,01
1,52	54,95	1,96	70,89		
1,54	55,86	1,98	71,43	5,0	96,61
1,56	56,75	2,00	71,96	6,0	97,89
1,58	57,61	2,1	74,48	7,0	98,61
1,60	58,46	2,2	76,72	8,0	99,03
		2,3	78,73	9,0	99,30
1,62	59,29	2,4	80,53	10,0	99,48
1,64	60,10	2,5	82,14		
1,66	60,90	2,6	83,58	15,0	99,84
1,68	61,68	2,7	84,88	20,0	99,927
1,70	62,43	2,8	86,05	30,0	99,978
		2,9	87,11	40,0	99,991
1,72	63,17	3,0	88,07	50,0	99,995
1,74	63,90			∞	100,000

Вычислим энергию излучения, испускаемого единичной поверхностью черного тела в интервале длин волн между $\lambda_a = 7,3$ мкм и $\lambda_b = 8,6$ мкм при температуре $T = 1273$ К (1000°C).

Интегральная плотность потока излучения этого черного тела определяется законом Стефана — Больцмана

$$R_T = \sigma T^4,$$

$$\lambda_{\text{макс}} = 2898/T = 2898/1273 = 2,27 \text{ мкм}.$$

В приведенных переменных можно записать

$$x_a = \lambda_a/\lambda_{\text{макс}} = 7,3/2,27 = 3,2, \quad x_b = \lambda_b/\lambda_{\text{макс}} = 8,6/2,27 = 3,8.$$

Из двух следующих уравнений:

$$\int_{\lambda_a}^{\lambda_b} [dR(\lambda, T)/d\lambda] d\lambda = [dR(\lambda_{\text{макс}}, T)/d\lambda] \lambda_{\text{макс}} \int_{x_a}^{x_b} y dx,$$

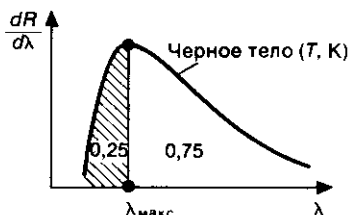
$$\int_0^{\infty} [dR(\lambda, T)/d\lambda] d\lambda = \sigma T^4 = [dR(\lambda_{\text{макс}}, T)/d\lambda] \lambda_{\text{макс}} \int_0^{\infty} y dx$$

можно получить

$$R = \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} [dR(\lambda, T)/d\lambda] d\lambda = \sigma T^4 \left(\int_{x_a}^{x_b} y dx / \int_0^{\infty} y dx \right) = \sigma T^4 [z(x_b) - z(x_a)],$$

откуда $R = R_{\lambda_a}^{\lambda_b} = 5,67 \cdot 10^{-12} \times (1,273)^4 10^{12} (0,932 - 0,897)$, где $z(3,8) = 0,932$, $z(3,2) = 0,897$ и $R = 0,524 \text{ Вт/см}^2$.

Замечание. Простой расчет показывает, что 75% интегральной энергии излучения, испускаемого черным телом при температуре T , приходится на спектральную область от $\lambda_{\text{макс}}$ до бесконечности.



3.1.6. ПРОИЗВОДНАЯ УРАВНЕНИЯ ПЛАНКА ПО ТЕМПЕРАТУРЕ

Интересно рассмотреть изменение спектральной плотности потока излучения черного тела в функции температуры. Для этого продифференцируем уравнение Планка по температуре

$$\frac{\partial (dR/d\lambda)}{\partial T} = \frac{(hc/k) \exp(hc/\lambda kT)}{\lambda T^2 [\exp(hc/\lambda kT) - 1]} \frac{dR}{d\lambda}.$$

В термографии и тепловидении объекты обычно имеют температуру, близкую к окружающей ($T \approx 300 \text{ К}$); при этом выгодно работать в полосе с центром при $\lambda = 10 \text{ мкм}$, а при температуре объектов $T \approx 750 \text{ К}$ — в полосе с центром при $\lambda = 4 \text{ мкм}$. В этих двух случаях $\lambda T \approx 3000 \text{ мкм} \cdot \text{К}$, и поскольку $hc/k = 14\,388 \text{ мкм} \cdot \text{К}$, член $\exp(hc/\lambda kT)$ значительно превосходит единицу и можно воспользоваться приближением Вина

$$\partial \left(\frac{dR}{d\lambda} \right) / \partial T \approx (hc/\lambda k T^2) (dR/d\lambda) \text{ Вт/}(\text{см}^2 \cdot \text{мкм} \cdot \text{К}).$$

λ_a мкм	λ_b мкм	$\int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \frac{\partial (dR/d\lambda)}{\partial T} d\lambda, \text{ Вт/}(\text{см}^2 \cdot \text{К})$			
		$T = 280 \text{ К}$	$T = 290 \text{ К}$	$T = 300 \text{ К}$	$T = 310 \text{ К}$
3	5	$1,1 \cdot 10^{-5}$	$1,54 \cdot 10^{-5}$	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$2,81 \cdot 10^{-5}$
3	5,5	$2,01 \cdot 10^{-5}$	$2,73 \cdot 10^{-5}$	$3,62 \cdot 10^{-5}$	$4,72 \cdot 10^{-5}$
3,5	5	$1,06 \cdot 10^{-5}$	$1,47 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$2,65 \cdot 10^{-5}$
3,5	5,5	$1,97 \cdot 10^{-5}$	$2,66 \cdot 10^{-5}$	$3,52 \cdot 10^{-5}$	$4,57 \cdot 10^{-5}$
4	5	$9,18 \cdot 10^{-6}$	$1,26 \cdot 10^{-5}$	$1,69 \cdot 10^{-5}$	$2,23 \cdot 10^{-5}$
4	5,5	$1,83 \cdot 10^{-5}$	$2,45 \cdot 10^{-5}$	$3,22 \cdot 10^{-5}$	$4,14 \cdot 10^{-5}$
8	10	$8,47 \cdot 10^{-5}$	$9,65 \cdot 10^{-5}$	$1,09 \cdot 10^{-4}$	$1,21 \cdot 10^{-4}$
8	12	$1,58 \cdot 10^{-4}$	$1,77 \cdot 10^{-4}$	$1,97 \cdot 10^{-4}$	$2,17 \cdot 10^{-4}$
8	14	$2,15 \cdot 10^{-4}$	$2,38 \cdot 10^{-4}$	$2,62 \cdot 10^{-4}$	$2,86 \cdot 10^{-4}$
10	12	$7,34 \cdot 10^{-5}$	$8,08 \cdot 10^{-5}$	$8,81 \cdot 10^{-5}$	$9,55 \cdot 10^{-5}$
10	14	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$1,42 \cdot 10^{-4}$	$1,53 \cdot 10^{-4}$	$1,65 \cdot 10^{-4}$
12	14	$5,67 \cdot 10^{-5}$	$6,1 \cdot 10^{-5}$	$6,52 \cdot 10^{-5}$	$6,92 \cdot 10^{-5}$

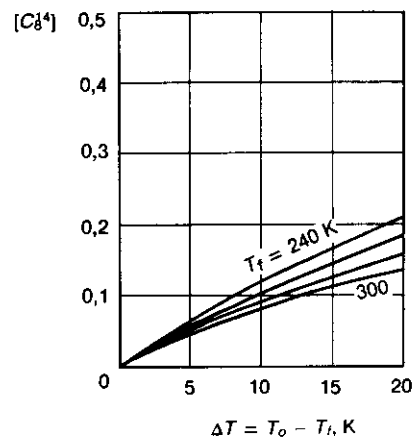
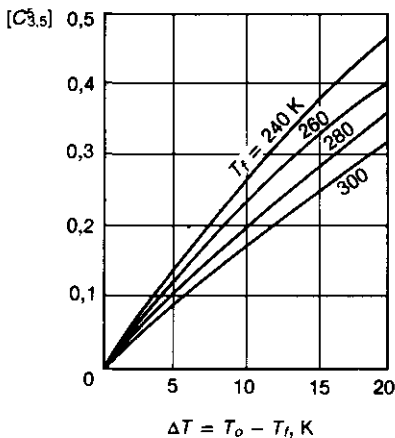
Производные по температуре от плотности потока излучения для спектральной полосы $\Delta\lambda = \lambda_b - \lambda_a$ приведены в таблице для различных интервалов, ограниченных длинами волн λ_a , λ_b , и средней температуры объекта T (Ллойд. Системы тепловидения, — М.: Мир, 1978, с. 40).

3.1.7. ПОНЯТИЕ ТЕПЛОВОГО КОНТРАСТА

Если в инфракрасном изображении имеется объект с кажущейся температурой T_o , наблюдаемый на фоне с температурой T_f , то тепловой контраст в спектральном интервале $\Delta\lambda$ выражается формулой

$$C = \frac{\int_{\Delta\lambda} [dR(\lambda, T_o)/d\lambda]d\lambda - \int_{\Delta\lambda} [dR(\lambda, T_f)/d\lambda]d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} [dR(\lambda, T_o)/d\lambda]d\lambda + \int_{\Delta\lambda} [dR(\lambda, T_f)/d\lambda]d\lambda}$$

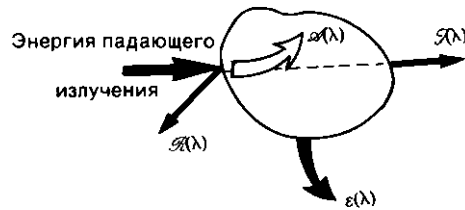
Кривые изменения теплового контраста для спектральных интервалов 3,5—5 и 8—14 мкм показывают, что для данного перепада температур $\Delta T = T_o - T_f$ в окрестности определенной окружающей температуры тепловые контрасты изображения в интервале длин волн 3,5—5 мкм превосходят тепловые контрасты в интервале длин волн 8—14 мкм.



3.2. ТИПЫ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Обычные тела в общем случае не являются черными телами, и сформулированные выше законы можно применять к ним только при условии внесения определенных поправок. Нечерные тела поглощают только часть $\mathcal{A}$ падающего излучения, отражая часть $\mathcal{R}$ и пропуская часть $\mathcal{T}$. Эти коэффициенты селективны; иными словами, $\mathcal{A}(\lambda)$, $\mathcal{R}(\lambda)$ и $\mathcal{T}(\lambda)$ зависят от длины волны.

Рассмотрим объект, подвергающийся воздействию падающего излучения. Если система находится в состоянии термодинамического равновесия, то в соответствии с законом сохранения энергии, возвращаемая в окружающую среду излучением, отражением или пропусканием, должна быть равна энергии, накапливаемой поглощением. Следовательно, необходимо ввести коэффициент излучения



$\varepsilon(\lambda)$, компенсирующий поглощение $\mathcal{A}(\lambda)$:

$$\mathcal{A}(\lambda) = \varepsilon(\lambda),$$

$$\varepsilon(\lambda) + \mathcal{R}(\lambda) + \mathcal{T}(\lambda) = 1.$$

Величина $\varepsilon(\lambda)$ называется спектральным коэффициентом излучения.

Различные материалы обладают различными значениями этих коэффициентов:

непрозрачные материалы	$\mathcal{T}(\lambda) = 0, \varepsilon(\lambda) + \mathcal{R}(\lambda) = 1$
хорошо отражающие материалы	большое $\mathcal{R}(\lambda)$, близкое к нулю $\varepsilon(\lambda)$
черное тело	$\varepsilon(\lambda) = 1, \mathcal{T}(\lambda) = 0, \mathcal{R}(\lambda) = 0,$
	$\varepsilon(\lambda) = \text{const}, \mathcal{R}(\lambda) = \text{const}$
серое тело	(нейтральные отражатели)

Спектральные коэффициенты излучения различных тел.

1 — черное тело; 2 — серое тело; 3 — селективно излучающие тела; 4 — зеркало.



Спектральная плотность потока излучения любого тела связана со спектральной плотностью потока излучения черного тела, определяемой законом Планка, следующим выражением:

$$dR(\lambda, T)/d\lambda = \varepsilon(\lambda)[dR_{\text{ч.т.}}(\lambda, T)/d\lambda].$$

Мощность излучения (поток) в спектральной полосе $\Delta\lambda$ от поверхности S тела, поддерживаемого при температуре T , определяется по формуле

$$F = \int_{\Delta\lambda} \varepsilon(\lambda)[dR_{\text{ч.т.}}(\lambda, T)/d\lambda]Sd\lambda \text{ Вт.}$$

3.3. ПРОБЛЕМЫ, СВЯЗАННЫЕ С ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТЬЮ МАТЕРИАЛОВ

Мощность, или поток излучения, — единственная величина, непосредственно измеряемая приемником инфракрасного излучения, является функцией заранее неизвестного коэффициента излучения и температуры исследуемого участка излучателя. Эта неопределенность (оценка одного параметра требует знания другого)

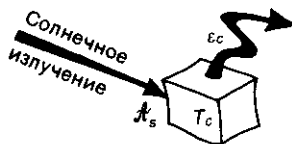
является первой трудностью, встречающейся при измерении инфракрасного излучения. Необходимо заметить, что коэффициент излучения к тому же зависит от направления, в котором наблюдается излучающая поверхность, а также от температуры этой поверхности. Во всех случаях коэффициент излучения зависит от состояния поверхности материала.

Мы еще вернемся к понятию коэффициента излучения в разд. 3.7.

Материал	Температура, °C	Интегральный коэффициент излучения по нормали
Полированный алюминий	0	0,03
Полированный алюминий	100	0,05
Анодированный алюминий	100	0,55
Полированное золото	100	0,02
Полированное железо	40	0,21
Окисленное железо	100	0,64
Полированная сталь	100	0,07
Окисленная сталь (до 800 °C)	100	0,79
Черная сажа	20	0,95
Белая бумага	20	0,93
Дерево	20	0,90
Полированное стекло	20	0,94
Человеческая кожа	32	0,98
Вода	1	0,92
Снег	0	0,80

3.4. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ

Рассмотрим тело, находящееся в термодинамическом равновесии с окружающей средой, которое затем облучается, например, Солнцем. Спектральное распределение плотности потока излучения Солнца $dR/d\lambda$ соответствует спектральному распределению потока излучения черного тела при температуре $T_S \approx 6000$ К. Если коэффициент поглощения солнечного излучения данным телом равен $\mathcal{A}_S$, то температура тела будет все время расти тем быстрее, чем больше $\mathcal{A}_S$. Это тело, поддерживаемое при температуре T_c , немного превышающей температуру окружающей среды, будет отдавать энергию во внешнюю среду в форме излучения, спектральное распределение которого в соответствии с законом смещения Вина существенно сдвинуто в сторону длинных волн по сравнению с солнечным спектром.



Условия нагрева будут определяться отношением $\mathcal{A}_S/\epsilon_c$ (где ϵ_c — коэффициент излучения рассматриваемого тела).

Это соотношение нужно выбирать большим, чтобы эффективно улавливать солнечное излучение (в установках солнечного обогрева), и малым для поддержа-

ния постоянной температуры (например, фюзеляжей самолетов). В установках солнечного обогрева $\mathcal{A}_S$ выбирают большим, обратное излучение идет в средней инфракрасной области, и, чтобы максимально приблизить к нулю ϵ_c , солнечный свет пропускают через остекленные конструкции, непрозрачные для длинноволнового излучения (парниковый эффект).

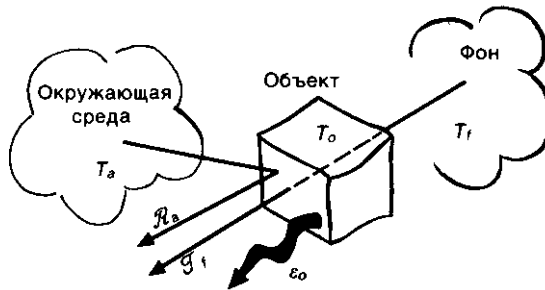
3.5. ПРОБЛЕМЫ, СВЯЗАННЫЕ С ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТЬЮ МАТЕРИАЛОВ

С отражательной способностью связана вторая трудность при измерении инфракрасного излучения. Измеряемое излучение при наблюдении тела с температурой T_o является результатом наложения трех явлений.

Тело отражает часть $\mathcal{R}_a(\lambda)$ энергии излучения, испускаемого окружающей средой, эквивалентной энергии излучения черного тела при температуре T_a .

Если тело частично прозрачно, оно пропускает часть $\mathcal{T}_f(\lambda)$ излучения фона, эквивалентного излучению черного тела при температуре T_f .

Наконец, температура T_o тела обуславливает его собственное излучение. Нужно отметить, что наличие коэффициента поглощения $\mathcal{A}(\lambda)$ способствует увеличению T_o .



Собственное излучение объекта определяется его температурой. Интересно рассмотреть изменение этого излучения, дифференцируя закон Планка

$$\frac{\partial [dR(\lambda, T)/d\lambda]}{\partial T} = \frac{hc \exp(hc/\lambda kT)}{\lambda kT^2 [\exp(hc/\lambda kT) - 1]} \frac{dR(\lambda, T)}{d\lambda}.$$

Если конечная цель измерения заключается в определении температуры объекта T_o по его инфракрасному излучению, регистрируемому в спектральной полосе $\Delta\lambda$, точнее говоря, по его поверхностной плотности потока излучения, то регистрируемая плотность потока излучения R_{per} равна

$$R_{\text{per}} = \int_{\Delta\lambda} \mathcal{R}_a(\lambda) [dR(\lambda, T_a)/d\lambda] d\lambda + \int_{\Delta\lambda} \mathcal{T}_f(\lambda) [dR(\lambda, T_f)/d\lambda] d\lambda + \int_{\Delta\lambda} \epsilon_o(\lambda) [dR(\lambda, T_o)/d\lambda] d\lambda.$$

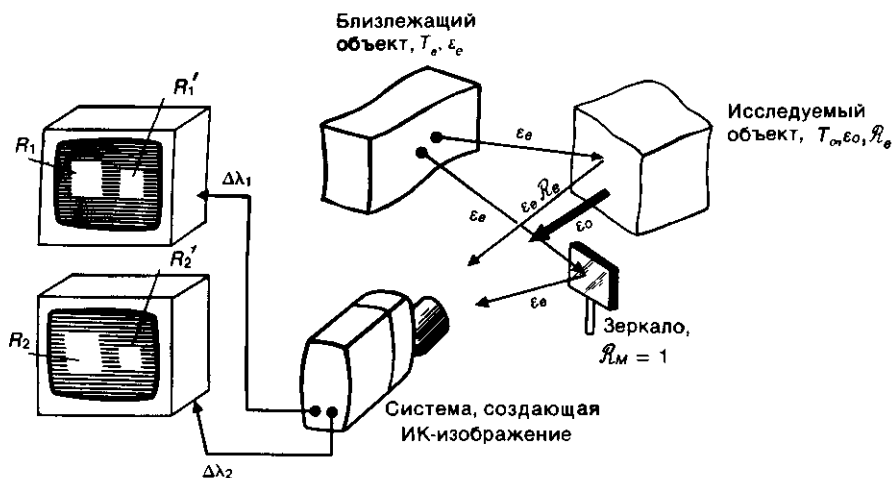
Необходимо знать величины первых двух членов этого уравнения и величину $\epsilon_o(\lambda)$. Если тело непрозрачно, то $\mathcal{T}_f(\lambda) = 0$, и если T_o намного больше, чем T_a , то первый член становится пренебрежимо малым. В этом случае задача упрощается и достаточно знать коэффициент излучения объекта $\epsilon_o(\lambda)$.

Дополнительные трудности возникают, если само тело окружено другими телами, имеющими иные температуры, зачастую более высокие, чем температура исследуемого объекта. В этом случае на член, описывающий собственное излучение тела и зависящий от T_o и ε_o , влияют погрешности, связанные с отражением этим телом излучения окружающих объектов с температурой T_e и коэффициентом излучения ε_e .

Если R_e — коэффициент отражения объекта, измеренный для излучения помехи, то член, характеризующий погрешность, пропорционален T_e , ε_e и R_e . Этот член оказывает особо сильное влияние, если T_e намного больше T_o (например, в случае пламени) и если R_e не равно нулю.

Тогда, каким же образом при дистанционных измерениях такого типа можно выделить реальные параметры ε_o и T_o , относящиеся к исследуемому объекту? Ответ состоит в том, чтобы получить в процессе измерений уравнения, число которых равно числу неизвестных.

Представим себе для этого случая систему, создающую инфракрасное изображение и способную работать в двух различных диапазонах длин волн, $\Delta\lambda_1$ и $\Delta\lambda_2$. Рассматриваемая система может состоять из двух различных термографических камер или из одной камеры, последовательно работающей с двумя спектральными полосовыми фильтрами, выделяющими диапазоны $\Delta\lambda_1$ и $\Delta\lambda_2$. Система, создающая изображение, имеет еще и то преимущество, что она разделяет в пространстве наблюдаемый объект (полезный сигнал) и окружающий фон (помеху). Такая система схематически представлена на рисунке.



Инфракрасная термографическая система.

T_o , ε_o , R_e — температура, коэффициент излучения и коэффициент отражения (для спектрального распределения при температуре T_e) исследуемого объекта, T_e , ε_e — температура и коэффициент излучения близлежащего объекта; $R_M = 1$ — коэффициент отражения зеркала; R_1 и R_2 — изображения объекта вместе с паразитным сигналом от близлежащего объекта; R_1' и R_2' — изображения близлежащего объекта в зеркале.

Инфракрасное изображение измеряемого объекта формируется в результате суммарного действия двух членов собственного и паразитного излучений в спек-

ральном диапазоне работы приемника:

$$R_1 = \mathcal{S} \int_{\Delta\lambda_1} \mathcal{R}_e(\lambda) \varepsilon_e(\lambda) [dR(\lambda, T_e)/d\lambda] d\lambda + \int_{\Delta\lambda_1} \varepsilon_o(\lambda) [dR(\lambda, T_o)/d\lambda] d\lambda, \quad (1)$$

$$R_2 = \mathcal{S} \int_{\Delta\lambda_2} \mathcal{R}_e(\lambda) \varepsilon_e(\lambda) [dR(\lambda, T_e)/d\lambda] d\lambda + \int_{\Delta\lambda_2} \varepsilon_o(\lambda) [dR(\lambda, T_o)/d\lambda] d\lambda,$$

где $\mathcal{S}$ — геометрический параметр, зависящий от расстояния между двумя объектами и их площади.

Инфракрасное изображение близлежащего тела, рассматриваемого в зеркале, определяется членами R'_1 и R'_2 :

$$R'_1 = \int_{\Delta\lambda_1} \varepsilon_e(\lambda) [dR(\lambda, T_e)/d\lambda] d\lambda \text{ в интервале значений } \Delta\lambda_1, \quad (2)$$

$$R'_2 = \int_{\Delta\lambda_2} \varepsilon_e(\lambda) [dR(\lambda, T_e)/d\lambda] d\lambda \text{ в интервале значений } \Delta\lambda_2.$$

Система уравнений (2) позволяет найти параметры $\varepsilon_e(\lambda)$ и T_e путем непосредственного измерения R'_1 и R'_2 с помощью рассматриваемой термографической системы. Если спектральные диапазоны $\Delta\lambda_1$ и $\Delta\lambda_2$ выбраны достаточно близкими, то измеряемый объект можно считать серым телом. Эта упрощающая гипотеза весьма часто подтверждается для большинства твердых тел, коэффициент излучения которых медленно изменяется по спектру, но она, конечно, неприменима для смесей газов и сложных химических соединений с ярко выраженным селективным спектром поглощения:

$$\varepsilon_o = \varepsilon_o(\lambda) = 1 - \mathcal{R}_e(\lambda).$$

Система уравнений (1) позволяет написать

$$R_1 = (1 - \varepsilon_o) \varepsilon_e \mathcal{S} \int_{\Delta\lambda_1} [dR(\lambda, T_e)/d\lambda] d\lambda + \varepsilon_o \int_{\Delta\lambda_1} [dR(\lambda, T_o)/d\lambda] d\lambda,$$

$$R_2 = (1 - \varepsilon_o) \varepsilon_e \mathcal{S} \int_{\Delta\lambda_2} [dR(\lambda, T_e)/d\lambda] d\lambda + \varepsilon_o \int_{\Delta\lambda_2} [dR(\lambda, T_o)/d\lambda] d\lambda.$$

Кроме того,

$$R_1 = \mathcal{S} \varepsilon_e \int_{\Delta\lambda_1} [dR(\lambda, T_e)/d\lambda] d\lambda + \varepsilon_o \left[\int_{\Delta\lambda_1} [dR(\lambda, T_o)/d\lambda] d\lambda - \right. \\ \left. - \mathcal{S} \varepsilon_e \int_{\Delta\lambda_1} [dR(\lambda, T_e)/d\lambda] d\lambda \right],$$

$$R_2 = \mathcal{S} \varepsilon_e \int_{\Delta\lambda_2} [dR(\lambda, T_e)/d\lambda] d\lambda + \varepsilon_o \left[\int_{\Delta\lambda_2} [dR(\lambda, T_o)/d\lambda] d\lambda - \right. \\ \left. - \mathcal{S} \varepsilon_e \int_{\Delta\lambda_2} [dR(\lambda, T_e)/d\lambda] d\lambda \right].$$

Эти уравнения содержат члены R'_1 и R'_2 , которые уже измерены; следовательно, можно решить систему

$$\begin{aligned} R_1 - \mathcal{R}'_1 &= \varepsilon_o \left[\int_{\Delta\lambda_1} [dR(\lambda, T_o)/d\lambda] d\lambda - \mathcal{R}'_1 \right], \\ R_2 - \mathcal{R}'_2 &= \varepsilon_o \left[\int_{\Delta\lambda_2} [dR(\lambda, T_o)/d\lambda] d\lambda - \mathcal{R}'_2 \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

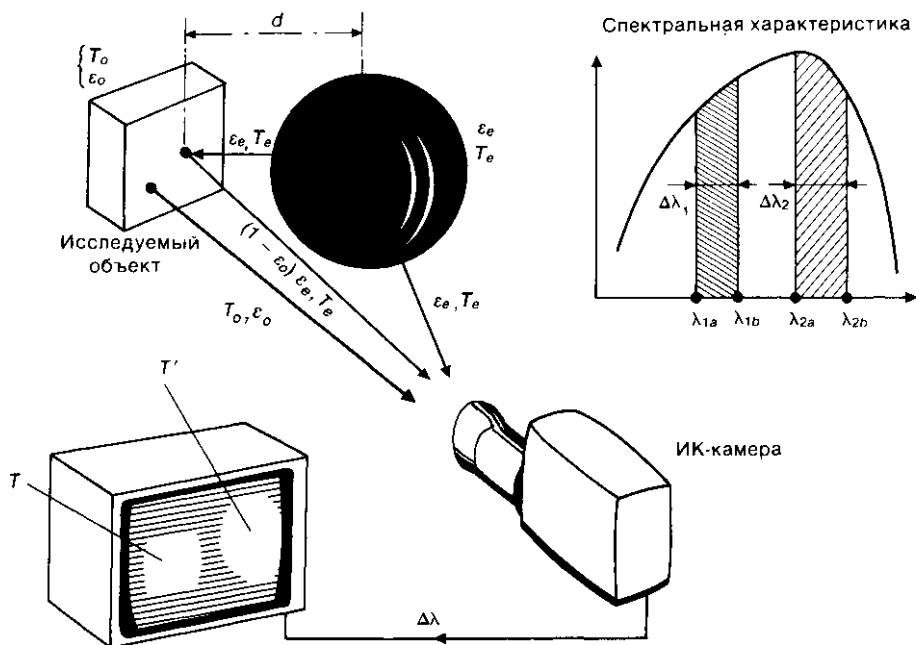
Здесь R_1 , R'_1 , R_2 и R'_2 измеряются, ε_e и T_e вычислены ранее, а $\mathcal{R}$ определяется геометрией системы. Следовательно, можно найти искомые величины ε_o и T_o .

Все это показывает, что оптический сигнал, испускаемый измеряемым объектом, может иметь более или менее сложную структуру. Необходимо вполне сознательно подходить к решению задачи измерений. Затем нужно учитывать влияние атмосферы на распространение излучения, чтобы правильно оценить энергию излучения, достигающего чувствительного элемента измерительного устройства.

3.6. ПРИМЕР ПРИМЕНЕНИЯ

Рассмотрим пример, аналогичный показанному на предыдущем рисунке. Пусть имеется термокамера, чувствительная в области 3—5 мкм. Камера снабжена двумя полосовыми сменными фильтрами с характеристиками:

$$\Delta\lambda_1 = 0,2 \text{ мкм} \quad \begin{cases} \lambda_{1a} = 3,5 \text{ мкм}, \\ \lambda_{1b} = 3,7 \text{ мкм}, \end{cases}$$



$$\Delta\lambda_2 = 0,2 \text{ мкм} \quad \begin{cases} \lambda_{2a} = 3,9 \text{ мкм}, \\ \lambda_{2b} = 4,1 \text{ мкм}. \end{cases}$$

Поле камеры захватывает, с одной стороны, измеряемый объект, температуру T_o и коэффициент излучения ϵ_o которого мы хотим узнать, а с другой стороны, близлежащий («паразитный») объект, поддерживаемый при постоянной температуре T_e , которая больше T_o . Коэффициент излучения паразитного объекта ϵ_e высок. Расстояние между объектами равно d . Величины T_e и ϵ_e неизвестны.

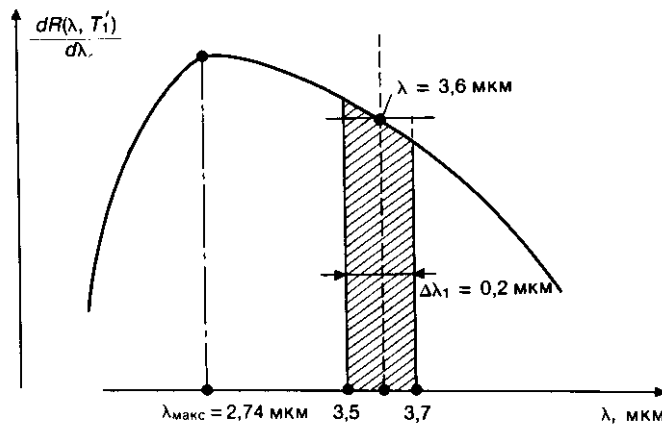
Предполагается, что оба объекта серые в сравнительно узких рассматриваемых спектральных диапазонах, так что величины ϵ_o и ϵ_e — константы. Термокамера воспринимает эффективные температуры этих различных объектов, т. е. температуры, которые имело бы абсолютно черное тело, помещенное в поле зрения и вызывающее ту же реакцию камеры в тех же спектральных диапазонах.

Предположим, что получены следующие результаты измерений:

	Эффективная температура измеряемого объекта	Эффективная температура близлежащего паразитного объекта
$\Delta\lambda_1$	$T_1 = 745,7 \text{ К}$	$T'_1 = 1059 \text{ К}$
$\Delta\lambda_2$	$T_2 = 723,2 \text{ К}$	$T'_2 = 1058 \text{ К}$

Удобно, исходя из этих эффективных температур, вычислить соответствующие плотности потока излучения, т. е. плотности потока излучения, которые имело бы черное тело при температурах T_1 , T_2 , T'_1 и T'_2 .

Проведем, например, расчет для T'_1 . Для черного тела при температуре $T'_1 = 1059 \text{ К}$ максимум спектрального распределения плотности потока излучения в соответствии с законом смещения Вина равен $\lambda_{\text{макс}} = 2898/1059 = 2,74 \text{ мкм}$. Физически плотность потока излучения R'_1 в спектральной полосе $\Delta\lambda_1$, соответствующая температуре T'_1 , представлена площадью под кривой Планка на участке между длинами волн $\lambda_{1a} = 3,5 \text{ мкм}$ и $\lambda_{1b} = 3,7 \text{ мкм}$ (на рисунке заштрихована). Можно приближенно полагать эту площадь равной произведению спектральной плотности потока излучения для центральной длины



волны в диапазоне $\Delta\lambda_1$, т. е. 3,6 мкм, на ширину этого диапазона $\Delta\lambda_1 = 0,2$ мкм:

$$R'_1 = \int_{\lambda_{1a}}^{\lambda_{1b}} [dR(\lambda, T'_1)/d\lambda] d\lambda \approx [dR(\lambda_1 = 3,6 \text{ мкм}, T'_1 = 1059 \text{ К})/d\lambda] \Delta\lambda_1,$$

$$\text{откуда } R'_1 = [2\pi hc^2 \lambda_1^{-5} / \exp(hc/\lambda_1 k T'_1) - 1] \Delta\lambda_1,$$

где $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Вт·с², $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К, $c = 3 \cdot 10^8$ м·с, $\lambda_1 = 3,6 \cdot 10^{-6}$ м, $T'_1 = 1059$ К, $\Delta\lambda_1 = 0,2 \cdot 10^{-6}$ м,

$$R'_1 = 1,240 \cdot 10^5 / \exp(4,004 \cdot 10^3 / T'_1) - 1 = 2,89 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2; \quad R'_1 = 0,289 \text{ Вт/см}^2.$$

Аналогичные вычисления для других температур дают

	Плотность потока излучения измеряемого объекта	Плотность потока излучения ближежащего паразитного объекта
$\Delta\lambda_1$	$R_1 = 5,802 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/см}^2$	$R'_1 = 0,289 \text{ Вт/см}^2$
$\Delta\lambda_2$	$R_2 = 5,057 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/см}^2$	$R'_2 = 0,251 \text{ Вт/см}^2$

Эти вычисления можно провести, используя таблицы Фабри приведенных координат, но, поскольку используются спектральные диапазоны небольшой ширины, точность несколько понижается. Проведем, однако, такое вычисление, чтобы показать, какое повышение точности может быть достигнуто, на примере повторного вычисления величины R'_1 .

Как было показано выше, при температуре $T'_1 = 1059$ К $\lambda_{\text{макс}} = 2,737$ мкм и приведенные координаты равны

$$\lambda_{1a} = 3,5 \text{ мкм} \quad x_{1a} = \lambda_{1a} / \lambda_{\text{макс}} = 1,279 \quad z_{1a} = 42,50 \cdot 10^{-2}$$

$$\lambda_{1b} = 3,7 \text{ мкм} \quad x_{1b} = \lambda_{1b} / \lambda_{\text{макс}} = 1,352 \quad z_{1b} = 46,58 \cdot 10^{-2}$$

Величины z_{1a} и z_{1b} получены по таблицам Фабри интерполяцией. Плотность потока излучения в диапазоне $\Delta\lambda_1$ равна

$$R'_1 = \sigma T_1'^4 (z_{1b} - z_{1a}) = 5,67 \cdot 10^{-12} \cdot (1059)^4 \cdot 4,078 \cdot 10^{-2}, \quad R'_1 = 0,291 \text{ Вт/см}^2.$$

Это значение очень близко к полученному ранее.

3.6.1. ВЫЧИСЛЕНИЕ T_e И ε_e

Измерение температур T'_1 и T'_2 , т. е. плотностей потока излучения R'_1 и R'_2 , приводит к следующей системе уравнений:

$$R'_1 = \int_{\Delta\lambda_1} \varepsilon_e [dR(\lambda, T_e)/d\lambda] d\lambda, \quad R'_2 = \int_{\Delta\lambda_2} \varepsilon_e [dR(\lambda, T_e)/d\lambda] d\lambda. \quad (1)$$

Параметр ε_e будем считать постоянным в рабочем спектральном диапазоне. Тогда его можно вынести из-под знака интеграла и исключить, деля одно уравнение на другое, т. е.

$$\frac{R'_1}{R'_2} = \frac{\int_{\Delta\lambda_1} [dR(\lambda, T_e)/d\lambda] d\lambda}{\int_{\Delta\lambda_2} [dR(\lambda, T_e)/d\lambda] d\lambda} = \frac{0,289}{0,251} = 1,151.$$

Это уравнение, которое принимает форму

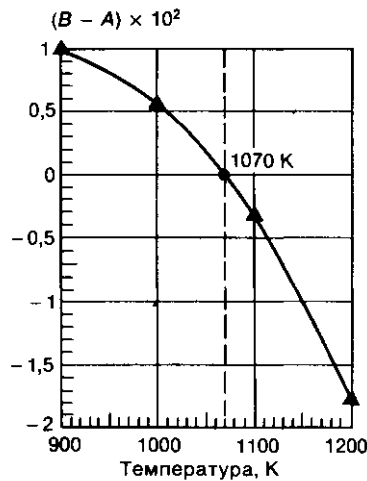
$$\underbrace{1,151 \int_{\Delta\lambda_2} [dR(\lambda, T_e)/d\lambda] d\lambda}_B - \underbrace{\int_{\Delta\lambda_1} [dR(\lambda, T_e)/d\lambda] d\lambda}_A = 0,$$

можно решить графически. Для этого вычислим по формуле Планка значения членов А, В и В–А для температур $T = 900, 1000, 1100$ и 1200 К.

Результаты приведены ниже.

$T, \text{ К}$	900	1000	1100	1200
A	0,1467	0,2304	0,3343	0,4571
B	0,1567	0,2360	0,3311	0,440
B–A	0,0100	0,0056	–0,0032	–0,0167

График зависимости В–А от температуры пересекает ось абсцисс при $T_e = 1070$ К, что и является решением предыдущего уравнения. Коэффициент излучения ϵ_e вычисляется за-



тем, например, из первого уравнения системы (1):

$$\epsilon_e = \frac{R'_1}{\int_{\Delta\lambda_1} \frac{dR(\lambda_1 = 3,6 \text{ мкм}; T_e = 1070 \text{ К})}{d\lambda}} = \frac{0,289 \cdot 10^4}{\frac{1,24 \cdot 10^5}{\exp[4,004 \cdot 10^3/1070] - 1}} = \frac{0,289 \cdot 10^4}{0,301 \cdot 10^4} = 0,96.$$

3.6.2. ВЫЧИСЛЕНИЕ ϵ_o и T_o

Паразитный объект с коэффициентом излучения $\epsilon_e = 0,96$ и температурой $T_e = 1070$ К является источником инфракрасного излучения, плотность потока излучения которого в спектральном диапазоне $\Delta\lambda$ равна

$$R_e = \epsilon_e \int_{\Delta\lambda} [dR(\lambda, T_e)/d\lambda] d\lambda.$$

Если яркость L_e этого объекта не зависит от направления наблюдения (ламбертовский излучатель), то она будет выражаться формулой

$$L_e = R_e/\pi.$$

Сила излучения такого источника в направлении измеряемого объекта равна

$$I = L_e S = (R_e/\pi)S,$$

где S — площадь близлежащего объекта, видимая от измеряемого объекта, например $S = \pi r^2$, если объект представляет собой сферическое тело радиусом r . При такой силе излучения облученность исследуемого объекта будет равной

$$E = I/d^2 = R_e(S/\pi d^2) = R_e \mathcal{S}, \quad \mathcal{S} = S/\pi d^2.$$

Если исследуемый объект является ортотропным диффузным отражателем, т. е. яркость, определяемая величиной $1 - \varepsilon_o$, одинакова по всем направлениям, то плотность потока излучения объекта определяется суммой двух членов:

$$R = \varepsilon_o \int_{\Delta\lambda} [dR(\lambda, T_o)/d\lambda]d\lambda + (1 - \varepsilon_o)\varepsilon_e \mathcal{S} \int_{\Delta\lambda} [dR(\lambda, T_e)/d\lambda]d\lambda.$$

Собственное излучение

Отражение

Для упрощения задачи примем, что $\mathcal{S} = 1$, например при $S = 0,785 \text{ м}^2$ и $d = 0,5 \text{ м}$. Измерение T_1 и T_2 приводит к уравнениям

$$\begin{aligned} R_1 &= \varepsilon_o \int_{\Delta\lambda_1} [dR(\lambda, T_o)/d\lambda]d\lambda + (1 - \varepsilon_o)\varepsilon_e \underbrace{\int_{\Delta\lambda_1} [dR(\lambda, T_e)/d\lambda]d\lambda}_{R'_1}, \\ R_2 &= \varepsilon_o \int_{\Delta\lambda_2} [dR(\lambda, T_o)/d\lambda]d\lambda + (1 - \varepsilon_o)\varepsilon_e \underbrace{\int_{\Delta\lambda_2} [dR(\lambda, T_e)/d\lambda]d\lambda}_{R'_2}. \end{aligned} \quad (2)$$

Кроме того,

$$\begin{aligned} R_1 - R'_1 &= \varepsilon_o \left\{ \int_{\Delta\lambda_1} [dR(\lambda, T_o)/d\lambda]d\lambda - R'_1 \right\}, \\ R_2 - R'_2 &= \varepsilon_o \left\{ \int_{\Delta\lambda_2} [dR(\lambda, T_o)/d\lambda]d\lambda - R'_2 \right\}. \end{aligned} \quad (3)$$

Разделив первое уравнение на второе, удастся исключить ε_o :

$$\frac{R_1 - R'_1}{R_2 - R'_2} = \frac{\int_{\Delta\lambda_1} [dR(\lambda, T_o)/d\lambda]d\lambda - R'_1}{\int_{\Delta\lambda_2} [dR(\lambda, T_o)/d\lambda]d\lambda - R'_2},$$

откуда

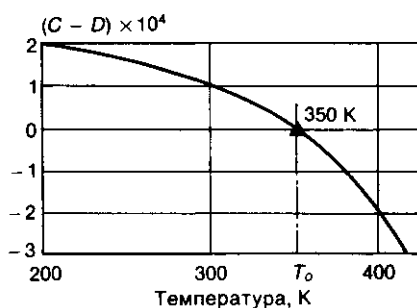
$$1,152 = \frac{\int_{\Delta\lambda_1} [dR(\lambda, T_o)/d\lambda]d\lambda - 0,289}{\int_{\Delta\lambda_2} [dR(\lambda, T_o)/d\lambda]d\lambda - 0,251}.$$

Наконец, получаем уравнение

$$0 = \underbrace{\int_{\Delta\lambda_1} [dR(\lambda, T_o)/d\lambda] d\lambda - 0,2890}_{C} - 1,152 \underbrace{\int_{\Delta\lambda_2} [dR(\lambda, T_o)/d\lambda] d\lambda + 0,2892}_{D}.$$

Это уравнение можно решить графически, вычисляя величины C , D и $C - D$ для температур 200, 300, 400 и 500 К:

T , К	200	300	400	500
C	-0,2890	-0,2890	-0,2884	-0,2849
D	-0,2892	-0,2891	-0,2882	-0,2829
$C - D$	0,0002	0,0001	-0,0002	-0,0020



$$T_o = 350 \text{ К.}$$

Коэффициент излучения ε_o вычисляется из первого уравнения системы (3):

$$\begin{aligned} \varepsilon_o &= \frac{R_1 - R'_1}{\int_{\Delta\lambda_1} \frac{dR(\lambda_1 = 3,6 \text{ мкм}, T_o = 350 \text{ К})}{d\lambda} d\lambda - R'_1} = \\ &= \frac{5,802 \cdot 10^2 \text{ Вт/м}^2 - 0,289 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2}{\frac{1,240 \cdot 10^5}{\exp [4,004 \cdot 10^3/350]} - 1 - 0,289 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2}, \end{aligned}$$

$$\varepsilon_o = 0,8$$

Подытожим полученные результаты:

$$T_o = 350 \text{ К} \approx 80 \text{ }^\circ\text{С}, \quad \varepsilon_o = 0,80,$$

$$T_e = 1070 \text{ К} \approx 800 \text{ }^\circ\text{С}, \quad \varepsilon_e = 0,96.$$

Сравнение полученных значений с результатами термографических измерений, полученными без внесения поправок, связанных с влиянием окружающих тел, которые дают эффективную температуру объекта порядка 740 К (467 °С), показывает, что во втором случае

наблюдается сильное расхождение с фактически имеющей место температурой $T_0 = 80^\circ\text{C}$. Этот конкретный пример показывает, какие большие ошибки можно сделать, если не вносить поправки.

3.7. КОЭФФИЦИЕНТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ

3.7.1. СПЕКТРАЛЬНЫЙ И ИНТЕГРАЛЬНЫЙ КОЭФФИЦИЕНТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

Спектральный коэффициент излучения $\varepsilon(\lambda)$ некоторой поверхности определяется как отношение спектральной плотности потока излучения $dR(\lambda, T)/d\lambda$ этой поверхности к спектральной плотности потока излучения черного тела $dR_{\text{ч.т.}}(\lambda, T)/d\lambda$ при той же температуре:

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{dR(\lambda, T)/d\lambda}{dR_{\text{ч.т.}}(\lambda, T)/d\lambda}.$$

Величина $\varepsilon(\lambda)$ зависит от длины волны, а также от угла наблюдения поверхности и от температуры этой поверхности. В общем случае спектральные коэффициенты излучения твердых тел относительно медленно изменяются в зависимости от длины волны в отличие от коэффициентов излучения газообразных и жидких веществ, которые характеризуются резкими изменениями по спектру. Кроме того, коэффициент излучения поверхности в видимой области спектра часто почти не связан с коэффициентом излучения на инфракрасном участке спектра. Так, снег, имеющий очень малый коэффициент излучения в видимой области спектра, является отличным черным телом в инфракрасной области. Именно поэтому при облучении солнцем снег тает довольно медленно. Действительно, большая часть солнечного излучения в видимой области рассеивается и отражается, а большой коэффициент излучения в инфракрасной области обеспечивает отвод поглощенной энергии благодаря инфракрасному (тепловому) излучению.

Величины коэффициента излучения металлов обычно малы. С ростом температуры они увеличиваются, особенно когда на поверхности нагретого металла образуется окисная пленка. Некоторые металлы имеют высокие значения коэффициента излучения, которые с ростом температуры уменьшаются. Во всех случаях коэффициент излучения зависит от состояния поверхности материала.

Для данного материала коэффициент излучения часто оценивается для излучения по нормали к поверхности в спектральном диапазоне, охватывающем все длины волн:

$$\varepsilon_T = \frac{\int_0^\infty \varepsilon(\lambda) [dR(\lambda, T)/d\lambda] d\lambda}{\int_0^\infty [dR(\lambda, T)/d\lambda] d\lambda} = \frac{1}{\sigma T^4} \int_0^\infty \varepsilon(\lambda) \frac{dR(\lambda, T)}{d\lambda} d\lambda.$$

Это интегральный, или полный, коэффициент излучения. Интегральный коэффициент излучения представляет собой отношение энергии излучения, испускаемого материалом при температуре T , к энергии излучения, испускаемого черным телом при той же температуре. Другие материалы имеют довольно высокие значения коэффициентов излучения, часто превосходящие 0,8; с ростом температуры их коэффициенты излучения уменьшаются.

3.7.2. КОЭФФИЦИЕНТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИКОВ. ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ

Ниже, в разд. 5.2, показано, что коэффициент отражения материала на данной длине волны λ при падении излучения по нормали к поверхности выражается в зависимости от показателя преломления n_λ и показателя ослабления K_λ данного материала соотношением

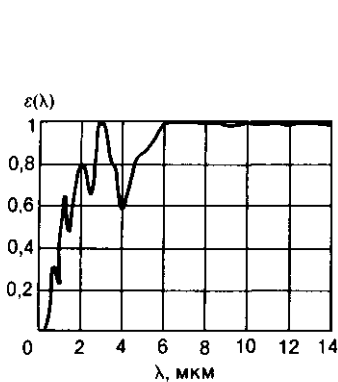
$$\mathcal{R}_\lambda = \frac{(n_\lambda - 1)^2 + K_\lambda^2}{(n_\lambda + 1)^2 + K_\lambda^2} = 1 - \frac{4n_\lambda}{(n_\lambda + 1)^2 + K_\lambda^2}.$$

Тогда коэффициент излучения $\varepsilon(\lambda)$ равен

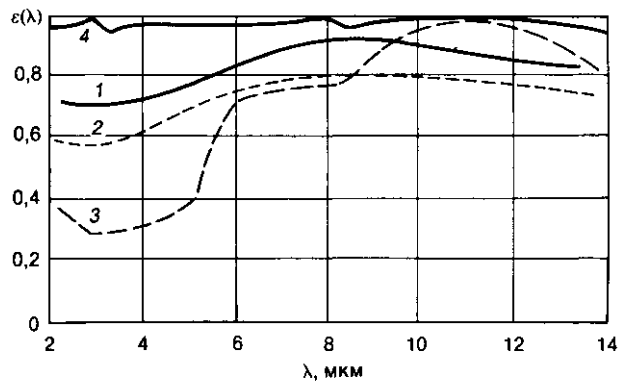
$$\varepsilon_\lambda = 1 - \mathcal{R}_\lambda = 4n_\lambda / [(n_\lambda + 1)^2 + K_\lambda^2].$$

В случае прозрачных диэлектриков $K = 0$ (разд. 5.1) и $\varepsilon_\lambda = 4n_\lambda / (n_\lambda + 1)^2$.

Спектральный коэффициент излучения диэлектриков ε_λ в общем случае увеличивается с ростом длины волны. Так, человеческая кожа, коэффициент излучения которой в видимой области мал, обладает в инфракрасном участке спектра очень большим коэффициентом излучения (0,98—0,99).



Спектральный коэффициент излучения $\varepsilon(\lambda)$ человеческой кожи.

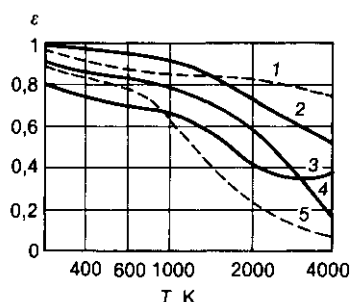


Спектральный коэффициент излучения $\varepsilon(\lambda)$ некоторых диэлектриков.

1 — земля (песок + глина + сланец); 2 — пластмасса; 3 — окись магния; 4 — вода (в направлении нормали к поверхности).

Интегральный коэффициент излучения $\varepsilon(T)$ зависит от температуры. Для диэлектриков $\varepsilon(T)$ с ростом температуры обычно убывает. Это связано с тем, что показатель преломления материала n растет с температурой.

Следует отметить, что с ростом температуры изменяется также спектральное распределение испускаемого излучения (сдвиг максимума в сторону коротких длин волн), что также оказывает воздействие на интегральный коэффициент излучения. Это влияние тем более ярко выражено, чем сильнее изменяется спектральный коэффициент излучения материала по спектру.

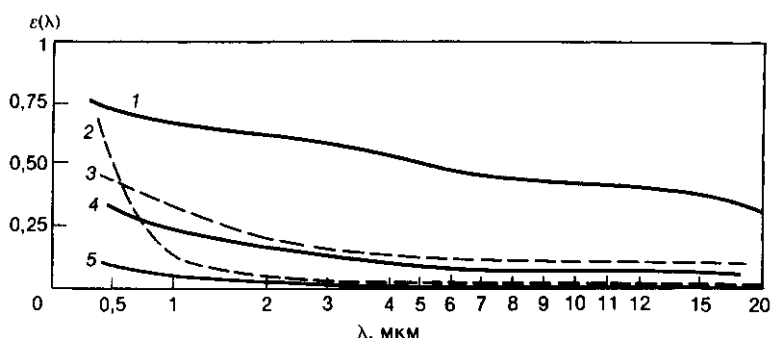


Интегральный коэффициент излучения ε некоторых диэлектриков.

1 — каучук; 2 — фарфор; 3 — пробка; 4 — бумага; 5 — огнеупорная глина.

3.7.3. КОЭФФИЦИЕНТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТАЛЛОВ. ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ

Металлы обычно имеют малый коэффициент излучения в инфракрасной области, который обычно увеличивается с ростом температуры металла. Коэффициент



Спектральный коэффициент излучения $\varepsilon(\lambda)$ некоторых металлов и графита.

1 — графит; 2 — медь; 3 — железо; 4 — алюминий; 5 — серебро.

ент отражения металла, как показано ниже в разд. 5.2, равен

$$\mathcal{R} = 1 - \sqrt{2\omega/\gamma\mu c^2},$$

где $\omega = 2\pi c/\lambda$ — круговая частота оптического излучения; γ — электрическая проводимость металла; μ — магнитная проницаемость металла; c — скорость света. Из этого выражения следует, что спектральный коэффициент излучения $\varepsilon(\lambda)$ металла

$$\varepsilon(\lambda) = 1 - \mathcal{R} = \sqrt{2\omega/\gamma\mu c^2}$$

увеличивается с уменьшением его электрической проводимости γ . Электрическая проводимость металла уменьшается с ростом температуры из-за теплового возбуждения молекулярной решетки, что вызывает увеличение коэффициента излучения.

Известны выражения для спектрального $\varepsilon_\lambda(T)$ и интегрального $\varepsilon(T)$ коэффициентов излучения в функции температуры для различных металлов:

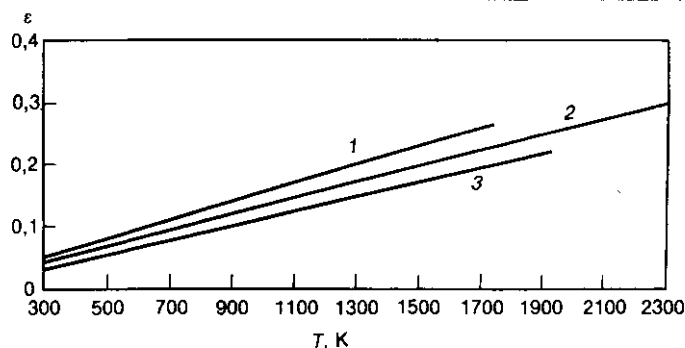
$$\varepsilon_\lambda(T) = 0,365\sqrt{\rho}[1 + \alpha(T - 293)](1/\lambda) - 0,0667\rho[1 + \alpha(T - 293)](1/\lambda) + 0,006\sqrt{\rho[1 + \alpha(T - 293)](1/\lambda)^3},$$

$$\varepsilon(T) = 0,5737\sqrt{\rho[1 + \alpha(T - 293)]T} - 0,1769\rho[1 + \alpha(T - 293)]T.$$

Металл	Удельное сопротивление металла $\rho = 1/\gamma$ при 20 °С, Ом·см	Коэффициент теплового изменения удельного сопротивления α	Температура плавления или размягчения $T_{\text{макс}}$, К
Алюминий	$2,82 \cdot 10^{-6}$	$3,6 \cdot 10^{-3}$	933
Латунь	$8,00 \cdot 10^{-6}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$	1173
Бронза	$8,00 \cdot 10^{-6}$	$3,5 \cdot 10^{-3}$	1283
Медь	$1,72 \cdot 10^{-6}$	$4,0 \cdot 10^{-3}$	1356
Золото	$2,42 \cdot 10^{-6}$	$3,6 \cdot 10^{-3}$	1336
Инвар	$7,8 \cdot 10^{-5}$	$2,0 \cdot 10^{-3}$	1973
Железо	$9,8 \cdot 10^{-6}$	$5,0 \cdot 10^{-3}$	1808
Свинец	$2,063 \cdot 10^{-5}$	$4,0 \cdot 10^{-3}$	600
Магний	$4,46 \cdot 10^{-6}$	$3,9 \cdot 10^{-3}$	924
Ртуть	$9,577 \cdot 10^{-5}$	$8,9 \cdot 10^{-4}$	<300
Никель	$7,24 \cdot 10^{-6}$	$5,4 \cdot 10^{-3}$	1726
Серебро	$1,62 \cdot 10^{-6}$	$3,6 \cdot 10^{-3}$	1234
Легированная сталь	$1,50 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$	1673
Мягкая сталь	$1,50 \cdot 10^{-5}$	$3,3 \cdot 10^{-3}$	1673
Олово	$1,14 \cdot 10^{-5}$	$4,0 \cdot 10^{-3}$	505
Вольфрам	$5,50 \cdot 10^{-6}$	$5,2 \cdot 10^{-3}$	3653
Цинк	$5,92 \cdot 10^{-6}$	$3,5 \cdot 10^{-3}$	693

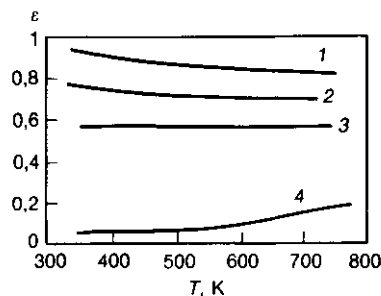
Интегральный коэффициент излучения ϵ некоторых металлов.

1 — никель; 2 — вольфрам;
3 — платина.



Интегральный коэффициент излучения ϵ некоторых материалов в функции температуры.

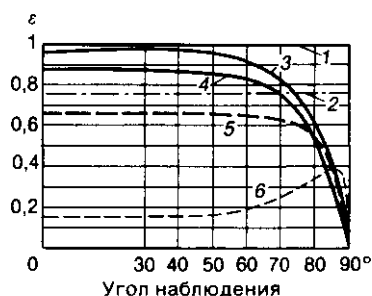
1 — черная оксидная пленка; 2 — сильно окисленная медь; 3 — слегка окисленная медь; 4 — полированная медь.



Эти выражения справедливы только при определенных ограничениях. Например, для вольфрама необходимо выполнение условия $\lambda > 2$ мкм, для золота и серебра $\lambda > 1,5$ мкм, а для никеля и железа $\lambda < 5$ мкм. Состояние поверхности и окисление металла могут значительно изменить коэффициент излучения.

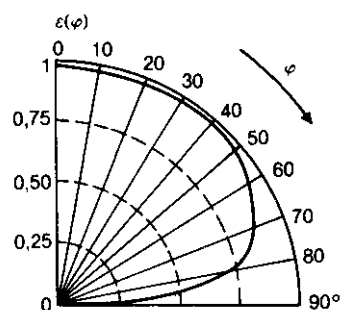
3.7.4. ВЛИЯНИЕ УГЛА НАБЛЮДЕНИЯ НА КОЭФФИЦИЕНТ ИЗЛУЧЕНИЯ

Коэффициент излучения материалов зависит, с одной стороны, от угла наблюдения φ , с другой стороны, от поляризации излучения. Эти свойства следуют из уравнений Френеля, описывающих явление отражения на границе раздела двух различных сред.



Интегральный коэффициент излучения ε в функции угла наблюдения.

1 — черное тело; 2 — серое тело; 3—5 — диэлектрики с показателями преломления $n = 1,5$; 2 и 4 соответственно; 6 — металл.



Коэффициент излучения воды при $\lambda = 10$ мкм в функции угла наблюдения φ .

При длине волны излучения 10 мкм вода близка к абсолютно черному телу при наблюдении по нормали к ее поверхности и становится зеркалом ($\varepsilon = 0$) при наблюдении по касательной. Вследствие зависимости коэффициента излучения поверхности от угла наблюдения эффективный коэффициент излучения неплоских поверхностей различен в различных точках, хотя мы имеем дело с одним и тем же материалом, коэффициент излучения которого по нормали — постоянная величина.

Излучающая поверхность определенной геометрической формы характеризуется пространственным коэффициентом излучения. Таким образом, следует различать:

- коэффициент излучения в данном направлении;
- коэффициент излучения в данном телесном угле;
- коэффициент излучения в полусферу.

Определение этих коэффициентов дано в приведенной ниже таблице.

Для объектов, подчиняющихся закону Ламберта (яркость не зависит от угла наблюдения),

$$\varepsilon_{\lambda, \varphi} = \varepsilon_{\lambda, \Omega} = \varepsilon_{\lambda, h}.$$

Большинство объектов практически ламбертовские для углов наблюдения, не превышающих 55° .

3.7.5. ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ИЗЛУЧЕНИЯ

Существует множество способов определения коэффициента излучения либо непосредственно, измеряя излучение тела в сравнении с излучением черного тела при той же температуре, либо косвенно, измеряя коэффициенты отражения этих

Коэффициент излучения	Спектральный	В спектральном интервале $\Delta\lambda$	Интегральный
В заданном направлении φ	$\varepsilon_{\lambda, \varphi} = \frac{dR(\lambda, T)/d\lambda}{dR_{q, T}(\lambda, T)/d\lambda}$	$\varepsilon_{\Delta\lambda, \varphi} = \frac{\int_{\Delta\lambda} [dR(\lambda, T)/d\lambda] d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} [dR_{q, T}(\lambda, T)/d\lambda] d\lambda}$	$\varepsilon_{\varphi} = \frac{\int_0^{\infty} [dR(\lambda, T)/d\lambda] d\lambda}{\int_0^{\infty} [dR_{q, T}(\lambda, T)/d\lambda] d\lambda}$
В пределах телесного угла Ω	$\varepsilon_{\lambda, \Omega} = \frac{\int_{\Omega} [dR(\lambda, T)/d\lambda] \cos \varphi d\Omega}{\int_{\Omega} [dR_{q, T}(\lambda, T)/d\lambda] \cos \varphi d\Omega}$	$\varepsilon_{\Delta\lambda, \Omega} = \frac{\int_{\Omega \Delta\lambda} [dR(\lambda, T)/d\lambda] \cos \varphi d\Omega d\lambda}{\int_{\Omega \Delta\lambda} [dR_{q, T}(\lambda, T)/d\lambda] \cos \varphi d\Omega d\lambda}$	$\varepsilon_{\Omega} = \frac{\int_{\Omega} \int_0^{\infty} [dR(\lambda, T)/d\lambda] \cos \varphi d\Omega d\lambda}{\int_{\Omega} \int_0^{\infty} [dR_{q, T}(\lambda, T)/d\lambda] \cos \varphi d\Omega d\lambda}$
В пределах полусферы (полусферический)	$\varepsilon_{\lambda, h} = \frac{\int_{2\pi} [dR(\lambda, T)/d\lambda] \cos \varphi d\Omega}{\int_{2\pi} [dR_{q, T}(\lambda, T)/d\lambda] \cos \varphi d\Omega}$	$\varepsilon_{\Delta\lambda, h} = \frac{\int_{2\pi \Delta\lambda} [dR(\lambda, T)/d\lambda] \cos \varphi d\Omega d\lambda}{\int_{2\pi \Delta\lambda} [dR_{q, T}(\lambda, T)/d\lambda] \cos \varphi d\Omega d\lambda}$	$\varepsilon_h = \frac{\int_{2\pi} \int_0^{\infty} [dR(\lambda, T)/d\lambda] \cos \varphi d\Omega d\lambda}{\int_{2\pi} \int_0^{\infty} [dR_{q, T}(\lambda, T)/d\lambda] \cos \varphi d\Omega d\lambda}$

тел. Во всех случаях необходимо учитывать паразитные отражения, влияние которых было рассмотрено в разд. 3.5 и 3.6.

3.7.6. РОЛЬ КОЭФФИЦИЕНТА ИЗЛУЧЕНИЯ В ТЕРМОГРАФИИ

Задача термографии состоит в измерении с помощью инфракрасных термокамер либо температуры объекта, либо его коэффициента излучения. Как мы уже видели, спектральное излучение объекта с коэффициентом излучения ε_λ и температурой T зависит от этих двух факторов в соответствии с соотношением

$$dR(\lambda, T)/d\lambda = \varepsilon_\lambda [dR_{\text{ч.т.}}(\lambda, T)/d\lambda].$$

Коэффициент пропорциональности ε_λ , который в зависимости от объекта может изменяться от 0 до 1, оказывает очень сильное влияние на излучение этого объекта. Термографические измерения как раз и осуществляются путем регистрации такого излучения. Ясно, что отличный результат будут давать «квази-черные» тела, поскольку измеряемое излучение практически полностью состоит из испускаемого или собственного излучения. Закон Планка позволяет вычислить соответствующую температуру.

Результаты ухудшаются, когда коэффициент излучения материала мал. Этому способствуют две причины. Прежде всего при одинаковых температурах энергия излучения, испускаемого объектом с малым коэффициентом излучения, меньше, чем энергия излучения черного тела, эта разница действительно обусловлена коэффициентом излучения. Подобное обстоятельство само по себе не создавало бы слишком больших затруднений, так как, зная коэффициент излучения, при высокой чувствительности обнаружения несложно рассчитать температуру объекта.

Значительно больше затрудняет измерения отражательная способность материала (тем более высокая, чем меньше коэффициент излучения), которая усиливает паразитное излучение, идущее из окружающего объект пространства. В таком случае становится очень трудно отделить часть излучения, соответствующую собственному излучению, от части излучения, обусловленной отражением. Тем не менее все еще можно получить достоверные результаты, когда температура объекта существенно превосходит температуру окружающей среды. В этих условиях паразитная энергия остается малой даже для объекта со средним уровнем отражательной способности.

Наконец, нужно отметить, что для материалов с очень высокими отражательными свойствами никакие измерения с помощью инфракрасной термографии невозможны, поскольку собственное излучение таких материалов практически равно нулю. В заключение заметим, что по возможности следует производить измерения для «черных» поверхностей, или искусственно зачерненных краской, или соответственно обработанных с целью увеличения коэффициента излучения.

Когда это невозможно, следует принимать максимальные предосторожности, что в наиболее благоприятных случаях работы с серыми телами выражается в применении многоспектральных методов, связанных с довольно сложной обработкой сигнала. В наиболее неблагоприятных случаях следует отказаться от проведения измерений и не пытаться, используя наилучшие и сложнейшие устройства обработки сигнала, во что бы то ни стало отыскать этот сигнал!

3.7.7. КОЭФФИЦИЕНТ ИЗЛУЧЕНИЯ ОБЪЕКТОВ С НЕПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

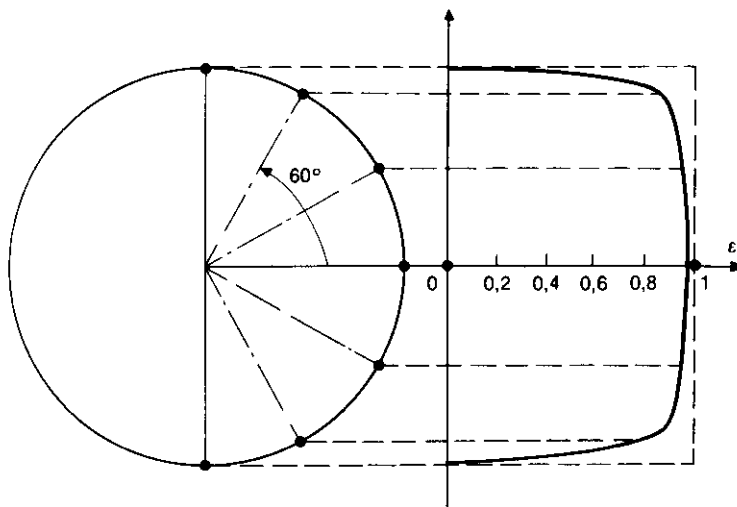
Выше было показано, что коэффициент излучения поверхности изменяется в зависимости от угла наблюдения. Только излучение черных и серых тел подчиняется закону Ламберта, т. е. яркость, а следовательно, и коэффициент излучения постоянны для любого направления наблюдения.

На практике металлы подчиняются закону Ламберта в интервале углов наблюдения $0 - 40^\circ$, а диэлектрики — в интервале углов $0 - 60^\circ$. За пределами этих значений коэффициент излучения быстро уменьшается до нуля при направлении наблюдения по касательной. В случае металлов этому спаду предшествует небольшой подъем.

Уменьшение коэффициента излучения при больших углах обусловлено ростом отражательной способности в соответствии с законами Френеля, относящимися к прохождению электромагнитных волн через границу раздела двух сред. Измерение в инфракрасной области яркости и, следовательно, температуры объекта, излучение которого подчиняется закону Ламберта, дает постоянную величину для любой ориентации поверхности этого объекта.

Когда излучение материала не подчиняется закону Ламберта, его коэффициент излучения уменьшается при углах наблюдения, превышающих 60° , и эффективные температуры становятся меньше действительных. В этом случае значительное отражение будет влиять на паразитное излучение, и иногда эффективные температуры даже больше, чем при наблюдении по нормали.

Пример. На рисунке показан коэффициент излучения ϵ в зависимости от направления наблюдения для сферы из диэлектрика ($n = 1,5$) на холодном фоне.



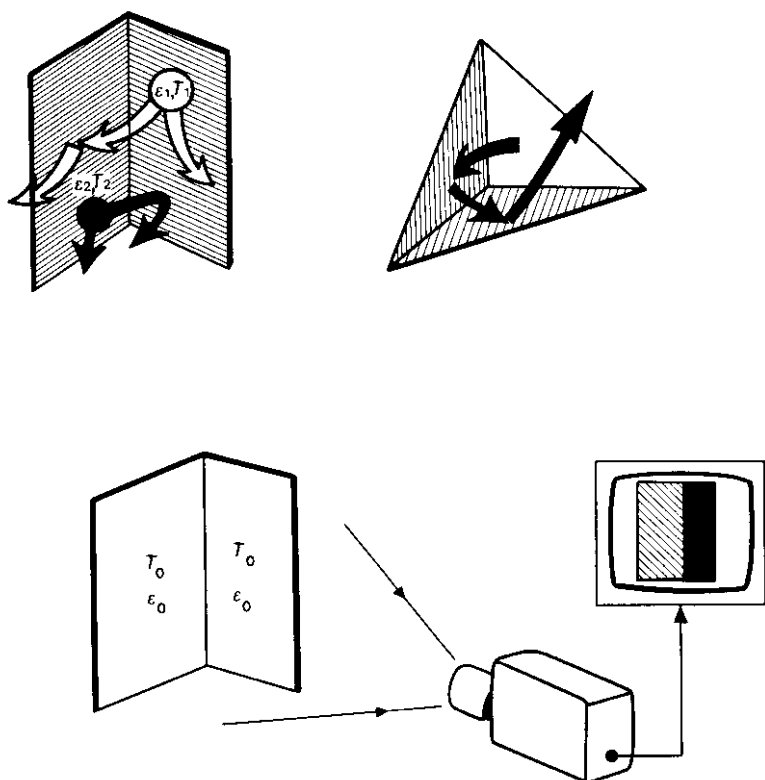
3.7.8. КОЭФФИЦИЕНТ ИЗЛУЧЕНИЯ ДВУГРАННЫХ УГЛОВ И ТРЕХГРАННИКОВ

Когда две поверхности образуют двугранный угол, существует связь между величинами их излучения вследствие многократных отражений. Каждая поверхность, обладающая вполне определенным собственным коэффициентом излуче-

ния, будет иметь эффективный коэффициент излучения, изменяющийся в зависимости от наклона поверхности, а также от отражения от соседней поверхности.

Так, двугранный угол, образованный двумя идентичными поверхностями с одинаковыми температурами, создает контраст в тепловом изображении. Этот контраст — следствие различной ориентации и, следовательно, различных эффективных коэффициентов излучения.

Комбинация трех плоскостей, образующих трехгранник, дает аналогичный результат, но с более слабыми контрастами, так как многократные отражения между плоскостями способствуют возникновению эффекта «световой ловушки», т. е. поглощающая или, наоборот, излучающая комбинация плоскостей такого типа приближается к черному телу. Таким образом, для трехгранника эффективный коэффициент излучения часто оказывается более важным, чем собственные коэффициенты излучения его граней. Испускаемое излучение приближается к излучению черного тела.



Металл	Температура, °C	ϵ
Алюминий		
анодированный	100	0,55
необработанная поверхность	20—50	0,06—0,07
окисленный	50—500	0,2—0,3
полированный	50—100	0,04—0,06
Бронза		
необработанная	50—150	0,55
полированная	50	0,10
порошкообразная		0,80
Вольфрам	200	0,05
	600—1000	0,10—0,16
	1500—2200	0,24—0,31
	3300	0,39
Железо		
заржавленное	20	0,61—0,85
необработанное (мильбарс),	20	0,24
неокисленное		
окисленное	100	0,74
оцинкованное	30	0,25
полированное	440—1000	0,14—0,38
электролитически полированное	200	0,06
Золото полированное	100	0,02
Латунь		
окисленная	200—600	0,6
полированная	100	0,03
Магний		
полированный	20	0,07
порошкообразный		0,86
Медь		
во время плавления	1100—1300	0,13—0,15
окисленная	50	0,70
полированная	100	0,03
Никель		
окисленный	200—600	0,37—0,48
полированный	20	0,05
Олово		
двуокись		0,40
полированное	20—50	0,04—0,06
Платина	200—600	0,05—0,10
полированная	1000—1500	0,14—0,18
Ртуть	0—100	0,09—0,12
Свинец		
блестящий	250	0,08
серый окисленный	20	0,28
Серебро полированное	200—600	0,02—0,03
Сталь		
заржавленная	20	0,69
легированная 8% Ni—18% Cr	500	0,35
мягкая (во время плавления)	1600—1800	0,28
нержавеющая	20—700	0,16—0,45
оксидированная	200—600	0,80
оцинкованная	20	0,28
полированная	100	0,07
Хром	50	0,10
полированный	500—1000	0,28—0,38

Металл	Температура, °C	ϵ
Цинк		
окисленный	400	0,11
	1000—1200	0,5—0,6
полированный	200—300	0,04—0,05
порошкообразный		0,82
цинковая фольга	50	0,20
Чугун		
жидкий	1300	0,28
литой	50	0,81
полированный	200	0,21
Неметаллические материалы		
	Температура, °C	ϵ
Бетон	20	0,92
Бумага		
белая	20	0,7—0,9
желтая		0,72
зеленая		0,85
красная		0,76
матовая		0,93
темно-синяя		0,84
черная		0,9
Вода		
гладкий лед	— 10	0,95
дистиллированная	20	0,96
иней	— 10	0,98
снег	— 10	0,85
Гипс	20	0,91
Гудрон		0,79—0,84
Дерево		
брус		0,5—0,7
доска	20	0,8—0,9
Древесный уголь		0,96
Дробленая окись магния		0,2—0,3
Дубленая кожа		0,75—0,80
Известь		0,3—0,4
Каучук		
твердый	20	0,95
мягкий	20	0,86
Кварц плавленый	20	0,93
Кирпич красный	20	0,93
Краски масляные		
матовая черная		0,98
различных цветов	100	0,92—0,96
Кремнезем (порошкообразный)		0,48
Масло смазочное	20	0,82
Мрамор серый полированный	20	0,93
Песок	20	0,6—0,9
Почва		
влажная	20	0,95
сухая	20	0,9
Стекло полированное		
	20	0,94
	20—100	0,94—0,91
	250—1000	0,87—0,72
	1100—1500	0,7—0,67

Продолжение таблицы

Неметаллические материалы	Температура, °C	ϵ
Тальк порошкообразный		0,24
Терракота	70	0,91
Углерод		
графит	20	0,98
нить	1000—1400	0,53
черная сажа	20—400	0,95—0,97
Фарфор стекловидный	20	0,92
белый блестящий		0,7—0,75
Цемент		0,54
Человеческая кожа	32	0,98
Черная одежда	20	0,98
Черные тела, выпускаемые промышленностью		0,99
Эбонит		0,89
Эмаль		0,9

3.8. ИЗЛУЧЕНИЕ ВНУТРЕННИХ СЛОЕВ СРЕДЫ

Рассмотрим среду, разделенную на слои толщиной dx , следующие друг за другом вдоль оси Ox . Когда в эту среду попадает излучение, уменьшение интенсивности за счет поглощения в слое dx пропорционально силе падающего излучения I , толщине слоя dx и коэффициенту поглощения α среды

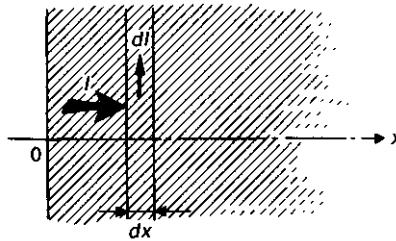
$$dI = -\alpha I dx.$$

(Знак минус показывает, что речь идет о поглощении излучения.) Интегрируя это выражение, получим

$$dI/I = -\alpha dx,$$

$$\lg I = -\alpha x + C,$$

$$I = K \exp(-\alpha x).$$



Величина постоянной интегрирования K получается из условия $I = I_0$ (сила падающего излучения) при $x = 0$

$$I = I_0 \exp(-\alpha x).$$

Коэффициент пропускания слоя материала толщиной x выражается формулой

$$\mathcal{T} = I/I_0 = \exp(-\alpha x).$$

Если предположить, что на границах раздела между последовательными слоями коэффициент отражения равен нулю, то коэффициент излучения, соответствующий

ший этой толщине x материала, будет равен

$$\varepsilon = 1 - \mathcal{T} = 1 - \exp(-\alpha x).$$

Коэффициент излучения элементарного слоя dx равен

$$d\varepsilon = \alpha \exp(-\alpha x) dx.$$

Плотность потока излучения этого слоя определяется по формуле

$$dR = d\varepsilon R_x,$$

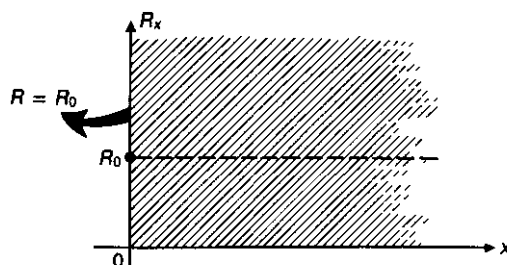
где R_x — плотность потока излучения черного тела при температуре T_x слоя dx . Толстый слой (толщина x велика) будет тогда иметь интегральную плотность потока излучения

$$R = \int_0^m R_x \alpha \exp(-\alpha x) dx.$$

Случай постоянной температуры внутри среды

Распределение плотности потока излучения R_x по всей толщине слоя постоянно $R_x = R_0$. Тогда интегральная плотность потока излучения слоя среды будет равна

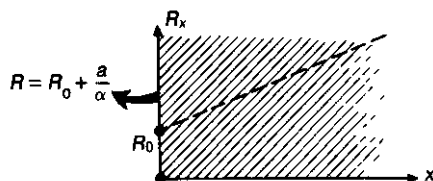
$$R = \alpha R_0 \int_0^{\infty} \exp(-\alpha x) dx = R_0.$$



Видно, что в этом случае полный коэффициент излучения объекта такой же, как и коэффициент излучения поверхности.

Случай наличия градиента температуры в среде

Это общий случай, когда температура объекта выше, чем температура окружающей среды. В таких объектах существует градиент температуры по толщине вследствие охлаждения внешними слоями. Представим случай, когда градиент температуры пропорционален распределению плотности потока излучения внут-



ри объекта:

$$R_x = ax + R_0, \quad \text{где} \quad a = \Delta R / \Delta x.$$

Тогда интегральная плотность потока излучения запишется в виде

$$R = a \int_0^{\infty} (ax + R_0) \exp(-\alpha x) dx = \alpha \int_0^{\infty} ax \exp(-\alpha x) dx + \alpha R_0 \int_0^{\infty} \exp(-\alpha x) dx =$$

$$= -a \{ [x + (1/\alpha)] \exp(-\alpha x) \}_0^{\infty} + R_0.$$

Окончательно

$$R = (a/\alpha) + R_0.$$

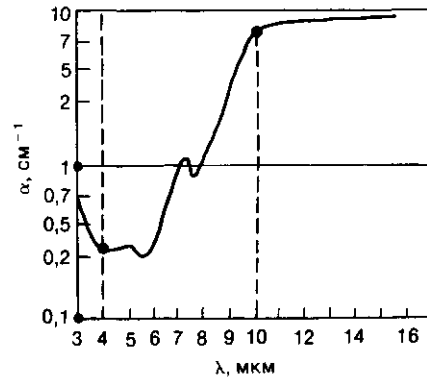
Рассмотрим, например фтористый магний (MgF_2), прозрачный на длине волны 4 мкм и непрозрачный на длине волны $\lambda = 10$ мкм. Для градиента $\Delta R / \Delta x = 0,1 R_0 / 0,5$ см, т. е. для 10%-ного прироста внутренней плотности потока излучения на каждые 0,5 см толщины, имеем

$$\text{при } \lambda = 4 \text{ мкм } R = R_0 [1 + 0,61 / (0,5 \times 0,22)] = 1,9 R_0,$$

$$\text{при } \lambda = 10 \text{ мкм } R = R_0 [1 + 0,1 / (0,5 \times 8)] = 1,025 R_0.$$

Коэффициент поглощения α фтористого магния MgF_2 в зависимости от длины волны λ .

При $\lambda = 4$ мкм $\alpha = 0,22 \text{ см}^{-1}$, при $\lambda = 10$ мкм $\alpha = 8 \text{ см}^{-1}$.

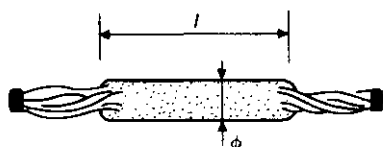


Этот пример показывает, что в первом случае ($\lambda = 4$ мкм), когда среда прозрачна, интегральная плотность потока излучения (которая могла бы быть измерена термографически) почти вдвое превышает поверхностную плотность потока излучения R_0 . Во втором случае ($\lambda = 10$ мкм) среда сильно поглощает и интегральная плотность потока излучения лишь незначительно (на 2,5%) превышает поверхностную плотность потока излучения R_0 .

3.9. ДРУГИЕ ИСТОЧНИКИ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

3.9.1. ШТИФТ НЕРНСТА

Штифт Нернста состоит из агломерата огнеупорных окислов (85% окиси циркония + 10% окиси тория в смеси с окислами щелочноземельных металлов), электроды — из скрученной платиновой проволоки. Спектральное распределение излучения перекрывает диапазон $0,3 \text{ мкм} < \lambda < 30 \text{ мкм}$.



Штифт Нернста.

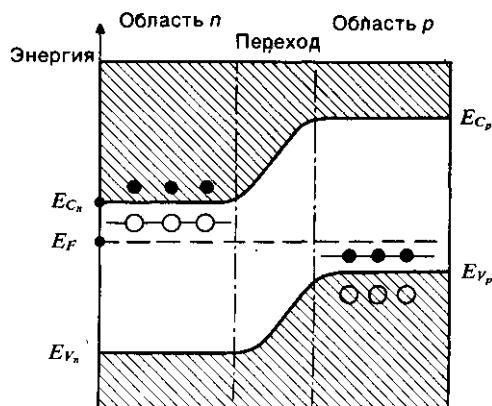
$l = 1 \text{ см}, \quad \phi = 2 \text{ см}, \quad T \approx 2000 \text{ К}, \quad V = 30 \text{ В},$
 $I = 0,5-1 \text{ А}.$

3.9.2. ГЛОБАР

Глобар, представляющий собой столбик из карбида кремния, работает при температуре $\sim 1500^\circ\text{С}$ и испускает излучение в непрерывном спектре в области $10-40 \text{ мкм}$.

3.9.3. ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ИСТОЧНИКИ С ИЗЛУЧАЮЩИМ $p-n$ -ПЕРЕХОДОМ

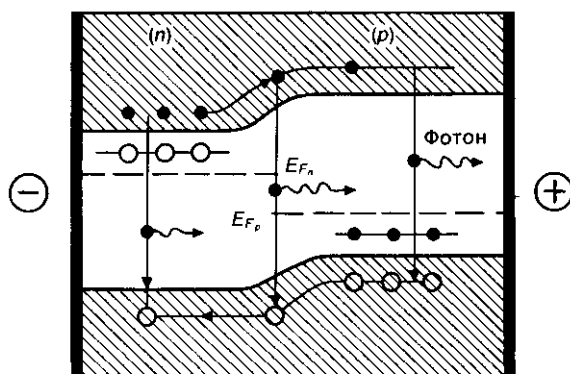
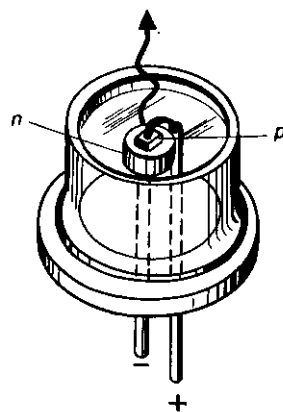
Речь идет об излучении, вызванном переходом в состояние равновесия электронов, инжектированных в полупроводник с $p-n$ -переходом, смещенным в прямом направлении (разд. 9.8.2). Установление уровня Ферми в полупроводнике с несмещенным $p-n$ -переходом влечет за собой искривление валентной зоны и зоны проводимости. В районе перехода образуется, таким образом, потенциальный барьер.

Несмещенный $p-n$ -переход.

Когда к переходу прикладывается напряжение в прямом направлении (отрицательное по отношению к области n), перенос электронов в область n будет поднимать уровень Ферми в этой области. Это приведет к снижению потенциального барьера перехода. Электроны из области n смогут тогда переходить в область p . По той же причине дырки будут переходить из области p в область n .

Электроны, находящиеся в зоне проводимости в области p , выйдут из состояния равновесия. Тогда может наблюдаться тенденция к рекомбинации электронов и дырок, которые смогут теперь преодолеть переход. При этом переходе освобождается фотон, энергия которого соответствует ширине запрещенной зоны. Тенденция к рекомбинации дырок в области n приведет к точно таким же последствиям.

Излучение полупроводникового светодиода с $p-n$ -переходом происходит в узкой спектральной полосе ($\lambda/\Delta\lambda = 10$) с постоянной времени порядка наносекунд.

Смещенный $p-n$ -переход

Полупроводниковый светодиод.

Для светодиода из InAs $\lambda = 0,85$ мкм при $T = 77$ К и $\lambda = 0,95$ мкм при $T = 300$ К; для светодиода из GaP $\lambda = 0,620$ мкм при $T = 300$ К.

3.9.4. ИСТОЧНИКИ СТИМУЛИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ (ЛАЗЕРЫ)

а. Стимулированное излучение

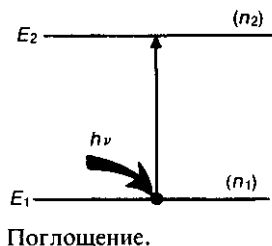
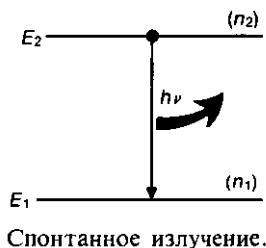
Рассмотрим объем v , содержащий N атомов на двух энергетических уровнях E_1 и E_2 . Если n_1 (населенность уровня 1) — число атомов, находящихся на уровне E_1 , а n_2 (населенность уровня 2) — число атомов на уровне E_2 , то общее число атомов равно их сумме:

$$N = n_1 + n_2.$$

При переходе между двумя уровнями может освобождаться или поглощаться энергия

$$h\nu = E_2 - E_1.$$

Энергетический баланс между излучением и веществом складывается из спонтанного излучения (пропорционального числу атомов на более высоком уровне n_2 и проявляющегося как случайный процесс генерации фотонов) и поглощения (которое зависит от числа фотонов n_0 , присутствующих в объеме v и числа атомов на нижнем уровне n_1).



Кинетика энергетических изменений в объеме v описывается формулой

$$dE/dt = a n_2 + b n_0 n_1.$$

Излучение Поглощение

При термодинамическом равновесии $dE/dt = 0$ и

$$a(n_2/n_1) = b n_0.$$

Величины n_2/n_1 и n_0 можно получить в соответствии со статистикой Планка — Больцмана

$$n_2/n_1 = \exp(-h\nu/kT), \quad n_0 = \rho v/h\nu,$$

где $\rho = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}$ — плотность энергии в объеме v , $h\nu$ — энергия фотона. Если температура T возрастает, стремясь к бесконечности, то n_2/n_1 стремится к единице, а n_0 — к бесконечности вместе с ρ . Следовательно, условие равновесия больше не выполняется.

Необходимо ввести в кинетическое уравнение третий член, определяющий стимулированное излучение, который будет учитывать тот факт, что излучение должно увеличиваться с ростом приходящих фотонов, чтобы восстановить равновесие с поглощением. Этот член пропорционален $n_0 n_2$, и

$$dE/dt = \underbrace{a n_2}_{\text{Спонтанное излучение}} + \underbrace{c n_0 n_2}_{\text{Стимулированное излучение}} - \underbrace{b n_0 n_1}_{\text{Поглощение}}.$$

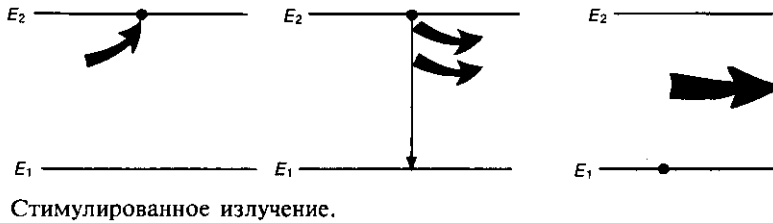
При термодинамическом равновесии $dE/dt = 0$, и, следовательно,

$$a(n_2/n_1) = n_0[b - c(n_2/n_1)].$$

Если температура возрастает, то n_2/n_1 стремится к единице, n_0 — к бесконечности, $b - c = a/n_0$ — к нулю. Таким образом, коэффициенты b и c оказываются одинаковыми и

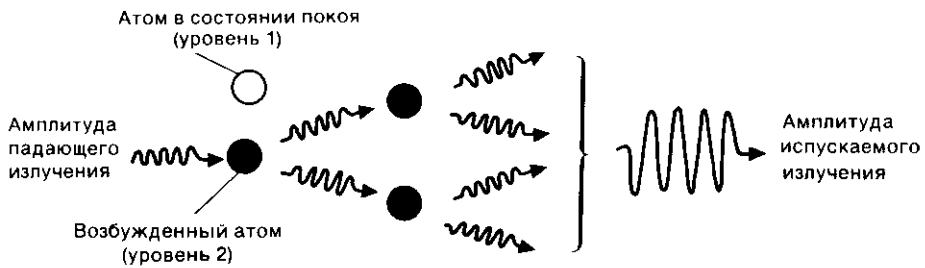
$$dE/dt = a n_2 + b n_0(n_2 - n_1).$$

В то время как спонтанное излучение является результатом процесса, близкого к идеальному случайному процессу, и сдвиг фаз между различными излучаемыми фотонами приобретает все возможные значения, стимулированное излучение «запускается» первым фотоном, и рождение второго фотона определяется именно первым фотоном. Волны, связанные с этими двумя фотонами, распространяются в одной и той же фазе на одинаковой частоте и, интерферируя, уве-



личивают амплитуду. Таким образом происходит усиление света. Это усиление когерентно и носит лавинный характер.

Для стимулированного излучения благоприятно условие $n_2 \gg n_1$, которое соответствует инверсной населенности между уровнями 1 и 2. В состоянии покоя обычно $n_1 > n_2$.

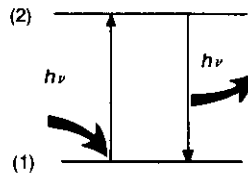


б. Инверсия населенности

Инверсия населенности достигается путем возбуждения среды. Источники этого возбуждения могут быть световыми (оптическая накачка), электрическими (столкновения атомов или ионов с электронами), химическими (энергия химических реакций).

Оптическая накачка. Поглощение облучающего двухуровневую среду излучения с энергией фотонов $h\nu$ увеличивает населенность уровня 2 за счет уровня 1, но спонтанное излучение, связанное с переходами в обратном направлении, восстанавливает равновесие между населенностями обоих уровней ($n_2 \approx n_1$).

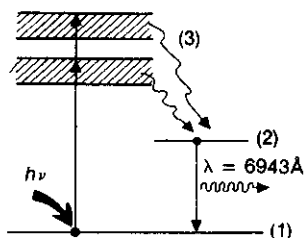
Чтобы получить инверсную населенность ($n_2 > n_1$), необходима среда, имеющая третий уровень. Примером могут служить уровни поглощения в фиолетовом и зеленом участках спектра, обусловленные ионами хрома, содержащимися в кристалле рубина. Когда этот материал подвергается оптическому возбуждению, фотон с достаточной энергией поглощается в полосах, образованных переходами между этими уровнями.



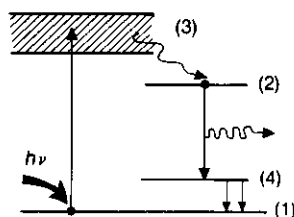
Возбужденный атом совершает очень быстрый (10^{-7} с) обратный безызлучательный переход на метастабильный уровень 2, время жизни которого сравни-

тельно велико ($3 \cdot 10^{-3}$ с). Это приводит к накоплению атомов на уровне 2, в то время как населенность уровня 1 уменьшается за счет поглощения. В результате реализуется инверсная населенность.

Эффективность работы можно улучшить накачкой четырехуровневого материала, например стекла, легированного ионами неодима Nd^{3+} , в котором уровень 4 находится немного выше основного уровня 1. Переходы между уровнями 4 и 1 совершаются очень легко, поэтому уровень 4 опустошается очень быстро и инверсная населенность ($n_2 \gg n_4$) достигается при небольших мощностях накачки.



Оптическая накачка трехуровневого материала.



Оптическая накачка четырехуровневого материала.

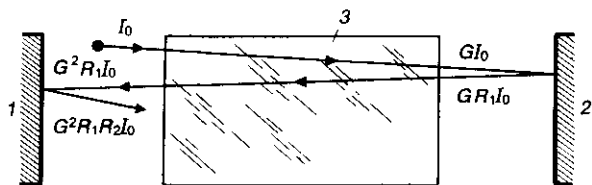
Электронная накачка. Возбуждение происходит за счет соударений между электронами и молекулами среды, оно может быть обусловлено кинетической энергией соударений или быть непосредственно электронным.

в. Принцип работы лазера (англ. Laser, сокр. Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation — усиление света в результате вынужденного излучения).

Речь идет об усилении света за счет стимулированного излучения в среде, помещенной в генератор с обратной оптической связью на зеркалах. Условием стабильных колебаний, как и в радиотехнике, является равенство единице коэффициента усиления $\mathcal{G}$ контура

$$\mathcal{G} = G^2 R_1 R_2 = 1, \quad I = \mathcal{G} I_0,$$

где I_0 — сила света падающего излучения, G — коэффициент усиления среды, R_1 и R_2 — коэффициенты отражения зеркал.



Интерферометр Фабри — Перо с активной средой.

1 — зеркало с коэффициентом отражения R_2 ; 2 — зеркало с коэффициентом отражения R_1 ; 3 — среда с коэффициентом усиления G .

Кроме того, система должна быть такой, чтобы волна на входе генератора была в фазе с волной на его выходе, для чего необходимо выполнение условия $2nl = k\lambda$,

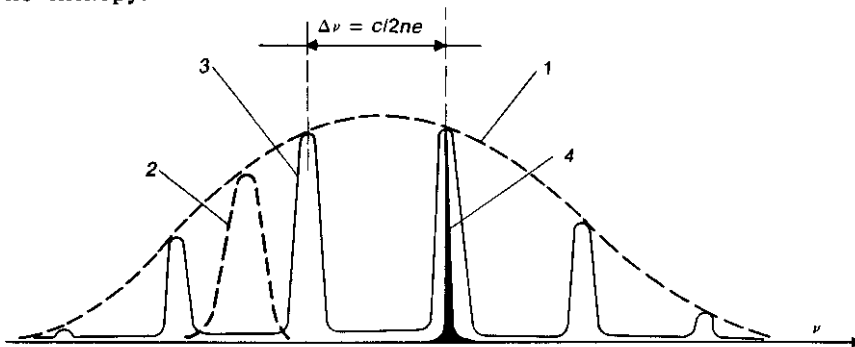
где n — показатель преломления среды, l — ее длина, а $2nl$ представляет оптическую длину контура. Резонансная полость приобретает тогда конфигурацию ин-

терферометра Фабри — Перо. При последовательном прохождении света туда и обратно наблюдается усиление света при каждом прохождении им среды.

Спектральные атомные линии излучения расширяются из-за эффекта Доплера (т. е. из-за случайного смещения центральной частоты линии, вызванного приближением и удалением движущихся атомов).

Интерферометр Фабри — Перо выделяет в общем случае несколько чистых спектральных линий (называемых аксиальными модами резонансной полости), разделенных регулярными частотными интервалами, определяемыми формулой $\Delta\nu = c/2nl$.

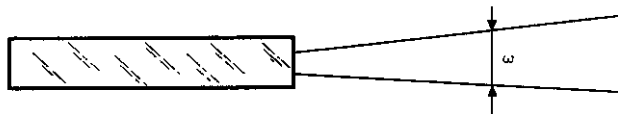
Когда стимулированное излучение когерентно с одной из этих мод, частота линий становится столь высокой, что она уже не может быть измерена методами оптической интерферометрии. Это происходит потому, что усиление среды пропорционально числу фотонов, и, следовательно, коэффициент усиления в центре линии больше, чем на ее краю, что приводит к значительному сужению линий по спектру.



Ширина спектральных линий.

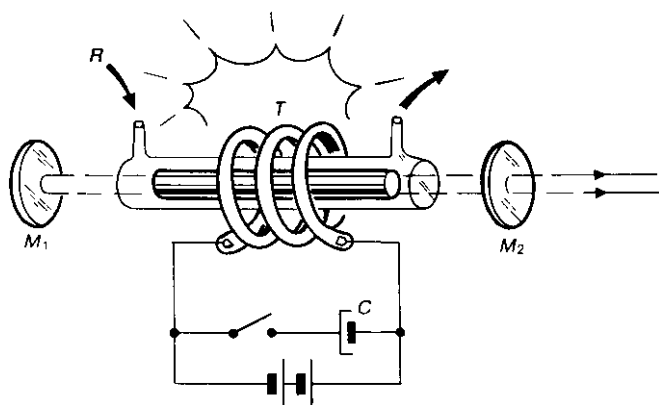
1 — линия, уширенная за счет эффекта Доплера; 2 — атомная линия естественной ширины; 3 — резонансная линия на выходе интерферометра Фабри — Перо; 4 — лазерная линия (стимулированное излучение).

Геометрия полости приводит к селекции на выходе лазера мод, которые распространяются по геометрической оси среды; при этом индикатриса излучения в данном направлении значительно сужается, речь идет о расхожимости лазерного пучка, определяемой углом ω .



2. Описание некоторых лазеров

Рубиновый лазер. Это трехуровневый лазер, состоящий из цилиндрического рубинового (Al_2O_3) стержня, в котором некоторые ионы Al^{3+} замещены ионами Cr^{3+} . Стержень имеет длину, измеряемую десятками сантиметров, и диаметр,



Рубиновый лазер.

C — накопительная емкость; T — прозрачная трубка; R — водяное охлаждение; M_1 и M_2 — зеркала.

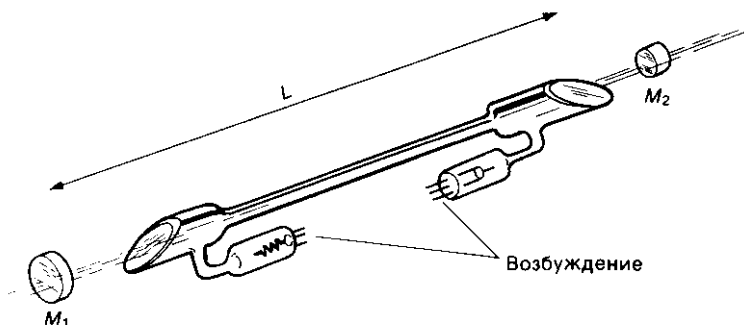
измеряемый несколькими миллиметрами. Оптическая накачка осуществляется спиральной импульсной лампой, обвитой вокруг рубинового кристалла.

Спектр поглощения рубина, который сам имеет красный цвет, содержит две полосы в фиолетовом и зеленом участках спектра. Лазер излучает в красной области спектра ($\lambda = 6943 \text{ \AA}$, ширина полосы излучения $\Delta\lambda = 0,8 \text{ \AA}$). Полость лазера с одной стороны закрыта зеркалом M_1 , а зеркало M_2 частично отражает свет ($R = 0,6$). Выходная энергия может достигать нескольких сотен джоулей, расходимость пучка ω порядка 10^{-2} рад.

Лазер на неодимовом стекле. По конструкции лазер аналогичен рубиновому. Неодимовый лазер работает по четырехуровневой схеме. Стержень поглощает в желтом участке спектра (что придает ему фиолетовую окраску); излучает лазер в ближней инфракрасной области спектра ($\lambda = 1,063 \text{ мкм}$, $\Delta\lambda = 150 \text{ \AA}$, расходимость пучка около 1 мрад). Стекло иногда заменяют иттриево-алюминиевым гранатом ($\text{Y}_2\text{Al}_5\text{O}_{12}$); лазер тогда сокращенно называют ИАГ-лазером.

Лазеры обоих типов работают в режиме релаксации. Излучение происходит в виде последовательности острых импульсов, появляющихся, когда в результате накачки создается инверсная населенность. В некоторых случаях можно получить излучение этих лазеров в непрерывном режиме.

Гелий-неоновый лазер. Это газовый лазер, работающий с трехуровневой накачкой на смеси гелия и неона, заключенной в трубку при низком давлении. На-



Гелий-неоновый газовый лазер.

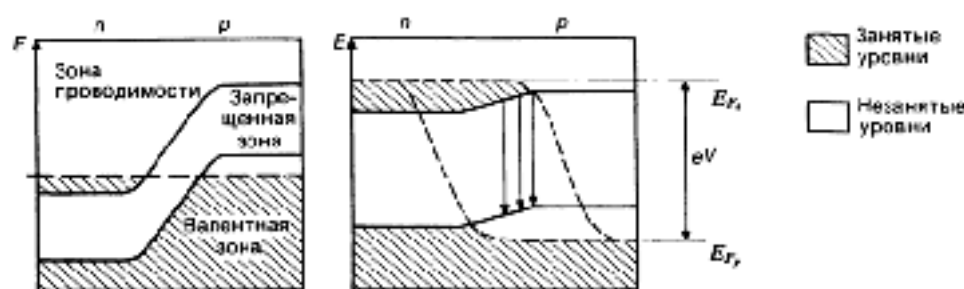
M_1 и M_2 — зеркала с коэффициентами отражения более 99 и ~97% соответственно; $L = 30\text{—}100 \text{ см}$.

качка электронная. Полость закрыта двумя зеркалами, плоскими или сферическими (софокусными). Выходная мощность в непрерывном режиме порядка нескольких милливатт, расходимость пучка $\omega < 1$ мрад, длина волны излучения в красной области спектра $\lambda = 6328 \text{ \AA}$, спектральная чистота $\lambda/\Delta\lambda = 10^6$. Пучок света He — Ne-лазера линейно поляризован из-за падения света под углами Брюстера, так как торцевые стекла на входе и выходе трубки для уменьшения потерь при отражении скошены под этими углами.

Аргонный лазер. Это лазер, работающий на ионизованном газе по четырехуровневой схеме. Возбуждение осуществляется электрическим разрядом в трубке. Лазер излучает на нескольких близких переходах в зеленом (5145 $\text{\AA}$), синем (4880 $\text{\AA}$) и фиолетовом участках спектра. Выходная мощность в непрерывном режиме составляет несколько ватт, а в импульсном режиме может достигать ста ватт.

Лазер на углекислом газе (CO₂-лазеры). В лазере на углекислом газе используются колебательные и вращательные переходы молекул CO₂. В непрерывном режиме можно получить выходную мощность порядка нескольких сотен ватт благодаря коэффициенту полезного действия 30% (это очень высокое значение, если учесть, что КПД других лазеров порядка процента). Лазер излучает в средней инфракрасной области спектра ($\lambda = 10,6$ мкм). Имеется несколько модификаций этих лазеров: с отпаянными кюветами, с поперечным возбуждением (ТЕА-лазер) и с волноводом.

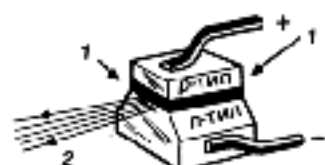
Полупроводниковые лазеры. Это лазеры с электронным возбуждением, работающие за счет рекомбинации электронов и дырок в смещенном p — n -переходе в полупроводнике. Когда полупроводниковый материал сильно легирован, уровень Ферми в несмещенном переходе оказывается в области n в зоне проводимости, а в области p — в валентной зоне.¹⁾ Резонатор полупроводникового лазера формируется в простейшем случае параллельными гранями кристалла.



Несмещенный p — n -переход.

Смещенный под действием напряжения V p — n -переход.

¹⁾ В отсутствие термодинамического равновесия роль уровня Ферми играет квазиуровень Ферми, положение которого определяет концентрации электронов или дырок. Разность квазиуровней электронов и дырок зависит от приложенного напряжения. Если она больше ширины запрещенной зоны полупроводника, то возникает инверсная заселенность, необходимая для генерации лазерного излучения. — Прим. ред.



1 — полированные параллельные поверхности; 2 — излучение лазера.

Используются следующие материалы: GaAs ($\lambda = 0,9$ мкм), GaAsAl ($\lambda = 0,82$ мкм), InAs. Выходная мощность — порядка нескольких милливатт в непрерывном режиме и может достигать ста ватт в импульсном режиме. Малый размер полости $100 \text{ мкм} \times 2 \text{ мкм}$ приводит из-за дифракции к большой расходимости ($5\text{--}20^\circ$).

д. Импульсный запуск лазеров

От таких лазеров, как рубиновый или неодимовый, можно получить гигантские импульсы очень малой продолжительности, блокируя релаксацию во время накачки, например с помощью электрооптического прерывателя в полости. Импульс запускается, когда верхний уровень почти насыщен. Энергия излучения в импульсе — несколько сотен миллиджоулей, длительность импульса ~ 20 нс. Соответственно мощность в импульсе может достигать нескольких десятков мегаватт.

Эти лазеры используются для освещения и в телеметрии. Еще более мощные импульсы могут быть получены для специальных применений (лазерная резка, ядерный синтез и др.).

Пропускание атмосферы

Наличие атмосферы между источником излучения и приемником обычно является причиной помех при измерениях. Энергия инфракрасного излучения ослабляется при прохождении сквозь атмосферу. Кроме того, градиенты температуры и турбулентность вызывают неоднородность показателя преломления воздуха, что ухудшает качество изображения. Наконец, атмосфера привносит собственное излучение.

Явления ослабления сильно затрудняют проведение измерений, внося систематическую ошибку, зависящую от длины волны распространяющегося излучения, используемого спектрального диапазона, дистанции наблюдения и метеорологических условий. Пропускание излучения атмосферой зависит в основном от двух явлений:

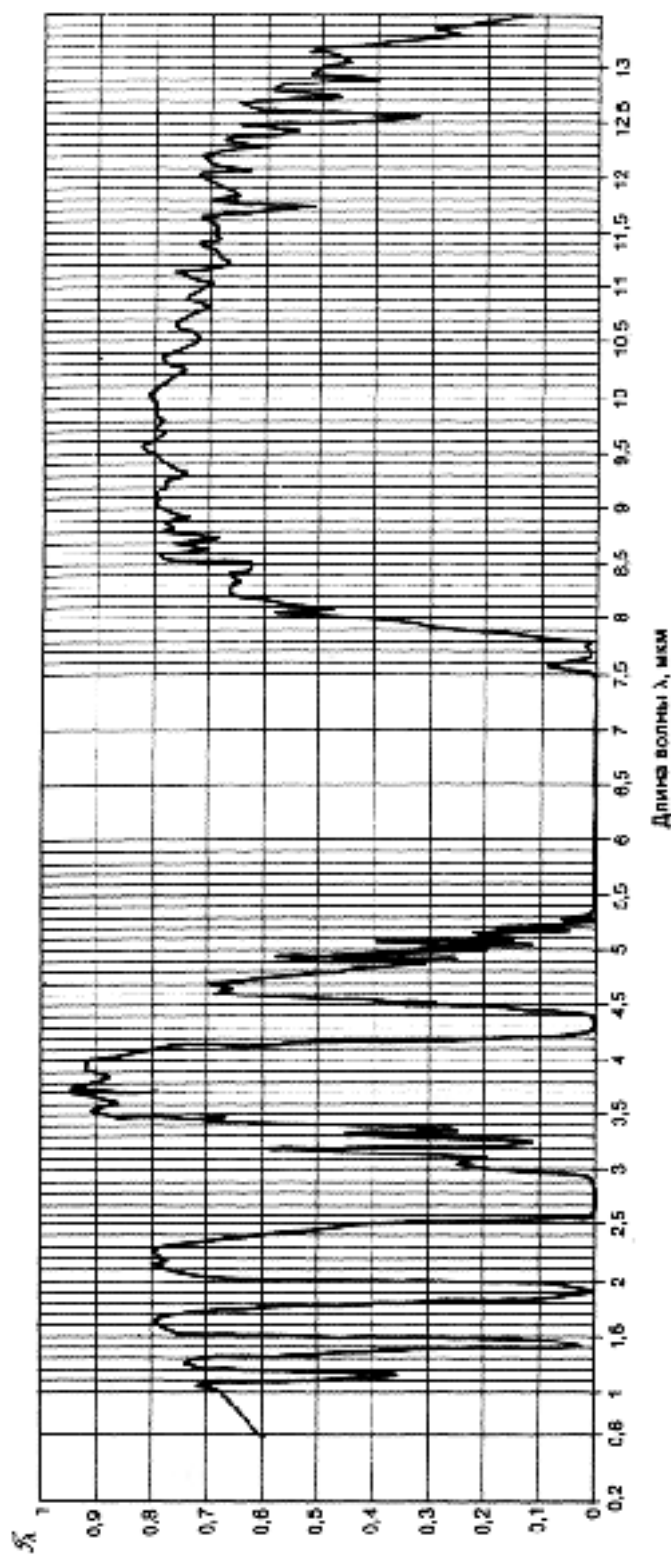
- поглощения газов, составляющих атмосферу;
- ослабления из-за рассеяния на частицах, присутствующих в атмосфере, молекулах или аэрозолях.

В первом случае поглощающие газы излучают как селективные тела в зависимости от их температуры, а во втором случае отклонение излучения от первоначального пути делает его «видимым» для системы наблюдения. В результате на объект накладывается более или менее «светлая» дымка. Степень ее воздействия зависит от используемого спектрального диапазона.

4.1. ПОГЛОЩЕНИЕ ГАЗАМИ

На рисунке (с.64) показано спектральное пропускание атмосферы для определенного расстояния и хороших метеорологических условий. Спектральное пропускание дано для участка, простирающегося от видимой области до 13,5 мкм. Этот участок спектра относится к так называемому оптическому излучению, охватывающему область от 0,18 мкм до длинноволнового предела, полагаемого в настоящее время на длине волны 1000 мкм.

Данные, полученные в ультрафиолетовой области спектра преимущественно астрономами, существенно различаются в зависимости от того, находится ли источник излучения в атмосфере или за ее пределами. Во втором случае предел пропускания $\sim 0,3$ мкм обусловлен слоем озона, центр тяжести которого находится на высоте порядка 30 км. В первом случае, например для горизонтальной трассы на уровне земли, предел менее четкий и определяется поглощением излучения кислородом, в спектре которого большое число слабых полос поглощения, расположенных в интервале между 0,24 мкм и красным участком.



Спектральный коэффициент пропускания атмосферы.

Длина трассы $D = 1,352$ км (1 морская миля); толщина слоя осаждающей воды $h = 17$ мм; метеорологическая дальность видности $D_v = 20$ км (при $\lambda = 0,6$ мкм); спектральное разрешение $\Delta\lambda = 0,025-0,050$ мкм.

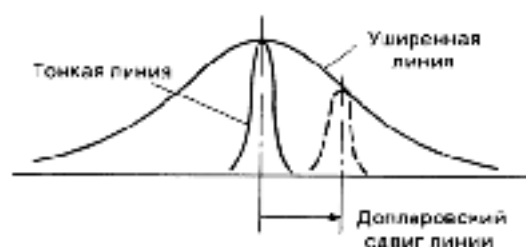
Когда излучение проходит через большую толщу атмосферы, проявляются полосы поглощения присутствующего в атмосфере водяного пара. Эта составляющая атмосферы в значительной мере определяет поглощение в инфракрасной области. Из других газов важнейшим является углекислый газ, поглощающее действие которого слабее, чем паров воды.

Основные полосы поглощения водяного пара расположены на участках 2,6 мкм, между 4,5 и 7,5 мкм и за пределами 20 мкм; в этих полосах излучение поглощается практически полностью на длине трассы 100 м и более. Следует отметить очень важное для практических применений обстоятельство — существование определенного числа прозрачных участков, окон прозрачности, т. е. областей, внутри которых поглощение очень слабое. Эти окна расположены в следующих интервалах длины волны 0,4—1,0 мкм, 1,2—1,3 мкм, 1,5—1,8 мкм, 2,1—2,5 мкм, 3—5 мкм, 8—13 мкм.

Последнее окно (8—13 мкм), в котором хотя и сохраняется слабое поглощение, имеет очень большое значение, поскольку оно соответствует по длинам волн максимуму теплового излучения тел при окружающей температуре. Это как раз тот диапазон, в котором должны работать системы, предназначенные для обнаружения объектов по их собственному излучению. Часто бывает выгодно использовать окно 3—5 мкм для обнаружения более нагретых тел или объектов, сильно излучающих в этом диапазоне (например, в случае излучения полосы углекислого газа — остатка практически всех продуктов сгорания).

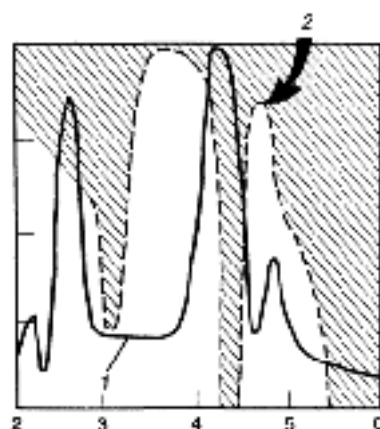
Пример. Наблюдение сквозь атмосферу факела пламени, содержащего CO_2

В этом случае наблюдается спектральное излучение углекислого газа при высокой температуре. Атмосфера, содержащая углекислый газ, будет иметь в спектре полосы поглощения этого газа, которые перекроются с линиями излучения пламени, в результате на протяженной трассе излучение будет сильно ослаблено.



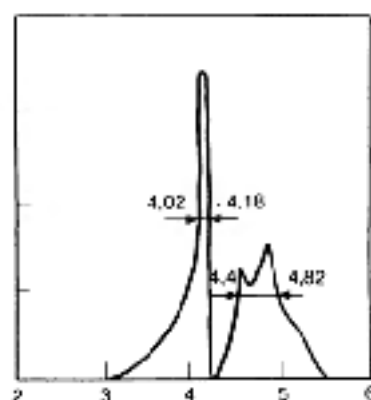
В действительности существует расхождение в спектральной ширине поглощения и излучения. Рост температуры приводит к увеличению спектральной ширины излучения за счет столкновения молекул и эффекта Доплера. Каждая молекула CO_2 благодаря тепловому возбуждению увеличивает скорость в данном направлении, в результате для неподвижного наблюдателя происходит доплеровский сдвиг линии излучения, так что статистически при большом числе молекул получается огибающая всех этих спектральных составляющих, которая и определяет уширение линии.

При обнаружении пламени наблюдается, следовательно, различие между спектром излучения, расширенным из-за высокой температуры CO_2 , содержащегося в факеле пламени, и спектром поглощения CO_2 при низкой температуре, находящемся в атмосфере.

Длина волны λ , мкм

Условия наблюдения факела пламени в атмосфере.

1 — спектр излучения пламени (CO_2 + твердые частицы при высокой температуре); 2 — поглощение в попусе CO_2 при низкой температуре

Длина волны λ , мкм

Спектр пламени, «видимый» сквозь атмосферу.

В случае монохроматического излучения молекулярное поглощение является экспоненциальной функцией расстояния. Это закон Бугера — Ламберта, подтверждающийся экспериментально.

Рассмотрим поглощающую среду, и пусть падающий поток излучения равен F_0 . Если слой dx (отстоящий на расстоянии x от начала распространения потока, где его величина F_0) поглощает часть этого потока, то ясно, что dF будет зависеть от толщины слоя dx , потока F , дошедшего до слоя и коэффициента K , учитывающего свойства поглощающей среды

$$dF = -KFdx.$$



Это соотношение можно преобразовать к виду

$$dF/F = -Kdx.$$

Интегрируя, получим закон ослабления излучения

$$\lg F = -Kx + C, \quad \text{откуда} \quad F = Ce^{-Kx}.$$

Постоянная C вычисляется из условия $F = F_0$ при $x = 0$, откуда

$$F = F_0 e^{-Kx}.$$

Коэффициент пропускания среды определяется в этом случае следующим образом:

$$\mathcal{T} = F/F_0 = e^{-Kx},$$

где K — показатель поглощения среды, зависящий от длины волны. Иногда говорят об оптической плотности среды

$$D = \lg(1/\mathcal{T}) = \lg e^{Kx} = 0,43 Kx.$$

Экспоненциальный закон поглощения, выведенный для монохроматического излучения, справедлив и в спектральной полосе любой ширины, если поглощение нейтрально, т. е. не зависит от длины волны. Приблизительно это справедливо для атмосферных окон и для некоторых туманов, но для комплексных полос поглощения наблюдаемый закон поглощения сильно отличается от экспоненциального. Возьмем предельный случай, когда в рассматриваемом спектральном диапазоне часть участков полностью поглощает излучение, а другая часть идеально пропускает его. Очевидно, что поглощение в такой среде не зависело бы от протяженности трассы, которую проходит излучение.

Реальное строение атмосферы приближается к этому случаю, так как после прохождения некоторого участка пути поглощение изменяется очень медленно. Закон ослабления в такой среде будет сильно зависеть от спектрального диапазона работы системы наблюдения.

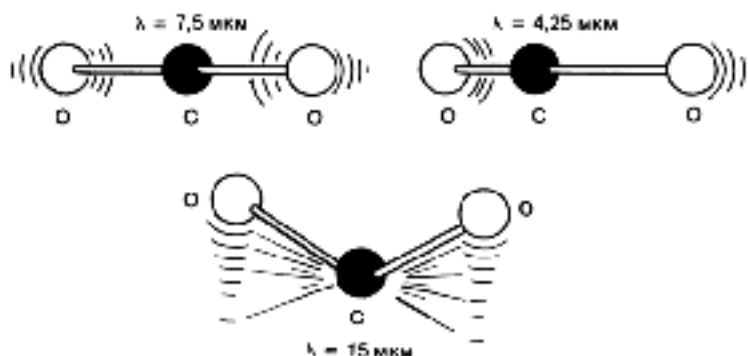
Показатель поглощения $K(\lambda)$ зависит от типа молекул газа и их концентрации. Изменения $K(\lambda)$ с длиной волны характеризуют спектр поглощения или излучения газа. Природа спектров связана с вариациями энергетических уровней в газе. Эти вариации порождаются следующими причинами:

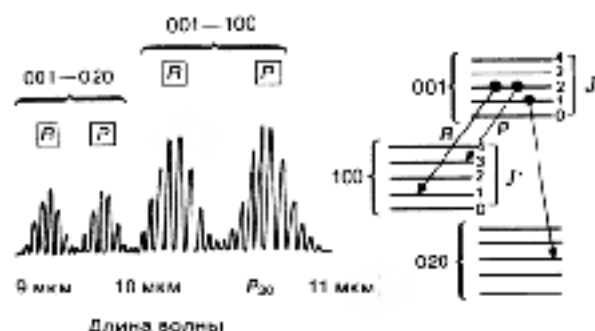
1. *Электронными переходами* в атомах, которые обычно ответственны за спектры в ультрафиолетовой, видимой и ближней инфракрасной областях.



2. *Колебаниями атомов* в молекулах газа, ответственными за спектры поглощения и излучения в средней инфракрасной области. Например, молекула углекислого газа имеет три типа колебаний, дающих три полосы поглощения-излучения.

Колебательные уровни сами разделяются на вращательные уровни (вращение молекул), которые ответственны за тонкую структуру спектральных полос.





Колебательные уровни 001, 100, 020 ... молекулы CO_2 расщепляются на вращательные уровни, определяемые квантовыми числами $J = 0, 1, 2, 3 \dots$. Колебательные полосы R и P являются огибающими тонких вращательных линий $P_1, P_2, P_3 \dots$ и $R_1, R_2, R_3 \dots$, соответствующих переходам с уровня J на уровень J' ; при $J' > J$ получаются линии P , а при $J' < J$ — линии R .

3. *Вращением молекул*, ответственным за полосы поглощения и излучения в дальней инфракрасной области и за тонкую структуру колебательных полос.

Следует напомнить, что рост давления и температуры приводит к уширению спектральных линий за счет возбуждения новых расширенных энергетических уровней и за счет эффекта Доплера.

4.2. РАССЕЯНИЕ НА ЧАСТИЦАХ

Находящиеся в воздухе во взвешенном состоянии частицы следует рассматривать как недостаток строения атмосферы. Поток в изображении в основном сохраняется, но распределение потока искажено, наблюдается снижение контраста независимо от пространственной частоты.

Частицы, размеры которых велики по сравнению с длиной волны, рассеивают свет в соответствии с законами геометрической оптики; рассеяние малоселективно. На частицах с размерами порядка длины волны излучения рассеяние будет определяться дифракцией. Ослабление излучения пропорционально коэффициенту рассеяния. Совместно действующие молекулярное поглощение и рассеяние будут определять коэффициент ослабления

$$\alpha = K + \gamma,$$

где K — показатель поглощения и γ — коэффициент рассеяния.

4.3. АТМОСФЕРНАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ

Солнечное излучение, поглощенное земной поверхностью, дает вклад в нагрев слоев воздуха в нижней атмосфере. Плотность воздуха принимает тогда локальные значения, зависящие от температурных условий. Флуктуации плотности порождают конвекционное движение газа; это и есть атмосферная турбулентность.

Показатель преломления n воздуха зависит от его плотности ρ , подчиняясь в первом приближении закону Гладстона:

$$n - 1 = K\rho, \quad \text{где } K — \text{константа.}$$

Плотность воздуха при постоянном давлении обратно пропорциональна абсолютной температуре:

$$\partial n / (n - 1) = \partial \rho / \rho = - \partial T / T \quad \text{или} \quad \partial n = - [(n - 1) / T] \partial T,$$

при $n = 1,003$, $T = 300\text{K}$ и $\partial T = 1\text{K}$ $\partial n = - 10^{-6}$.

В более общем случае флуктуации показателя преломления атмосферы зависят от ветра, тепловых конвекционных токов воздуха, гравитационного поля Земли, влажности и т. д. Непростая проблема описания этих флуктуаций связана с оценкой указанных параметров, которые сами меняются случайным образом во времени и пространстве.

В общем случае атмосфера неоднородна, но для упрощения примем гипотезу, что флуктуации показателя преломления равномерно распределены по всем направлениям, т. е. турбулентность гомогенна и изотропна. Когда оптическое излучение проходит сквозь среду, которая характеризуется показателем преломления $n(\vec{r}, t)$, зависящим от пространственных координат и времени, распространение излучения перестает быть прямолинейным, свет частично или полностью отклоняется или дифрагирует в зависимости от размера неоднородностей. Эти зоны неоднородности в оптическом смысле играют роль зрачков, на которых происходит дифракция.

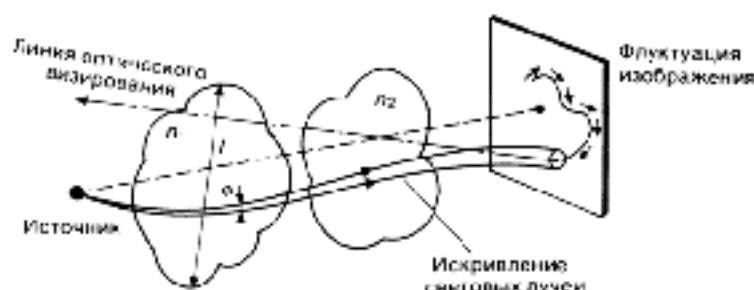
Обозначив через Φ диаметр пучка и через l — размер зоны неоднородности показателя преломления, рассмотрим следующие случаи:

а. $\Phi \ll l$, искривление пучка световых лучей

В этом случае наблюдается медленный изгиб пучка световых лучей из-за стратификации слоев воздуха с разными показателями преломления в нижней атмосфере — это причина миражей и угловых ошибок при оптическом визировании.

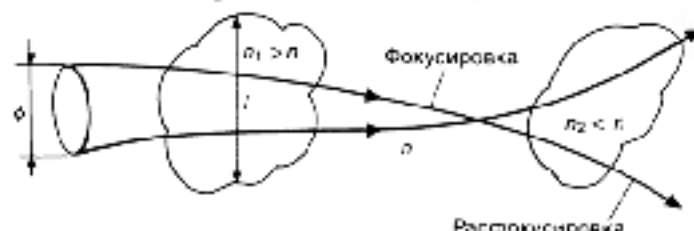
б. $\Phi < l$, флуктуации изображения

Флуктуации изображения обусловлены быстрыми флуктуациями неоднородностей показателя преломления, геометрические размеры которых больше, чем поперечное сечение пучка световых лучей. Эти флуктуации приводят к изменению наклона волнового фронта и к перемещению точки изображения в плоскости изображения.



в. $\Phi \approx l$, фокусировка пучка

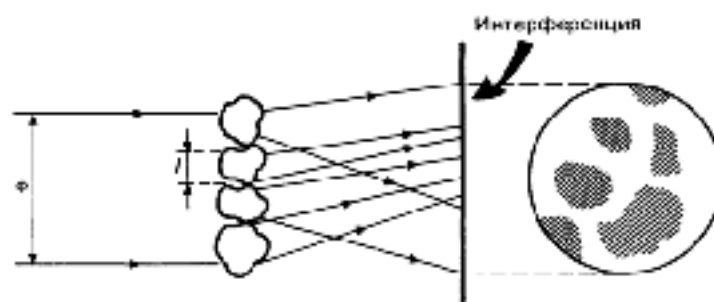
Неоднородности показателя преломления атмосферы, размеры которых тако-



го же порядка, что и поперечное сечение пучка лучей света, действуют как линзы. В этом случае возникают трудности передачи энергии на расстояние в форме оптического изображения.

г. $\Phi > l$, *сцинтилляция (мерцание)*

Атмосферная сцинтилляция происходит из-за быстрых флуктуаций неоднородностей показателя преломления, размеры которых меньше, чем поперечное сечение пучка световых лучей. Это явление приводит к получению пятнистого изображения в результате последовательных процессов разрушения и восстановления волнового фронта в пространстве из-за интерференции.



д. $\Phi \gg l$, *нарушение пространственной когерентности*

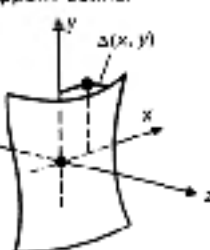
Неоднородности малых размеров, вызывающие сцинтилляцию, создают фазовые искажения волнового фронта в процессе его распространения. Это явление влечет за собой нарушение фазовой когерентности при прохождении лазерного излучения. (Этот вид искажений важен в гетеродинных или гомодинных системах обнаружения.)

С оптической точки зрения турбулентная среда (предполагаемая непоглощающей) должна рассматриваться как фазовый объект, т. е. как среда, характеризующаяся только вариациями оптического пути. Эти вариации деформируют волновой фронт и ухудшают изображение. Интересно представить турбулентную среду как последовательность примыкающих друг к другу однородных зон с разными показателями преломления. Турбулентность характеризуется геометрическими размерами l этих зон; наименьший размер l_0 определяет внутренний мас-

Фронт идеальной волны



Деформированный на величину $\Delta(x, y)$ фронт волны



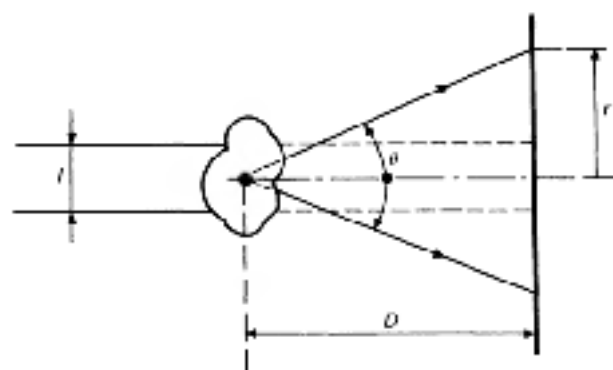
Искажение волнового фронта при прохождении света сквозь неоднородную среду:

$$\Delta(x, y) = \int [n(x, y, z) - n_0] dz.$$

штаб турбулентности, а наибольший L_0 — внешний масштаб турбулентности $l_0 < l < L_0$. На практике l_0 — величина порядка нескольких миллиметров, а L_0 — нескольких метров.

4.3.1. ДИФРАКЦИЯ НА ОДНОРОДНЫХ ЗОНАХ

Каждая из упомянутых выше объемных зон играет роль зрачка, на котором происходит дифракция световой волны, распространяющейся в неоднородной среде. Согласно теории дифракции, на зрачке размером l световые лучи будут дифрагировать таким образом, что почти вся энергия оказывается в пределах конуса с половинным углом при вершине θ . Для плоской монохроматической



волны θ определяется формулой

$$\theta = \lambda/l,$$

где λ — длина волны оптического излучения. В связи с этим нужно заметить, что параллельный пучок, имеющий поперечное сечение диаметром l , после прохождения зрачка будет иметь на расстоянии D от зрачка поперечное сечение радиусом

$$r = (\lambda/l)D.$$

Влияние дифракции ощущается, только когда

$$(\lambda/l)D \geq l, \quad \text{т. е.} \quad l \leq \sqrt{\lambda D}.$$

Заметим, что зоны с постоянными значениями показателя преломления при размере зон $l = \sqrt{\lambda D}$ будут отмечать переход от преломления ($l \geq \sqrt{\lambda D}$) к дифракции ($l \leq \sqrt{\lambda D}$). Значения l (в миллиметрах) приведены ниже в таблице в зависимости от выбранного спектрального участка (λ) и расстояния D , на которое распространяется излучение.

$\lambda, \text{ мм}$ $D, \text{ м}$	0,5	1	4	10	$\lambda, \text{ мм}$ $D, \text{ м}$	0,5	1	4	10
10	2,3	3,2	6,3	10	1000	22,4	31,6	63,6	100
100	7,1	10	20	31,6	10 000	70,7	100	200	316

4.3.2. СТРУКТУРНАЯ ФУНКЦИЯ

Случайные вариации показателя преломления атмосферы по зонам, определенным выше, можно учесть, вводя среднюю величину $\overline{n(x)}$ или корреляционную функцию для расстояния r :

$$\Gamma_n(r) = \overline{n(x) \cdot n(x+r)}.$$

Приближенная гипотеза, упрощающая рассмотрение большинства случайных процессов, связана с использованием стационарных случайных функций. Рассмотрим здесь случай однородной турбулентности, чтобы удовлетворялась эта гипотеза, и соответственно будем считать функцию $n(x)$ стационарной. В результате средняя величина $\overline{n(x)}$ должна быть постоянной, а функция $\Gamma_n(r)$ будет зависеть только от r . Исследование метеорологических параметров показывает, что в действительности средние величины меняются.



Используем тогда понятие структурной функции, введенной из следующих соображений. Если $n(x)$ — нестационарная случайная функция, т. е. величина $n(x)$ не постоянна, то разность $n(x+r) - n(x)$ стационарна и средняя ее величина не изменяется, когда $n(x)$ варьирует в зависимости от малых флуктуаций r .

Структурная функция — это корреляционная функция указанной разности

$$F_n(r) = \overline{[n(x) - n(x-r)][n(x+r) - n(x)]}.$$

Из стационарности разности следует

$$\overline{n(x) - n(x-r)} = \overline{n(x+r) - n(x)},$$

$$F_n(r) = \overline{[n(x+r) - n(x)]^2}.$$

Структурную функцию можно выразить иначе, если заметить, что

$$F_n(r) = \overline{[n(x+r)]^2} + \overline{[n(x)]^2} - 2\overline{n(x) \cdot n(x+r)},$$

и, поскольку

$$\Gamma_n(r) = \overline{n(x+r) \cdot n(x)}, \quad \Gamma_n(0) = \overline{[n(x)]^2} = \overline{[n(x+r)]^2},$$

получаем

$$F_n(r) = 2[\Gamma_n(0) - \Gamma_n(r)], \quad F_n(r) = 2[\overline{[n(x)]^2} - \Gamma_n(r)].$$

В книге Татарского¹⁾ показано, что в среде с масштабом турбулентности от l_0 до L_0 структурная функция для показателя преломления может быть записана в форме

$$F_n(r) = C_n^2 r^{2/3} \quad \text{для} \quad l_0 < r < L_0.$$

¹⁾ Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. — М.: Наука, 1967. — (Прим. перев.)

Коэффициент C_n называется структурной постоянной показателя преломления. Этот коэффициент характеризует турбулентность атмосферы:

$C_n = 0$ — однородная среда, перемещение всех ее точек происходит с одинаковой скоростью;

$C_n = 8 \cdot 10^{-9} \text{ м}^{-1/3}$ — слабая турбулентность, $l_0 = 1,2 \text{ см}$, $L_0 = 10 \text{ м}$;

$C_n = 4 \cdot 10^{-8} \text{ м}^{-1/3}$ — средняя турбулентность;

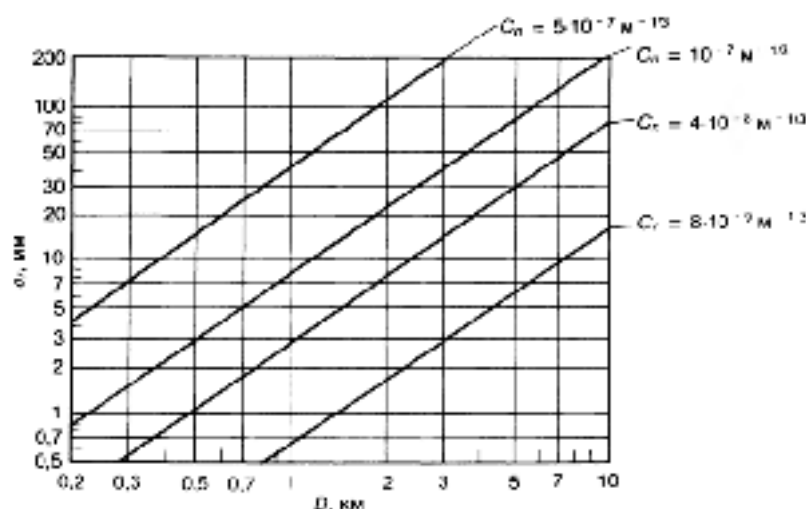
$C_n = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}^{-1/3}$ — сильная турбулентность, $l_0 = 0,3 \text{ см}$, $L_0 = 1 \text{ м}$.

Измерение величин C_n для данной турбулентности начинают обычно с регистрации распределения температуры. Тогда можно заранее оценить помехи, вносимые при распространении излучения в этой среде.

На приведенных ниже кривых показан боковой сдвиг r светового луча на дистанции распространения D для различных условий атмосферной турбулентности. Сдвиг характеризуется дисперсией σ_r^2 или среднеквадратическим отклонением σ_r :

$$\sigma_r = \sqrt{[r - \bar{r}]^2} = 1,35 C_n \lambda^{-1/2} D^{1/2}.$$

Здесь величина C_n выражена в $\text{м}^{-1/3}$, а величины λ и D — в м^{10} .



Боковой сдвиг светового луча для различных условий атмосферной турбулентности.

Кривые построены для случая $\lambda = 0,6 \text{ мкм}$; для случая $\lambda = 4 \text{ мкм}$ σ_r следует умножить на 0,86, а для случая $\lambda = 10 \text{ мкм}$ — на 0,8.

Флуктуация луча приводят к расплыванию пучка порядка $2\sigma_r$ в угловой ошибке в направлении линии визирования

$$\sigma_\theta = \sigma_r / D.$$

Спектр мощности пространственных флуктуаций обратно пропорционален временной частоте, которая составляет от 0,03 Гц до величины, превышающей 20 Гц.

¹⁰ Вычисления по этой формуле были выполнены Т. Шибэ в статье, опубликованной в журнале Applied Optics, vol. 10, No. 11, nov. 1971, для условий, приведенных в этой статье.



4.3.3. ИЗМЕРЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

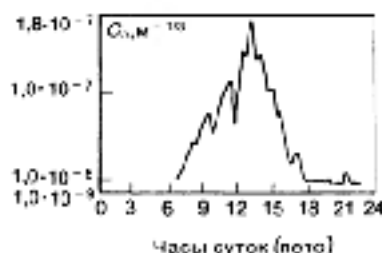
Измерение температуры воздуха в двух соседних точках, разделенных расстоянием r , позволяет вычислить структурную функцию температуры, которая выражается формулой

$$F_T(r) = \overline{[T(x+r) - T(x)]^2} = C_T r^{2/3}.$$

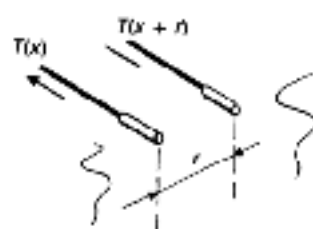
Коэффициент C_T называется структурной постоянной пульсаций температуры атмосферы и связан с коэффициентом C_n соотношением

$$C_n = [(79 \cdot 10^{-5} P) / T^2] C_T,$$

где P — атмосферное давление, мб; T — температура, К. Температура измеряется двумя термоанемометрами с нагреваемыми проволочками, действующими как малоинерционные термометры (проволочки из вольфрама диаметром 10 мкм, длиной 0,3 мм).



Типичный результат измерения C_n .



Система измерения C_n .

4.4. МЕТОДЫ РАСЧЕТА ПРОЗРАЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ

К заметно поглощающим оптическое излучение газовым компонентам атмосферы относятся пары воды (H_2O); углекислый газ (CO_2); озон (O_3), а к слабо поглощающим относятся закись азота (N_2O), окись углерода (CO), кислород (O_2), метан (CH_4) и азот (N_2). Данные о концентрации и поглощении этих молекулярных составляющих атмосферы обобщены по результатам многочисленных работ, проведенных ранее и проводящихся до настоящего времени. Полученные результаты представляют основу для расчета прозрачности атмосферы.

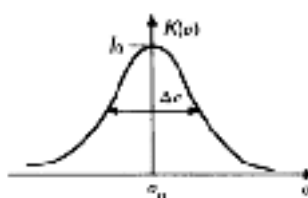
В то время как концентрации N_2O , CO , O_2 , CH_4 , N_2 для большинства задач могут считаться практически постоянными, концентрация паров воды может изменяться в широких пределах как в пространстве, так и во времени.

Результирующий коэффициент пропускания получается как произведение коэффициентов, взятых для каждого газа отдельно. Концентрация паров воды может быть измерена химическими, электрическими или спектроскопическими методами. Концентрация углекислого газа (порядка 0,032%) остается приблизительно постоянной.

На практике экспериментальные измерения пропускания атмосферы проводить трудно; эти измерения требуют много времени и затрат и не могут охватить всю совокупность различных условий. Вполне объяснимо поэтому, что большинство исследователей ставят своей задачей построение моделей расчета коэффициента пропускания атмосферы. Общие методы расчета основаны на учете молекулярного поглощения и рассеяния на частицах.

Коэффициент молекулярного поглощения K изменяется в инфракрасной области сложным образом, так как полосы поглощения на самом деле состоят из очень большого числа тонких линий, которые обычно имеют лоренцевский профиль. Коэффициент поглощения для простой спектральной линии равен

$$K_n = \frac{I_0}{\pi[(\sigma - \sigma_0)^2 + \Delta\sigma^2]}.$$



Лоренцевская линия. ($\sigma = 1/\lambda$ — волновое число.)

Полуширина линии $\Delta\sigma$ меняется в зависимости от давления и температуры по закону

$$\Delta\sigma = \Delta\sigma_0(P/P_0)\sqrt{T_0/T}.$$

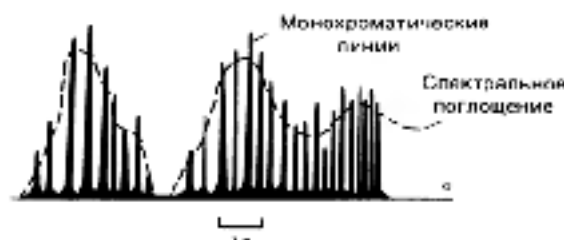
Расчет пропускания атмосферы обычно проводят, учитывая такие характеристики строения полос поглощения, как ширина полосы, число спектральных линий в полосе, относительное расположение линий, число линий одинаковой интенсивности; полуширина отдельной линии, форма линии, давление и температура газа.

На основе этих параметров разработаны три основных метода построения моделей молекулярного поглощения.

4.4.1. МЕТОД «ЛИНИЯ ЗА ЛИНИЕЙ» (ИЛИ МЕТОД ПОСТРОЕНИЯ МОДЕЛИ ПО СПЕКТРАЛЬНЫМ ЛИНИЯМ)

Этот метод основан на совместном использовании большого числа данных о структуре молекул атмосферы и положения каждой линии в спектре (Кембриджские исследовательские лаборатории ВВС, шт. Массачусетс, 1973 г.). Спектраль-

ное пропускание получается усреднением этих данных по постоянным спектральным интервалам $\Delta\sigma$. Метод весьма эффективен для линейчатого спектра и мало пригоден в случаях, когда область поглощения имеет форму непрерывной полосы.



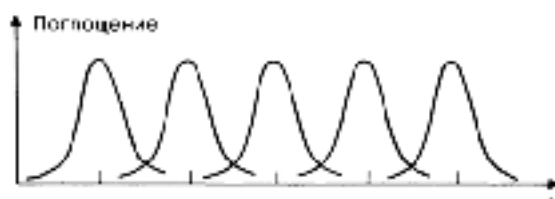
4.4.2. МЕТОД МОДЕЛИРОВАНИЯ ПОЛОС

В этом методе предполагается, что интенсивность и положение спектральных линий поглощения могут быть описаны некоторой функцией распределения в рамках простой математической модели. Поглощение оценивается усреднением влияния линий по полосе. Существуют четыре основных модели.

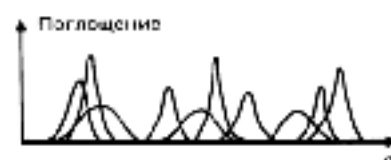
Модель Эльзассера, предполагающая, что в полосе равномерно распределены одинаковые по интенсивности спектральные линии лоренцевской формы. Эта модель хорошо подходит в случае, когда линии в полосе распределены регулярно, например для некоторых полос CO_2 , N_2O , CO , CH_4 и O_2 .

Статистическая модель (или модель Гуди), предполагающая, что линии, имеющие лоренцевскую форму, распределены в полосе случайным образом, а их интенсивность описывается экспоненциальным распределением. Эта модель довольно хорошо соответствует поглощению в полосах, имеющих тонкую нерегулярную структуру, как, например, полосы паров воды на средних по протяженности трассах.

Модель случайного наложения полос Эльзассера, позволяющая учесть слабые линии поглощения. Эта модель может быть использована для трасс достаточно большой протяженности.



Модель Эльзассера.



Случайное наложение полос Эльзассера.

Квазислучайная модель — наиболее близкая к реальности для главных поглощающих компонентов атмосферы CO_2 и H_2O . Эта модель допускает любое случайное распределение линий в полосе. Рассматриваемый спектральный диапазон разбивается на более мелкие интервалы, в распределение линий в каждом интервале предполагается случайным. Метод моделирования полос приводит обычно к переоценке коэффициента пропускания на тех участках спектра, где линии расположены очень тесно.

4.4.3. ЭМПИРИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОДЕЛИ ПОЛОС

«Агрегатный» метод использует наилучшие модели полос для каждого спектрального участка. Он включает также расчет атмосферного рассеяния и перекрывает спектральную область 1,05—30 мкм с разрешением 0,01—0,44 мкм. Точность метода колеблется в пределах 5—20%.

Модель «Лоутран» («Lowtran») не связана с предыдущими и основана на эмпирической формуле, полученной с использованием экспериментально зарегистрированных параметров линий в Кембриджских исследовательских лабораториях ВВС. Эта модель наиболее известна и чаще всего используется; она рассчитана на ЭВМ для спектральной области 0,25—28 мкм ($40\,000\text{--}350\text{ см}^{-1}$) с разрешением 20 см^{-1} . Точность результата 5—10%. Данный метод легко использовать, но он не очень эффективен при изменениях концентрации поглощающих молекул, которые вносят ошибки из-за вариаций температуры и влажности.

4.4.4. МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В этой модели поглощение описывается с помощью многочлена.

4.5. ОПИСАНИЕ ПРАКТИЧЕСКОГО МЕТОДА РАСЧЕТА ПРОПУСКАНИЯ АТМОСФЕРЫ

Опишем метод, позволяющий определить коэффициент пропускания атмосферы, зная следующие простые параметры: температуру воздуха, относительную влажность, метеорологическую дальность видимости.

Охватываемая спектральная область 0,3—13,9 мкм с разрешением по длинам волн $\Delta\lambda = 0,1\text{ мкм}$. Суммарный коэффициент пропускания $\mathcal{T}_{\Sigma}$ для проходящего излучения расстояния D определяется отношением прошедшего потока F_R к падающему потоку F_I . Этот коэффициент состоит из двух членов, определяемых двумя фундаментальными причинами ослабления излучения атмосферой, а именно молекулярным поглощением газовыми компонентами атмосферы и рассеянием на частицах, содержащихся в атмосфере:

$$\mathcal{T}_{\Sigma} = \underbrace{\mathcal{T}_M}_{\text{Молекулярное поглощение}} \times \underbrace{\mathcal{T}_R}_{\text{Рассеяние}}$$

4.5.1. МОЛЕКУЛЯРНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ

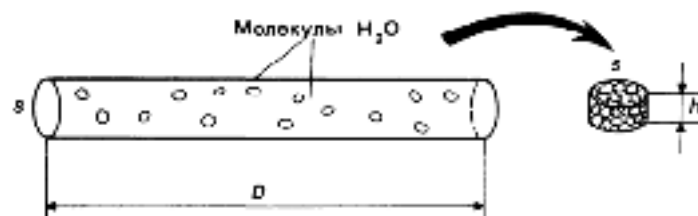
Коэффициент $\mathcal{T}_M$ зависит от газообразных компонент, содержащихся в атмосфере. Для практических целей рассмотрим те две из них, которые наиболее сильно по сравнению с другими влияют на пропускание на горизонтальной трассе, а именно поглощение парами воды и поглощение углекислым газом:

$$\mathcal{T}_M = \mathcal{T}_{\text{H}_2\text{O}} \times \mathcal{T}_{\text{CO}_2}.$$

а. Определение коэффициента $\mathcal{T}_{\text{H}_2\text{O}}$

Поглощение парами воды, содержащимися в атмосфере, обусловлено следующими факторами:

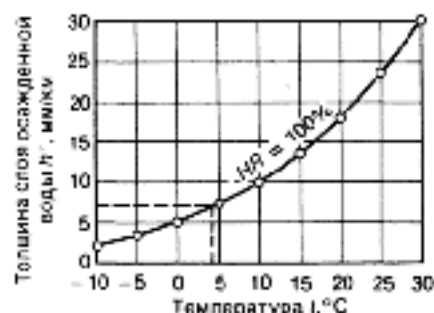
1) числом поглощающих молекул, которые зависят, с одной стороны, от парциального давления паров воды и, с другой стороны, от расстояния D , пройденного излучением в поглощающей среде. Этот фактор часто характеризуют толщиной слоя воды, осажденной на трассе длиной D . Эта величина определяется как высота h цилиндра сечением S с объемом, равным объему жидкости, полученной в результате конденсации паров воды, содержащихся в объеме атмосферы, ограниченном цилиндром с площадью основания S и высотой D ;



2) природой молекулярных переходов, ответственных за селективные спектры поглощения;

3) температурой и полным давлением смеси газов, которые определяют ширину спектральных линий — лоренцевской за счет соударений молекул и доплеровской за счет эффекта Доплера.

Между толщиной слоя осажденной воды h , температурой t атмосферы и относительной влажностью HR существует определенная связь, показанная ниже на рисунке для насыщенной атмосферы ($HR = 100\%$) и расстояния 1 км.



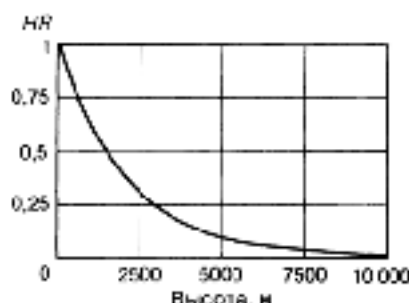
Для атмосферы с относительной влажностью, отличной от 100%, нужно умножить ординаты кривой на HR , выраженную в долях единицы. Например, при относительной влажности 10% и температуре 10 °C толщина слоя осажденной воды равна одному миллиметру на километр пути в атмосфере.

Расчеты по эмпирическим формулам коэффициента пропускания $\mathcal{F}_{\text{H}_2\text{O}}$ для выбранного спектрального диапазона в функции толщины слоя осажденной воды h для данной трассы проводились несколькими исследователями. Мы используем здесь результаты, полученные Пассманом и Лармором в 1956 г.¹⁾ Хотя цифры, содержащиеся в этих таблицах, получены на основе теоретической модели, модель была модифицирована для обеспечения лучшего согласия с результатами

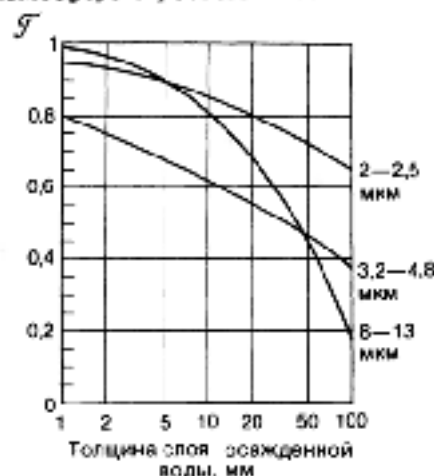
¹⁾ Passman S., Larmore L., *Atmospheric Transmission*, Rand Paper p. 897, Rand Corporation, Santa Monica, 1956.

Содержание водяного пара в атмосфере в относительных единицах в зависимости от высоты.

Кривая приведена для относительной влажности $HR = 100\%$ на уровне земли. Для других значений HR следует умножить ординаты на относительную влажность в долях единицы.



экспериментальных измерений. В конце этого раздела приведены таблицы Пассмана—Лармора для горизонтальных трасс на уровне моря. На высоте наблюдается сужение спектральных полос поглощения из-за уменьшения давления, что приводит к улучшению пропускания; пропускание улучшается также и за счет уменьшения содержания водяных паров в атмосфере с ростом высоты.



Коэффициент пропускания на горизонтальной трассе на уровне моря.

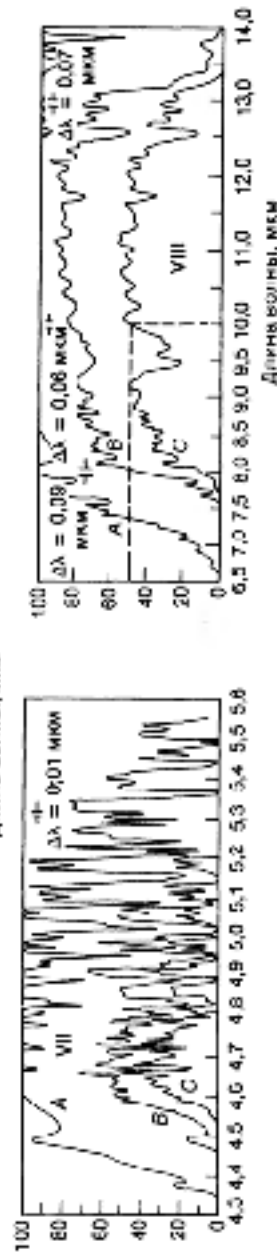
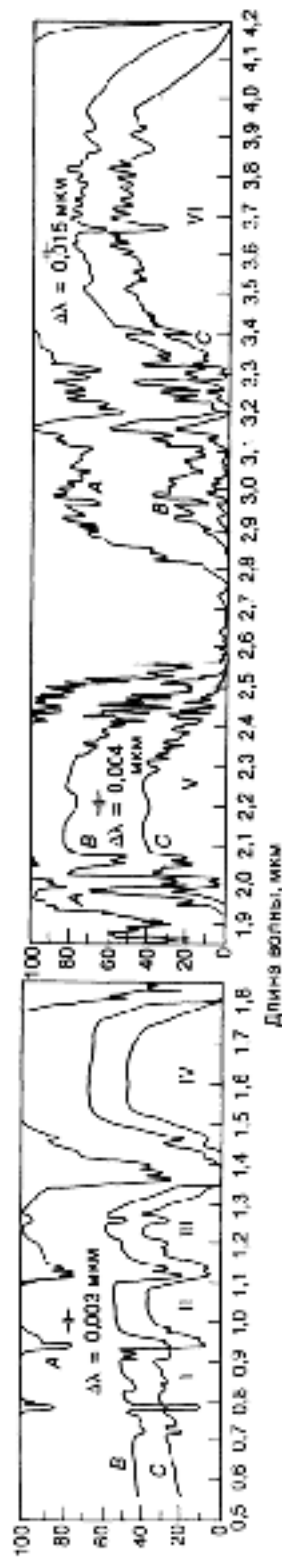
На практике часто интересно знать полный коэффициент пропускания в атмосферных окнах. На рисунке приведены кривые зависимости коэффициента пропускания F в окнах от толщины слоя осаждаемой воды h .

б. Определение коэффициента F_{CO_2}

Концентрация углекислого газа в атмосфере зависит только от давления; на нулевой высоте можно считать концентрацию постоянной. Следовательно, коэффициент пропускания углекислого газа F_{CO_2} зависит только от проходимого излучением расстояния. В приведенных в конце этого раздела таблицах Пассмана—Лармора указаны значения F_{CO_2} для горизонтальной трассы на уровне моря.

в. Пример

Рассчитаем коэффициент прозрачности атмосферы, обусловленный молекулярным поглощением, для условий эксперимента, проведенного Тейлором и Йетсом. Результаты эксперимента в виде кривых показаны ниже на рисунке.



Пропускание атмосферы по экспериментальным результатам Тейлора и Йетса (Naval Research Lab. Rept., n°4759; PB 121199, 11 mai 1955, Washington D.C.).

Washington D.C.).							
Окна прозрачности атмосферы, мкм							
I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
0,72—0,94	0,94—1,13	1,13—1,38	1,38—1,9	1,9—2,7	2,7—6,3	4,3—6	6—15
Протяженность трассы, км							
Дата							
Время							
Температура t , °C							
Относительная влажность HR , %							
Толщина слоя осаждаемой воды h , мм							
Метеорологическая дальность видимости D_v , км							
		0,3	5,3	16,2			
		20,3,56,	20,1,56,	21,3,56,			
		15 ч	22 ч	12 ч			
		+2,78	+1,39	+4,72			
		62	47	48			
		1,1	11,7	52,0			
		35,4	24,4	38,6			

Рассмотрим условия, соответствующие кривым С: температура $4,72^{\circ}\text{C}$, относительная влажность $HR = 0,48$, расстояние $D = 16,2$ км, длина волны $\lambda = 10$ мкм.

По кривой зависимости толщины слоя осажденной воды от температуры получаем $h' = 7$ мм/км для температуры $4,72^{\circ}\text{C}$ при относительной влажности 100%. Для относительной влажности 0,48.

$$h' = 7 \times 0,48 = 3,3 \text{ мм/км.}$$

На дистанции $D = 16,2$ км

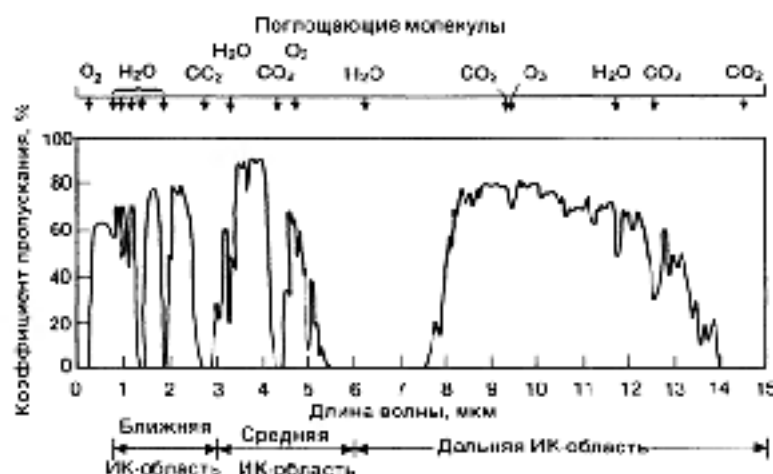
$$h = 3,3 \times 16,2 = 53 \text{ мм.}$$

Теперь нужно обратиться к таблицам Пассмана—Лармора, которые для $\lambda = 10$ мкм и $h = 53$ мм дают $\mathcal{T}_{\text{H}_2\text{O}} = 0,538$. Для дистанции 16,2 км $\mathcal{T}_{\text{CO}_2} = 0,982$ (получено интерполяцией), откуда

$$\mathcal{T}_N = \mathcal{T}_{\text{H}_2\text{O}} \times \mathcal{T}_{\text{CO}_2} = 0,53.$$

Полученный результат согласуется с кривой Тейлора и Йетса.

На представленном ниже рисунке, заимствованном у Халсона и Гебби¹⁾, приведена типичная зависимость пропускания атмосферы от длины волны и показана тесная связь между расположением окон прозрачности атмосферы и молекулярным поглощением различных ее компонентов.



Коэффициент пропускания земной атмосферы на горизонтальной трассе на уровне моря протяженностью $D = 1,828$ км при толщине слоя осажденной воды $h = 17$ мм.

4.5.2. РАССЕЯНИЕ НА ЧАСТИЦАХ

Рассеяние на частицах, содержащихся в атмосфере, вызывает ослабление излучения, суммирующееся с ослаблением вследствие поглощения газами. Частицы, обычно капельки воды, можно считать сферическими. В соответствии с размерами можно выделить частицы двух типов.

¹⁾ Халсон Р. Инфракрасные системы. — М.: Мир, 1972, с. 56 — *Прим. перев.*

Пары воды, Спектральный коэффициент пропускания паров воды
0,3—4,9 мкм для горизонтальной трассы на уровне моря

Длина волны, мкм	Толщина слоя сухой чистейшей воды, мм												
	0,1	0,2	0,5	1	2	5	10	20	50	100	200	500	1000
0,3	0,980	0,972	0,955	0,937	0,911	0,860	0,802	0,723	0,574	0,428	0,263	0,075	0,012
0,4	0,980	0,972	0,955	0,937	0,911	0,860	0,802	0,723	0,574	0,428	0,263	0,075	0,012
0,5	0,986	0,980	0,968	0,956	0,937	0,901	0,861	0,804	0,695	0,579	0,433	0,215	0,079
0,6	0,990	0,986	0,977	0,968	0,955	0,929	0,900	0,860	0,779	0,692	0,575	0,375	0,210
0,7	0,991	0,987	0,980	0,972	0,960	0,937	0,910	0,875	0,800	0,722	0,615	0,425	0,260
0,8	0,989	0,984	0,975	0,965	0,950	0,922	0,891	0,845	0,758	0,665	0,539	0,330	0,168
0,9	0,985	0,981	0,972	0,960	0,944	0,917	0,881	0,835	0,736	0,635	0,500	0,300	0,168
1,0	0,990	0,986	0,977	0,968	0,955	0,929	0,900	0,860	0,779	0,692	0,575	0,375	0,210
1,1	0,970	0,958	0,932	0,905	0,856	0,790	0,707	0,595	0,436	0,335	0,093	0,008	0
1,2	0,980	0,972	0,955	0,937	0,911	0,860	0,802	0,723	0,574	0,428	0,263	0,075	0,012
1,3	0,926	0,911	0,882	0,858	0,816	0,743	0	0	0	0	0	0	0
1,4	0,930	0,902	0,844	0,782	0,695	0,536	0,381	0,215	0,064	0,005	0	0	0
1,5	0,997	0,994	0,991	0,988	0,982	0,972	0,960	0,944	0,911	0,874	0,823	0,724	0,616
1,6	0,998	0,997	0,996	0,994	0,991	0,986	0,980	0,972	0,956	0,937	0,911	0,860	0,802
1,7	0,998	0,997	0,996	0,994	0,991	0,986	0,980	0,972	0,956	0,937	0,911	0,860	0,802
1,8	0,992	0,987	0,985	0,982	0,979	0,972	0,960	0,944	0,911	0,874	0,823	0,724	0,616
1,9	0,990	0,983	0,981	0,974	0,972	0,972	0,960	0,944	0,911	0,874	0,823	0,724	0,616
2,0	0,945	0,929	0,966	0,953	0,933	0,894	0,851	0,790	0,674	0,552	0,401	0,184	0,066
2,1	0,997	0,994	0,991	0,988	0,982	0,972	0,960	0,944	0,911	0,874	0,823	0,724	0,616
2,2	0,998	0,997	0,996	0,994	0,991	0,986	0,980	0,972	0,956	0,937	0,911	0,860	0,802
2,3	0,997	0,994	0,991	0,988	0,982	0,972	0,960	0,944	0,911	0,874	0,823	0,724	0,616
2,4	0,980	0,972	0,955	0,937	0,911	0,860	0,802	0,723	0,574	0,428	0,263	0,075	0,012
2,5	0,930	0,902	0,844	0,782	0,695	0,536	0,381	0,215	0,064	0,005	0	0	0
2,6	0,617	0,479	0,261	0,110	0,002	0	0	0	0	0	0	0	0
2,7	0,361	0,196	0,040	0,004	0	0	0	0	0	0	0	0	0
2,8	0,453	0,289	0,092	0,017	0,001	0	0	0	0	0	0	0	0
2,9	0,689	0,571	0,369	0,205	0,073	0,005	0	0	0	0	0	0	0
3,0	0,851	0,790	0,673	0,552	0,401	0,184	0,060	0,008	0	0	0	0	0
3,1	0,900	0,860	0,779	0,692	0,574	0,475	0,210	0,076	0,005	0	0	0	0
3,2	0,925	0,894	0,833	0,766	0,674	0,506	0,347	0,184	0,035	0,003	0	0	0
3,3	0,950	0,930	0,888	0,843	0,779	0,658	0,531	0,377	0,161	0,048	0,005	0	0
3,4	0,973	0,962	0,939	0,914	0,880	0,811	0,735	0,633	0,448	0,285	0,130	0,017	0,001
3,5	0,988	0,983	0,973	0,962	0,946	0,915	0,881	0,832	0,736	0,635	0,500	0,287	0,133
3,6	0,994	0,992	0,987	0,982	0,973	0,958	0,947	0,916	0,866	0,812	0,738	0,596	0,452
3,7	0,997	0,994	0,991	0,988	0,982	0,972	0,960	0,944	0,911	0,874	0,823	0,724	0,616
3,8	0,998	0,997	0,995	0,994	0,991	0,986	0,980	0,972	0,956	0,937	0,911	0,860	0,802
3,9	0,998	0,997	0,995	0,994	0,991	0,986	0,980	0,972	0,956	0,937	0,911	0,860	0,802
4,0	0,997	0,995	0,993	0,990	0,987	0,977	0,970	0,960	0,930	0,900	0,870	0,790	0,701
4,1	0,977	0,994	0,991	0,988	0,982	0,972	0,960	0,944	0,911	0,874	0,823	0,724	0,616
4,2	0,994	0,992	0,987	0,982	0,973	0,958	0,947	0,916	0,866	0,812	0,738	0,596	0,452
4,3	0,991	0,984	0,975	0,972	0,940	0,917	0,910	0,871	0,800	0,727	0,615	0,425	0,260
4,4	0,980	0,972	0,955	0,937	0,911	0,860	0,802	0,723	0,574	0,428	0,263	0,075	0,012
4,5	0,970	0,958	0,932	0,905	0,866	0,790	0,707	0,595	0,436	0,335	0,093	0,008	0
4,6	0,960	0,943	0,911	0,874	0,822	0,723	0,617	0,478	0,262	0,113	0,024	0	0
4,7	0,950	0,930	0,888	0,843	0,779	0,658	0,531	0,377	0,161	0,048	0,005	0	0
4,8	0,940	0,915	0,866	0,812	0,716	0,595	0,452	0,289	0,117	0,018	0,001	0	0
4,9	0,950	0,902	0,844	0,782	0,695	0,536	0,381	0,215	0,064	0,005	0	0	0

Пары воды,
5,0—6,9 ммк

Длина волны, нм	Толщина слоя осажженной воды, мм												
	0,1	0,2	0,5	1	2	5	10	20	50	100	200	500	1000
5,0	0,915	0,880	0,811	0,736	0,634	0,451	0,286	0,132	0,017	0	0	0	0
5,1	0,885	0,839	0,747	0,649	0,519	0,308	0,149	0,041	0,001	0	0	0	0
5,2	0,846	0,784	0,664	0,539	0,381	0,169	0,052	0,006	0	0	0	0	0
5,3	0,792	0,707	0,555	0,406	0,239	0,062	0,008	0	0	0	0	0	0
5,4	0,726	0,611	0,432	0,268	0,116	0,013	0	0	0	0	0	0	0
5,5	0,617	0,479	0,261	0,110	0,035	0	0	0	0	0	0	0	0
5,6	0,491	0,331	0,121	0,029	0,002	0	0	0	0	0	0	0	0
5,7	0,361	0,196	0,040	0,004	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5,8	0,141	0,044	0,001	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5,9	0,141	0,044	0,001	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6,0	0,180	0,058	0,002	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6,1	0,260	0,112	0,012	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6,2	0,652	0,524	0,312	0,153	0,043	0,001	0	0	0	0	0	0	0
6,3	0,552	0,401	0,182	0,060	0,008	0	0	0	0	0	0	0	0
6,4	0,317	0,157	0,025	0,002	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6,5	0,164	0,049	0,002	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6,6	0,138	0,042	0,001	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6,7	0,322	0,162	0,037	0,002	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6,8	0,361	0,196	0,040	0,004	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6,9	0,416	0,250	0,068	0,010	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Пары воды,
7,0—9,4 ммк

Длина волны, нм	Толщина слоя осажженной воды, мм									
	0,2	0,5	1	2	5	10	20	50	100	200
7,0	0,559	0,345	0,060	0,004	0	0	0	0	0	0
7,1	0,716	0,433	0,188	0,035	0	0	0	0	0	0
7,2	0,732	0,440	0,202	0,085	0,002	0	0	0	0	0
7,3	0,849	0,664	0,441	0,194	0,017	0	0	0	0	0
7,4	0,922	0,817	0,666	0,444	0,132	0,018	0	0	0	0
7,5	0,947	0,874	0,762	0,582	0,228	0,066	0	0	0	0
7,6	0,922	0,817	0,666	0,444	0,132	0,018	0	0	0	0
7,7	0,978	0,944	0,884	0,796	0,564	0,328	0,102	0,005	0	0
7,8	0,974	0,937	0,878	0,771	0,523	0,273	0,074	0,002	0	0
7,9	0,962	0,929	0,820	0,642	0,428	0,233	0,107	0,015	0	0
8,0	0,990	0,975	0,951	0,904	0,777	0,603	0,365	0,080	0,006	0
8,1	0,994	0,986	0,972	0,945	0,809	0,754	0,568	0,244	0,059	0,003
8,2	0,993	0,982	0,964	0,930	0,834	0,696	0,484	0,163	0,027	0
8,3	0,995	0,988	0,976	0,953	0,887	0,786	0,618	0,300	0,090	0,008
8,4	0,995	0,987	0,975	0,950	0,880	0,774	0,599	0,278	0,077	0,006
8,5	0,994	0,986	0,972	0,944	0,866	0,750	0,562	0,237	0,056	0,003
8,6	0,996	0,992	0,982	0,965	0,915	0,837	0,702	0,411	0,169	0,029
8,7	0,996	0,992	0,983	0,966	0,916	0,839	0,704	0,416	0,173	0,030
8,8	0,997	0,993	0,983	0,966	0,917	0,841	0,707	0,421	0,177	0,031
8,9	0,997	0,992	0,983	0,966	0,918	0,843	0,709	0,425	0,180	0,032
9,0	0,997	0,992	0,984	0,968	0,921	0,848	0,719	0,440	0,193	0,037
9,1	0,997	0,992	0,985	0,970	0,926	0,858	0,735	0,464	0,215	0,046
9,2	0,997	0,993	0,985	0,971	0,929	0,863	0,744	0,478	0,228	0,052
9,3	0,997	0,993	0,986	0,972	0,930	0,867	0,750	0,485	0,239	0,057
9,4	0,997	0,993	0,986	0,972	0,933	0,870	0,756	0,498	0,248	0,061

Пары воды,
9,5—11,9 мм

Длина волны, мм	Толщина слоя осаждаемой воды, мм									
	0,2	0,5	1	2	5	10	20	50	100	200
9,5	0,597	0,993	0,987	0,973	0,934	0,873	0,762	0,507	0,257	0,066
9,6	0,597	0,993	0,987	0,974	0,936	0,876	0,766	0,516	0,265	0,070
9,7	0,597	0,993	0,987	0,974	0,937	0,878	0,770	0,521	0,270	0,073
9,8	0,597	0,994	0,987	0,975	0,938	0,880	0,773	0,526	0,277	0,077
9,9	0,597	0,994	0,987	0,975	0,939	0,882	0,777	0,532	0,283	0,080
10,0	0,598	0,994	0,988	0,975	0,940	0,883	0,780	0,538	0,289	0,083
10,1	0,598	0,994	0,988	0,975	0,940	0,883	0,780	0,538	0,289	0,083
10,2	0,598	0,994	0,988	0,975	0,940	0,883	0,780	0,538	0,289	0,083
10,3	0,598	0,994	0,988	0,976	0,940	0,884	0,781	0,540	0,292	0,085
10,4	0,598	0,994	0,988	0,976	0,941	0,885	0,782	0,542	0,294	0,086
10,5	0,598	0,994	0,988	0,976	0,941	0,886	0,784	0,544	0,295	0,087
10,6	0,598	0,994	0,988	0,976	0,942	0,887	0,786	0,548	0,300	0,089
10,7	0,598	0,994	0,988	0,976	0,942	0,887	0,787	0,550	0,302	0,091
10,8	0,598	0,994	0,988	0,976	0,941	0,886	0,784	0,544	0,295	0,087
10,9	0,598	0,994	0,988	0,976	0,940	0,884	0,781	0,540	0,292	0,085
11,0	0,598	0,994	0,988	0,975	0,940	0,883	0,779	0,536	0,287	0,082
11,1	0,598	0,994	0,987	0,975	0,939	0,882	0,777	0,532	0,283	0,080
11,2	0,597	0,993	0,986	0,972	0,931	0,867	0,750	0,487	0,237	0,056
11,3	0,597	0,992	0,985	0,970	0,927	0,859	0,738	0,467	0,218	0,048
11,4	0,597	0,993	0,986	0,971	0,930	0,865	0,748	0,485	0,235	0,053
11,5	0,597	0,993	0,986	0,972	0,932	0,868	0,755	0,483	0,243	0,059
11,6	0,597	0,993	0,987	0,974	0,935	0,875	0,765	0,513	0,262	0,069
11,7	0,596	0,990	0,980	0,961	0,906	0,820	0,675	0,372	0,138	0,019
11,8	0,597	0,992	0,982	0,969	0,925	0,863	0,733	0,460	0,212	0,045
11,9	0,597	0,993	0,986	0,972	0,932	0,869	0,755	0,495	0,245	0,060

Пары воды,
12,0—13,9 мм

Длина волны, мм	Толщина слоя осаждаемой воды, мм									
	0,2	0,5	1	2	5	10	20	50	100	200
12,0	0,597	0,993	0,987	0,974	0,937	0,878	0,770	0,521	0,270	0,073
12,1	0,597	0,994	0,987	0,975	0,938	0,880	0,773	0,526	0,277	0,077
12,2	0,597	0,994	0,987	0,975	0,938	0,880	0,775	0,528	0,279	0,078
12,3	0,597	0,993	0,987	0,974	0,937	0,878	0,770	0,521	0,270	0,073
12,4	0,597	0,993	0,987	0,974	0,935	0,874	0,764	0,511	0,261	0,068
12,5	0,597	0,993	0,986	0,973	0,933	0,871	0,759	0,502	0,252	0,063
12,6	0,597	0,993	0,986	0,972	0,931	0,868	0,752	0,491	0,241	0,058
12,7	0,597	0,993	0,985	0,971	0,929	0,863	0,744	0,478	0,228	0,053
12,8	0,597	0,992	0,985	0,970	0,926	0,858	0,736	0,466	0,217	0,047
12,9	0,597	0,992	0,984	0,969	0,924	0,853	0,728	0,452	0,204	0,041
13,0	0,597	0,992	0,984	0,967	0,921	0,846	0,718	0,457	0,191	0,036
13,1	0,596	0,991	0,983	0,966	0,918	0,843	0,709	0,424	0,180	0,032
13,2	0,596	0,991	0,982	0,965	0,915	0,837	0,701	0,411	0,169	0,028
13,3	0,596	0,991	0,982	0,964	0,912	0,831	0,690	0,397	0,153	0,025
13,4	0,596	0,990	0,981	0,962	0,908	0,825	0,681	0,382	0,146	0,021
13,5	0,596	0,990	0,980	0,961	0,905	0,819	0,670	0,368	0,136	0,019
13,6	0,596	0,990	0,979	0,959	0,902	0,813	0,661	0,355	0,126	0,016
13,7	0,596	0,989	0,979	0,958	0,898	0,807	0,651	0,342	0,117	0,014
13,8	0,596	0,989	0,978	0,956	0,894	0,800	0,640	0,328	0,107	0,011
13,9	0,595	0,988	0,977	0,955	0,891	0,793	0,629	0,313	0,098	0,010

Углекислый газ
0,3—4,9 мкм

Спектральный коэффициент пропускания углекислого газа
для горизонтальной трассы на уровне моря

Длина волны, мкм	Протяженность трассы, км												
	0,1	0,2	0,5	1	2	5	10	20	50	100	200	500	1000
0,3	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
0,4	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
0,5	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
0,6	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
0,7	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
0,8	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
0,9	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
1,0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
1,1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
1,2	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
1,3	1	1	1	0,999	0,999	0,999	0,998	0,997	0,996	0,994	0,992	0,987	0,982
1,4	0,996	0,995	0,992	0,988	0,984	0,975	0,964	0,949	0,919	0,885	0,838	0,747	0,649
1,5	0,999	0,995	0,998	0,998	0,997	0,995	0,993	0,990	0,984	0,976	0,967	0,949	0,927
1,6	0,996	0,995	0,992	0,988	0,984	0,975	0,964	0,949	0,919	0,885	0,838	0,747	0,649
1,7	1	1	1	0,999	0,999	0,999	0,998	0,997	0,996	0,994	0,992	0,987	0,982
1,8	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
1,9	1	1	1	0,999	0,999	0,999	0,998	0,997	0,996	0,994	0,992	0,987	0,982
2,0	0,978	0,965	0,951	0,931	0,903	0,847	0,785	0,699	0,541	0,337	0,221	0,053	0,006
2,1	0,998	0,997	0,996	0,994	0,992	0,987	0,982	0,974	0,959	0,942	0,919	0,872	0,820
2,2	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
2,3	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
2,4	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
2,5	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
2,6	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
2,7	0,799	0,718	0,569	0,419	0,253	0,071	0,011	0	0	0	0	0	0
2,8	0,871	0,804	0,695	0,578	0,432	0,215	0,079	0,013	0	0	0	0	0
2,9	0,997	0,995	0,993	0,990	0,985	0,977	0,968	0,954	0,927	0,898	0,855	0,772	0,683
3,0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
3,1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
3,2	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
3,3	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
3,4	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
3,5	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
3,6	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
3,7	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
3,8	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
3,9	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
4,0	0,998	0,997	0,994	0,984	0,991	0,986	0,980	0,973	0,955	0,937	0,911	0,859	0,802
4,1	0,983	0,975	0,961	0,944	0,921	0,876	0,825	0,751	0,622	0,485	0,322	0,118	0,027
4,2	0,573	0,551	0,445	0,182	0,059	0,003	0	0	0	0	0	0	0
4,3	0,998	0,916	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
4,4	0,481	0,319	0,115	0,026	0,002	0	0	0	0	0	0	0	0
4,5	0,957	0,949	0,903	0,863	0,807	0,699	0,585	0,436	0,322	0,084	0,014	0	0
4,6	0,995	0,993	0,989	0,985	0,978	0,966	0,951	0,931	0,891	0,845	0,783	0,663	0,539
4,7	0,995	0,993	0,989	0,985	0,978	0,966	0,951	0,931	0,891	0,845	0,783	0,663	0,539
4,8	0,976	0,966	0,945	0,922	0,891	0,828	0,759	0,664	0,482	0,331	0,169	0,030	0,002
4,9	0,975	0,964	0,945	0,920	0,886	0,822	0,750	0,652	0,468	0,313	0,153	0,024	0,001

Длина волны, мм	Протяженность трассы, км									
	0,2	0,5	1	2	5	10	20	50	100	200
8,0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
8,1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
8,2	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
8,3	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
8,4	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
8,5	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
8,6	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
8,7	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
8,8	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
8,9	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
9,0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
9,1	1	1	0,999	0,999	0,998	0,995	0,991	0,978	0,955	0,914
9,2	1	1	0,999	0,998	0,995	0,991	0,982	0,955	0,913	0,834
9,3	0,999	0,997	0,995	0,990	0,975	0,951	0,904	0,776	0,605	0,363
9,4	0,993	0,982	0,965	0,931	0,837	0,700	0,491	0,166	0,028	0,001

Углекислый
газ
9,5—11,9 мм

Длина волны, мм	Протяженность трассы, км									
	0,2	0,5	1	2	5	10	20	50	100	200
9,5	0,991	0,981	0,967	0,935	0,842	0,715	0,512	0,187	0,035	0,001
9,6	0,996	0,990	0,980	0,961	0,906	0,821	0,675	0,363	0,140	0,029
9,7	0,995	0,986	0,973	0,947	0,873	0,761	0,580	0,259	0,065	0,004
9,8	0,997	0,992	0,984	0,969	0,924	0,858	0,730	0,455	0,206	0,043
9,9	0,998	0,995	0,989	0,979	0,948	0,897	0,811	0,585	0,342	0,123
10,0	1	1	0,999	0,997	0,994	0,989	0,978	0,945	0,892	0,797
10,1	1	0,999	0,998	0,996	0,990	0,980	0,960	0,902	0,814	0,663
10,2	0,997	0,994	0,988	0,977	0,943	0,890	0,792	0,553	0,312	0,097
10,3	0,997	0,994	0,987	0,975	0,939	0,881	0,777	0,532	0,283	0,080
10,4	1	1	0,999	0,998	0,995	0,991	0,982	0,955	0,913	0,834
10,5	1	1	0,999	0,998	0,998	0,995	0,991	0,973	0,945	0,914
10,6	1	1	0,999	0,999	0,998	0,995	0,991	0,973	0,945	0,914
10,7	1	1	1	0,999	0,999	0,997	0,995	0,986	0,973	0,947
10,8	1	1	0,999	0,998	0,998	0,995	0,991	0,973	0,945	0,914
10,9	1	0,999	0,999	0,997	0,991	0,986	0,973	0,934	0,872	0,761
11,0	1	0,999	0,999	0,997	0,993	0,986	0,973	0,934	0,872	0,761
11,1	1	0,999	0,998	0,997	0,992	0,984	0,969	0,923	0,855	0,726
11,2	1	0,999	0,998	0,995	0,989	0,978	0,955	0,892	0,796	0,633
11,3	0,999	0,999	0,997	0,994	0,985	0,971	0,942	0,862	0,742	0,552
11,4	0,999	0,998	0,997	0,993	0,983	0,966	0,934	0,842	0,709	0,501
11,5	0,999	0,998	0,996	0,992	0,980	0,960	0,921	0,814	0,661	0,438
11,6	0,999	0,998	0,995	0,991	0,977	0,955	0,912	0,794	0,632	0,399
11,7	0,999	0,998	0,995	0,991	0,977	0,955	0,912	0,794	0,632	0,399
11,8	0,999	0,998	0,997	0,993	0,983	0,966	0,934	0,842	0,709	0,503
11,9	1	0,999	0,998	0,995	0,989	0,978	0,945	0,892	0,796	0,633

Углекислый
газ
12,0—13,9 мкм

Длина волны, мм	Протяженность трассы, км									
	0,2	0,5	1	2	5	10	20	50	100	200
12,0	1	1	0,999	0,999	0,997	0,993	0,986	0,966	0,934	0,872
12,1	1	1	0,999	0,998	0,996	0,993	0,991	0,978	0,955	0,914
12,2	1	1	0,999	0,998	0,998	0,995	0,991	0,978	0,955	0,914
12,3	0,998	0,995	0,990	0,981	0,952	0,907	0,821	0,614	0,176	0,142
12,4	0,994	0,985	0,970	0,941	0,859	0,738	0,545	0,218	0,048	0,002
12,5	0,987	0,968	0,936	0,877	0,719	0,517	0,268	0,037	0,001	0
12,6	0,980	0,950	0,903	0,815	0,599	0,358	0,129	0,026	0	0
12,7	0,995	0,919	0,979	0,939	0,899	0,809	0,654	0,346	0,120	0,015
12,8	0,990	0,914	0,949	0,901	0,770	0,592	0,351	0,072	0,005	0
12,9	0,985	0,912	0,925	0,856	0,677	0,451	0,210	0,020	0	0
13,0	0,991	0,977	0,955	0,912	0,794	0,630	0,397	0,099	0,010	0
13,1	0,990	0,974	0,949	0,900	0,768	0,592	0,348	0,071	0,005	0
13,2	0,978	0,946	0,895	0,801	0,575	0,330	0,109	0,004	0	0
13,3	0,952	0,884	0,782	0,611	0,292	0,085	0,007	0	0	0
13,4	0,935	0,846	0,715	0,512	0,187	0,035	0,001	0	0	0
13,5	0,901	0,767	0,593	0,352	0,070	0,005	0	0	0	0
13,6	0,901	0,792	0,627	0,351	0,097	0,009	0	0	0	0
13,7	0,916	0,809	0,644	0,415	0,110	0,012	0	0	0	0
13,8	0,851	0,681	0,454	0,215	0,021	0	0	0	0	0
13,9	0,771	0,534	0,236	0,082	0,002	0	0	0	0	0

Аэрозоли. Очень мелкие частицы, взвешенные в атмосфере.

Дымка. Причиной возникновения дымки являются микроскопические (0,5 мкм) пылинки, на которых во влажной атмосфере конденсируются молекулы воды, и поэтому они могут увеличиваться в размере (близ моря частицы соли, весьма гигроскопичные, являются часто причиной густой дымки).

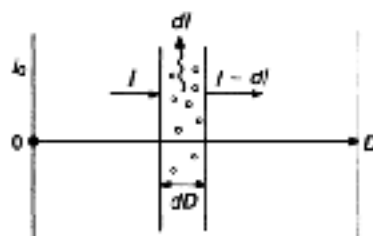
Туман. Когда частицы, вызывающие дымку, увеличиваются в размерах и превращаются в капельки воды или кристаллики льда, дымка становится туманом (размеры частиц порядка нескольких микрометров). Облака имеют ту же структуру и в отличие от туманов формируются на высоте.

Атмосферные осадки. Капли воды имеют размеры порядка 0,25 мм и уже не удерживаются в воздухе, выпадая в виде дождя.

а. Расчет коэффициента $\mathcal{S}_p$

Пропускание атмосферы, определяемое явлением рассеяния, рассчитывается на основе рассмотрения атмосферного слоя dD . Убывание силы излучения в результате прохождения излучения через слой dD среды, очевидно, равно

$$dI = -\gamma I dD,$$



где γ — коэффициент рассеяния, I — сила излучения, падающего на слой. Это соотношение, которое можно записать в форме

$$dI/I = -\gamma dD,$$

дает при интегрировании закон изменения силы излучения при прохождении среды протяженностью D

$$\lg I = -\gamma D + C, \text{ откуда } I = Ce^{-\gamma D}.$$

Постоянная C рассчитывается из условия $I = I_0$ при $D = 0$, откуда $I = I_0 e^{-\gamma D}$. Коэффициент пропускания, определяемый явлением рассеяния, равен

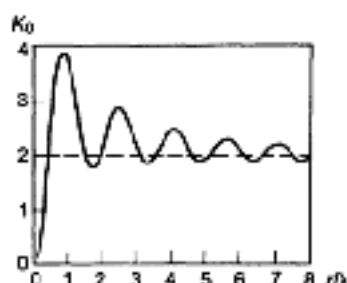
$$\tau_p = I/I_0 = e^{-\gamma D}.$$

б. Влияние размеров рассеивающих частиц на γ

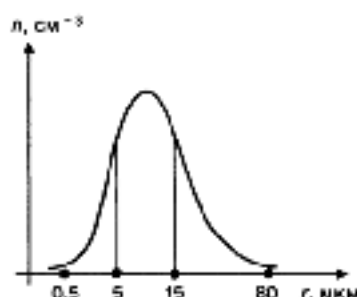
Атмосфера, в одном кубическом сантиметре которой содержится n частиц воды радиусом r , имеет коэффициент рассеяния

$$\gamma = \pi n K_0 r^2,$$

где K_0 — отношение γ — эквивалента эффективного сечения рассеяния 1 см^3 атмосферы, и $\pi n r^2$ — суммарного геометрического сечения частиц, содержащихся в этом объеме. K_0 , являющийся таким образом эффективным коэффициентом рассеяния, сильно зависит от r/λ при $r < \lambda$; он достигает максимального значения 3,8 при $r = \lambda$; при дальнейшем увеличении r величина K_0 устанавливается на уровне 2. Таким образом, рассеяние оказывается в сильной степени селективным для частиц, радиус которых меньше или равен длине волны.



Тип частиц	Радиус частиц, мкм	Число частиц n в 1 см^3
Электрон	10^{-9}	
Молекула газа	10^{-4}	$2,7 \cdot 10^{19}$
Остатки продуктов сгорания	$10^{-2} - 10^{-1}$	10^6
Крупинки соли	0,1—0,3	50—40
Пылинка	0,1—10	Изменяется в широких пределах
Дымка	0,3—3	50—400
Туман	1—30	1—200
Облако	1—30	50—500
Дождь	3—3000	Переменно



Рассмотрим пример, относящийся к туманам. На рисунке представлено статистическое распределение числа частиц n , содержащихся в тумане, в функции радиуса r частиц. Кривая имеет максимум для значений r , заключающихся между 5 и 15 мкм; это означает, что в инфракрасной области при $r/\lambda \sim 1$ рассеяние очень сильное.

Для тумана, содержащего 200 частиц в 1 см^3 , с радиусом частиц $r = 5 \text{ мкм}$;

при $\lambda = 4 \text{ мкм}$ $r/\lambda = 1,25$ и $K_0 = 3$, $\gamma = \pi n K_0 r^2 = 3,14 \times 200 \times 3 \times 25 \cdot 10^{-8} = 4,71 \cdot 10^{-4}$, что для расстояния $D = 100 \text{ м}$ дает $\mathcal{F}_p = e^{-\gamma D} = e^{-4,71 \cdot 10^{-4} \cdot 10^4} = 0,009$;

при $\lambda = 40 \text{ мкм}$ $r/\lambda = 0,1$ и $K_0 = 0,05$, что для расстояния $D = 100 \text{ м}$ дает $\mathcal{F}_p = \exp(-3,14 \cdot 200 \cdot 0,05 \cdot 25 \cdot 10^{-6} \cdot 10^4) = 0,92$.

Интересно отметить, что в рассмотренном случае на трассе 100 м излучение практически полностью теряется на длине волны 4 мкм и совсем не ослабляется за счет рассеяния на длине волны, в 10 раз большей (к сожалению, в этой спектральной области наблюдается очень сильное молекулярное поглощение парами воды).

При $\lambda = 12 \text{ мкм}$ для условий, принятых в примере, коэффициент пропускания $\mathcal{F}_p$ составит 50%.

В действительности этот метод трудно использовать на практике, так как необходимо знать число и размеры частиц, содержащихся в атмосфере. Параметры эти можно определить по данным лабораторных гранулометрических измерений: в результате получаются кривые, аналогичные приведенной выше на рисунке.

в. Соотношение между $\mathcal{F}_p$ и метеорологической дальностью видимости

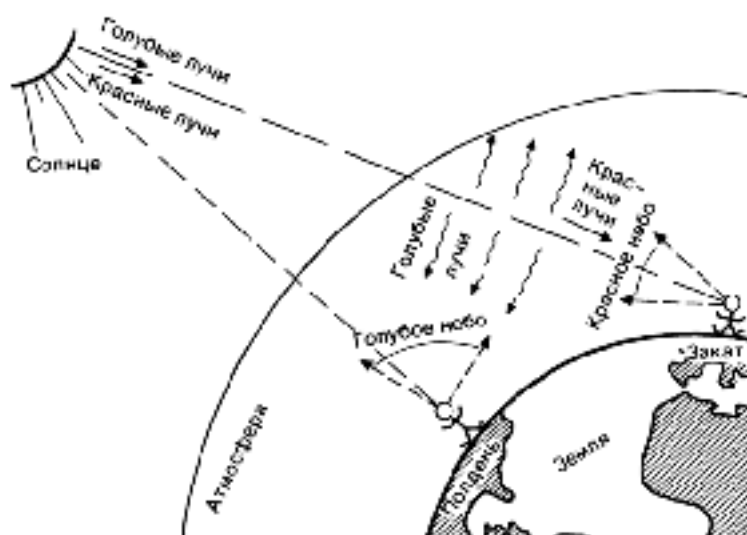
Чтобы подойти к проблеме рассеяния в более практическом плане, интересно использовать соотношение, связывающее коэффициент рассеяния γ с длиной волны λ :

$$\gamma \propto \lambda^{-\alpha}.$$

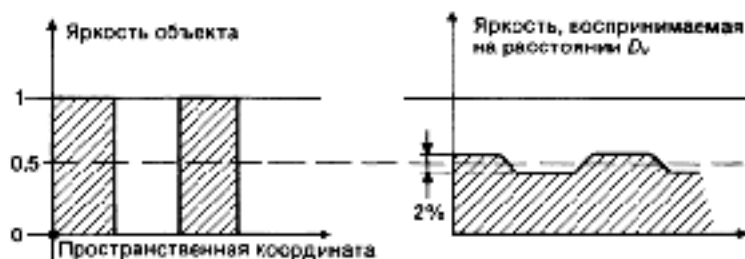
Частицы малы по сравнению с длиной волны. В этом случае говорят о рэлеевском рассеянии и $\alpha = 4$. Это явление наблюдается при очень прозрачной атмосфере и именно рэлеевским рассеянием солнечного света на газообразных молекулах воздуха объясняется голубой цвет неба.

Туман. В этом случае частицы становятся существенно больше и α стремится к нулю. Это — рассеяние Ми, для которого γ не зависит от длины волны. Наиболее часты туманы, для которых $\alpha = 0$, и тогда цвет тумана белый, поскольку рассеяние неселективно. Сравнительно нетрудно оценить пропускание излучения в дымке и тумане на основе экспериментального определения метеорологической дальности видимости.

Контраст между объектом и окружающим фоном, наблюдаемый сквозь рас-



освещающую среду, конечно, уменьшается с ростом расстояния. Минимальный контраст, воспринимаемый человеческим глазом (пороговый контраст) — величина порядка 2%. Метеорологическая дальность видимости D_v — это расстояние, на котором объект с начальным контрастом, равным единице, после прохождения сквозь среду воспринимается на пределе с контрастом около 2%.



Коэффициент рассеяния в видимой области γ_v и метеорологическая дальность видимости D_v связаны соотношением

$$\gamma_v = 3,92/D_v,$$

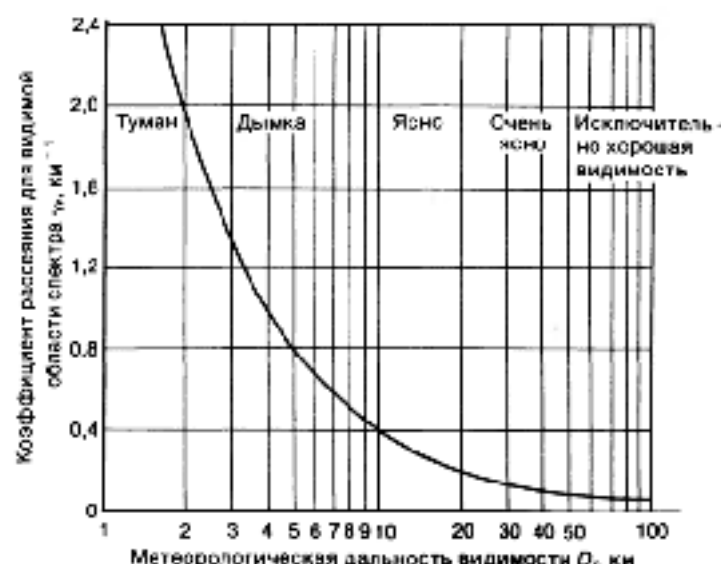
где D_v выражена в км, а γ_v — в км^{-1} .

По результатам измерений, проведенных в ряде работ¹⁾, при наличии дымки с характеристиками, наиболее часто встречающимися на поверхности земного шара, $\alpha = 1,3$.

г. Влияние дождя

Капли дождя велики по сравнению с длиной волны и $\alpha = 0$, что приводит к неселективному рассеянию. Коэффициент рассеяния для дождя можно рассчитать

¹⁾ W.E.K. Middleton, *Vision through the Atmosphere*, University of Toronto, Press, 1952; L.F. Elterman, *Parameters for Attenuation in the Atmospheric Windows for Fifteen Wavelengths*, *Applied Optics*, 3, 745 (1964); J.A. Curcio, *Evaluation of Atmospheric Aerosol Particle Size Distribution from Scattering Measurements in the Visible and Infrared*, *J.O.S.A.*, 51—548, 1961.



по формуле Миддлтона:

$$\gamma = 1,25 \cdot 10^{-6} Z/r^3,$$

где γ выражен в см^{-1} , Z — толщина слоя осажденной воды в единицу времени (сила дождя) см/с и r — радиус капле в см . Если, например, $Z = 3,89 \times 10^{-2} \text{ см/с}$, $r = 0,1 \text{ см}$, то $\gamma = 4,87 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-1}$. В следующей таблице приведены коэффициенты пропускания на трассе в одну морскую милю (1852 м) во время дождя.

Метеоусловия	Сила, дождя, см/ч	Коэффициент пропускания	γ , км^{-1}
Слабый дождь	0,25	0,88	0,07
Средний дождь	1,25	0,74	0,16
Сильный дождь	2,5	0,65	0,23
Очень сильный дождь	10	0,38	0,52

4.5.3. ПРИМЕР ПРИМЕНЕНИЯ

Рассчитаем коэффициент пропускания для следующих условий: длина оптической трассы $D = 1852 \text{ м}$, метеорологическая дальность видимости $D_v = 20 \text{ км}$ для $\lambda = 0,6 \text{ мкм}$, толщина слоя осажденной воды 17 мм . Эти условия соответствуют условиям получения экспериментальной кривой, приведенной в разд. 4.5.1.

Рассчитаем коэффициент пропускания для длин волн $\lambda_1 = 4 \text{ мкм}$ и $\lambda_2 = 10 \text{ мкм}$.

Коэффициент рассеяния в видимой области спектра ($\lambda_0 = 0,6 \text{ мкм}$)

$$\gamma_{\lambda_0} = 3,92/D_v = 3,92/20 = 0,20.$$

Соотношение между коэффициентами рассеяния для $\lambda_0 = 0,6$ мкм и для любой другой длины волны λ записывается в виде

$$\gamma_{\lambda_0}/\gamma_{\lambda} = (\lambda_0/\lambda)^{-\alpha} = (0,6/\lambda)^{-1,3},$$

откуда коэффициент рассеяния на длине волны λ :

$$\gamma_{\lambda} = \gamma_{0,6 \text{ мкм}} (0,6/\lambda)^{1,3} = 0,20 (0,6/\lambda)^{1,3}.$$

Следовательно, $\gamma_{4 \text{ мкм}} = 0,0170$ и $\gamma_{10 \text{ мкм}} = 0,0052$. Коэффициент пропускания, определяемый рассеянием, запишется в виде

$$\mathcal{T}_s = e^{-\gamma D}.$$

Для $D = 1,852$ км $\mathcal{T}_{s 4 \text{ мкм}} = 0,97$, $\mathcal{T}_{s 10 \text{ мкм}} = 0,99$.

Коэффициенты пропускания, определяемые молекулярным поглощением парами воды (полученные из таблиц Пассмана — Лармора для $h = 17$ мм путем интерполяции), запишутся в виде

$$\mathcal{T}_{\text{H}_2\text{O } 4 \text{ мкм}} = 0,96, \quad \mathcal{T}_{\text{H}_2\text{O } 10 \text{ мкм}} = 0,81.$$

Коэффициенты пропускания, определяемые молекулярным поглощением углекислым газом (из тех же таблиц), будут следующими:

$$\mathcal{T}_{\text{CO}_2 4 \text{ мкм}} = 0,99, \quad \mathcal{T}_{\text{CO}_2 10 \text{ мкм}} = 1,00.$$

Полный коэффициент пропускания:

$$\mathcal{T}_{4 \text{ мкм}} = \mathcal{T}_{s 4 \text{ мкм}} \times \mathcal{T}_{\text{H}_2\text{O } 4 \text{ мкм}} \times \mathcal{T}_{\text{CO}_2 4 \text{ мкм}} = 0,97 \times 0,96 \times 0,99 = 0,92,$$

$$\mathcal{T}_{10 \text{ мкм}} = \mathcal{T}_{s 10 \text{ мкм}} \times \mathcal{T}_{\text{H}_2\text{O } 10 \text{ мкм}} \times \mathcal{T}_{\text{CO}_2 10 \text{ мкм}} = 0,99 \times 0,81 \times 1,00 = 0,80.$$

Эти результаты хорошо согласуются с соответствующей экспериментальной кривой.

Результаты аналогичного расчета для каждой длины волны с шагом $\Delta\lambda = 0,1$ мкм, представленные ниже в виде кривой, интересно сопоставить с экспериментальной кривой. Такое сопоставление позволяет обнаружить некоторые расхождения. Расхождения часто связаны с тем, что эксперименты проводились с другим спектральным разрешением $\Delta\lambda$. В расчетном методе по всем длинам волн использовался интервал $\Delta\lambda = 0,1$ мкм, а эксперименты проводились с разрешением $\Delta\lambda$ от 0,025 до 0,050 мкм для разных участков спектра.

Заметим, что для расстояния 10 км при тех же метеорологических условиях

$$\mathcal{T}_{s 4 \text{ мкм}} = 0,84, \quad \mathcal{T}_{\text{H}_2\text{O } 4 \text{ мкм}} = 0,90, \quad \mathcal{T}_{\text{CO}_2 4 \text{ мкм}} = 0,98,$$

$$\mathcal{T}_{s 10 \text{ мкм}} = 0,95, \quad \mathcal{T}_{\text{H}_2\text{O } 10 \text{ мкм}} = 0,30, \quad \mathcal{T}_{\text{CO}_2 10 \text{ мкм}} = 0,99,$$

а полные коэффициенты пропускания для $D = 10$ км будут

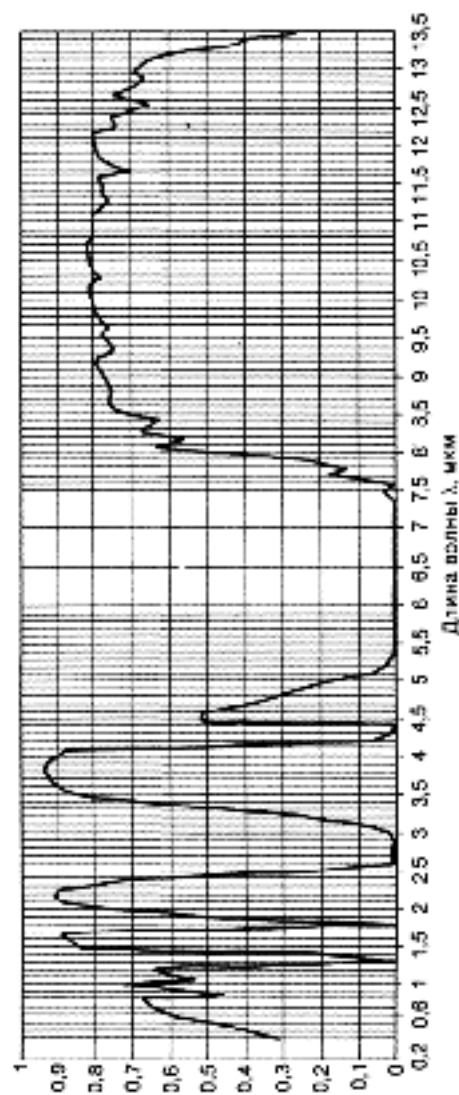
$$\mathcal{T}_{4 \text{ мкм}} = 0,74, \quad \mathcal{T}_{10 \text{ мкм}} = 0,28.$$

В заключение укажем, что если на принятые метеоусловия наложится средний дождь, то для $D = 1,852$ км

$$\mathcal{T}_{4 \text{ мкм}} = 0,92 \times 0,74 = 0,68, \quad \mathcal{T}_{10 \text{ мкм}} = 0,80 \times 0,74 = 0,59,$$

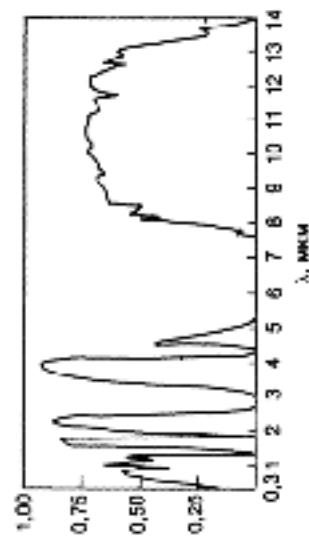
для $D = 10$ км

$$\mathcal{T}_{4 \text{ мкм}} = 0,74 \times 0,20 = 0,15, \quad \mathcal{T}_{10 \text{ мкм}} = 0,28 \times 0,20 = 0,06.$$



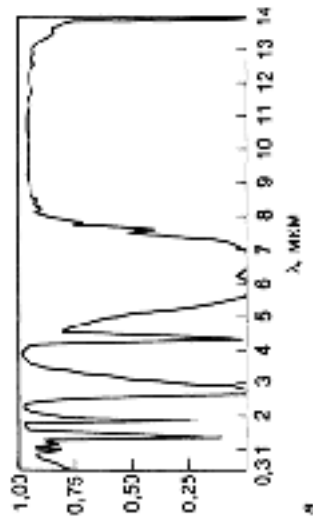
Спектральный коэффициент пропускания атмосферы (расчет).

$D = 1.852$ км (1 морская миля), $h = 17$ км, $D_v = 20$ км ($\lambda = 0,6$ мкм), $\Delta\lambda = 0,1$ мкм.

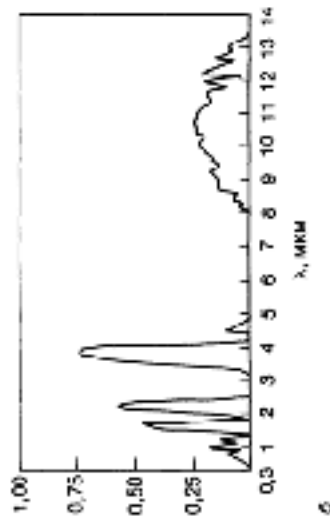


Спектральный коэффициент пропускания атмосферы. Начальные условия.

$D = 2$ км, $h = 25,20$ км, $T = 20^\circ\text{C}$,
 $HR = 70\%$, $D_v = 15$ км.



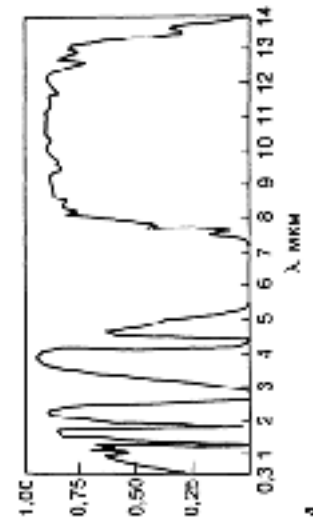
а



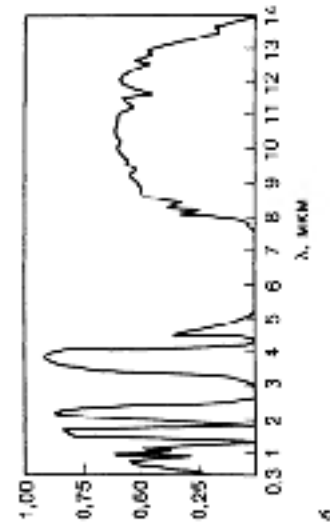
б

Спектральный коэффициент пропускания атмосферы. Влияние протяженности трассы.

φ — $D = 0,20$ км, $h = 2,52$ мм, $t = 20$ °C, $HR = 70\%$, $D_y = 15$ км; б — $D = 10,00$ км, $h = 126,00$ мм, $t = 20$ °C, $HR = 70\%$, $D_y = 15$ км.



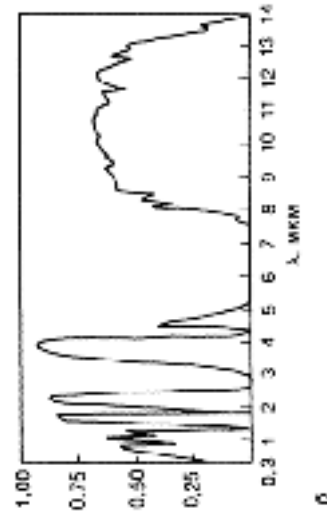
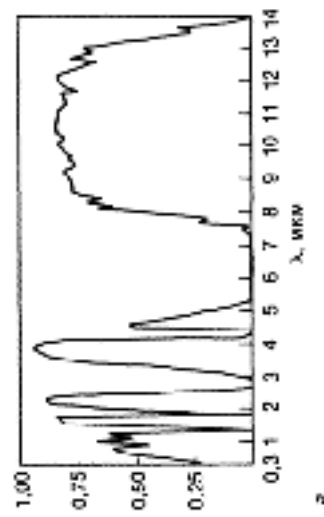
а



б

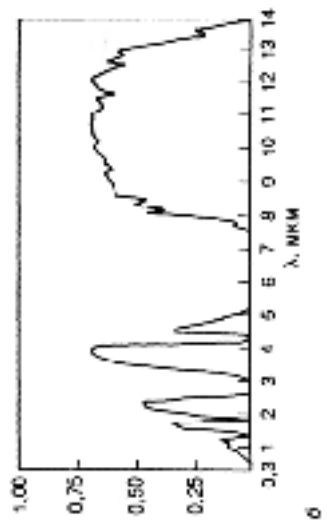
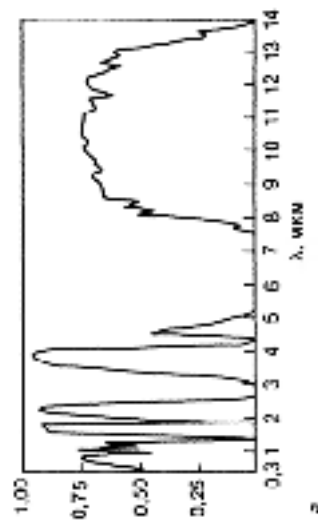
Спектральный коэффициент пропускания атмосферы. Влияние температуры.

φ — $D = 2,00$ км, $h = 7,00$ мм, $t = 0$ °C, $HR = 70\%$, $D_y = 15$ км; б — $D = 2,00$ км, $h = 42$ мм, $t = 30$ °C, $HR = 70\%$, $D_y = 15$ км.



Спектральный коэффициент пропускания атмосферы. Влияние относительной влажности.

a — $D = 2,00$ км, $h = 14,40$ км, $t = 20$ °C, $HR = 40\%$, $D_0 = 15$ км; *б* — $D = 2,00$ км, $h = 32,40$ км, $t = 20$ °C, $HR = 90\%$, $D_0 = 15$ км.



Спектральный коэффициент пропускания атмосферы. Влияние метеорологической дальности видимости.

a — $D = 2,00$ км, $h = 25,20$ км, $t = 20$ °C, $HR = 70\%$, $D_0 = 45$ км; *б* — $D = 2,00$ км, $h = 25,20$ км, $t = 20$ °C, $HR = 70\%$, $D_0 = 2$ км.

5. Оптические материалы, используемые в инфракрасной области

5.1. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ВЕЩЕСТВЕ

Распространение волны оптического излучения в материальной среде сопровождается в общем случае изменением характеристик волны и среды. В частности, можно наблюдать изменение амплитуды колебаний из-за поглощения или излучения среды, расщепление волны двоякопреломляющей средой, изменение направления распространения волны из-за рассеивающих или преломляющих свойств среды.

Электромагнитные волны описываются уравнениями Максвелла, которые характеризуют одновременное распространение векторов электрического $\vec{E}$ и магнитного $\vec{H}$ полей в среде, определяемое следующими ее параметрами: диэлектрической постоянной ϵ , магнитной проницаемостью μ , электрической проводимостью γ , плотностью ρ свободных электрических зарядов в рассматриваемой точке.

$$\text{rot } \vec{E} = -\mu(\partial \vec{H} / \partial t), \quad (1)$$

$$\epsilon \text{ div } \vec{E} = \rho, \quad (2)$$

$$\text{rot } \vec{H} = \epsilon(\partial \vec{E} / \partial t) + \gamma \vec{E}, \quad (3)$$

$$\text{div } \vec{H} = 0, \quad (4)$$

где параметры выражены в следующих единицах: ϵ , Кл²·с²/м³·кг; E , м·кг/с·Кл, или В/м; μ , м·кг/Кл²; H , Кл/м·с, или А/м; ρ , Кл/м³; γ , с³·А²/м³·кг, или 1/Ом·м.

Векторы определяются их компонентами по трем осям Ox , Oy , Oz :

$$\vec{E} \begin{cases} E_x \\ E_y \\ E_z \end{cases} \quad \text{rot } \vec{E} \begin{cases} (\text{rot } \vec{E})_x = \partial E_z / \partial y - \partial E_y / \partial z, \\ (\text{rot } \vec{E})_y = \partial E_x / \partial z - \partial E_z / \partial x, \\ (\text{rot } \vec{E})_z = \partial E_y / \partial x - \partial E_x / \partial y, \end{cases}$$

$$\text{div } \vec{E} = \partial E_x / \partial x + \partial E_y / \partial y + \partial E_z / \partial z.$$

Выведем уравнение распространения электромагнитной волны, предполагая, что оптическая среда, в которой распространяется волна, не содержит свободных электрических зарядов:

$$\rho = 0, \quad \text{div } \vec{E} = 0.$$

Кроме того, предполагается, что через среду не протекает никаких токов (среда — диэлектрик):

$$\gamma \vec{E} = 0.$$

Дифференцирование по времени уравнения (3) дает

$$\text{grad}(\partial \vec{H} / \partial t) = \epsilon(\partial^2 \vec{E} / \partial t^2) + \gamma(\partial \vec{E} / \partial t).$$

Дифференцирование по времени под знаком ротора допустимо, так как ротор является функцией пространственных координат. Подставляя $\partial \vec{H} / \partial t$ из уравнения (1), получим

$$\text{grad} \cdot \text{grad} \vec{E} = -\epsilon\mu(\partial^2 \vec{E} / \partial t^2) - \gamma\mu(\partial \vec{E} / \partial t).$$

Вычислим компоненты вектора $\text{grad} \cdot \text{grad} \vec{E}$ по оси Ox :

$$\begin{aligned} (\text{grad} \cdot \text{grad} \vec{E})_x &= \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right] - \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right] = \\ &= \frac{\partial^2 E_y}{\partial y \partial x} - \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 E_x}{\partial z \partial x}. \end{aligned}$$

К этому уравнению прибавим и вычтем член $\partial^2 E_x / \partial x^2$ и тогда получим

$$(\text{grad} \cdot \text{grad} \vec{E})_x = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right] - \left[\frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} \right].$$

Так как

$$\text{div} \vec{E} = (\partial E_x / \partial x) + (\partial E_y / \partial y) + (\partial E_z / \partial z) = 0,$$

$$(\text{grad} \cdot \text{grad} \vec{E})_x = -[(\partial^2 E_x / \partial x^2) + (\partial^2 E_x / \partial y^2) + (\partial^2 E_x / \partial z^2)] = -(\Delta \vec{E})_x$$

— составляющая по оси Ox — лапласиан от напряженности электрического поля, откуда уравнение распространения

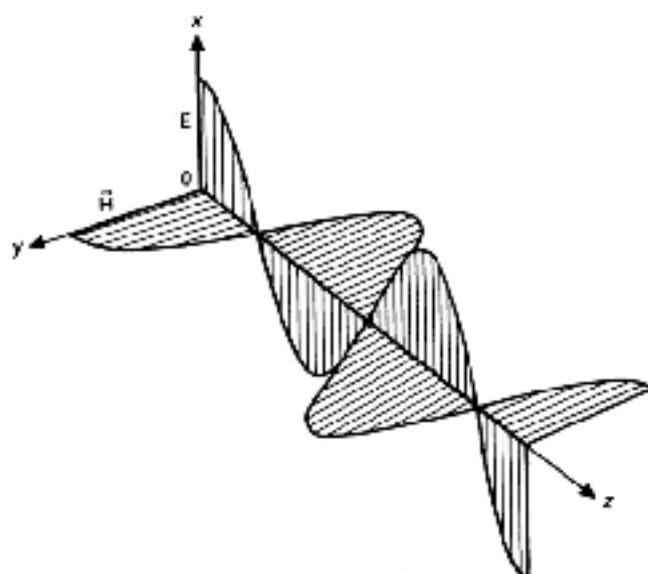
$$\Delta \vec{E} = \epsilon\mu(\partial^2 \vec{E} / \partial t^2) + \gamma\mu(\partial \vec{E} / \partial t). \quad (5)$$

Скорость v распространения волны в рассматриваемой среде определяется из соотношения

$$\epsilon\mu = 1/v^2.$$

Рассмотрим теперь плоскую волну, распространяющуюся в направлении Oz . Колебание предполагается синусоидальным и определяется вектором электрического поля $\vec{E}$, ориентированным по Ox , и вектором магнитного поля $\vec{H}$, ориентированным по Oy :

$$\vec{E} \begin{cases} E_x = a \exp j\omega(t - Nz/c), \\ E_y = 0, \\ E_z = 0, \end{cases} \quad \vec{H} \begin{cases} H_x = 0, \\ H_y = b \exp j\omega(t - Nz/c), \\ H_z = 0. \end{cases}$$



$\omega = 2\pi c/\lambda$ — круговая частота колебаний с длиной волны λ и периодом $T = \lambda/c$, N — комплексный показатель преломления среды, c — скорость света.

Согласно электромагнитной теории света, $\vec{E}$ и $\vec{H}$ колеблются в фазе во взаимно перпендикулярных плоскостях. Следовательно, оптические явления можно рассмотреть, анализируя только свойства вектора напряженности электрического поля $\vec{E}$. Используя уравнение распространения (5) вектора $\vec{E}$, имеем

$$\partial^2 E_x / \partial z^2 = \epsilon \mu (\partial^2 E_x / \partial t^2) + \gamma \mu (\partial E_x / \partial t),$$

и, так как

$$\partial^2 E_x / \partial z^2 = -(\omega^2 N^2 / c^2) E_x, \quad \partial^2 E_x / \partial t^2 = -\omega^2 E_x, \quad \partial E_x / \partial t = j\omega E_x,$$

можно написать

$$-\omega^2 N^2 / c^2 = -\epsilon \mu \omega^2 + j\omega \gamma \mu,$$

и, следовательно,

$$N^2 = \epsilon \mu c^2 - j(\gamma \mu c^2 / \omega) = \mu c^2 [\epsilon - j(\gamma / \omega)]. \quad (6)$$

Показатель преломления, представленный в комплексной форме, записывается следующим образом:

$$N = n - jK.$$

Действительная часть n — это показатель преломления в классическом оптическом смысле; мнимая часть K — это показатель ослабления в среде; он характеризует поглощательную способность среды. Возведем это выражение в квадрат:

$$N^2 = n^2 - K^2 - 2jK n. \quad (7)$$

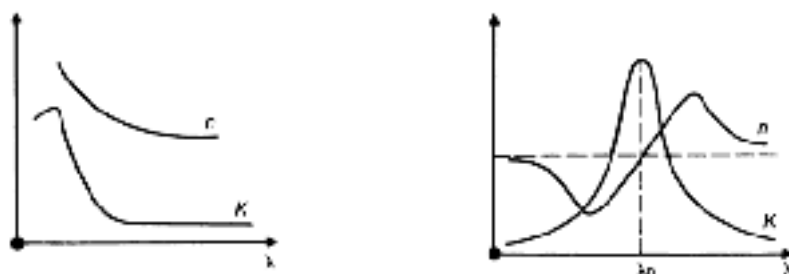
Сравнивая уравнения (6) и (7), получим

$$\begin{cases} n^2 - K^2 = \epsilon \mu c^2, \\ nK = \gamma \mu c^2 / 2\omega, \end{cases} \quad \begin{cases} n^2 = (\mu c^2 / 2) [\sqrt{\epsilon^2 + \gamma^2 / \omega^2} + \epsilon], \\ K^2 = (\mu c^2 / 2) [\sqrt{\epsilon^2 + \gamma^2 / \omega^2} - \epsilon]. \end{cases} \quad (8)$$

Существуют два типа зависимости показателя преломления n и соответственно показателя ослабления K от ω или от длины волны $\lambda = 2\pi c/\omega$.

а. Материалы с нормальной дисперсией

Эти материалы имеют хорошее пропускание в той оптической области, в которой они используются. Обычно на малых длинах волн наблюдается сильное поглощение, затем K быстро уменьшается и на больших длинах волн пропускание хорошее. Показатель преломления при этом медленно уменьшается.



б. Материалы с аномальной дисперсией

Это материалы, используемые в оптической области в окрестности спектральной полосы поглощения. Показатель ослабления K тогда соответствует структуре полосы поглощения в окрестности λ_0 , тогда как показатель преломления n , относительно стабильный по обе стороны от полосы, резко изменяется в окрестности λ_0 .

Если среда, в которой распространяется излучение, является изолятором (диэлектриком), ее проводимость γ очень мала (практически равна нулю):

$$n^2 = \epsilon\mu c^2, \quad K^2 \approx 0.$$

В вакууме

$$\epsilon_0\mu_0 c^2 = 1,$$

где ϵ_0 — диэлектрическая постоянная в вакууме; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Г/м — магнитная проницаемость в вакууме, откуда

$$n^2 = \epsilon\mu/\epsilon_0\mu_0.$$

Часто μ очень мало отличается от μ_0 , что позволяет написать

$$nK = \gamma/2\omega\epsilon_0$$

$$\text{и } n^2 = \epsilon/\epsilon_0.$$

Если среда проводящая, γ велика. В инфракрасной области длины волн λ большие и круговая частота $\omega = 2\pi c/\lambda$ соответственно мала. Разность $n^2 - K^2$ остается постоянной, тогда как произведение nK растет, так что имеем

$$n^2 \approx K^2 = \gamma\mu c^2/2\omega.$$

В общем случае амплитуда колебаний вектора напряженности электрического поля, которая представляет оптические колебания, запишется в виде

$$E_x = a \exp j\omega(t - nz/c) \exp(-\omega Kz/c).$$

Показатель преломления n влияет на фазу волны, распространяющуюся со скоростью $v = c/n$. Показатель ослабления K влияет по экспоненциальному закону на амплитуду волны.

Выразим силу излучения распространяющейся волны

$$I = E_x E_x^* = a^2 \exp(-2\omega Kz/c) = a^2 \exp(-\alpha z),$$

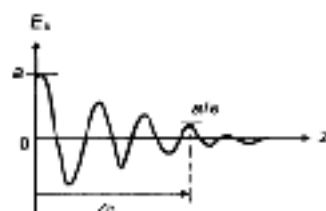
где α — коэффициент поглощения:

$$\alpha = 2\omega K/c = (4\pi/\lambda)K.$$

Следовательно, среда тем прозрачнее, чем меньше α , т. е. чем меньше K . Таким образом, комплексный показатель преломления $N = n - jK$ характеризует все оптические свойства среды.

Амплитуда электромагнитной волны будет ослабляться в e раз на расстоянии z_0 в среде, определяемом формулой

$$z_0 = \lambda/4\pi K.$$



5.2. ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СРЕДЫ

В присутствии электромагнитного поля электроны среды колеблются синхронно с собственной частотой поля. В случае диэлектриков электроны прочно связаны с атомной структурой и амплитуды их колебаний остаются малыми; исключения составляют частоты, близкие к собственной резонансной частоте электрона; в окрестности этой частоты существенная часть энергии падающего излучения может быть передана среде. В этом случае существует полоса поглощения, среда селективна и ее поглощение сильно зависит от длины волны.

Металлы, проводники, имеющие весьма подвижные свободные электроны, способны очень сильно поглощать излучение на всех длинах волн. Кроме того, обычно коэффициент отражения металлов высок. Полупроводники занимают промежуточное положение между металлами и диэлектриками.

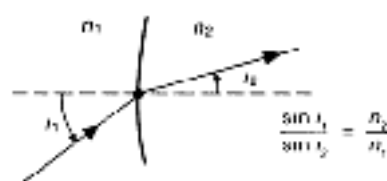
В предыдущем разделе было показано, что по комплексному показателю преломления любого материала можно определить и показатель преломления n , и показатель ослабления K этого материала.

5.2.1. ПРЕЛОМЛЕНИЕ

Показатель преломления позволяет рассчитать направление распространения электромагнитной волны через последовательность сред, для которых известны вариации и дискретные скачки показателя преломления n . Расчет основывается на законе преломления Декарта, согласно которому отношение синусов углов па-

дения i_1 и преломления i_2 света постоянно и равно обратному отношению показателей преломления сред, на границе которых происходит преломление:

$$\sin i_1 / \sin i_2 = n_2 / n_1.$$



5.2.2. ДИСПЕРСИЯ

Из закона преломления следует, что угол i_2 будет варьироваться по спектру, так как показатели преломления n_1 и n_2 меняются в зависимости от длины волны; вид зависимости n от $\omega = 2\pi c / \lambda$ был показан выше (формулы 8). В результате наблюдается хорошо известное явление дисперсии света по спектру.

Дисперсию показателя преломления среды часто характеризуют параметром, называемым числом Аббе, или обратной дисперсией ν :

$$\nu = (n - 1) / dn,$$

где n — средний показатель преломления среды в спектральной области $d\lambda$, для которой изменение показателя преломления составляет dn . Следует также учесть тот факт, что показатель преломления в общем случае меняется с температурой.

5.2.3. ПОГЛОЩЕНИЕ, ПРОПУСКАНИЕ, ОТРАЖЕНИЕ

Показатель ослабления K позволяет рассчитать пропускание материала. Исходя из законов Френеля, можно определить коэффициент отражения, т. е. отношение силы отраженного излучения к силе падающего излучения. При падении излучения по нормали:

$$R = [(n - 1)^2 + K^2] / [(n + 1)^2 + K^2].$$

Коэффициент отражения R поверхности зависит от угла падения и поляризации электромагнитной волны.

а. В случае прозрачных диэлектрических сред с почти нулевым показателем ослабления ($K \approx 0$) можно упростить выражение для R :

$$R = [(n - 1) / (n + 1)]^2.$$

Этот коэффициент характеризует в классическом смысле отражательную способность материалов, используемых в оптике. По этому поводу следует заметить, что R возрастает с ростом показателя преломления n и что поэтому сильно преломляющие свет материалы характеризуются большими потерями на отражение, если только их поверхность не подвергнута обработке, специально предназначенной для уменьшения отражения. В качестве примера в таблице представлены значения коэффициента отражения R на поверхности раздела среды с показателем преломления n и воздуха.

При нанесении на поверхность среды с показателем преломления n слоя с показателем преломления n' такой толщины e , что $n'e = \lambda/4$, коэффициент отра-

n	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0
R	0,04	0,11	0,18	0,25	0,31	0,36

жения определяется формулой

$$R = [(n - n')^2 / (n + n')^2]^2$$

и становится равным нулю при $n' = \sqrt{n}$. Эта формула получается в результате применения закона Френеля к различным поверхностям.



Запаздывание по фазе между лучами, отраженными соответственно от первой поверхности слоя с показателем преломления n' (1) и первой поверхности материала с показателем преломления n (2), при нормальном падении равно

$$d\varphi = (2\pi/\lambda)(\lambda/2) = \pi.$$

Колебания лучей (1) и (2) противоположны по фазе, и явление интерференции ослабляет отражение, стремясь свести его к нулю при равенстве амплитуд (1) и (2) (условие $n' = \sqrt{n}$).

Например, для германия ($n = 4$) при длине волны $\lambda = 10$ мкм слой сульфида цинка (ZnS) с показателем преломления $n' = 2,2$ и такой толщине e , что

$$n'e = \lambda/4,$$

и, следовательно, $e = \lambda/4n' = 10/8,8 = 1,14$ мкм, имеет коэффициент отражения

$$R' = [(n - n')^2 / (n + n')^2]^2 = 0,009,$$

в то время как без просветляющего покрытия поверхность воздух — германий имеет коэффициент отражения $R = 0,36$. Многослойное просветляющее покрытие позволяет снизить отражение на границе двух сред в более широкой спектральной области.

Для просветляющих покрытий наиболее часто применяются следующие материалы:

криолит AlF_3 — NaF ,
фтористый магний MgF_2 ,
окись кремния SiO_2 ,
окись церия CeO_2 ,
сульфид цинка ZnS ,

$n' = 1,3$,
 $n' = 1,38$,
 $n' = 1,6$ — $1,9$,
 $n' = 2,2$,
 $n' = 2,2$.

б. В случае металлов электрическая проводимость γ обычно велика. Из формул (8) следует, что при $\epsilon \ll \gamma/\omega$

$$n^2 = K^2 = \gamma \epsilon c^2 / 2\omega = \gamma / 2\omega \epsilon_0.$$

Коэффициент отражения принимает вид

$$R = [(n-1)^2 + K^2] / [(n+1)^2 + K^2] = 1 - 4n / (n^2 + 2n + 1 + K^2).$$

Когда электрическая проводимость γ велика, а круговая частота ω мала, показатели $n = K$ становятся большими, а член $2n + 1$ — пренебрежимо малым по сравнению с $n^2 + K^2 = 2n^2$. Отсюда следует

$$R = 1 - 2/n = 1 - \sqrt{2\omega/\gamma\epsilon c^2}.$$

Это выражение справедливо для металлов в инфракрасной области. Оно показывает, что мощность излучения, отраженного от металла, увеличивается с увеличением показателей n или K , т. е. когда электрическая проводимость γ становится большой; кроме того, R увеличивается с ростом длины волны $\lambda = 2\pi c/\omega$.

Пример. Отражательная способность медной поверхности в инфракрасной области.

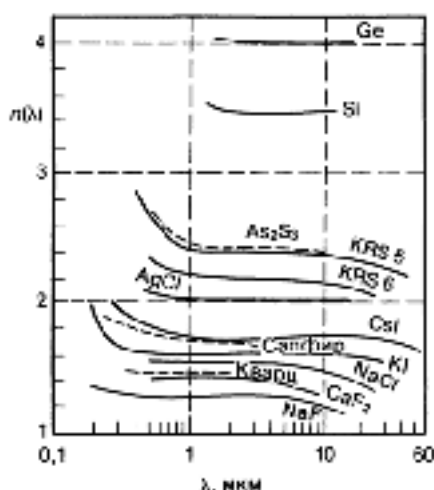
В инфракрасной области при длине волны $\lambda = 10$ мкм круговая частота составит $\omega = 2\pi c/\lambda = 1,88 \cdot 10^{14}$. Электрическая проводимость меди $\gamma = 5,8 \cdot 10^7$ 1/Ом · м. Если принять $\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$, то

$$n^2 = K^2 = \gamma \mu c^2 / 2\omega = \gamma \mu \lambda c / 4\pi = 5,8 \cdot 10^7 \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 10^{-2} \cdot 3 \cdot 10^8 / 4\pi = 1,74 \cdot 10^6,$$

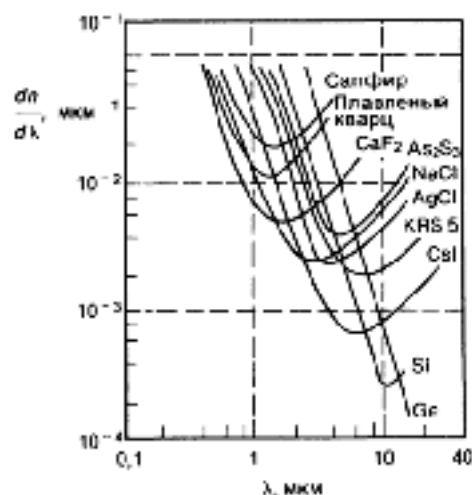
$$n = K = 1,3 \cdot 10^3,$$

откуда коэффициент отражения от медной поверхности при $\lambda = 10$ мкм

$$R = 1 - 2/1,3 \cdot 10^3 = 0,998.$$



Изменения показателя преломления n нескольких оптических материалов в зависимости от длины волны λ .



Изменение коэффициента дисперсии $dn/d\lambda$ в зависимости от длины волны λ .

5.3. ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Когда нужно определить свойства оптической системы, работающей в инфракрасной области, учет только оптических параметров материалов не является достаточным критерием для их выбора. Необходимо учитывать также физические характеристики материалов, а именно их механические, теплофизические, электрические, а также химические свойства и стоимость. Обработка и оптическая полировка материалов возможны только начиная с определенной степени твердости. Слишком мягкий материал непригоден для изготовления оптических деталей. Нужно учитывать также тепловое расширение оптических материалов и их оправ, особенно в системах со склеенными линзами. Кроме того, материалы окон или линз, вынесенных вперед за пределы системы, должны иметь высокую абразивную и химическую стойкость (против воздействия брызг, загрязненной атмосферы и т. д.). Конечно, эти материалы должны быть по возможности не растворимы в воде. Наконец, важным критерием выбора материала являются его стоимость и возможность поставки.

5.3.1. ТВЕРДОСТЬ

Есть несколько общепринятых способов определения твердости материалов. Мы здесь выберем в качестве количественной характеристики число Кнупа, определяемое следующим образом.

Поверхность исследуемого материала подвергается воздействию алмазной пирамиды, находящейся под грузом P . Площадь S полученного отпечатка, имеющего форму ромба, оценивается путем измерения большой диагонали, в семь раз превышающей меньшую. Твердость по Кнупу определяется тогда как отношение нагрузки P к площади S и имеет размерность давления.

Твердость по Кнупу = P/S .

Чем тверже материал, тем больше число Кнупа.

Определение твердости очень важно, когда выбирается материал для обтекателей и окон, а также для других деталей, которые должны подвергаться оптической полировке. Число Кнупа должно быть по крайней мере равно 15. Это качество должно сочетаться с высокой стойкостью против химической коррозии и нерастворимостью в воде.

5.3.2. ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Исследование теплофизических свойств материалов приобретает особенно большое значение, когда рассматривают элементы, подвергающиеся существенным перепадам температуры. Обычно оценивают следующие параметры: теплопроводность, тепловое расширение, удельную теплоемкость.

Эти параметры нужно знать не только для оптических материалов, но и для металлических или пластмассовых конструктивных материалов, из которых изготовлены оправы для оптики, чтобы устранить или свести к минимуму механические напряжения, обусловленные колебаниями температуры.

Удлинение материала пропорционально длине образца l и изменению темпе-

ратуры dt , которому он подвергался:

$$dl = \beta l dt.$$

Коэффициент пропорциональности

$$\beta = (1/l)(dl/dt) \text{ град}^{-1}$$

называется коэффициентом линейного теплового расширения. Можно классифицировать материалы по их тенденции к тепловому расширению.

Температура плавления или размягчения имеет большое значение для определения температурных диапазонов, в которых могут использоваться материалы.

В приведенной ниже таблице указаны теплофизические свойства некоторых материалов.

Материал	Коэффициент линейного теплового расширения $\mu \times 10^6, ^\circ\text{C}^{-1}$	Температура плавления, $^\circ\text{C}$	Плотность, кг/м^3
Инвар (сплав Fe—Ni—C)	0,8	1495	8000
Платина	9		
Сталь	~ 10		
Железо	12	1490	7780
Медь	17	1082	8500
Латунь	~ 18		
Серебро	18	320	
Алюминий	23	560	2710
Плавленый кварц	0,6	1700	2200
Германий	5,5	958	5330
Обычные стекла	~ 9	500	Различные
Флюорит	24	1360	3180
Пластмассы	90—170	66—123	

5.3.3. СЕБЕСТОИМОСТЬ

В стоимости оптических материалов существует большой разброс, связанный с трудностями изготовления и поставки. Монокристаллы обычно много дороже поликристаллических материалов. Щелочно-галогенидные соединения относительно дешевы, тогда как цены на ZnSe, CdTe и KRS-5 или BaF₂ весьма высоки. Очень широко используемые германий и кремний в виде монокристаллов относительно дороги; стоимость поликристаллических германия и кремния умеренная.

Для примера ниже приведены приблизительные цены плоско-выпуклых линз с фокусным расстоянием 100 мм и диаметром 50 мм с просветляющим покрытием на $\lambda = 4$ или 10 мкм, выраженные во французских франках (курс 1978 г.).

Материал	NaCl	KCl	BaF ₂	CaF ₂	KRS-5	CdTe	ZnSe	Ge
Цена	450	520	2000	1200	1700	2000	5200	2000

5.4. ТИПЫ ИСПОЛЬЗУЕМЫХ МАТЕРИАЛОВ

Материалы, используемые в инфракрасной области, включают стекла и керамику, природные и синтетические кристаллы, а также пластмассы и металлы.

5.4.1. СТЕКЛА И КЕРАМИКА

Большинство стекол не пропускает длинноволновое излучение с длинами волн более 2,7 мкм из-за сильного поглощения излучения ионами OH^- . Стекла на основе плавленного кварца хорошо пропускают излучение с длинами волн до 5 мкм; за этим предельным значением поглощение обусловлено колебательным спектром связи $\text{Si}-\text{O}$. Особое внимание в данном случае следует уделять устранению в процессе изготовления кварцевых стекол всяких следов влаги, чтобы избежать появления полосы поглощения в окрестности длины волны 2,8 мкм. По этой причине стекла из плавленного кварца обычно изготавливаются в вакууме.

Некоторые специальные стекла значительно более прозрачны в длинноволновой области. К ним относятся:

стекла из алюмината кальция

IR-10-11-12 фирмы Bausch and Lomb,

BS 37A фирмы Barr and Stroud;

полученная горячим прессованием керамика «Иртран» фирмы «Кодак»

«Иртран 1» на основе фтористого магния (MgF_2),

«Иртран 2» из сульфида свинца (ZnS),

«Иртран 3» из флюорита (CaF_2),

«Иртран 4» из селенида цинка (ZnSe),

«Иртран 5» из окиси магния (MgO),

«Иртран 6» из теллурида кадмия (CdTe);

халькогенидные стекла, содержащие тяжелые элементы, такие как мышьяк, сурьму, таллий, селен, теллур; мышьяковистое трехсернистое стекло (As_2S_3); стекло из окиси германия, например VIRS (Sovitel).

5.4.2. КРИСТАЛЛЫ

Кристаллы могут быть в монокристаллической или поликристаллической форме; они обычно являются диэлектриками или полупроводниками. Их прозрачность зависит от температуры: с ростом температуры оптическое пропускание полупроводниковой среды сильно уменьшается. Это связано с появлением новых свободных энергетических уровней атомов, способствующих поглощению фотонов.

Наиболее употребительными кристаллами являются:

галогениды, обычно, монокристаллы, такие, как каменная соль (NaCl), флюорит (CaF_2), калий (KCl), керарит (AgCl), бромисто-иодистый таллий (KRS-3), бромисто-хлористый таллий (KRS-6) и др.

Полупроводники, редкие и дорогие в монокристаллическом состоянии, довольно широко распространены в поликристаллической форме. К ним относятся: кремний (Si), германий (Ge), арсенид галлия (GaAs) и др.

5.4.3. ПЛАСТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ

Обычно пластические материалы считаются непригодными для изготовления оптических элементов из-за их посредственных механических свойств и термической неустойчивости. Тем не менее оптические компоненты для инфракрасной области можно получить прессованием. Этот процесс представляет большой интерес, поскольку он позволяет серийно производить асферическую оптику. Кроме того, полиэтилен и плексиглас (полиметилметакрилат) в некоторых случаях могут служить материалом для окон аппаратуры и обеспечивают очень хорошее пропускание в инфракрасной области, несмотря на присутствие узких полос поглощения.

5.4.4. МЕТАЛЛЫ

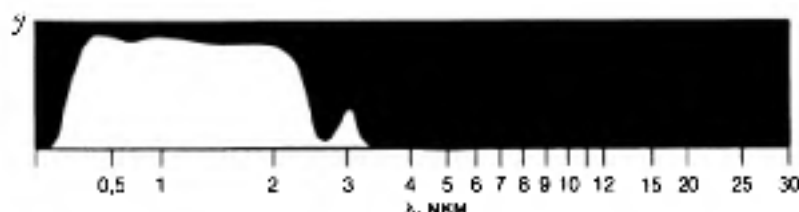
Некоторые металлы являются отличными отражателями в инфракрасной области и по этой причине используются при изготовлении оптических зеркал. Отражающие металлические слои наносятся в вакууме на подложки, в качестве которых часто используются материалы на основе стекла, кварца, пирекса или керамики с очень малыми значениями коэффициента теплового расширения.

Панболее употребительными металлами являются: алюминий (Al), серебро (Ag), золото (Au), медь (Cu). В качестве защитных покрытий на поверхность этих зеркал часто наносится тонкий слой окиси кремния (SiO₂).

5.5. СВОЙСТВА НЕКОТОРЫХ ОПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

5.5.1. СТЕКЛА И КЕРАМИКА

Боросиликатный крем (SiO₂, B₂O₃, K₂O, Na₂O)



Показатель преломления

$$n_{0,5} = 1,52 \quad n_2 = 1,495$$

Обратная дисперсия

$$n_1 = 1,51 \quad n_{2,5} = 1,486$$

Плотность

$$\nu = (n - 1)/dn$$

Температура плавления

$$2510 \text{ кг/м}^3$$

Твердость по Кнупу

$$600 \text{ }^\circ\text{C}$$

Коэффициент теплового расширения

$$300\text{--}600$$

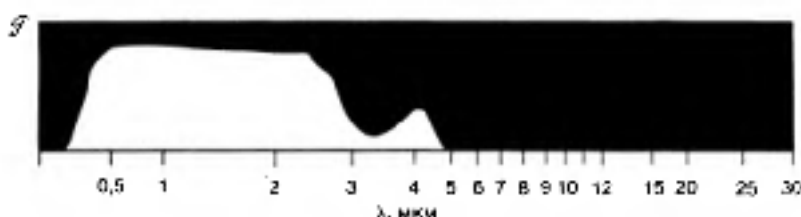
Нерастворим в воде

$$8,9 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$$

Обычное оптическое стекло

с малой дисперсией.

Тяжелый флинт (SiO_2 , K_2O , Na_2O , PbO)



Показатель преломления

$$n_{0,5} = 1,69 - 1,90 \quad n_2 = 1,64 - 1,83$$

Плотность

$$n_1 = 1,66 - 1,85 \quad n_3 = 1,63 - 1,82$$

Температура плавления

$$3600 - 6200 \text{ кг/м}^3$$

Коэффициент теплового расширения

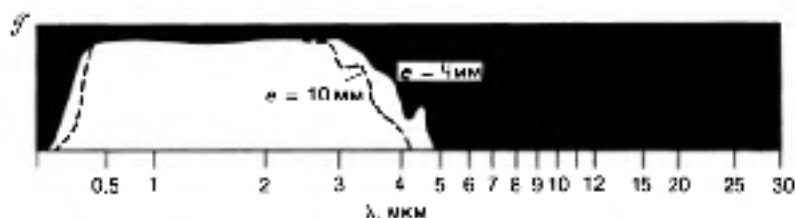
$$450 \text{ }^\circ\text{C}$$

Нерастворим в воде

$$-9,2 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$$

Это традиционное оптическое стекло. Оно легко полируется благодаря достаточно высокой твердости; обычно характеризуется большой дисперсией.

Плавленый кварц (SiO_2), Corning, General Electric, Infrasil



Показатель преломления

$$n_{0,5} = 1,46 \quad n_3 = 1,419$$

Плотность

$$n_1 = 1,45 \quad n_{3,5} = 1,406$$

Температура плавления

$$n_2 = 1,438$$

Твердость по Кнупу

$$2200 \text{ кг/м}^3$$

Коэффициент теплового расширения

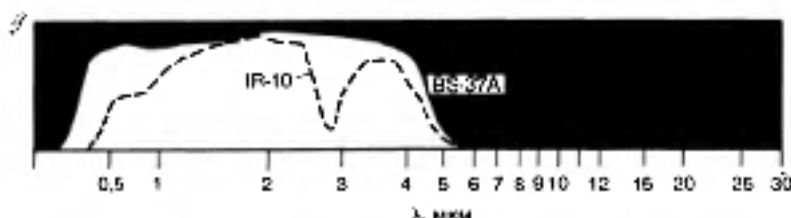
$$-1700 \text{ }^\circ\text{C}$$

Нерастворим в воде

$$461 (200 \text{ г})$$

$$0,55 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$$

Алюминатно-кальциевое стекло BS-37A, Barr and Stroud; IR-10-11-12, Bausch and Lomb



Показатель преломления

$$n_{0,5} = 1,67 \quad n_3 = 1,627$$

$$n_1 = 1,654 \quad n_4 = 1,607$$

$$n_2 = 1,640$$

Плотность

$$2900-3400 \text{ кг/м}^3$$

Температура плавления

$$\sim 800^\circ\text{C}$$

Твердость по Кнупу

$$\sim 600$$

Коэффициент теплового расширения

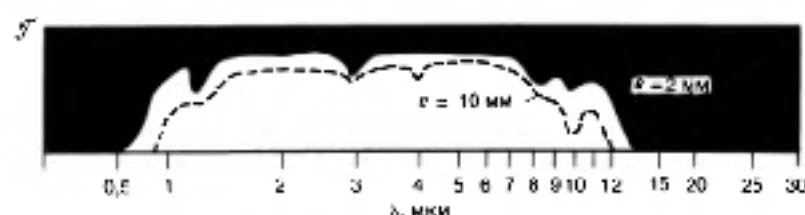
$$9 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$$

Растворимость

Стекла подвержены воздействию воды.

Изготовление в вакууме позволяет устранить полосу поглощения на длине волны 2,8 мкм, обусловленную содержанием влаги.

Мышьякостое трехсернистое стекло (As_2S_3); Van and Stroud, Optical Company, Sverfrah



Показатель преломления

$$n_1 = 2,48 \quad n_4 = 2,41 \quad n_9 = 2,39$$

$$n_2 = 2,43 \quad n_5 = 2,41 \quad n_{10} = 2,38$$

$$n_3 = 2,42 \quad n_8 = 2,39 \quad n_{12} = 2,365$$

Плотность

$$3200 \text{ кг/м}^3$$

Температура плавления

$$\sim 200^\circ\text{C}$$

Коэффициент теплового расширения

$$\sim 25 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$$

Твердость по Кнупу

$$109 (100 \text{ r})$$

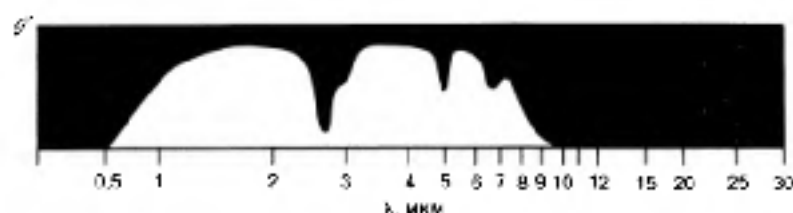
Обратная дисперсия

$$\nu_3^5 = 155; \nu_8^{11} = 69$$

Нерастворимо в воде

Стекло с высоким значением показателя преломления. Из него можно изготавливать линзы с небольшой кривизной; при этом геометрические aberrации уменьшаются. Потери на отражение велики ($\sim 30\%$ на двух поверхностях), их можно уменьшить просветлением оптики.

«Иртрап 1» («Кодак»), керамика из поликристаллического фтористого магния (MgF_2)



Показатель преломления

$$n_1 = 1,38 \quad n_4 = 1,35 \quad n_8 = 1,26$$

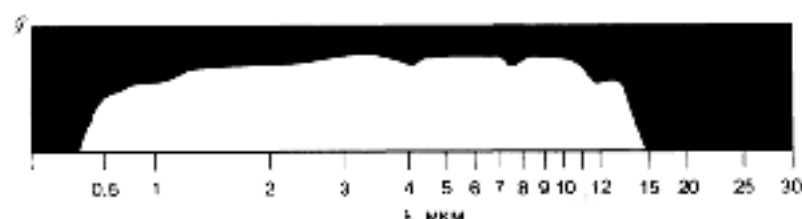
$$n_2 = 1,37 \quad n_5 = 1,34 \quad n_9 = 1,23$$

$$n_3 = 1,36$$

Плотность	3180 кг/м ³
Температура плавления	1396 °C
Твердость по Кнупу	576
Коэффициент теплового расширения	$(10 - 12) \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
Обратная дисперсия	$\nu_3^S = 13$
Нерастворима в воде	

Стекло изготавливается фирмой «Истмен кодак». Имеет малый показатель преломления и в большинстве случаев не требует просветления.

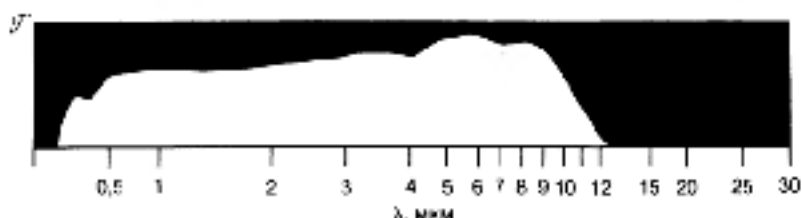
«Иртран 2» («Кодак»), керамика из поликристаллического сульфида цинка (ZnS)



Показатель преломления	$n_1 = 2,29$ $n_4 = 2,25$ $n_9 = 2,21$ $n_2 = 2,26$ $n_5 = 2,24$ $n_{10} = 2,20$ $n_3 = 2,26$ $n_8 = 2,22$ $n_{11} = 2,17$
Плотность	4090 кг/м ³
Обратная дисперсия	$\nu_3^S = 113$; $\nu_8^{II} = 33$
Твердость по Кнупу	354
Температура плавления	800 °C
Коэффициент теплового расширения	$7 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
Нерастворима в воде	

Стекло с высоким показателем преломления. Потери на отражение уменьшаются путем нанесения пленки BaF₂.

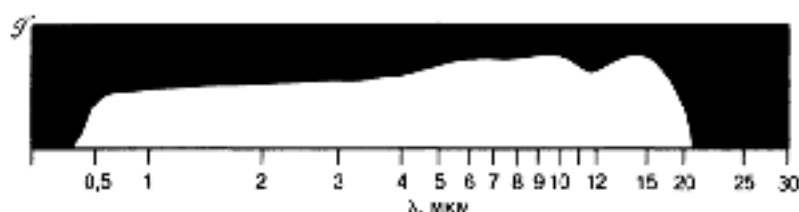
«Иртран 3» («Кодак»), керамика из поликристаллического фтористого кальция (CaF₂)



Показатель преломления	$n_{0,5} = 1,44$ $n_3 = 1,418$ $n_{10} = 1,30$ $n_1 = 1,43$ $n_4 = 1,41$ $n_{11} = 1,27$ $n_2 = 1,424$ $n_8 = 1,35$
Плотность	3180 кг/м ³
Обратная дисперсия	$\nu_3^S = 22$; $\nu_8^{II} = 3,9$
Твердость по Кнупу	200
Температура плавления	1360 °C

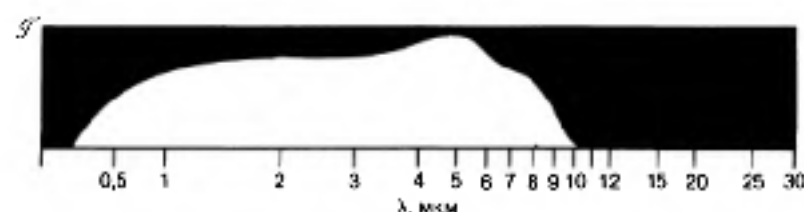
Коэффициент теплового расширения	$20 \cdot 10^{-6} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$
Растворимость в 100 г воды	0,0017 г

«Иртрап 4» («Кодак»), керамика из поликристаллического селенида цинка (ZnSe)



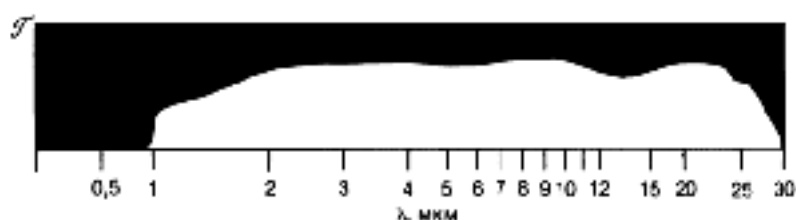
Показатель преломления	$n_3 = 2,44$	$n_8 = 2,418$
	$n_4 = 2,435$	$n_{10} = 2,407$
	$n_5 = 2,432$	$n_{12} = 2,394$
Плотность	5270 кг/м ³	
Обратная дисперсия	$\nu_3^5 = 180$; $\nu_8^{11} = 83$	
Твердость по Кнупу	100—250	
Температура плавления	1500 °C	
Коэффициент теплового расширения	$8 \cdot 10^{-6} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$	
Нерастворима в воде		

«Иртрап 5» («Кодак»), керамика из поликристаллической окиси магния (MgO)



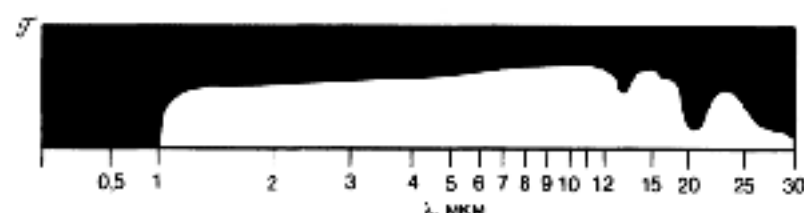
Показатель преломления	$n_3 = 1,69$	$n_8 = 1,48$
	$n_4 = 1,67$	$n_9 = 1,41$
	$n_5 = 1,64$	
Плотность	3580 кг/м ³	
Обратная дисперсия	$\nu_3^5 = 12$	
Температура плавления	2800 °C	
Твердость по Кнупу	640	
Коэффициент теплового расширения	$11 \cdot 10^{-6} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$	
Нерастворима в воде		

«Иртрап 6» («Кодак»), керамика из поликристаллического теллурида кадмия (CdTe)



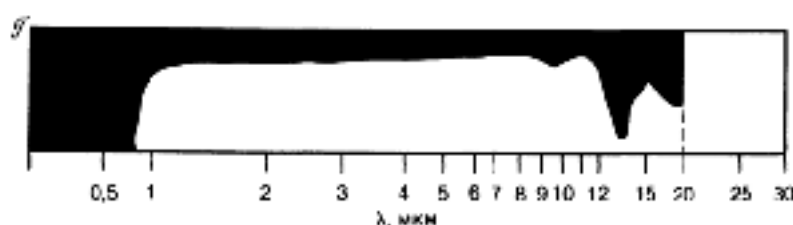
Показатель преломления	$n_3 = 2,695$ $n_8 = 2,677$ $n_4 = 2,688$ $n_{10} = 2,674$ $n_5 = 2,684$ $n_{12} = 2,666$
Плотность	5850 кг/м ³
Обратная дисперсия	$\nu_3^5 = 154$; $\nu_8^{11} = 209$
Твердость по Кнуну	45
Коэффициент теплового расширения	$5,7 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
Нерастворима в воде	

Аморфный селен (Se)



Показатель преломления	$n_{0,5} = 3,1$ $n_4 = 2,45$ $n_1 = 2,55$ $n_{10} = 2,45$ $n_2 = 2,5$
Плотность	4260 кг/м ³
Температура размягчения	-40 $^\circ\text{C}$
Коэффициент теплового расширения	$37 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
Нерастворим в воде	

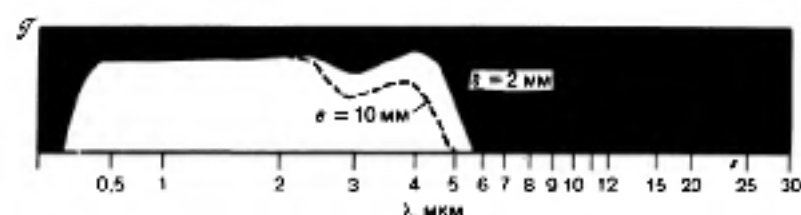
Халькогенидное стекло селен — мышьяк (Se — As) (модернизированное селенисто-мышьяковистое стекло), «Кодак»



Показатель преломления	$n_1 = 2,58$ $n_4 = 2,484$ $n_{10} = 2,477$ $n_2 = 2,50$ $n_5 = 2,481$ $n_{12} = 2,475$ $n_3 = 2,488$ $n_8 = 2,478$ $n_{14} = 2,474$
Плотность	4260 кг/м ³
Температура размягчения	-70 $^\circ\text{C}$
Коэффициент теплового расширения	$34 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
Нерастворимо в воде	

Для последних материалов становится мягкими при высоких температурах. Второй материал имеет более высокую температуру размягчения благодаря присутствию мышьяка (8%). В оптике этот материал следует применять весьма осторожно.

Стекло из окиси германия VIRS, Sovirel



Показатель преломления

$$n_{0,5} = 1,87 \quad n_3 = 1,80$$

$$n_1 = 1,83 \quad n_4 = 1,78$$

$$n_2 = 1,81 \quad n_5 = 1,76$$

Плотность

$$5500 \text{ кг/м}^3$$

Температура размягчения

$$490 \text{ } ^\circ\text{C}$$

Твердость по Кнупу

$$> 400$$

Коэффициент теплового расширения

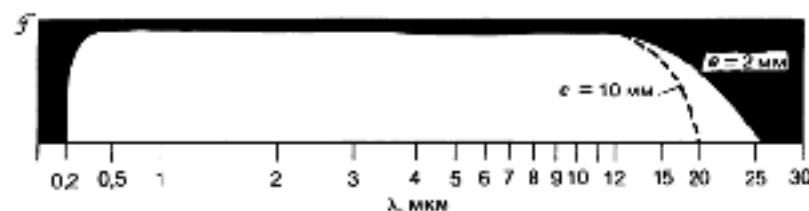
$$8 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$$

Нерастворимо в воде

5.5.2. КРИСТАЛЛЫ

а. Галогениды

Каменная соль, хлористый натрий (NaCl) — природный монокристалл, $0,21 < \lambda < 26 \text{ мкм}$.



Показатель преломления

$$n_{0,5} = 1,55 \quad n_4 = 1,522 \quad n_{10} = 1,495$$

$$n_1 = 1,532 \quad n_5 = 1,519 \quad n_{12} = 1,478$$

$$n_3 = 1,524 \quad n_8 = 1,506 \quad n_{20} = 1,374$$

Плотность

$$2160 \text{ кг/м}^3$$

Твердость по Кнупу

$$18 \text{ (200 г)}$$

Температура плавления

$$801 \text{ } ^\circ\text{C}$$

Коэффициент теплового расширения

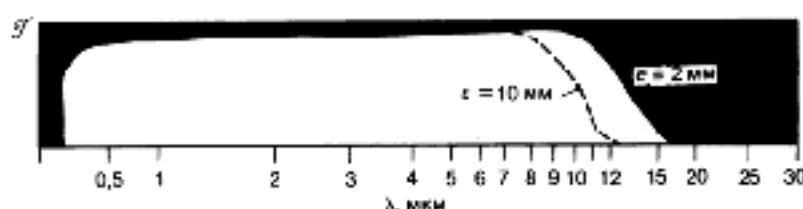
$$44 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$$

Растворимость в 100 г воды

$$36 \text{ г}$$

Хлористый натрий, или каменная соль, благодаря достаточной твердости хорошо полируется, но этот материал очень гигроскопичен и при использовании во внешней среде должен иметь тонкое защитное покрытие. Используется главным образом для окон и дисперсионных призм в широкой области спектра (инфракрасная спектроскопия).

Вальенит, фтористый натрий (NaF) — синтетический монокристалл, $0,19 < \lambda < 15$ мкм



Показатель преломления

$$n_{0,5} = 1,327 \quad n_4 = 1,308 \quad n_{10} = 1,23$$

$$n_1 = 1,32 \quad n_5 = 1,301$$

$$n_3 = 1,313 \quad n_7 = 1,281$$

Плотность

$$2790 \text{ кг/м}^3$$

Температура плавления

$$990^\circ\text{C}$$

Твердость по Кнупу

$$60$$

Коэффициент теплового расширения

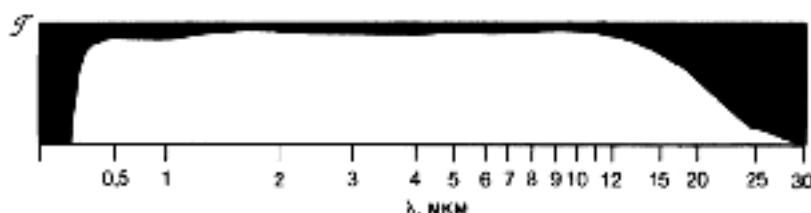
$$16 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$$

Растворимость в 100 г воды

$$4,2 \text{ г}$$

Менее растворимый, чем хлористый натрий, вальенит используется главным образом для окон и линз благодаря своему малому показателю преломления.

Сильвин, хлористый калий (KCl) — природный монокристалл, $0,21 < \lambda < 30$ мкм



Показатель преломления

$$n_{0,5} = 1,5 \quad n_5 = 1,471 \quad n_{12} = 1,445$$

$$n_1 = 1,48 \quad n_8 = 1,463 \quad n_{18} = 1,414$$

$$n_3 = 1,474 \quad n_{10} = 1,457$$

Плотность

$$2000 \text{ кг/м}^3$$

Температура плавления

$$776^\circ\text{C}$$

Твердость по Кнупу

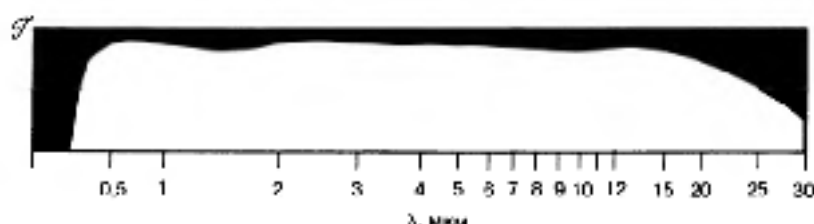
$$8 \text{ (200 г)}$$

Коэффициент теплового расширения

$$16 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$$

Имеющий такую же, как и хлористый натрий, растворимость (35 г в 100 г воды) сильвин следует применять с теми же предосторожностями, что и NaCl. (Относительная влажность не должна превышать 30%.) Полировка не представляет проблемы.

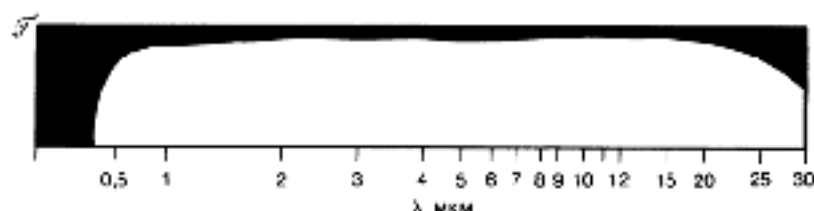
Бромистый калий (KBr) — синтетический монокристалл, $0,23 < \lambda < 40$ мкм



Показатель преломления	$n_{0,5} = 1,57$	$n_5 = 1,534$	$n_{25} = 1,46$
	$n_1 = 1,545$	$n_{10} = 1,525$	
	$n_4 = 1,536$	$n_{20} = 1,49$	
Плотность	2800 кг/м ³		
Температура плавления	730 °C		
Твердость по Кнупу	6—7 (200 г)		
Коэффициент теплового расширения	$43 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$		
Растворимость в 100 г воды	65 г		

Часто используется в качестве материала для окон и линз в инфракрасной спектроскопической аппаратуре благодаря хорошему пропусканию в широкой спектральной области. Растворимость в воде требует определенных предосторожностей в процессе эксплуатации, а именно необходим нагрев оптических компонентов для понижения относительной влажности. Несмотря на малую твердость, бромистый калий хорошо полируется (в отсутствие воды).

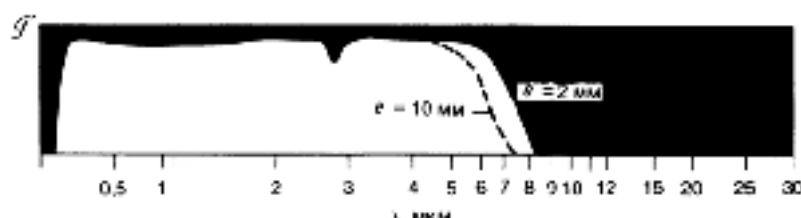
Иодистый калий (KI) — синтетический монокристалл, $0,38 < \lambda < 42$ мкм



Показатель преломления	$n_{0,5} = 1,68$	$n_5 = 1,627$	$n_{20} = 1,596$
	$n_1 = 1,64$	$n_8 = 1,622$	$n_{30} = 1,557$
	$n_4 = 1,628$	$n_{12} = 1,616$	
Плотность	3100 кг/м ³		
Температура плавления	723 °C		
Твердость по Кнупу	5		
Коэффициент теплового расширения	$43 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$		
Растворимость в 100 г воды	130 г		

Те же характеристики и области применения, что и у KBr.

Фтористый литий (LiF) — синтетический монокристалл, $0,12 < \lambda < 9$ мкм



Показатель преломления

$$n_{0,5} = 1,394 \quad n_3 = 1,367 \quad n_5 = 1,327$$

$$n_1 = 1,387 \quad n_4 = 1,349 \quad n_6 = 1,298$$

$$n_2 = 1,279$$

Плотность

$$2600 \text{ кг/м}^3$$

Температура плавления

$$870^\circ\text{C}$$

Твердость по Кнупу

$$110 (600 \text{ г})$$

Коэффициент теплового расширения

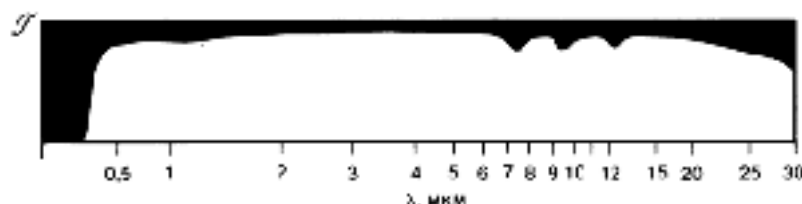
$$37 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$$

Растворимость в 100 г воды:

$$0,27 \text{ г}$$

Сравнительно слабо растворимый в воде, этот материал может использоваться для окон в лабораторных установках. Кристалл фтористого лития имеет очень слабое поглощение в окрестности 2,8 мкм, которое можно исключить, изготавливая материал в вакууме. По своим дисперсионным характеристикам LiF подходит для использования в совокупности с As_2S_3 в хромотизированных системах, работающих в спектральной области в окрестности 4 мкм.

Йодистый цезий (CsI) — синтетический монокристалл, $0,24 < \lambda < 70$ мкм



Показатель преломления

$$n_{0,5} = 1,804 \quad n_{10} = 1,739 \quad n_{40} = 1,677$$

$$n_1 = 1,757 \quad n_{20} = 1,727 \quad n_{50} = 1,63$$

$$n_4 = 1,75 \quad n_{30} = 1,706$$

Плотность

$$4500 \text{ кг/м}^3$$

Температура плавления

$$621^\circ\text{C}$$

Твердость по Кнупу

$$\text{Не поддается измерению}$$

Коэффициент теплового расширения

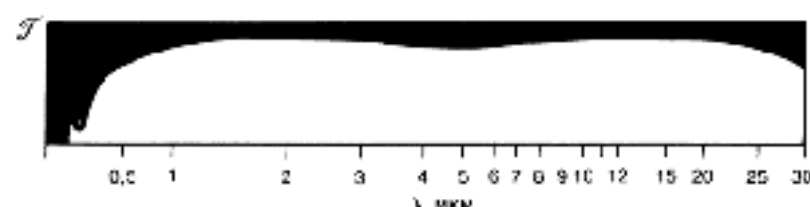
$$50 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$$

Растворимость в 100 г воды

$$44 \text{ г}$$

Йодистый цезий имеет очень широкую область пропускания (0,24 — 70 мкм). Часто применяется для изготовления призм, используемых в инфракрасной области спектра.

Бромистый цезий (CsBr) — синтетический монокристалл, $0,22 < \lambda < 55$ мкм



Показатель преломления

$$n_{0,5} = 1,709 \quad n_4 = 1,668 \quad n_{10} = 1,663$$

$$n_1 = 1,678 \quad n_5 = 1,667 \quad n_{12} = 1,660$$

$$n_3 = 1,669 \quad n_8 = 1,665 \quad n_{20} = 1,644$$

Плотность

$$4440 \text{ кг/м}^3$$

Температура плавления

$$636^\circ\text{C}$$

Твердость по Кнупу

$$19,5 (200^\circ\text{r})$$

Коэффициент теплового расширения

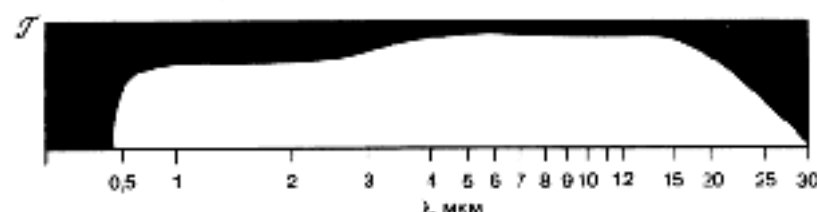
$$48 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$$

Растворимость в 100 г воды

$$124 \text{ г}$$

Бромистый цезий применяется для изготовления окон и линз.

Хлористое серебро (AgCl) (кларгирит) — синтетический монокристалл, $0,4 < \lambda < 30$ мкм



Показатель преломления

$$n_{0,5} = 2,096 \quad n_4 = 2,000 \quad n_{10} = 1,960$$

$$n_1 = 2,022 \quad n_5 = 1,997 \quad n_{12} = 1,970$$

$$n_3 = 2,002 \quad n_8 = 1,988 \quad n_{20} = 1,907$$

Плотность

$$5600 \text{ кг/м}^3$$

Температура плавления

$$458^\circ\text{C}$$

Твердость по Кнупу

$$9,5 (200^\circ\text{r})$$

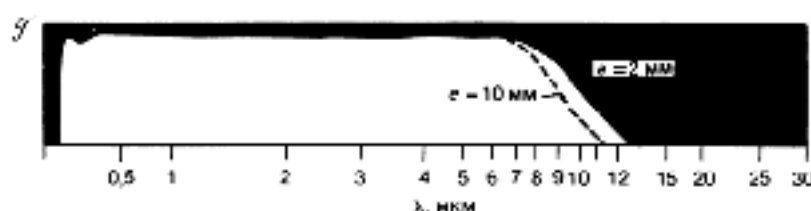
Коэффициент теплового расширения

$$30 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$$

Нерастворимо в воде

Хлористое серебро — бесцветный пластичный материал, подобный свинцу. Из-за недостаточной твердости его нельзя полировать, но зато можно формовать давлением. Его можно применять для изготовления окон, которые могут быть очень тонкими, но они не должны подвергаться давлению. Нерастворимый в воде, этот материал чернеет под действием ультрафиолетовых лучей (фотохимический эффект).

Флюорит, фтористый кальций (CaF_2) — природный или синтетический монокристалл, $0,13 < \lambda < 12 \text{ мкм}$



Показатель преломления

$$n_{0,5} = 1,437 \quad n_4 = 1,410 \quad n_9 = 1,33$$

$$n_1 = 1,429 \quad n_5 = 1,399 \quad n_{10} = 1,31$$

$$n_3 = 1,418 \quad n_8 = 1,35$$

Плотность

$$3180 \text{ кг/м}^3$$

Температура плавления

$$1360 \text{ }^\circ\text{C}$$

Твердость по Кнупу

$$158 (500 \text{ г})$$

Коэффициент теплового расширения

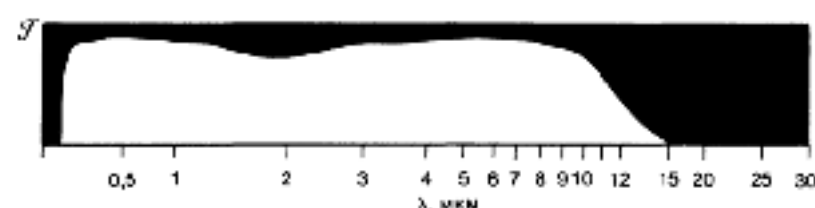
$$24 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$$

Растворимость в 100 г воды

$$0,0017 \text{ г}$$

Это относительно твердый кристалл, легко полируемый. Используется для изготовления окон, призм и линз. Позволяет осуществлять юстировку оптических элементов в видимом свете. Изготавливается размерами до 20 см в диаметре. Материал не боится влаги, но при $600 \text{ }^\circ\text{C}$ во влажной атмосфере размягчается.

Фтористый барий (BaF_2) — синтетический монокристалл, $0,15 < \lambda < 15 \text{ мкм}$



Показатель преломления

$$n_{0,5} = 1,48 \quad n_4 = 1,46 \quad n_{10} = 1,40$$

$$n_1 = 1,47 \quad n_5 = 1,45$$

$$n_3 = 1,46 \quad n_8 = 1,42$$

Плотность

$$4800 \text{ кг/м}^3$$

Температура плавления

$$1280 \text{ }^\circ\text{C}$$

Твердость по Кнупу

$$82 (500 \text{ г})$$

Коэффициент теплового расширения

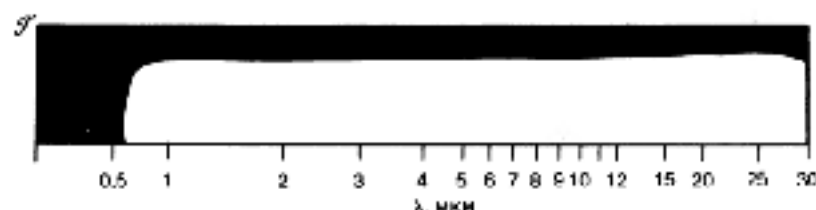
$$18,4 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$$

Растворимость в 100 г воды

$$0,16 \text{ г}$$

Предназначен для тех же областей применения, что и флюорит, но не пригоден для продолжительного пребывания во влажной атмосфере. Более подходящ для использования в лабораторных условиях.

KRS-5, бромистый таллий — йодистый таллий (PbBr—TI) — синтетический монокристалл, $0,5 < \lambda < 40$ мкм



Показатель преломления

$$\begin{aligned} n_1 &= 2,444 & n_5 &= 2,38 & n_{14} &= 2,36 \\ n_3 &= 2,39 & n_8 &= 2,37 & n_{20} &= 2,34 \\ n_4 &= 2,382 & n_{10} &= 2,37 \end{aligned}$$

Плотность

$$7400 \text{ кг/м}^3$$

Температура плавления

$$415^\circ\text{C}$$

Твердость по Кнупу

$$40,2 (200 \text{ г})$$

Коэффициент теплового расширения

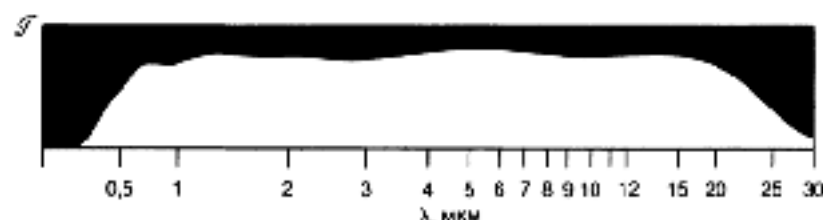
$$58 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$$

Растворимость в 100 г воды

$$0,05 \text{ г}$$

Относительно хорошо растворимый в воде, материал KRS-5 имеет отличное пропускание в инфракрасной области. В оптических системах его следует применять с большой осторожностью, поскольку соли таллия иногда токсичны. Материал подвержен пластическим деформациям при окружающей температуре и его следует упрочнять отжигом.

KRS-6, бромистый таллий — хлористый таллий (TlBr—TlCl) — синтетический монокристалл, $0,21 < \lambda < 34$ мкм



Показатель преломления

$$\begin{aligned} n_{0,6} &= 2,329 & n_4 &= 2,196 & n_{10} &= 2,177 \\ n_1 &= 2,240 & n_5 &= 2,193 & n_{12} &= 2,167 \\ n_3 &= 2,199 & n_8 &= 2,184 & n_{20} &= 2,115 \end{aligned}$$

Плотность

$$7200 \text{ кг/м}^3$$

Температура плавления

$$423^\circ\text{C}$$

Твердость по Кнупу

$$30-40 (500 \text{ г})$$

Коэффициент теплового расширения

$$50 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$$

Растворимость в 100 г воды

$$0,32 \text{ г}$$

KRS-6 так же, как и KRS-5, используется для изготовления окон и линз. Этот материал также токсичен.

б. Полупроводники

Кремний Si — синтетический монокристалл, $1,2 < \lambda < 15$ мкм



Показатель преломления

$$\begin{aligned} n_2 &= 3,45 & n_5 &= 3,422 & n_{10} &= 3,418 \\ n_3 &= 3,432 & n_8 &= 3,418 & n_{11} &= 3,418 \\ n_4 &= 3,425 & n_9 &= 3,418 \end{aligned}$$

Плотность

$$2330 \text{ кг/м}^3$$

Обратная дисперсия

$$v_3^5 = 236; \nu_8^{11} = 3454$$

Твердость по Кнулу

$$1150$$

Температура плавления

$$1420^\circ\text{C}$$

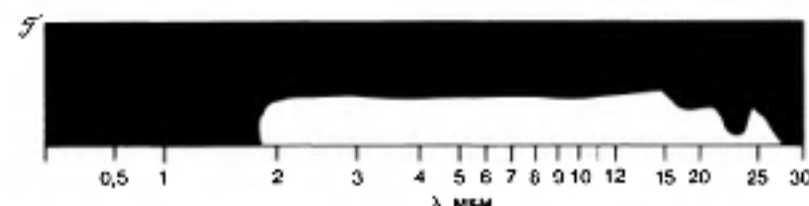
Коэффициент теплового расширения

$$4 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$$

Нерастворим в воде

Кремний — очень твердый материал, отлично поддающийся оптической полировке. При пропускании излучения потери на отражение велики (46% для двух поверхностей) из-за высокого показателя преломления. Пропускание может быть улучшено нанесением на поверхность кремния ZnS ($n = 2,2$ при $\lambda = 10$ мкм). Как и для всех полупроводников, поглощение растет с температурой.

Германия (Ge) — синтетический монокристалл, $1,8 < \lambda < 23$ мкм



Показатель преломления

$$\begin{aligned} n_2 &= 4,101 & n_5 &= 4,015 & n_{10} &= 4,003 \\ n_3 &= 4,049 & n_8 &= 4,005 & n_{12} &= 4,002 \\ n_4 &= 4,024 & n_9 &= 4,004 \end{aligned}$$

Плотность

$$5330 \text{ кг/м}^3$$

Обратная дисперсия

$$\nu_3^5 = 88; \nu_8^{11} = 1112$$

Твердость по Кнулу

$$700-850$$

Температура плавления

$$958^\circ\text{C}$$

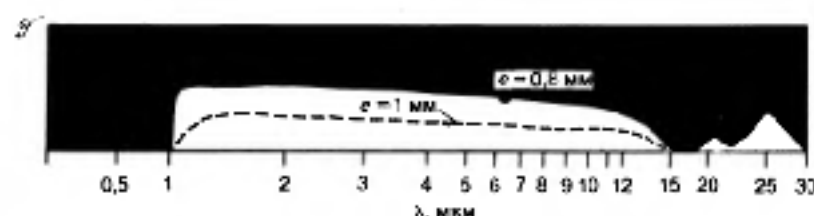
Коэффициент теплового расширения

$$5,5 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$$

Нерастворим в воде

Очень подходящий материал для изготовления инфракрасной оптики. Обладает очень высоким показателем преломления; для улучшения пропускания на поверхность германия необходимо наносить просветляющее покрытие (SiO_2 для диапазона 3—5 мкм и ZnS для диапазона 8—13 мкм). При температуре выше 150 °С германий становится практически непрозрачным. С целью экономии затрат этот материал часто используется в поликристаллическом состоянии.

Арсенид галлия (GaAs) — синтетический монокристалл, $1 < \lambda < 15$ мкм



Показатель преломления

$$n_1 = 3,34 \quad n_{13} = 2,97$$

$$n_{10} = 3,14 \quad n_{20} = 2,3$$

Плотность

$$5300 \text{ кг/м}^3$$

Температура плавления

$$1237 \text{ }^\circ\text{C}$$

Твердость по Кнупу

$$750$$

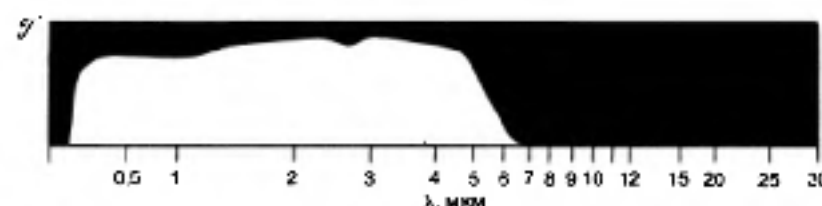
Коэффициент теплового расширения

$$5,7 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$$

Нерастворим в воде

в. Окислы

Сапфир (Al_2O_3) — природный или синтетический кристалл, $0,17 < \lambda < 6,5$ мкм



Показатель преломления

$$n_{0,5} = 1,775 \quad n_2 = 1,738 \quad n_4 = 1,67$$

$$n_1 = 1,755 \quad n_3 = 1,70 \quad n_5 = 1,61$$

Плотность

$$3980 \text{ кг/м}^3$$

Температура плавления

$$2030 \text{ }^\circ\text{C}$$

Твердость по Кнупу

$$1700$$

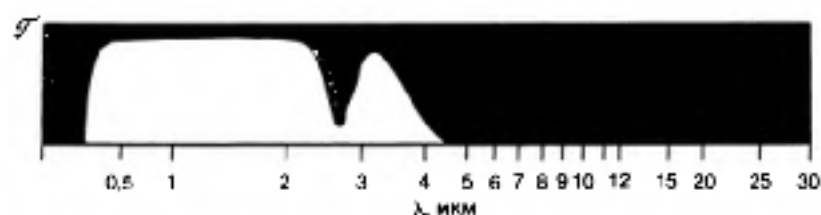
Коэффициент теплового расширения

$$(5-7)10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$$

Нерастворим в воде

Сапфир часто используют для окон, в частности для окон приемников инфракрасного излучения

Кварц (SiO_2) — природный кристалл, $0,2 < \lambda < 4,5$ мкм



Показатель преломления

$n_{0,5} = 1,549$ $n_2 = 1,520$ $n_4 = 1,466$

$n_1 = 1,535$ $n_3 = 1,499$ $n_5 = 1,417$

Плотность

2650 кг/м^3

Температура плавления

1470°C

Твердость по Кнупу

741 (500 г)

Коэффициент теплового расширения

$(8-14) \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$

Нерастворим в воде

5.5.3. ПЛАСТМАССЫ

Полиэтилен



6.

Оптика.

Формирование изображения

Попадая в систему, излучение проходит внутри нее ряд сред. Входная оптика — это та часть системы, которая собирает излучение и формирует изображение, анализируемое затем модулем пространственного разложения. Поэтому характеристики оптических компонентов являются одним из факторов, ограничивающих критерии обнаружения.

Рассмотрим эти ограничения, диктуемые, с одной стороны, законами геометрической оптики, которые вследствие геометрических и хроматических aberrаций влияют на качество разрешения изображения точки, а с другой стороны, влиянием дифракции, ставящей теоретический предел разрешения системы. Пятно, которым изображается точечный объект, не должно превышать размеров фоточувствительного элемента приемника.

Для более общего рассмотрения явления формирования изображения сгруппируем различные факторы, влияющие на это явление, и уподобим при этом рассмотрении оптическую систему линейному фильтру. В заключение будут рассмотрены фундаментальные причины внесения «шума» компонентами системы.

6.1. ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА

Оптические системы, формирующие изображение, преобразуют фронт каждой сферической волны Σ , исходящей из каждой точки M объекта и являющейся центром этой волны, в волновой фронт Σ' конечных размеров, который и формирует изображение M' точки M . Если система идеальная, фронт волны изображения является частью поверхности сферы S' с центром в точке M' . Все оптические лучи, траектории которых по определению перпендикулярны волновому фронту, сойдутся в точке M' . При этом условии каждая точка объекта даст точечное изображение.

Поверхность S' называется сферой сравнения, и ошибки оптической системы, или aberrации, могут оцениваться отклонением по нормали Δ между реальной волновой поверхностью Σ' , образуемой системой, и сферой S' , соответствующей идеальной системе. Оптические лучи, перпендикулярные Σ' , уже не сходятся в одной точке, а создают расплывание точки изображения, называемое поперечной aberrацией, размеры которой, как можно видеть, связаны с отклонением по нормали. Отклонение по нормали Δ , называемое волновой aberrацией, соответствует отклонению оптического пути $n\Delta$ в среде с показателем преломления n и является функцией пространственных координат волновой поверхности.

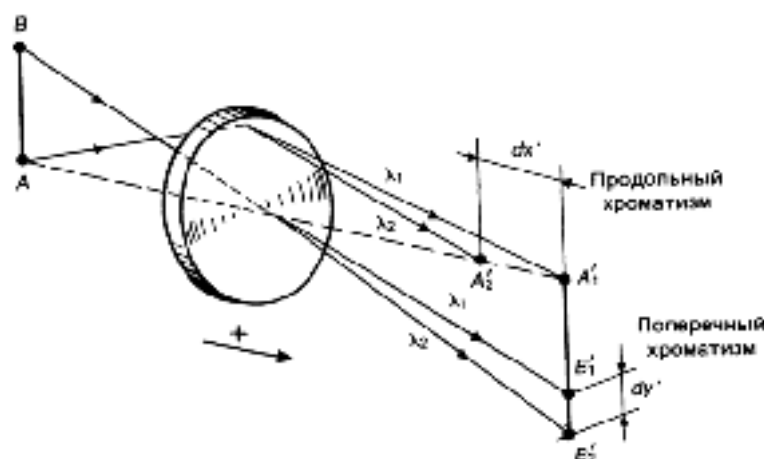


Обычно встречающиеся в оптических системах aberrации бывают двух типов: геометрические aberrации, связанные с изменением относительного отверстия и поля зрения системы, и хроматические aberrации, связанные с диспергирующими свойствами различных оптических сред. Материалы должны быть, конечно, прозрачными в используемом диапазоне инфракрасной области.

6.2. АБЕРРАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

6.2.1. ХРОМАТИЧЕСКИЕ АБЕРРАЦИИ

Рассмотрим тонкую линзу с фокусным расстоянием f , т. е. оптической силой $C = 1/f$, показателем преломления n и радиусами кривизны поверхностей соот-



ветственно R и R' . Положение изображения A' ($\overline{OA'} = x'$) точки объекта A ($\overline{OA} = x$) дается формулой сопряжения

$$1/x' = (1/x) + C,$$

$$\text{где } C = 1/f = (n - 1)[(1/R) - (1/R')].$$

(Абсциссы положительны в направлении распространения света.) Эта формула,

справедливая для монохроматического излучения, должна применяться для каждой спектральной составляющей интегрального излучения, поскольку показатель преломления диспергирующей среды $n(\lambda)$ меняется с изменением длины волны.

Определение соответствующего распыливания точки изображения можно произвести, дифференцируя формулу сопряжения

$$-(dx'/x'^2) = dC = [(1/R) - (1/R')]dn = Cdn/(n - 1),$$

$$dx'/x'^2 = -C/v,$$

где $v = (n - 1)/dn$ — обратная дисперсия оптического материала.

Исправление хроматических aberrаций осуществляют, комбинируя линзы таким образом, чтобы дисперсия одной линзы компенсировалась дисперсией другой. Если требуется коррекция в относительно широкой спектральной области, нужно выбирать материалы, у которых ход изменения обратной дисперсии во всей этой области соответствовал друг другу.

Пример. Система с суммарной оптической силой C , состоящая из двух линз с оптическими силами соответственно C_1 и C_2 и обратными дисперсиями v_1 и v_2 , будет исправлена на хроматизм (ахроматизирована), если

$$C = C_1 + C_2, \quad C_1/v_1 + C_2/v_2 = 0,$$

$$\text{откуда } C_1 = C v_1/(v_1 - v_2), \quad C_2 = C v_2/(v_2 - v_1).$$

Применим полученные соотношения к системе с фокусным расстоянием $f = 0,1$ м, т. е. $C = 10$, используемой в спектральном диапазоне 8—11 мкм инфракрасной области. Эта система будет скорректирована на хроматизм, если будет содержать как минимум две линзы с оптическими силами C_1 и C_2 . В качестве материала линз возьмем кремний и германий (эти материалы имеют соответствующий друг другу спектральный ход обратной дисперсии в рассматриваемой спектральной области; данное условие действительно очень важно для ахроматизации).

Значения показателей преломления выбранных оптических материалов приведены в следующей таблице:

Материал	Длина волны, мкм						
	3	4	5	8	9	10	11
Кремний	3,4324	3,4254	3,4221	3,4184	3,4180	3,4177	3,4177
Германий	4,0490	4,0244	4,0151	4,0053	4,0040	4,0032	4,0026

Обратная дисперсия этих материалов определяется по формуле

$$v = (n - 1)/dn = [1/2(n_8 + n_{11}) - 1]/(n_8 - n_{11})$$

и в спектральном диапазоне 8—11 мкм будет равна

$$v_1 = 3454,36 \text{ для кремния, } v_2 = 1112,57 \text{ для германия.}$$

Оптическая сила обеих линз, определенная исходя из условий ахроматизма, оказывается равной

$$C_1 = C v_1/(v_1 - v_2) = 10 \cdot 3454,36/(3454,36 - 1112,57) = 14,75,$$

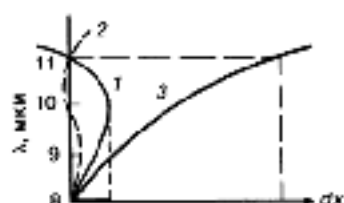
$$C_2 = C \nu_2 / (\nu_2 - \nu_1) = 10 \cdot 1112,57 / (1112,57 - 3454,36) = -4,75.$$

Таким образом, мы рассчитали «дублет», ахроматизированный для спектрального диапазона В—Н мкм; его вид дан на рисунке.



Ахроматический дублет, $f = 10$ см.

Хроматическая aberrация dx' в зависимости от длины волны дана на следующем рисунке. Видно, что продольная хроматическая aberrация рассмотренной системы уменьшается по сравнению с продольной хроматической aberrацией нескорректированной системы. В некоторых случаях может использоваться и более сильная коррекция, для которой нужны по крайней мере три элемента. В этих случаях получают апохромат. Следует заметить, что оптические системы, состоящие только из зеркал, не имеют хроматизма.



Продольная хроматическая aberrация dx' в зависимости от длины волны.

1 — апохромат; 2 — ахромат; 3 — нескорректированная система.

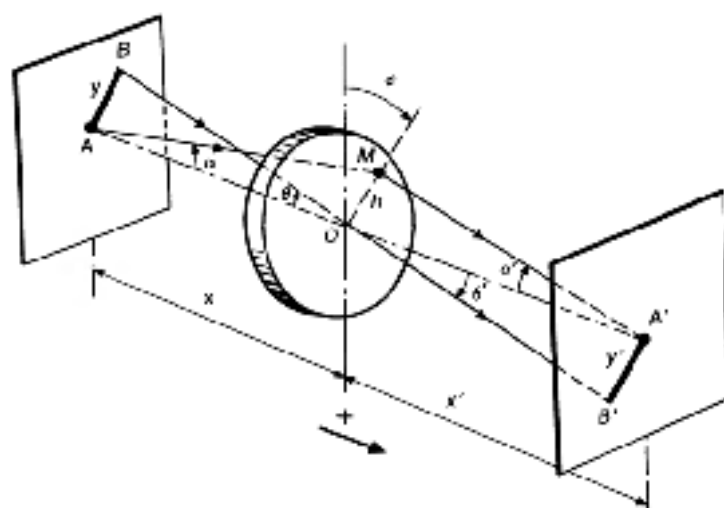
6.2.2. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ АБЕРРАЦИИ

В соответствии с геометрической оптикой в гауссовом приближении изображение объекта, расположенного вблизи оси вращения оптической системы, можно получить в предположении, что лучи, формирующие изображение, идут близ этой оси и образуют с ней малые углы (т. е. являются параксиальными лучами). На практике системы часто должны иметь большие относительные отверстия и поля зрения, т. е. работать в условиях, далеких от сформулированного выше допущения, что является причиной геометрических aberrаций.

Рассмотрим тонкую оптическую систему с центром в точке O и осью AOA' , создающую изображение $A'B'$ размером y' объекта AB с размером y . Эти две величины определяют поле объекта и поле изображения. Лучи BO и OB' называются лучами поля, и углы $\theta = (\overline{OA}, \overline{OB})$ и $\theta' = (\overline{OA'}, \overline{OB'})$ являются углами поля, так что

$$\operatorname{tg} \theta = \overline{AB} / \overline{OA} = y / x, \quad \operatorname{tg} \theta' = \overline{A'B'} / \overline{OA'} = y' / x'.$$

Величины θ , θ' или y , y' называются параметрами поля системы. Луч поля BOB' называют также главным или средним лучом.



Лучи, выходящие из точки A , пересекающие зрачок системы в точке M , расположенной на высоте $h = OM$, и попадающие в точку A' , называются апертурными, а соответствующие углы $\alpha = (\overline{AO}, \overline{AM})$ и $\alpha' = (\overline{A'O}, \overline{A'M})$ — апертурными углами:

$$\operatorname{tg} \alpha = \overline{OM} / \overline{OA} = h/x, \quad \operatorname{tg} \alpha' = \overline{OM} / \overline{OA'} = h/x'.$$

Лучи, проходящие через край системы, соответствуют максимальной апертуре и называются крайними лучами.

Когда система имеет aberrации, лучи, выходящие из A и B , не проходят больше через A' и B' , а проходят через точки, более или менее близкие к ним. Рассеяние реальных точек прохождения каждого такого луча дает поперечную геометрическую aberrацию dy' . Если ввести полярную систему координат (h, φ) в плоскости зрачка, то преобразование y' в $-y'$ и h в $-h$ будет соответствовать повороту на π вокруг оптической оси AA' и dy' также изменит знак.

Разложение в ряд аналитического выражения поперечной геометрической aberrации dy' содержит только члены нечетных порядков:

$$dy' = A_1 h + B_1 y' + A_3 h^3 + B_3 h^2 y' + C_3 h y'^2 + D_3 y'^3 + A_5 h^5 + \dots$$

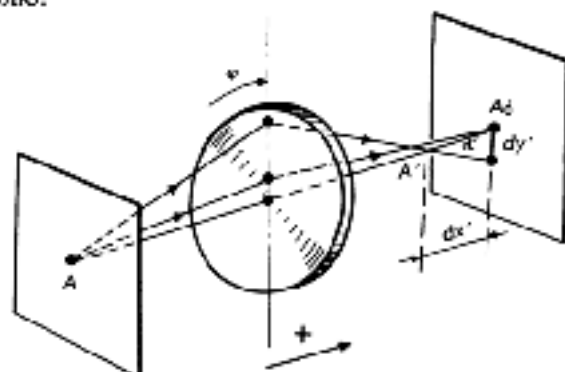
Если выбрать величины α' и θ' достаточно малыми, члены высших порядков обратятся в нуль. Тогда нужно потребовать, чтобы в этом случае члены первого порядка тоже обратились в нуль: $A_1 = 0$; $B_1 = 0$, поскольку в гауссовом приближении величина dy' должна равняться нулю. Члены третьего порядка составляют так называемые aberrации третьего порядка, которые очень хорошо описывают относительно простыми уравнениями действительно существующие физические явления.

Существуют четыре основных вида aberrации, характеризуемые следующими членами третьего порядка:

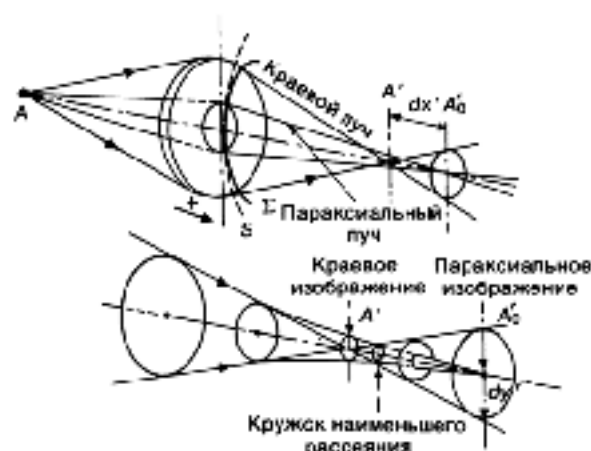
$dy' = A_3 h^3$	— сферическая aberrация;
$dy' = B_3 h^2 y'$	— кома;
$dy' = C_3 h y'^2$	— астигматизм и кривизна поля;
$dy' = D_3 y'^3$	— дисторсия.

а. Сферическая aberrация

Сферическая aberrация сильно увеличивается с ростом апертурного угла, не зависит от размера изображения y' , проявляется уже на оси системы и остается постоянной по полю.



Поперечная сферическая aberrация dy' имеет круговую симметрию. Параксиальные лучи, проходящие вблизи оси, для которых $h \approx 0$, не подвержены сферической aberrации и сходятся в точке гауссова изображения A'_0 . Иначе обстоит дело с лучами, идущими под большими апертурными углами; они будут пересекать ось уже не в A'_0 , а в точке A' , положение которой зависит от h . Расстояние $dx' = \overline{A'_0 A'} = dy' / \alpha'$ называется продольной сферической aberrацией. Сечение пучка рядом фронтальных плоскостей вблизи изображения показывает, что изображение уже не является точкой, а представляет собой некую фигуру рассеяния, структура которой изменяется вдоль оси.



Между крайевым и параксиальными изображениями существует сечение пучка с минимальным поперечным рассеянием, называемым кружком наименьшего рассеяния, дающим наилучшее изображение точки объекта. Плоскость наилучшей фокусировки расположена на трех четвертях расстояния $A'_0 A'$ от A'_0 и дает в четыре раза меньшую поперечную aberrацию, чем при фокусировке на A'_0 .

При аналитическом расчете диоптрики оптических систем сферическая aberrация третьего порядка выражается формулами

$$dx' = a\alpha'^2, \quad dy' = -a\alpha'^3,$$

$$\Delta_s \approx \int_0^{\alpha'} -a\alpha'^3 d\alpha \approx -a\alpha'^4/4,$$

где a — коэффициент сферической aberrации.

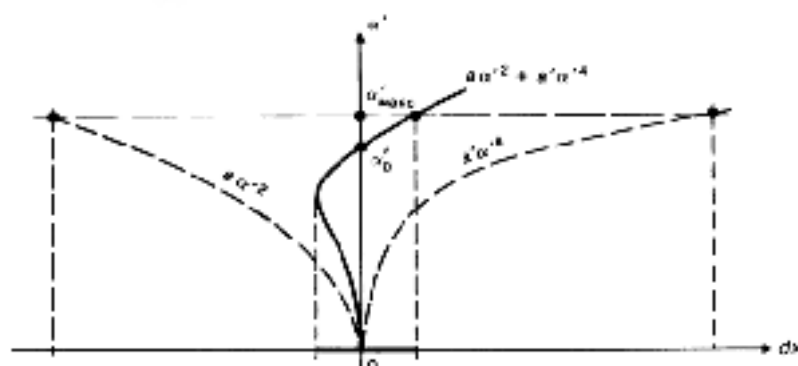
Коррекцию сферической aberrации производят, придавая коэффициенту a по возможности наименьшее значение. Для этого нет необходимости непосредственно свести к нулю a , но система может быть рассчитана таким образом, чтобы сферическая aberrация стала равной нулю за счет компенсации членов третьего порядка членами пятого порядка, тогда

$$dx' = a\alpha'^2 + a'\alpha'^4 = 0, \quad \text{т. е.} \quad \alpha'^2(a + a'\alpha'^2) = 0.$$

Продольная сферическая aberrация dx' при этих условиях обращается в нуль для двух значений апертурного угла α' системы

$$\alpha' = 0, \quad \alpha_0'^2 = -a/a'.$$

Мы получили кривую, представляющую dx' в зависимости от α' , изгиб которой характеризует небольшое продольное рассеяние. Этот тип коррекции обеспечивается комбинацией из двух оптических элементов.



Сферическая aberrация тонких линз

Сферическая aberrация простой линзы будет зависеть от ее формы и от положения объекта. Для заданной оптической силы линзы с радиусами кривизны R_1 и R_2 и толщиной e

$$C = 1/f = (n - 1)[(1/R_1) - (1/R_2)] + (n - 1)^2 e/nR_1 R_2$$

радиусы R_1 и R_2 могут принимать бесчисленное множество значений, обуславливая различные формы линзы. Линза характеризуется коэффициентом формы q :

$$q = (R_2 + R_1)/(R_2 - R_1).$$

Иногда форму линзы характеризуют ее кривизной γ :

$$\gamma = 0,5 (1/R_1 + 1/R_2).$$

Кривизна γ и коэффициент формы q связаны соотношением

$$q = \frac{R_2 + R_1}{R_2 - R_1} = \frac{1/R_1 + 1/R_2}{1/R_1 - 1/R_2} = 2(n - 1)f\gamma.$$

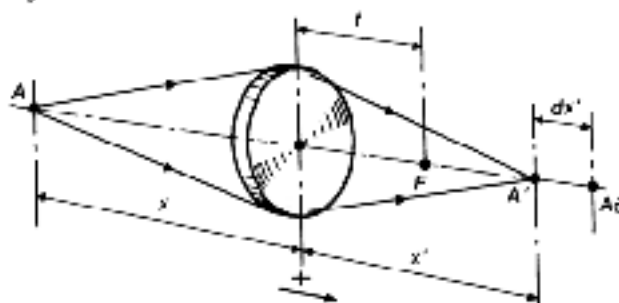
Величина продольной сферической aberrации тонкой линзы ($e = 0$), когда объект имеет абсциссу x , а его изображение — абсциссу x' , выражается в приближении третьего порядка соотношением

$$d\left(\frac{1}{x'}\right) = -\frac{dx'}{x'^2} = \frac{n^2}{8f^3} \frac{1}{n(n-1)} \left[\frac{n+2}{n-1} q^2 + \right. \\ \left. + 4(n+1)q + (3n+2)(n-1)p^2 + \frac{n^3}{n-1} \right],$$

которое является параболической функцией q и параметра p , определяющего положение объекта:

$$p = 1 - 2f/x' = (x' + x)/(x' - x),$$

$$1/x' = 1/x + 1/f.$$



Для объекта, расположенного в бесконечности, изменения продольной сферической aberrации dx' в зависимости от коэффициента q характеризуются приведенной на следующей странице кривой.

Линза, соответствующая минимальной aberrации, называется линзой оптимальной формы. Она характеризуется соотношениями, полученными для $dx'/dq = 0$, а именно

$$C = 1/x' - 1/x = (n-1)[1/R_1 - 1/R_2],$$

$$q = [2(n^2 - 1)/(n + 2)]p,$$

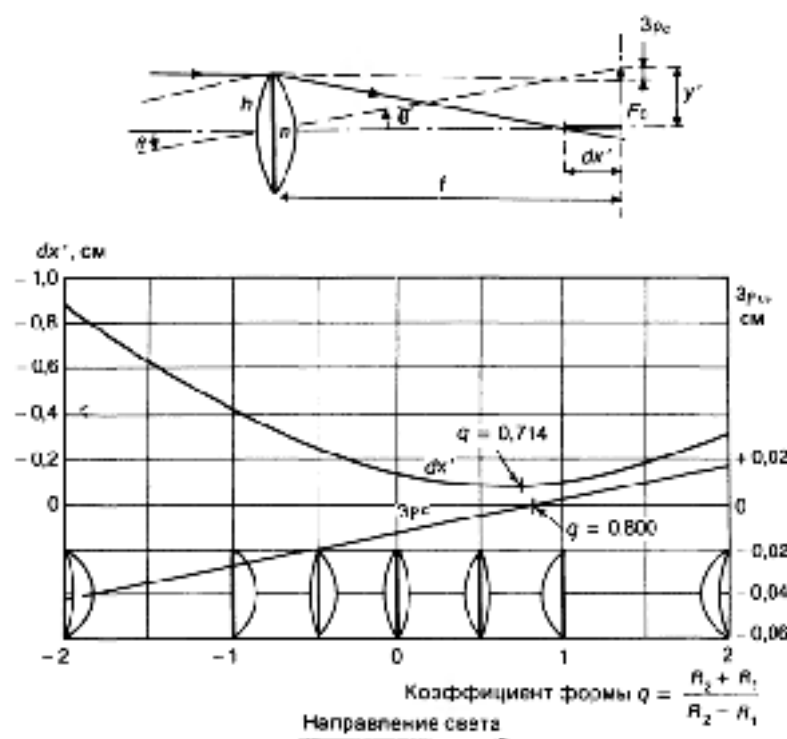
которые в случае, когда объект находится на бесконечности ($p = (x' + x)/(x' - x) = -1$), принимают следующий вид:

$$1/R_1 - 1/R_2 = C/(n-1), \quad 1/R_1 + 1/R_2 = 2C(n+1)/(n+2),$$

или

$$1/R_1 = n(2n+1)C/2(n-1)(n+2),$$

$$1/R_2 = (2n^2 - n - 4)C/2(n-1)(n+2).$$

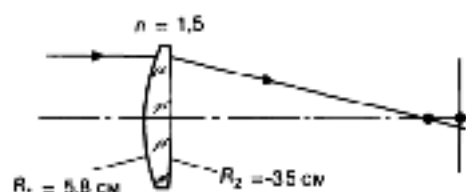


Сферическая aberrация и кома тонкой линзы.

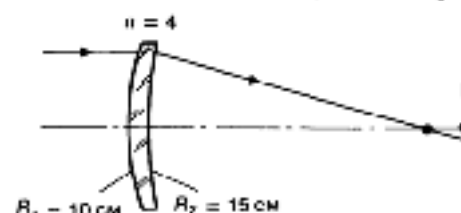
$f = 10$ см, $n = 1,5$ см, $h = 1$ см, $y' = 2$ см, $\theta' = 11^\circ$; dx' — сферическая aberrация; $3rc$ — кома.

Пример. Вернемся к примеру, показанному на рисунке, где минимальная сферическая aberrация достигается при $q = 0,714$ для линзы с фокусным расстоянием 10 см ($n = 1,5$) и

$R_1 = 5,83$ см, $R_2 = -35$ см.



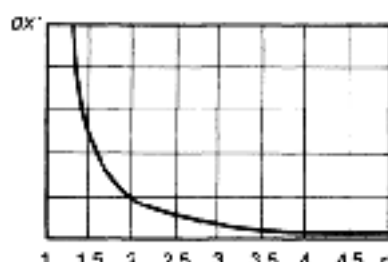
Линза из германия с показателем преломления $n = 4$ и фокусным расстоянием 10 см, работающая в диапазоне расстояний от бесконечности до своего фокуса, будет иметь мини-



маленькую сферическую aberrацию при радиусах кривизны

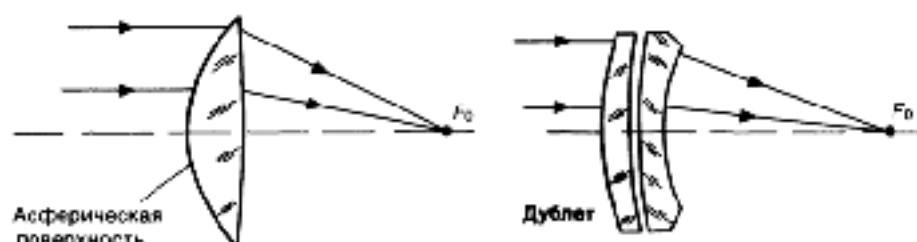
$$R_1 = 10 \text{ см}, \quad R_2 = 15 \text{ см}.$$

Сферическая aberrация простых линз быстро уменьшается с увеличением показателя преломления.



Сферическая aberrация.

В случае объектива, работающего в параллельном пучке, сферическую aberrацию можно свести к нулю только в тех случаях, когда хотя бы одна поверхность одиночной линзы асферическая или когда применяют дублет. Два компонента должны тогда иметь aberrации противоположных знаков, чтобы они взаимно компенсировались.



В заключение отметим, что при одинаковых относительных отверстиях сферическое зеркало имеет в восемь раз меньшую сферическую aberrацию, чем эквивалентная одиночная линза наилучшей формы:

$$a_{\text{зеркала}} = -f/8, \quad a_{\text{линзы}} = f.$$

Параболическое зеркало в фокальной плоскости не имеет сферической aberrации.

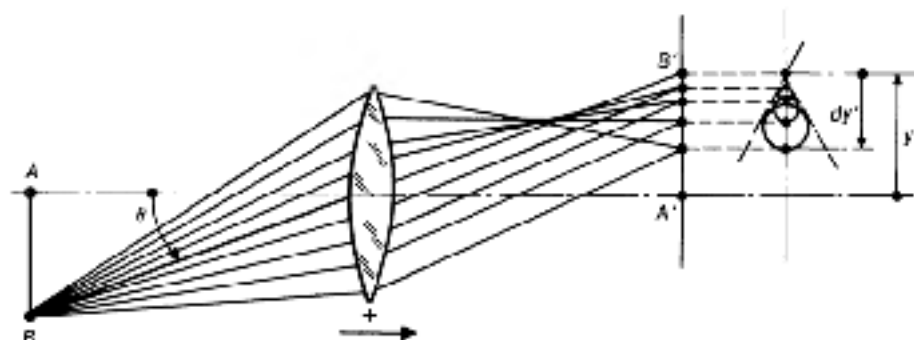
6. Кома

Кома соответствует члену $h^2 y'$, пропорциональному размеру изображения; она отсутствует на оптической оси системы (кроме случая эксцентричного расположения различных компонентов системы, когда ось системы вообще трудно определить). Кома появляется вне оптической оси (в косых лучках) и дает изображение в виде пятна, которое уже не обладает круговой симметрией и увеличивается с увеличением поля и апертуры системы.

На рисунке (с. 134) показан ход пучка лучей, образующего кому; размер изображения y' изменяется в зависимости от апертуры h лучей. Кома, таким образом, дает отклонение от условия, сформулированного для поперечного увеличения системы, т. е. условия синусов Аббе:

$$h y \sin \alpha = h' y' \sin \alpha'.$$

Идеальная система, удовлетворяющая этому условию, называется апланатичес-



кой; ее увеличение, постоянное для любой апертуры, выражается формулой

$$g_0 = y' / y = n \sin \alpha / n' \sin \alpha'.$$

Конечно, g_0 является увеличением и для параксиальных лучей. Следовательно, идеальная система характеризуется соотношением

$$n y \sin \alpha / n' y' \sin \alpha' = 1.$$

При наличии комы это условие больше не выполняется, а увеличение становится функцией апертурного угла α' . Предыдущее соотношение приобретает вид

$$n y \sin \alpha / n' y' \sin \alpha' = 1 + \varphi(\alpha').$$

Функция $\varphi(\alpha')$ характеризует отклонение системы от условия синусов. Расчет волновой aberrации в азимутальной плоскости φ дает

$$\Delta_c = (n y \sin \alpha - n' y' \sin \alpha') (\cos \varphi / n'),$$

$$\Delta_c = -(n h \theta + n' y' \sin \alpha') (\cos \varphi / h'), \text{ если объект в бесконечности,}$$

$$\Delta_c = (n y \sin \alpha + n' y' \theta') (\cos \varphi / n'), \text{ если изображение в бесконечности.}$$

Выражение для волновой aberrации, обращающейся в нуль, когда выполняется условие синусов, может быть также записано в виде

$$\Delta_c = y' \phi(\alpha') \sin \alpha' \cos \varphi.$$

В приближении третьего порядка функцию $\phi(\alpha')$ можно записать, ограничиваясь первыми членами разложения в ряд:

$$\phi(\alpha') = b \sin^3 \alpha',$$

где b — коэффициент комы.

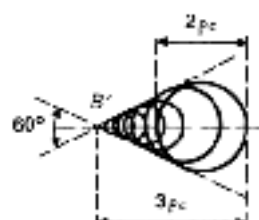
Волновая aberrация приобретает тогда вид

$$\Delta_c = b y' \sin^3 \alpha' \cos \varphi,$$

а поперечное рассеяние — вид

$$dy' = y' \phi(\alpha') (2 + \cos 2\varphi),$$

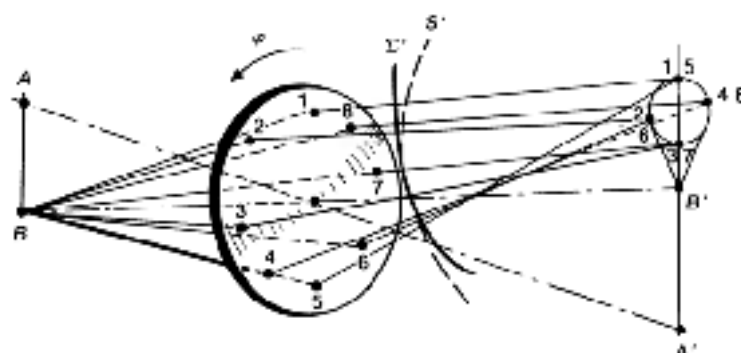
$$dz' = y' \phi(\alpha') \sin 2\varphi.$$



Изображение в виде пятна, получаемое для апертурного угла α' и поля y' показано на рисунке. Пятно ограничено частью кружка радиусом

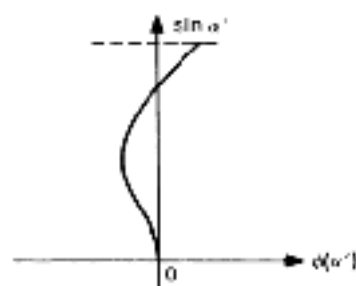
$$\rho_c = by' \sin^2 \alpha' = y' \phi(\alpha')$$

и двумя касательными, сходящимися под углом 60° в точку паракишального изображения B' . Полный размер пятна комы составляет, таким образом, $dy' = 3\rho_c$ в меридиональной плоскости, проходящей через $A' B'$, и $dz' = 2\rho_c$ в перпендикулярном направлении. В соответствии с написанным выше соотношением, когда апертурный луч описывает круг на высоте h в плоскости зрачка (φ изменяется от 0 до 2π), пятно комы в плоскости изображения делает два оборота.



Коррекция комы

Как и в случае сферической аберрации, для комы можно получить изогнутую кривую функцию $\phi(\alpha')$, соответствующую уменьшению поперечного рассеяния.



Кома, наложенная на сферическую аберрацию

Очень редко встречаются системы, в которых кома наблюдается в чистом виде; обычно она накладывается на сферическую аберрацию. Обе аберрации будут

складываться:

$$\Delta = \Delta_s + \Delta_x = y' \sin \alpha' [\phi(\alpha') - dx' / (x' - p')] \cos \varphi,$$

где dx' — продольная сферическая aberrация, x' — абсцисса изображения, p' — абсцисса выходного зрачка.

Кому можно скомпенсировать за счет сферической aberrации и получить $\Delta = 0$ (изопланатизм).

Кома тонких линз

Как и в случае сферической aberrации, кома зависит от формы линзы. Поперечное рассеяние $3\rho_c$ является линейной функцией коэффициента формы линзы q . Эта зависимость показана на приведенном выше рисунке, относящемся к сферической aberrации тонких линз. Следует отметить, что кома обращается в нуль при значении q , близком к тому, при котором становится минимальной сферическая aberrация.

Для снабженной диафрагмой (позволяющей варьировать h) тонкой линзы с фокусным расстоянием f , коэффициентом формы q , показателем преломления n в случае, когда линза изображает точку x в x' , в приближении третьего порядка радиус ρ_c кружка комы запишется в виде

$$\rho_c = (h^2 y' / 4nf^2) \{ [(n+1)/(n-1)]q + (2n+1)p \},$$

где $p = 1 - 2f/x' = (x' + x)/(x' - x)$.

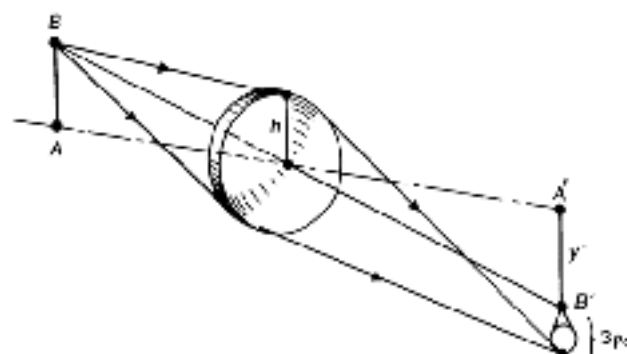
Кома обращается в нуль при

$$q = - [(2n+1)(n-1)/(n+1)]p.$$

Когда объект находится в бесконечности, $p = -1$ и линза с нулевой комой характеризуется следующими параметрами:

$$1/R_1 = n^2 C / (n^2 - 1), \quad 1/R_2 = (n^2 - n - 1) / (n^2 - 1).$$

На практике предпочитают выбирать форму линзы, обеспечивающую нулевую кому, что позволяет сохранить сферическую aberrацию на весьма низком уровне. Можно построить объективы из двух линз и скорректировать кому и сферическую aberrацию (апланатические дублеты).

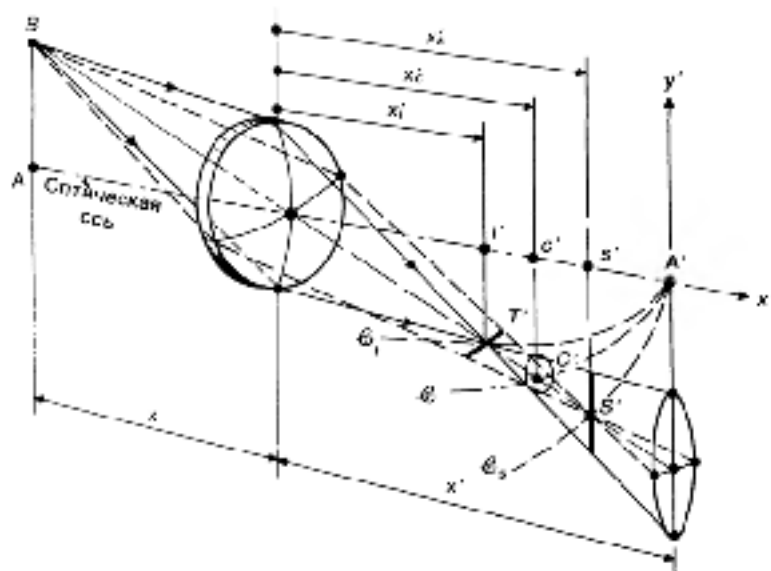


в. Астигматизм и кривизна поля

Астигматизм и кривизна поля, определяемые членом $h y'^2$, пропорциональным размеру зрачка, начинают проявляться уже при зрачках небольшого диаметра. Пучок становится несимметричным в сечении и при наличии астигматизма вблизи изображения образует две узкие зоны. Эти зоны, или геометрическое место «фокусов» астигматизма, состоят из двух небольших узких взаимно перпендикулярных сегментов T' и S' , называемых соответственно тангенциальным (меридиональным, перпендикулярным плоскости симметрии пучка) и сагиттальным (лежащим в этой плоскости) геометрическим местом точек схода лучей.

Расстояние $\overline{T'S'}$ называется астигматической разностью. Посредине этого расстояния находится зона, где форма пятна практически круглая и сечение пучка минимально; этот кружок называется кружком наименьшего рассеяния (C'). За пределами C' сечение пучка эллиптическое, большая ось эллипса параллельна линии меридиональных «фокусов» близ T' и сагиттальных «фокусов» близ S' . Эти эллипсы постепенно становятся кружками при удалении от зоны фокусов.

При перемещении по полю астигматической системы точки T' , S' и C' перемещаются по поверхности параболоидов, кривизна которых называется соответственно тангенциальной (меридиональной) ($\mathcal{C}_t$), сагиттальной ($\mathcal{C}_s$) и кривизной поля ($\mathcal{C}$). При наличии кривизны поля уже не существует плоскости изображения, а есть кривая поверхность изображения. Кривизна поля может существовать и сама по себе в отсутствие астигматизма.



Если t' , s' и c' — проекции точек T' , S' и C' на оптическую ось и если обозначить $t' = \overline{A't'}$, $s' = \overline{A's'}$ и $c' = \overline{A'c'}$, то можно показать, что в приближении третьего порядка поперечное рассеяние описывается соотношениями

$$dy' = -\alpha' t' \cos \varphi = -\alpha' (\mathcal{C}_t/2) y'^2 \cos \varphi,$$

$$dz' = -\alpha' s' \sin \varphi = -\alpha' (\mathcal{C}_s/2) y'^2 \sin \varphi.$$

Кривизна фокальной поверхности (обратная радиусу кривизны) определяется в виде

$$\mathcal{C}_t = 2t'/y'^2, \quad \mathcal{C}_s = 2s'/y'^2, \quad \mathcal{C} = (\mathcal{C}_t + \mathcal{C}_s)/2.$$

Расчет оптических компонентов показывает, что тангенциальную и сагиттальную кривизну можно выразить в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{C}_s &= \mathcal{P} - \mathcal{A}, \\ \mathcal{C}_t &= \mathcal{P} - 3\mathcal{A}, \end{aligned}$$

где $\mathcal{P}$ — величина, связанная с показателями преломления и преломляющей силой поверхностей раздела сред:

$$\mathcal{P} = \sum_i (1/n_i f_i),$$

а $\mathcal{A}$ — коэффициент, характеризующий астигматизм системы. Он зависит от положения объекта и зрачка

$$\mathcal{A} = (\mathcal{C}_s - \mathcal{C}_t)/2 = (s' - t')/y'^2.$$

Если кривизна поля определяется формулой

$$\mathcal{C} = (\mathcal{C}_t + \mathcal{C}_s)/2 = (t' + s')/y'^2,$$

выражение для волновой абберации, связанной с астигматизмом и кривизной поля, принимает вид

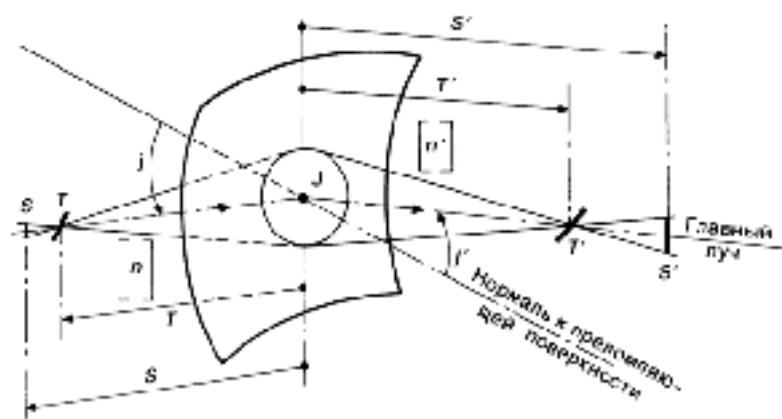
$$\Delta_{\mathcal{A}, \mathcal{C}} = -(\alpha'^2 y'^2/4)(\mathcal{C} - \mathcal{A} \cos 2\varphi),$$

$$\text{или } \Delta_{\mathcal{A}} = -(\alpha'^2/4)(t' - s') \cos 2\varphi, \quad \Delta_{\mathcal{C}} = -(\alpha'^2/4)(t' + s').$$

Член, относящийся к кривизне поля, дает величину ошибки фокусировки, измеренной по нормали; расфокусировка пропорциональна α'^2 и квадрату величины изображения в случае кривизны поля. Волновая поверхность при астигматизме имеет две различные кривизны, соответствующие плоскостям пучка, — тангенциальной и сагиттальной.

Астигматизм преломляющей поверхности

Для сферической преломляющей поверхности радиусом R , разделяющей сре-



ды с показателями преломления n и n' , положение тангенциального и сагиттального изображений определяется соотношениями

$$n' \cos^2 j' / T' = n \cos^2 j / T + (n' \cos j' - n \cos j) / R,$$

$$n' / S' = n / S + (n' \cos j' - n \cos j) / R,$$

где j и j' — углы падения и преломления главного луча, а отрезки S , T , S' и T' — абсциссы соответственно точек S , T , S' и T' , измеренные по главному лучу от точки падения J . Если преломляющая поверхность первая, то точки S и T совпадают и, следовательно, абсциссы S и T для первой поверхности равны между собой.

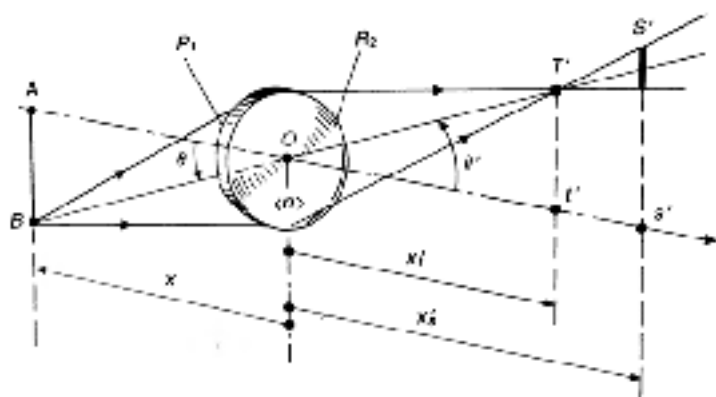
Астигматизм тонких линз

Тонкая линза с показателем преломления n , радиусами кривизны R_1 и R_2 , для которой диафрагмой служит ее оправа, дает астигматическое изображение точки B , определяемой поперечным углом θ . Изображения получаются в тангенциальном фокусе T' и сагиттальном фокусе S' , расположенных соответственно на расстояниях, измеренных по проекциям на оптическую ось: $\overline{Ot'} = x'_t$, $\overline{Os'} = x'_s$, таких, что

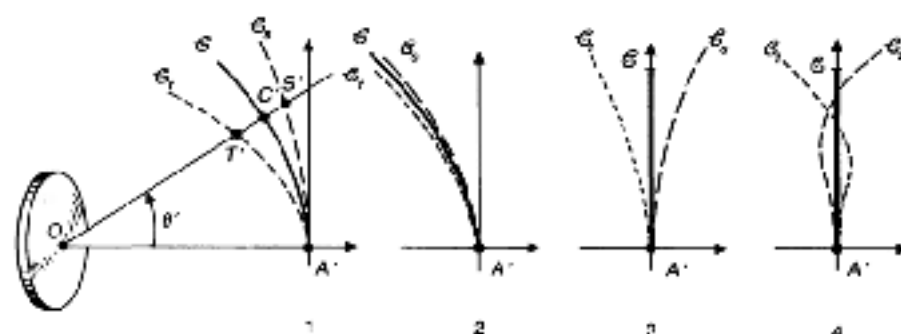
$$\frac{1}{x'_t} - \frac{1}{x} = \frac{1}{\cos^2 \theta} \left(\frac{\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{\cos \theta} - 1 \right) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right),$$

$$\frac{1}{x'_s} - \frac{1}{x} = \left(\frac{\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{\cos \theta} - 1 \right) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right),$$

где $x = \overline{OA}$ — расстояние между линзой и проекцией точки B на оптическую ось.



Астигматизм зависит от оптической силы линзы, но очень мало изменяется с изменением ее формы. Даже применение дублета не всегда достаточно для уменьшения астигматизма. В широкоугольных системах коррекция астигматизма, который сильно зависит от положения зрачка (или апертурной диафрагмы), осуществляется надлежащим выбором этого положения или путем добавления других линз (триплет-анастигмат). Тогда можно получить фокальные поверхности, сечения которых показаны на рисунке.



Случай 1. Нескорректированная система имеет астигматизм C_T и C_S и кривизну поля C .

Случай 2. Астигматизм скорректирован; фокальные поверхности C_T и C_S совпадают с C . Такая система характеризуется нулевым астигматизмом, но имеет значительную кривизну поля.

Случай 3. В системе скорректирована кривизна поля, но имеется значительный остаточный астигматизм. В этой системе достигнута плоскость поля.

Случай 4. Система скорректирована на кривизну поля и астигматизм. Фокальные поверхности C_T и C_S изогнуты (система анастигматическая).

Астигматизм сферического зеркала

В тех же обозначениях для сферического зеркала, диафрагмой которого служат оно само, получим

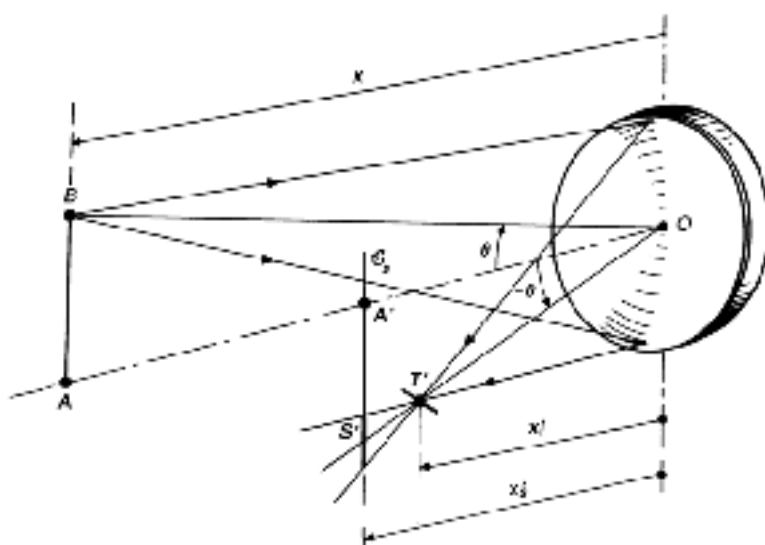
$$1/x + 1/x'_s = 1/f \cos^2 \theta,$$

$$1/T + 1/T' = 2/R \cos \theta,$$

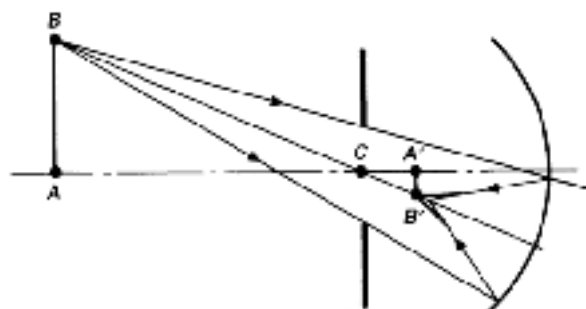
или

$$1/x + 1/x'_s = f,$$

$$1/S + 1/S' = 2 \cos \theta / R.$$



Эти соотношения показывают, что сагиттальное изображение, формируемое в рассматриваемых условиях сферическим зеркалом, лежит в плоскости параксиального изображения. То же сферическое зеркало, заднафрагмированное в центре кривизны, дает нулевой астигматизм, поскольку осью симметрии пучка в этом случае является луч, проходящий через центр C . Нужно заметить, что по тем же причинам обращается в нуль кома. Изображение B' точки B будет иметь только сферическую aberrацию.

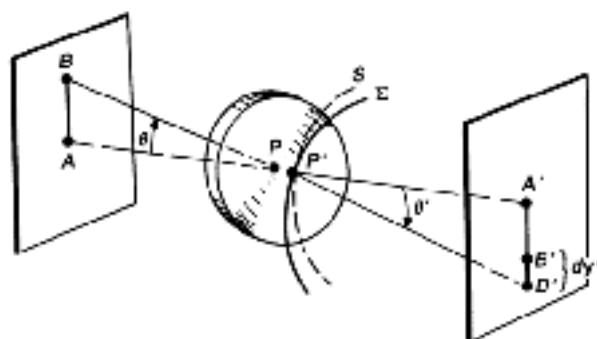


2. Дисторсия

Как уже было указано, дисторсия определяется членом y'^3 и не зависит от апертуры h системы. Эта aberrация существует даже при $h = 0$, т. е. для луча, проходящего через центр зрачка (главный луч). Этот луч, исходящий из точки объекта B , пересекает плоскость параксиального изображения $A'B'$ в точке D' , отличной от B' . Расстояние между B' и D' будет зависеть от полевого угла θ или θ' .

Для устранения дисторсии нужно, чтобы изображение $A'B'$ было гомотетично объекту AB ; другими словами, увеличение

$$g = \overline{A'B'} / \overline{AB}$$



должно быть постоянным при любых θ и должно выполняться соотношение

$$\overline{P'A'} \operatorname{tg} \theta' / \overline{PA} \operatorname{tg} \theta = \text{const},$$

называемое условием ортоскопичности (точки P и P' являются узловыми точками системы, которые для системы в воздухе совпадают с главными точками).

Поперечное рассеяние в приближении третьего порядка выражается формулой

$$dy' = \overline{B'D'} = y'^3 d,$$

где d — коэффициент дисторсии системы. Если $d > 0$, изображение вытягивается к краям поля и дисторсию называют подушкообразной. Если $d < 0$, увеличение становится меньше к краям поля и дисторсию называют бочкообразной.

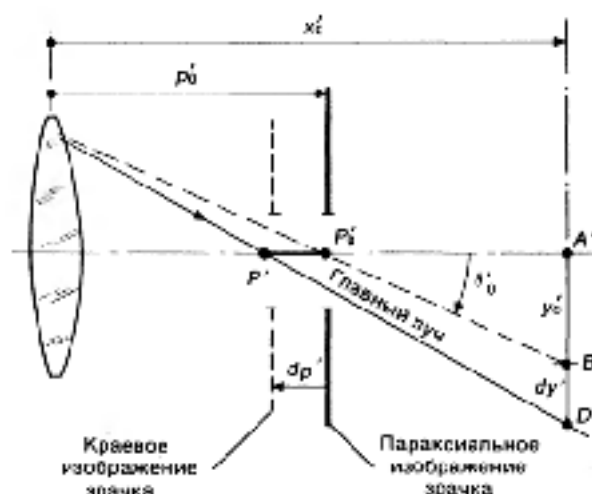
Дисторсия не влияет на качество изображения, но изменяет положение каждой точки. Фронт волны Σ сферический с центром в точке D' ; он отстоит от поверхности сферы сравнения S с центром в точке B' на расстояние

$$\Delta_{\Sigma} = d \alpha' y'^3 \cos \varphi.$$

Дисторсия сильно зависит от положения диафрагмы.

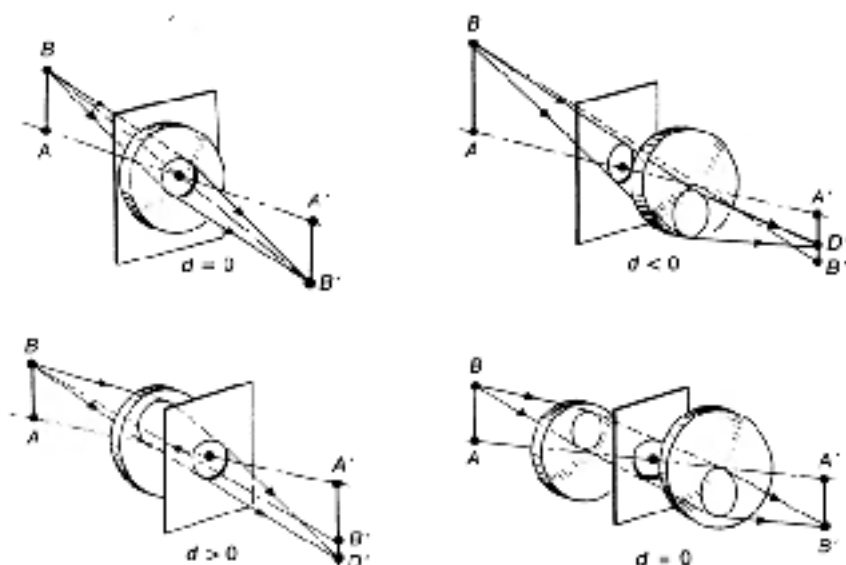
Связь между дисторсией и сферической aberrацией в зрачках

Сферическая aberrация, проявляющаяся в изображении зрачков системы, приводит по существу к появлению дисторсии. Действительно, смещение центра изображения зрачка в точку P'_0 обусловлено сферической aberrацией. Сдвиг $\overline{P'_0 P'} = \delta p'$ зависит от апертурного угла θ' и вызывает смещение главного луча, который будет пересекать плоскость изображения в точке D' , отличной от точки параксиального изображения B' , причем D' будет тем дальше от B' , чем сильнее сферическая aberrация в изображении зрачка, т. е. чем больше угол θ' .



Дисторсия тонкой линзы

Тонкая линза, для которой диафрагмой является она сама, не имеет дисторсии. Напротив, установка диафрагмы перед линзой или за ней приводит к дисторсии соответственно бочкообразной или подушкообразной. Следует отметить, что симметричная система, состоящая из двух линз с диафрагмой в центре симметрии, имеет нулевую дисторсию вследствие компенсации относительной дисторсии каждого элемента. Кроме того, эта конфигурация часто позволяет скорректировать астигматизм. Сферическое зеркало не имеет дисторсии, так как зеркало диафрагмируют в вершине или в центре кривизны зеркала.



д. Вариации aberrаций

Обычно все рассмотренные aberrации одновременно присутствуют в оптических системах в большей или меньшей степени. Кроме того, геометрические aberrации подвержены определенным изменениям. Так, выше уже рассматривалась зависимость aberrаций от положения объекта, положения диафрагмы, и, конечно, aberrации будут зависеть от показателей преломления материалов, влияющих на вариации геометрических aberrаций по спектру.

Оптический расчет состоит в том, чтобы создать систему, общий кружок рассеяния которой, обусловленный всеми aberrациями, не превосходил бы требуемой величины или размера чувствительного элемента приемника. Иными словами, определяющее разрешение мгновенное поле зрения хорошо рассчитанной системы не должно ограничиваться оптическими aberrациями.

е. Асферические поверхности

В некоторых случаях использование асферических преломляющих поверхностей позволяет эффективно уменьшить aberrации. Кривизна асферической поверхности рассматривается в меридиональном сечении; асферичность определяется уравнением

$$f(x, y, z) = x - (1/2R)[(\lambda + 1)x^2 + y^2 + z^2] = 0.$$

Здесь λ коэффициент асферичности; если $\lambda = 0$, поверхность имеет форму сферы, если $\lambda = -1$, то — параболоида.

6.3. РАСЧЕТ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ АБЕРРАЦИЙ

Чтобы оценить важность aberrаций различных типов для данной системы, рассмотрим ход через систему двух особых лучей: крайнего апертурного луча,

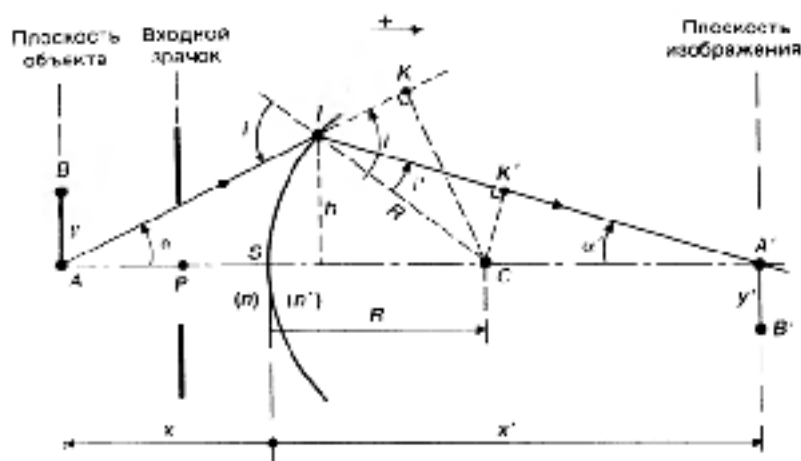
проходящего через центр поля и через край зрачка, и главного луча, проходящего через центр зрачка и край поля.

6.3.1. ХОД КРАЕВОГО АПЕРТУРНОГО ЛУЧА.

ПОСТРОЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ ОБЪЕКТА

Рассмотрим сферическую преломляющую поверхность с центром в C , вершиной S и радиусом кривизны $\overline{SC} = R$, разделяющую среды с показателями преломления n и n' . Рассмотрим ход апертурного луча, выходящего из точки объекта A , расположенного в среде с показателем преломления n на расстоянии $\overline{SA} = x$ по оптической оси, определяемой точками S и C . Этот луч проходит преломляющую поверхность в точке I на высоте h от оси и после преломления пересекает оптическую ось в точке A' , такой, что $\overline{SA'} = x'$. Углы падения и преломления на поверхности в точке I соответственно i и i' .

Задача состоит в определении апертурного угла изображения α' , соответствующего апертурному углу объекта α . Тогда можно найти расстояние x' , определяющее положение изображения A' точки A . Опустим перпендикуляры CK и CK' соответственно на AI и IA' . Из прямоугольного треугольника ACK следует $\overline{CK} = \overline{AC} \sin \alpha = (R - x) \sin \alpha$.



Из прямоугольного треугольника ICK можно получить другое выражение

$$\overline{CK} = \overline{IC} \sin i = R \sin i,$$

откуда, выражая i через α , находим

$$\sin i = [(R - x)/R] \sin \alpha,$$

а по закону преломления

$$\sin i' = (n/n') \sin i.$$

Величину угла α' можно рассчитать из суммы углов треугольника AIA' :

$$\pi = \alpha + (\pi - i) + i' + (-\alpha'),$$

и, следовательно,

$$\alpha' = \alpha + i' - i.$$

Из рассмотрения треугольника $A'CK'$ можно написать

$$\overline{CK'} = \overline{A'C} \sin \alpha' = (R - x') \sin \alpha'.$$

Из треугольника $CK'I$ следует другое выражение для $\overline{CK'}$:

$$\overline{CK'} = \overline{IC} \sin i' = R \sin i',$$

откуда следует

$$R \sin i' = (R - x') \sin \alpha', \quad x' = R [1 - (\sin i' / \sin \alpha')].$$

В случае объективов, предназначенных для получения изображения относительно удаленной точки (объект на бесконечности), x стремится к бесконечности, а $\sin \alpha$ приближается к α , который сам становится равным нулю. Предыдущие соотношения приобретают вид

$$\sin i \rightarrow [(R - x)/R] \alpha \sim -x\alpha/R = h/R,$$

$$\sin i' = (n/n') \sin i = (n/n')(h/R), \quad \alpha' = i' - i.$$

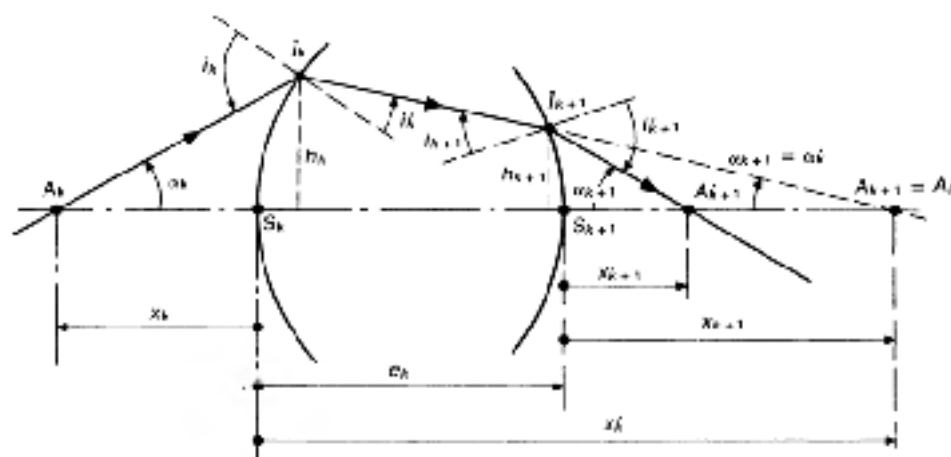
Можно рассчитать ход этого луча через последовательность преломляющих поверхностей 1, 2, ... k ... m , применяя предыдущие формулы к каждой преломляющей поверхности и используя формулы перехода от одной преломляющей поверхности к следующей. Более общие выражения для перехода от преломляющей поверхности k к преломляющей поверхности $k+1$ имеют вид

$$\sin i_k = [(R_k - x_k)/R_k] \sin \alpha_k, \quad \sin i'_k = (n_k/n'_k) \sin i_k,$$

$$\alpha'_k = \alpha_k + i'_k - i_k, \quad x'_k = R_k (1 - \sin i'_k / \sin \alpha'_k)$$

с формулами перехода

$$n_{k+1} = n'_k; \quad x_{k+1} = x'_k - e_k; \quad \alpha_{k+1} = \alpha'_k.$$



Частные случаи

Если радиус R очень велик, то

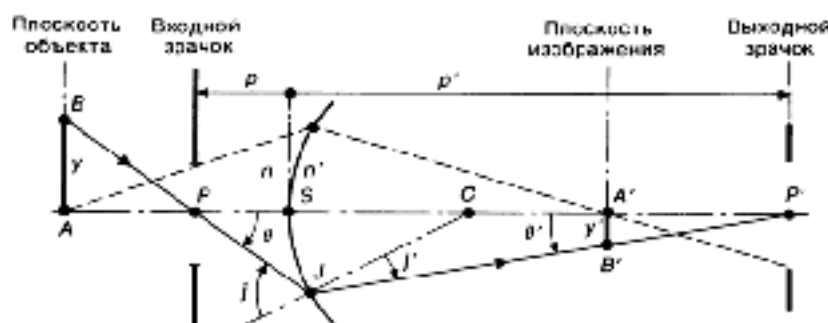
$$x' = x \frac{\sin \alpha \cdot \cos \frac{1}{2}(\alpha' + i')}{\sin \alpha' \cdot \cos \frac{1}{2}(\alpha + i)}.$$

Если $R = \infty$ (плоская преломляющая поверхность), $i = \alpha$ и $i' = \alpha'$, то $x' = x(n'/n)(\cos \alpha' / \cos \alpha) = x(\operatorname{tg} \alpha / \operatorname{tg} \alpha')$.

Если объект в бесконечности, то $\sin i = h/R$, $\alpha' = i' - i$.

6.3.2. Ход главного луча поля зрения. ПОСТРОЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ ЗРАЧКА

Главный луч, или луч поля зрения, определяемый как луч, проходящий через край поля и через центр зрачка, позволяет рассчитать сопряжение зрачков. Наклон этого луча к оси определяет угол поля зрения θ . На рисунке BPJ — падающий главный луч, а $JB'P'$ — его продолжение после преломления поверхностью раздела. Углы падения и преломления в точке J соответственно j и j' .



Запишем соотношения, относящиеся к прохождению этого луча, т. е. соотношения между центром входного зрачка P и его изображением P' с абсциссами p и p' соответственно, отсчитываемыми от вершины преломляющей поверхности. Эти соотношения эквивалентны предыдущим:

$$\sin j = [(R - p)/R] \sin \theta, \quad \sin j' = (n/n') \sin j, \\ \theta' = \theta + j' - j, \quad p' = R[1 - (\sin j' / \sin \theta')].$$

Если зрачок находится на оси в бесконечности, то

$$\sin j = [(R - p)/R] \theta \sim y/R, \\ \sin j' = (n/n') (y/R), \quad \theta' = j' - j.$$

В случае когда имеется последовательность преломляющих поверхностей 1, 2, ... k ... m , достаточно прибавить к этим соотношениям формулы перехода

$$n_{k+1} = n'_k, \quad p_{k+1} = p'_k - e_k, \quad \theta_{k+1} = \theta'_k.$$

Частные случаи

Если радиус R очень велик, то

$$p' = p(\sin \theta / \sin \theta') [\cos \frac{1}{2}(\theta' + j') / \cos \frac{1}{2}(\theta + j)].$$

Если $R = \infty$ (плоская преломляющая поверхность), то

$$p' = p(n'/n)(\cos \theta' / \cos \theta) = p(\operatorname{tg} \alpha / \operatorname{tg} \alpha').$$

Если зрачок в бесконечности, $p = \infty$, то
 $\sin j = y/R, \quad \theta' = j' - j.$

6.3.3. ХОД ПАРАКСИАЛЬНЫХ ЛУЧЕЙ. ПРИБЛИЖЕНИЕ ГАУССА

а. Случай малых относительных отверстий

Предположим, что оптическая система имеет умеренное относительное отверстие, т. е. угол α мал, так что $\sin \alpha$ практически равен α ; тогда i, i' и α' тоже малы и синусы этих углов можно считать равными соответствующим углам. При этом предыдущие соотношения принимают вид (индексом 0 обозначены величины, относящиеся к параксиальной области)

$$i = [(R - x_0)/R]\alpha, \quad i' = (n/n')i, \\ \alpha' = \alpha + i' - i, \quad x'_0 = R(1 - i'/\alpha').$$

Из этих соотношений можно исключить углы α, α', i и i' и окончательно получить

$$n'/x'_0 = n/x_0 + (n' - n)/R, \\ \text{или } x'_0 = n'x_0R/[nR + x_0(n' - n)].$$

Это выражение не что иное, как связь сопряженных точек преломляющих поверхностей в приближении Гаусса, т. е. в приближении первого порядка, так как в разложении синуса в ряд оставлен только первый член. Речь идет, таким образом, об оптике параксиальных лучей. Когда объект находится в бесконечности, $n/x_0 = 0$ и

$$x'_0 = n'R/(n' - n).$$

Это формула фокусного расстояния преломляющей поверхности в приближении первого порядка.

б. Случай малого поля зрения

Такие же рассуждения можно применить к изображению зрачка в случае малых углов поля зрения θ :

$$j = [(R - p_0)/R]\theta, \quad j' = (n/n')j, \\ \theta' = \theta + j' - j, \quad p'_0 = R(1 - j'/\theta').$$

в. Определения главных элементов и характеристик оптической системы

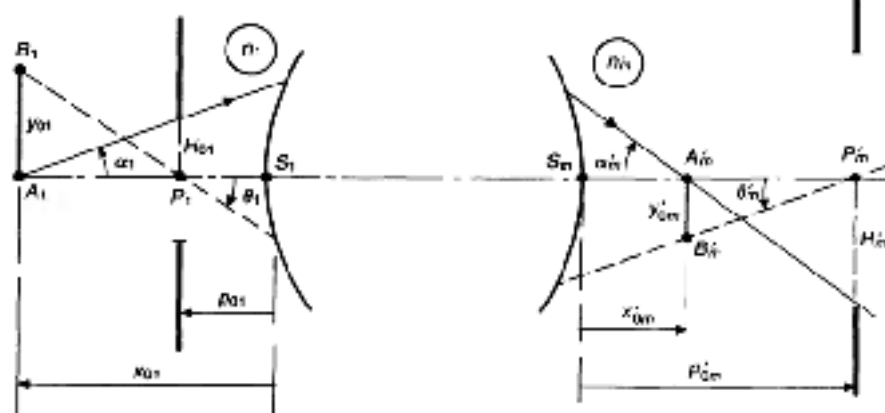
Угол поля зрения объекта θ_1

$$\operatorname{tg} \theta_1 = \overline{A_1 B_1} / \overline{P_1 A_1} = y_{01} / (x_{01} - p_{01}).$$

Угол поля зрения изображения θ'_m

$$\operatorname{tg} \theta'_m = \overline{A'_m B'_m} / \overline{P'_m A'_m} = y'_{am} / (x'_{0m} - p'_{0m}).$$

Положение параксиального изображения, определяемое относительно последней преломляющей поверхности, т. е. расстояние до изображения x'_{0m} (определено ранее).



Поперечное увеличение объектива

$$g_0 = g_{01} \cdot g_{02} \cdots g_{0k} \cdots g_{0m}, \text{ где } g_{0k} = (R_k - x'_{0k}) / (R_k - x_{0k}).$$

Размер параксиального изображения

$$y'_{0m} = g_0 y_{01} \quad (y_{01} \text{ — размер объекта}).$$

Положение параксиального изображения выходного луча, определяемое относительно последней преломляющей поверхности, т. е. рассчитанное ранее расстояние p'_{0m} .

Поперечное увеличение в лучках

$$\gamma_0 = \gamma_{01} \cdot \gamma_{02} \cdots \gamma_{0k} \cdots \gamma_{0m}, \text{ где } \gamma_{0k} = (R_k - p'_{0k}) / (R_k - p_{0k}).$$

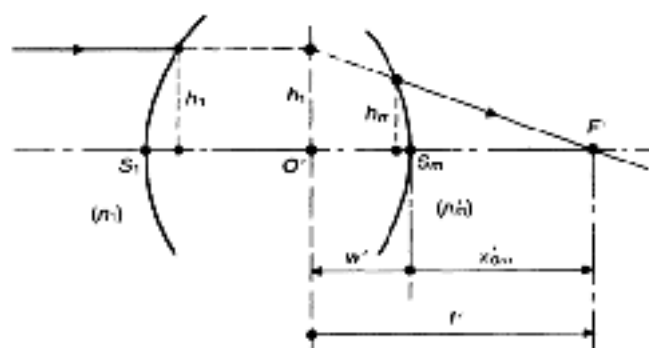
Радиус выходного лучка

$$H'_m = \gamma_0 H_{01}, \text{ где } H_{01} \text{ — радиус входного лучка.}$$

Фокусное расстояние системы

Фокусное расстояние системы выводится из рассмотрения хода апертурного луча, идущего в пространстве объектов параллельно оптической оси на высоте h . Тогда

$$x_{01} = \infty, \quad x'_{01} = n'_1 R / (n'_1 - n_1).$$

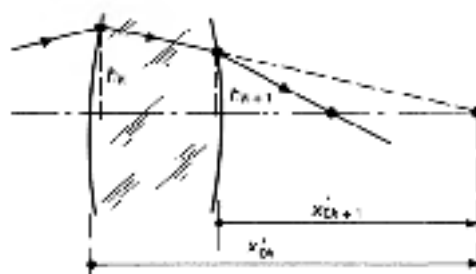


Остальные значения x_{0k} и x'_{0k} можно вычислить из предыдущих общих формул до x'_{0n} :

$$f' = \overline{O'F'} = (h_1/h_m)x'_{0m},$$

где x'_{0n} — задний фокальный отрезок, h_m — высота луча на последней преломляющей поверхности. Значение последней величины получается из формул перехода от одной преломляющей поверхности к следующей:

$$h_{k+1} = h_k (x'_{0k+1}/x'_{0k}).$$



Положение задней главной плоскости, отсчитываемое от последней преломляющей поверхности (с индексом m),

$$w' = \overline{S_m O'} = x'_{0m} - f'.$$

6.3.4. ПРИБЛИЖЕНИЕ ТРЕТЬЕГО ПОРЯДКА

Чтобы рассчитать условия получения изображения более точно, следует в разложении синуса в ряд учесть члены третьего порядка:

$$\sin \alpha = \alpha - \alpha^3/3! + \dots$$

Теория третьего порядка достаточно точно описывает ход световых лучей, но когда требуется очень высокая точность, следует дополнительно учесть члены пятого порядка. Члены третьего и более высоких порядков определяют отклонение хода луча от соответствующего параксиальной оптике, т. е. описывают aberrации третьего порядка и aberrации высших порядков.

6.3.5. РАСЧЕТ СФЕРИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИИ

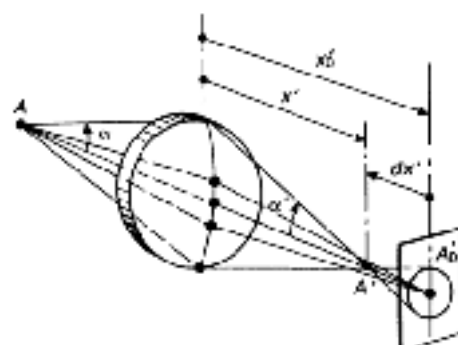
Продольная сферическая aberrация определяется просто как разность между абсциссами точек изображений, полученных из расчета хода параксиальных и краевых лучей:

$$dx' = x' - x'_0;$$

тогда поперечное рассеяние и волновая aberrация будут определяться следующими формулами:

$$dy' = -dx' \cdot \operatorname{tg} \alpha',$$

$$\Delta_s = -(dx' \cdot \alpha'^2)/4.$$

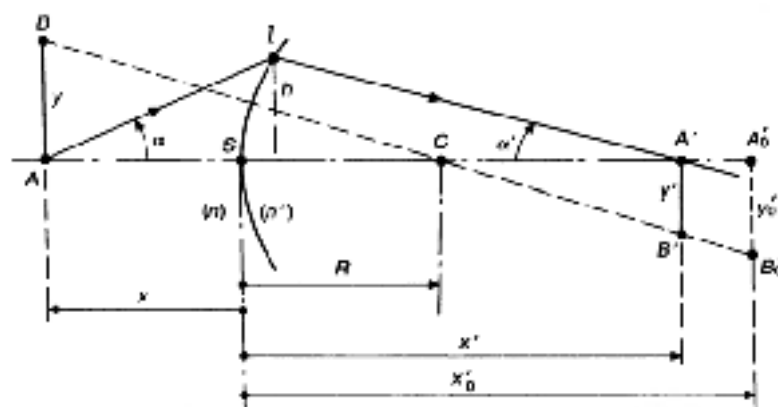


Коэффициент сферической абберации записывается в виде

$$a = dx' / \alpha'^2.$$

6.3.6. АПЛАНАТИЗМ. УСЛОВИЕ СИНУСОВ АББЕ

Рассмотрим вновь, одиночную преломляющую поверхность в небольшой объект AB размером y , изображение которого $A'B'$ имеет размер y' . Из получен-



ны ранее соотношений можно написать

$$R \sin i = (R - x) \sin \alpha, \quad R \sin i' = (R - x') \sin \alpha'.$$

Деля одно уравнение на другое и используя закон преломления, получим

$$\sin i / \sin i' = n' / n = [(R - x) / (R - x')] [(\sin \alpha) / (\sin \alpha')].$$

Замечая, что поперечное увеличение системы равно

$$y' / y = (R - x') / (R - x),$$

получим в результате общее условие апланатизма (или условие синусов Аббе)

$$ny \sin \alpha = n' y' \sin \alpha'.$$

Если в бесконечности находится объект, $\sin \alpha$ стремится к $\alpha \sim -h/x$ и $y = x\theta$, откуда

$$-nh\theta = n' y' \sin \alpha'.$$

Если в бесконечности находится изображение, $\sin \alpha'$ стремится к $\alpha' \sim h/x'$ и $y' = x' \theta'$, откуда
 $ny \sin \alpha = n' h' \theta'$.

Оптические системы, удовлетворяющие этим условиям, скорректированы на кому.

6.3.7. РАСЧЕТ КОМЫ

Кому рассчитывают, вычисляя отклонение хода краевого луча от хода луча параксиального. Ход параксиального луча определяет поперечное параксиальное увеличение:

$$g_0 = (R - x'_0)/(R - x_0),$$

где x'_0 — положение параксиального изображения.

Из рассмотрения хода краевого луча находим выражение

$$ny \sin \alpha / n' y' \sin \alpha' = 1 + \phi(\alpha').$$

Функция $\phi(\alpha')$, которая характеризует отклонение системы от условия синусов, принимает следующую форму:

для объекта на конечном расстоянии

$$\begin{aligned} \phi(\alpha') &= ny \sin \alpha / (n' y' \sin \alpha') - 1 = \\ &= (1/g_0)[(n \sin \alpha / n' \sin \alpha') - 1], \end{aligned}$$

для объекта в бесконечности

$$\phi(\alpha') = -(nh \theta' / n' y' \sin \alpha') - 1,$$

для изображения в бесконечности

$$\phi(\alpha') = (ny \sin \alpha / nh \theta) - 1,$$

откуда радиус кружка рассеяния комы определяется в виде

$$\rho_c = y' \phi(\alpha') = y g_0 \phi(\alpha'),$$

а волновая аберрация — в виде

$$\Delta_c = y g_0 \phi(\alpha') \sin \alpha' \cos \varphi.$$

Коэффициент комы записывается следующим образом:

$$b = \phi(\alpha') / \sin^2 \alpha'.$$

Кома обычно существует одновременно со сферической аберрацией. В этом случае нужно учесть соотношение

$$\Delta_s = y' \sin \alpha' [\phi(\alpha') - dx' / (x'_0 - \rho'_0)] \cos \varphi,$$

где x'_0 и ρ'_0 — абсциссы параксиального изображения и параксиального выходного зрачка соответственно, dx' — продольная сферическая аберрация изображения. Радиус кружка рассеяния комы в присутствии сферической аберрации записывается в виде

$$\rho_c = y' [\phi(\alpha') - dx' / (x'_0 - \rho'_0)].$$

Систему можно тогда скорректировать на кому, выбирая положение зрачка p'_0 таким образом, чтобы

$$\phi(\alpha') - dx'/(x'_0 - p'_0) = 0.$$

Следовательно,

$$b \sin^2 \alpha' - a \sin^2 \alpha' / (x'_0 - p'_0) = 0, \quad b - a / (x'_0 - p'_0) = 0.$$

Эти условия называются условиями изопланатизма.

6.3.8 РАСЧЕТ АСТИГМАТИЗМА И КРИВИЗНЫ ПОЛЯ ЗРЕНИЯ

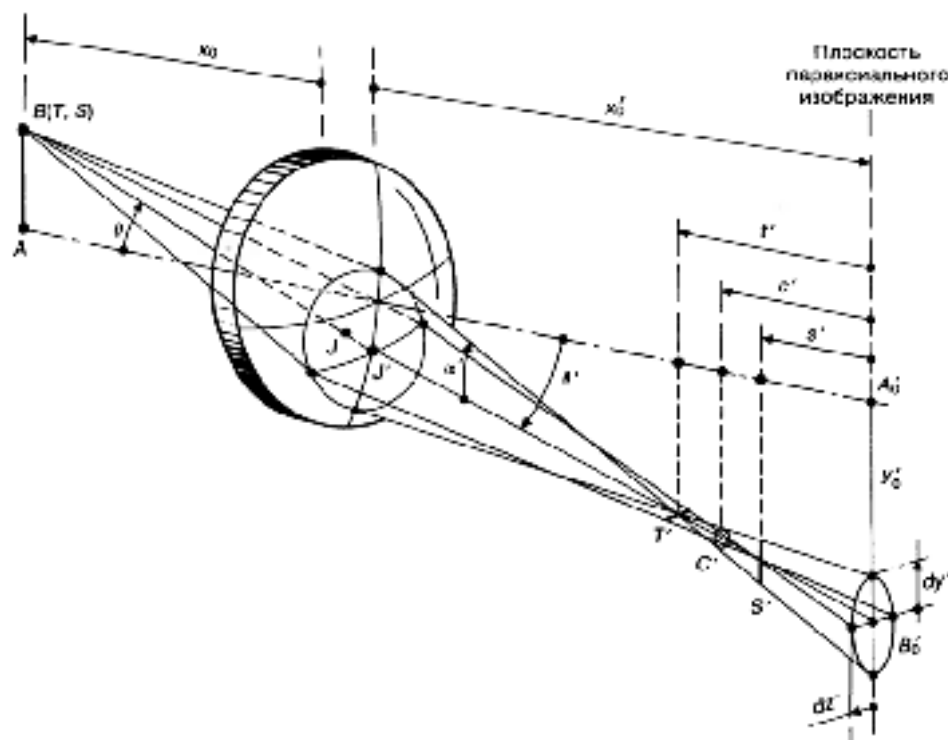
Для расчета астигматизма при переходе от одной преломляющей поверхности к другой используем соотношения, определяющие положения тангенциального T' и сагиттального S' изображений для сферической преломляющей поверхности:

$$n' \cos^2 j' / T' = n \cos^2 j / T + (n' \cos j' - n \cos j) / R,$$

$$n' / S' = n / S + (n' \cos j' - n \cos j) / R.$$

Расстояния T , T' , S и S' измеряются вдоль главного луча:

$$T = \overline{JT} = x_0 / \cos \theta, \quad T' = \overline{J'T'} = x'_0 / \cos \theta', \quad S = \overline{JS} = x_0 / \cos \theta, \quad S' = \overline{J'S'} = x'_0 / \cos \theta'.$$



Затем рассчитаем

$$\overline{B'_0 T'} = T' - x'_0 / \cos \theta', \quad \overline{B'_0 S'} = S' - x'_0 / \cos \theta',$$

$$t' = \overline{B_0' T'} \cos \theta' = T' \cos \theta' - x_0', \quad s' = \overline{B_0' S'} \cos \theta' = S' \cos \theta' - x_0'.$$

Следовательно, можно определить волновую aberrацию

$$\text{для астигматизма } \Delta_{af} = (\alpha'^2/4)(s' - t') \cos 2\varphi,$$

$$\text{для кривизмы поля } \Delta_c = -(\alpha'^2/4)(s' + t'),$$

поперечное рассеивание в плоскости параксиального изображения

$$dy' = -\alpha' t' \cos \varphi, \quad dz' = -\alpha' s' \sin \varphi,$$

астигматическую разность $s' - t'$,

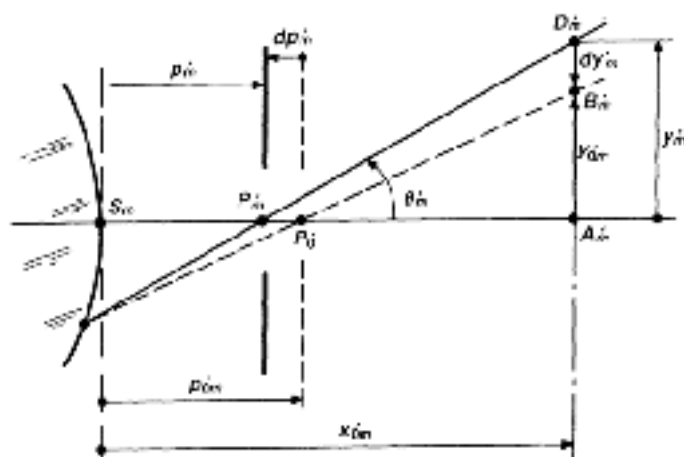
радиус наименьшего кружка рассеяния и его положение

$$\rho_{af} = \alpha' (s' - t')/2, \quad c' = (s' + t')/2.$$

6.3.9. РАСЧЕТ ДИСТОРСИИ

Окончательное изображение, даваемое системой после последней m -й преломляющей поверхности, имеет величину y_m' :

$$y_m' = (x_{0m}' - p_m') \operatorname{tg} \theta_m',$$



где x_{0m}' — абсцисса параксиального изображения, отсчитываемая от последней преломляющей поверхности; p_m' — абсцисса изображения зрачка, соответствующего углу поля зрения θ , который становится апертурным углом в сопряженном зрачке; θ_m' — угол поля зрения изображения.

Ход параксиального луча уже дал величину гауссова изображения

$$y_{0m}' = z_0 y_1,$$

откуда можно определить дисторсию

$$dy_m' = y_m' - y_{0m}',$$

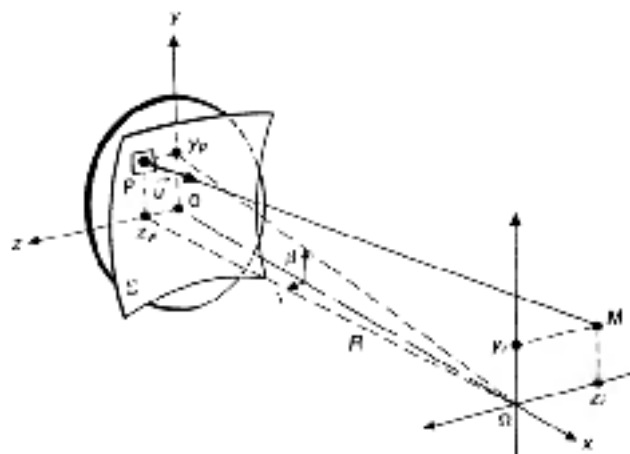
которую выражают в относительной мере величиной dy_m'/y_{0m}' .

6.4. ДИФРАКЦИЯ

Выше при рассмотрении законов геометрической оптики мы абстрагировались от волновой природы оптического излучения. В действительности необходимо строго учитывать волновые свойства, когда масштаб рассматриваемых явлений (абберация, оптическая разность хода лучей и т. п.) соизмерим с длиной волны излучения. Для этого следует рассмотреть явление дифракции.

6.4.1. ДИФРАКЦИЯ НА ЗРАЧКЕ

Рассмотрим простую оптическую систему, состоящую из одиночной линзы с центром в точке O и оптической осью Ox . Диафрагмой системы является сама линза, и, следовательно, диафрагма расположена в плоскости yOz . Текущие координаты (y_p, z_p, R) определяют точку M в плоскости изображения, которая находится на расстоянии $x = \overline{OM} = R$. Точка P в плоскости зрачка yOz определяется текущими координатами $(y_p, z_p, 0)$.



Предположим, что объект, находящийся за этой линзой, является источником излучения, создающим в плоскости зрачка волновой фронт Σ , характеризуемый распределением комплексных амплитуд колебаний $A_p(y_p, z_p)$ в этой плоскости. Амплитуда излучения, испускаемого малым элементом волновой поверхности $d\Sigma = dy_p dz_p$, расположенным в окрестности точки P , описывается функцией

$$A_p(y_p, z_p) dy_p dz_p.$$

В точке M в плоскости изображения колебание $dA_i(y_i, z_i)$ обусловленное элементом $d\Sigma$, будет после прохождения пути $\overline{PM}$ иметь амплитуду, ослабленную в $1/\overline{PM}$ раз в соответствии с ослаблением энергии по закону обратных квадратов расстояния, а фаза будет отставать на учитывающую это расстояние величину $\exp(-jk \overline{PM})$, где $k = 2\pi/\lambda$ — волновой вектор, λ — длина волны и j — мнимая единица ($\sqrt{-1}$):

$$dA_i(y_i, z_i) = A_p(y_p, z_p)(1/\overline{PM})\exp(-jk \overline{PM}) dy_p dz_p.$$

Тогда можно выразить оптический путь $\overline{PM}$ в функции вектора $\overline{PM}$ и единичного вектора $\vec{u}$ направления $\overline{PM}$. Этим векторам соответствуют координаты

$$\overline{PM} \begin{cases} y_i - y_p, \\ z_i - z_p, \\ R, \end{cases} \quad \vec{u} \begin{cases} (y_i - y_p)/\overline{PM}, \\ (z_i - z_p)/\overline{PM}, \\ R/\overline{PM}, \end{cases}$$

тогда $\overline{PM} = \overline{PM} \cdot \vec{u} = [(y_i - y_p)^2 + (z_i - z_p)^2 + R^2]/\overline{PM}$,

откуда $\overline{PM} = \sqrt{R^2 + (y_i - y_p)^2 + (z_i - z_p)^2} = R \sqrt{1 + \frac{(y_i - y_p)^2 + (z_i - z_p)^2}{R^2}}$.

Если система имеет малые апертуру (y_p, z_p) и поле зрения (y_i, z_i) , то величины y_p, z_p, y_i, z_i малы по сравнению с R и выражение для $\overline{PM}$ может быть записано в приближенной форме

$$\overline{PM} \approx R + [(y_i - y_p)^2 + (z_i - z_p)^2]/2R,$$

$$\overline{PM} \approx R + (y_i^2 + z_i^2)/2R + (y_p^2 + z_p^2)/2R - (y_i y_p + z_i z_p)/R,$$

где $R = \overline{OQ}$ — радиус сферы сравнения, соответствующей сферической волне с центром в O . Вклад малого элемента поверхности зрачка $d\Sigma$ будет в первом приближении следующим:

$$dA_i(y_i, z_i) = A_p(y_p, z_p) \frac{\exp(-jkR)}{R} \exp\left(-jk \frac{y_i^2 + z_i^2}{2R}\right) \exp\left(-jk \frac{y_p^2 + z_p^2}{2R}\right) \times \\ \times \exp\left(jk \frac{y_i y_p + z_i z_p}{R}\right) dy_p dz_p.$$

В конечном счете состояние колебаний в точке M определяется суммой излучений от каждого элемента зрачка:

$$A_i(y_i, z_i) = \frac{\exp(-jkR)}{R} \exp\left(-jk \frac{y_i^2 + z_i^2}{2R}\right) \times \\ \times \iint_{\text{По зрачку}} A_p(y_p, z_p) \exp\left(-jk \frac{y_p^2 + z_p^2}{2R}\right) \exp\left(jk \frac{y_i y_p + z_i z_p}{R}\right) dy_p dz_p.$$

Два члена с квадратичной фазой $\exp[-jk(y_p^2 + z_p^2)/2R]$ и $\exp[-jk(y_i^2 + z_i^2)/2R]$ свидетельствуют в совокупности о существовании сферической волны. То есть если распределение амплитуд в зрачке рассматривается уже не в плоскости зрачка, а на поверхности сферической волны сравнения с центром в O и радиусом R , первый из этих членов исключается. То же будет и со вторым членом, если рассматривать уже не плоское изображение y_i, z_i , а изображение на сфере с радиусом R и центром в O . Вблизи оптической оси можно, конечно, совместить эти сферы с касательными к ним плоскостями и с учетом уже сделанных в отношении поля зрения и апертуры предположений записать выражение для амплитуды изображения в форме

$$A_i(y_i, z_i) = \frac{\exp(-jkR)}{R} \iint_{\text{По зрачку}} A_p(y_p, z_p) \exp jk \frac{y_i y_p + z_i z_p}{R} dy_p dz_p.$$

Можно выразить положение точки P в угловых координатах (β, γ) , рассматриваемых из центра изображения Ω :

$$\beta = y_p/R, \quad \gamma = z_p/R,$$

$$A_i(y_i, z_i) = R \exp(-jkR) \iint_{\text{По зрачку}} A_p(\beta, \gamma) \exp jk(\beta y_i + \gamma z_i) d\beta d\gamma.$$

Наконец, произведя замену переменных

$$\beta = \lambda_\mu, \quad \gamma = \lambda_\nu,$$

где

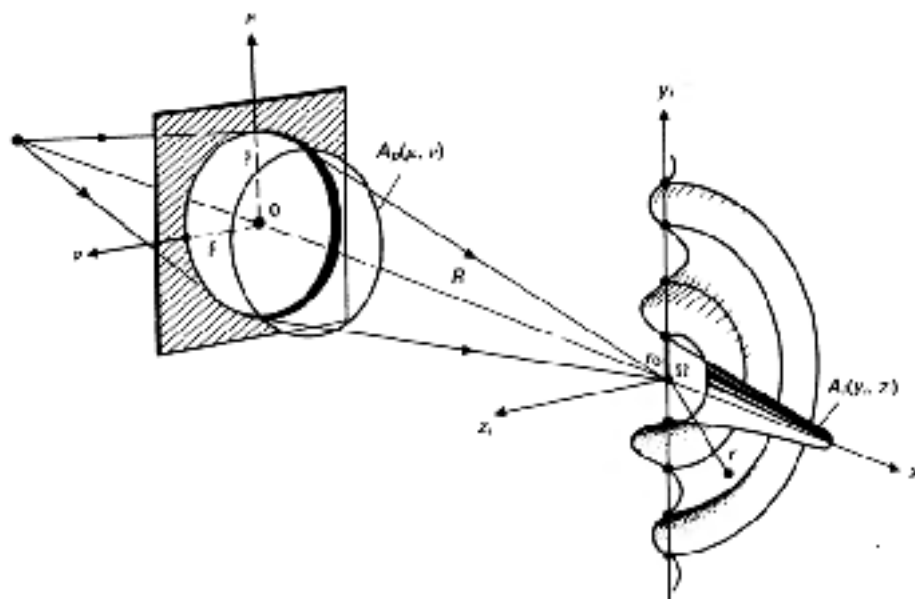
$$\mu = y_p/\lambda R, \quad \nu = z_p/\lambda R$$

(μ и ν имеют размерность круговых пространственных частот), получим

$$A_i(y_i, z_i) \approx \lambda^2 R \exp(-jkR) \iint_{\text{По хвосту}} A_p(\mu, \nu) \exp 2\pi j(\mu y_i + \nu z_i) d\mu d\nu. \quad (1)$$

Это соотношение показывает, что в соответствии с преобразованием Фурье существует связь с точностью до почти постоянного коэффициента между амплитудой $A_i(y_i, z_i)$ изображения точки и распределением амплитуд $A_p(\mu, \nu)$ в зрачке системы.

В результате проведенного рассмотрения видно, что изображение светящейся точки, которое дает идеальная оптическая система с круглым зрачком, не может быть точечным. Действительно, точечному объекту в зрачке системы соответствует сферическая волновая поверхность, распределение колебаний которой равномерно. Проходя затем через систему, волновая поверхность ограничивается круглым контуром зрачка, и распределение $A(\mu, \nu)$ становится теперь круговой



функцией, определяемой условием

$$A_p(\mu, \nu) = 1, \quad \text{если } \mu^2 + \nu^2 < \rho^2, \\ A_p(\mu, \nu) = 0 \quad \text{в других точках.}$$

Здесь ρ — радиус зрачка в системе координат (μ, ν) , связанный с величиной h в системе координат (y_p, z_p) соотношением

$$\rho = h/\lambda R.$$

Пятно изображения описывается тогда преобразованием Фурье функции $A_p(\mu, \nu)$, т. е.

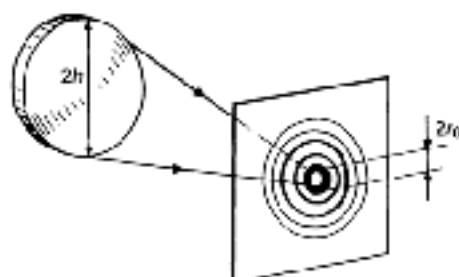
$$A_I(y_I, z_I) = \pi \rho^2 \cdot 2 \cdot \frac{J_1(2\pi r \rho)}{2\pi r \rho},$$

где r — полярная координата в плоскости $y_I z_I$, а $J_1(2\pi r \rho)$ — функция Бесселя первого рода переменной $2\pi r \rho$. Эта функция обращается в нуль при последовательных значениях переменной 3,83; 7,02; 10,17 ...

Полученная дифракционная картина, называемая кружком Эри, имеет круговую симметрию с максимальной амплитудой в центре, окруженной кольцами чередующихся нулевых и убывающих по величине амплитуд. В центральном максимуме заключено почти все излучение; размер же пятна изображения определяется радиусом первого «темного» кольца r_0 , соответствующим первому нулю функции Бесселя $J_1(2\pi r \rho)$, т. е.

$$r_0 = 3,83/2\pi\rho = 1,22\lambda R/2h. \quad (2)$$

Следовательно, получаемое пятно тем меньше, чем больше относительное отверстие системы $2h/R$ и чем меньше длина волны λ .



В инфракрасной области длины волн велики и нужны системы с большими относительными отверстиями, чтобы получить уменьшенный размер дифракционного пятна изображения точки, т. е. чтобы получить хорошее разрешение. С увеличением относительного отверстия значительно увеличиваются aberrации, так что для правильной оценки оптической системы, работающей в инфракрасной области, необходимо учитывать совместное влияние дифракции и aberrаций, чтобы получить пятно разрешения в изображении, меньшее или равное размеру чувствительного элемента используемого приемника излучения.

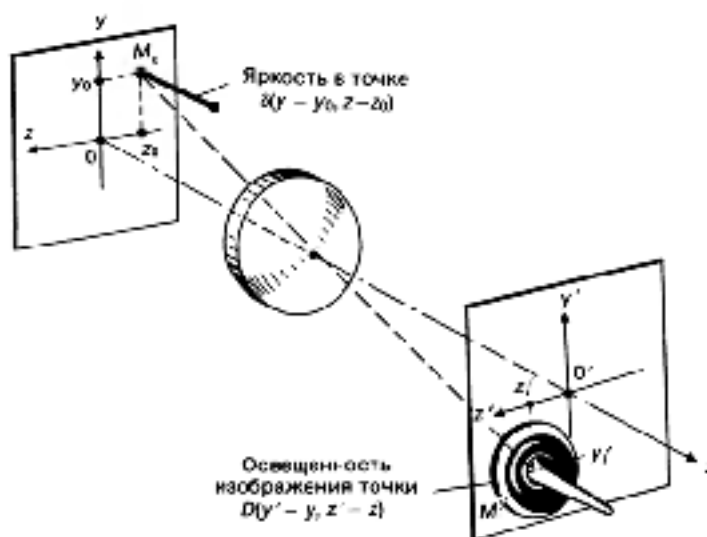
Следовательно, идеальная оптическая система с фокусным расстоянием $R = 0,5$ м, зрачком диаметром $2h = 0,15$ м, работающая на длине волны $\lambda = 10$ мкм $= 10^{-5}$ м, даст кружок рассеяния диаметром

$$2r_0 = 2 \times 1,22 \cdot 10^{-5} \times 0,5/0,15 = 8 \cdot 10^{-5} \text{ м} = 80 \text{ мкм.}$$

На практике для такой оптической системы сравнительно легко получить абберационное пятно меньше 80 мкм. Тогда можно сказать, что система ограничена дифракцией, так как именно дифракция в этом случае обуславливает размер чувствительного элемента приемника (в этом примере 80 мкм).

6.4.2. ФОРМИРОВАНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ. ТЕОРИЯ ЛИНЕЙНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ

Если оптическая система дает изображение какого-нибудь объекта, можно проследить соответствие между различными точками объекта и их изображениями. Каждая точка объекта M_0 с координатами (y_0, z_0) , имеющая яркость, пространственное распределение которой в плоскости yOz списывается двумерной функцией Дирака $\delta(y - y_0, z - z_0)$, будет изображаться системой в виде пятна, называемого кружком рассеяния, вокруг точки $M'_0(y'_0, z'_0)$, параксиально сопряженной с точкой M_0 и лежащей в плоскости $y'O'z'$. Будет показано, что обычно этот кружок является дифракционным пятном, на которое наложены aberrации, и распределение освещенности в нем описывается функцией, называемой функцией рассеяния $D(y' - y_0, z' - z_0)$. Эта функция предполагается инвариантной при отображении определенной зоной, что соответствует условию изопланатизма.



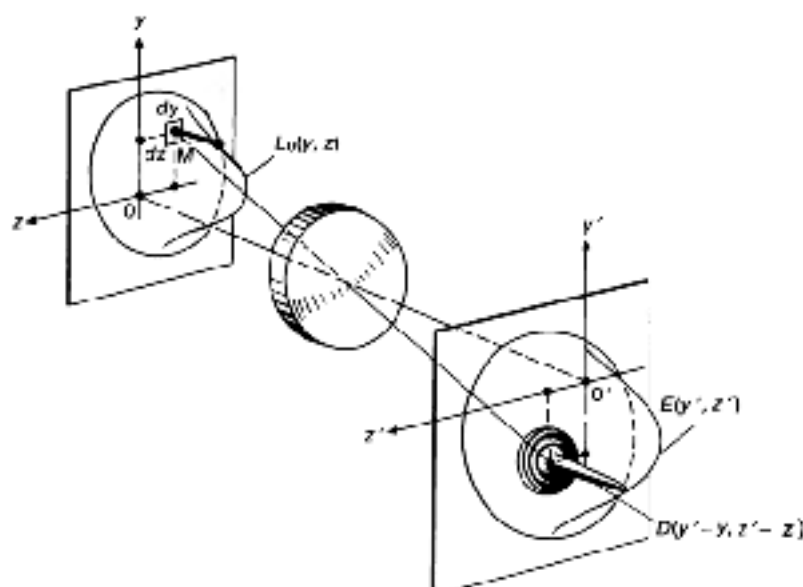
Кроме того, чтобы упростить обозначения, примем увеличение равным единице, и тогда

$$y_0 = y'_0, \quad z_0 = z'_0.$$

Рассмотрим теперь объект, распределение яркости которого в плоскости yOz описывается функцией $L_0(y, z)$. Элемент поверхности $dydz$ этого объекта имеет силу излучения $L_0(y, z)dydz$, и каждой точке объекта M с координатами y, z соответствует элементарное изображение с облученностью

$$dE(y', z') = L_0(y, z)D(y' - y, z' - z)dydz.$$

Совокупность точек объекта даст тогда в плоскости изображения облученность,



полученную от суммирования элементарных облученностей:

$$E(y', z') = \iint_{\text{По объекту}} L_0(y, z) D(y' - y, z' - z) dydz. \quad (3)$$

Иными словами, производится операция свертки между распределением яркости объекта $L_0(y, z)$ и функцией рассеяния $D(y', z')$, рассматриваемой здесь как импульсная реакция системы

$$E(y', z') = L_0(y, z) * D(y', z'). \quad (4)$$

Это аналитическое описание процесса формирования изображения проведено здесь таким образом, что оптическая система рассматривается как линейный фильтр, подобный фильтру в электрической цепи. Только электрический сигнал, являющийся функцией времени, заменен оптическим сигналом (яркость объекта), являющимся двумерной функцией пространственных координат. Тогда можно применить к оптической системе математический аппарат, основанный на анализе Фурье.

Метод состоит в разложении объекта, который полагается плоским и характеризующимся распределением яркости $L_0(y, z)$, на бесконечное число составляющих с синусоидальным распределением яркости и непрерывно переменным периодом.

Рассмотрим конкретный пример формирования изображения миры Фуко, распределение яркости которой представляет регулярное чередование зон большой яркости и зон нулевой яркости, разделенных резкими параллельными границами. Распределение яркости объекта $L_0(y, z)$ будет представлять тогда зубчатую функцию с периодом p_0 . Если штрихи миры ориентированы в направлении Oz , то яркость объекта будет определяться следующим образом:

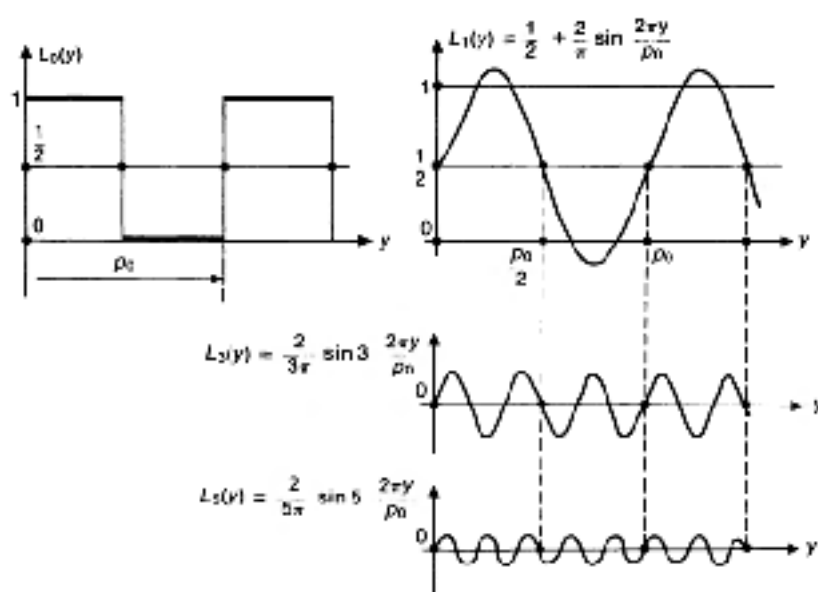
$$L_0(y) = 1 \quad \text{при} \quad 0 < y < p_0/2,$$

$$L_0(y) = 0 \quad \text{при} \quad p_0/2 < y < p_0,$$

$$L_0(y + p_0) = L_0(y).$$

Разложение этой функции в ряд Фурье дает

$$L_0(y) = \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \sin \frac{2\pi y}{p_0} + \frac{2}{3\pi} \sin 3 \frac{2\pi y}{p_0} + \frac{2}{5\pi} \sin 5 \frac{2\pi y}{p_0} + \dots$$



Каждый член, представляющий синусоидальную пространственную структуру, характеризуется периодом p (шагом структуры) или пространственной частотой $\mu = 1/p$ (числом шагов на единицу длины; например, период 0,01 мм соответствует пространственной частоте 100 мм⁻¹ и числу штрихов 100 на миллиметр).

6.4.3. ОПТИЧЕСКАЯ ПЕРЕДАТОЧНАЯ ФУНКЦИЯ

Выгода применения анализа Фурье к процессу формирования изображения

$$E(y', z') = L_0(y, z) * D(y', z')$$

заключается в том, что операция свертки функций «распределение яркости объекта» и «функции рассеяния» преобразуется просто в произведение спектров этих функций. Действительно, если $L_0(y, z)$, $D(y', z')$ и $E(y', z')$ становятся в результате преобразования Фурье соответственно функциями $l_0(\mu, \nu)$, $d(\mu, \nu)$ и $e(\mu, \nu)$, то можно написать

$$e(\mu, \nu) = l_0(\mu, \nu) \cdot d(\mu, \nu). \quad (5)$$

Это соотношение показывает, что функция $d(\mu, \nu)$ фильтрует спектр объекта $l_0(\mu, \nu)$ таким образом, что получается спектр изображения $e(\mu, \nu)$. Функция $d(\mu, \nu)$ является оптической передаточной функцией (ОПФ), переменные μ и ν — пространственные частоты. Функция ОПФ обычно комплексная, ее модуль назы-

вается модуляционной передаточной функцией (МПФ)¹¹. Модуль учитывает ослабление синусоидальных компонент, содержащихся в излучении объекта, а аргумент этой функции, называемый фазовой передаточной функцией (ФПФ), влияет на смещение изображения каждой элементарной периодической структуры:

$$\text{ОПФ} = \text{МПФ} \exp [j (\text{ФПФ})].$$

Передаточная оптическая функция идеальной системы всегда действительная и положительная.

Следовательно, оптическую передаточную функцию системы можно записать как преобразование Фурье импульсной реакции этой системы на яркость:

$$d(\mu, \nu) = F[D(y', z')], \quad (6)$$

где F — оператор преобразования Фурье.

Яркостная функция рассеяния $D(y', z')$ связана с амплитудной функцией рассеяния $A_I(y', z')$ соотношением

$$D(y', z') = A_I(y', z') \cdot A_I^*(y', z'),$$

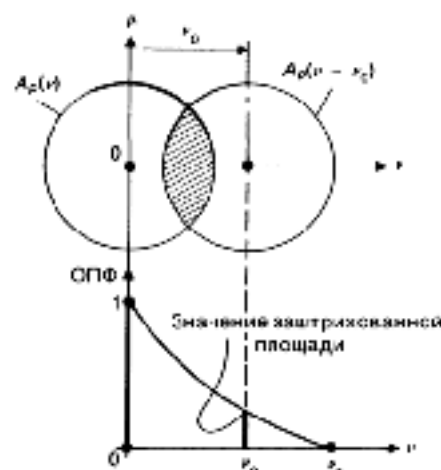
что с учетом (1) дает

$$d(\mu, \nu) = F[A_I(y', z') \cdot A_I^*(y', z')] = A_p(\mu, \nu) * A_p^*(-\mu, -\nu). \quad (7)$$

Оптическая передаточная функция равна автокорреляционной функции распределения амплитуд в зрачке $A_p(\mu, \nu)$. Оптическую передаточную функцию обычно нормируют к ее значению в начале координат (в центре):

$$\text{ОПФ} = \frac{d(\mu_0, \nu_0)}{d(0,0)} = \frac{\iint A_p(\mu, \nu) A_p^*(\mu - \mu_0, \nu - \nu_0) d\mu d\nu}{\iint A_p(\mu, \nu) A_p^*(\mu, \nu) d\mu d\nu}.$$

Посмотрим теперь, какой физический смысл имеет автокорреляционная функция в зрачке в случае идеальной оптической системы с круглым зрачком. Функция $A_p(\mu, \nu)$ будет тогда круговой действительной функцией, постоянной внутри



¹¹ Эта функция в отечественной литературе называется также частотно-контрастной характеристикой (ЧКХ). — *Прим. перев.*

зрачка и равной нулю во всех других точках. Автокорреляционную функцию можно выразить на основе простой геометрической интерпретации, рассматривая контур зрачка с центром в точке 0 и тот же контур после смещения его в направлении ν , выбранном произвольно с учетом симметрии вращения функции $A_p(\mu, \nu)$.

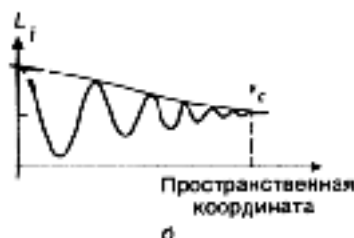
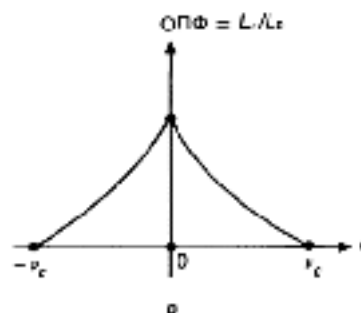
Значение ОПФ для пространственной частоты ν_0 получается путем оценки отношения общей площади двух контуров, смещенных на ν_0 , к полной площади зрачка. Ход передаточной функции приобретает вид фигуры вращения, меридиональное сечение которой описывается уравнением

$$d(\nu) = (2/\pi) [\text{Arc cos } (\nu/\nu_c) - (\nu/\nu_c) \sqrt{1 - (\nu^2/\nu_c^2)}] \quad \text{при } \nu < \nu_c.$$

Отсюда видно, что для пространственной частоты ν_c , называемой граничной частотой, общая площадь становится равной нулю, когда сдвиг равен удвоенному радиусу зрачка $\gamma = \lambda\nu$. Система тогда больше не передает никакой модуляции. Идеальная оптическая система с круглым зрачком с угловой апертурой γ действует как линейный фильтр нижних частот, пространственная граничная частота которого равна $\nu_c = 2\gamma/\lambda$.

Измерение оптической передаточной функции

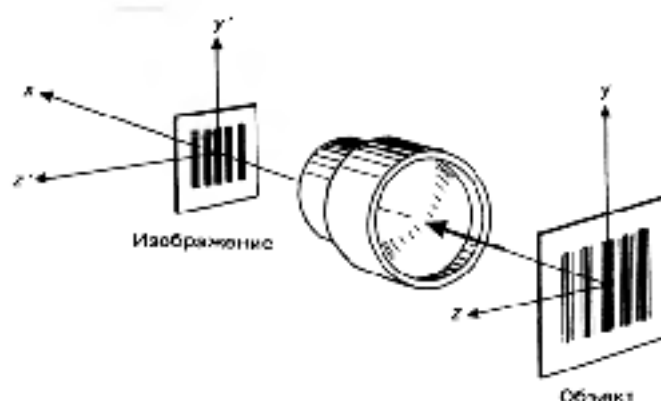
Оптическая передаточная функция позволяет количественно охарактеризовать прибор. Наиболее простой способ измерения состоит в использовании мира с яркостью, синусоидально меняющейся по пространственной координате. Анализ изображения позволяет определить коэффициент модуляции. В других методах измерения используется тот факт, что ОПФ является автокорреляционной функцией зрачка или преобразованием Фурье функции рассеяния.



Яркость объекта L_0 и яркость изображения L_1 в функции пространственной координаты (а, б) и оптическая передаточная функция ОПФ (в).

Пример применения

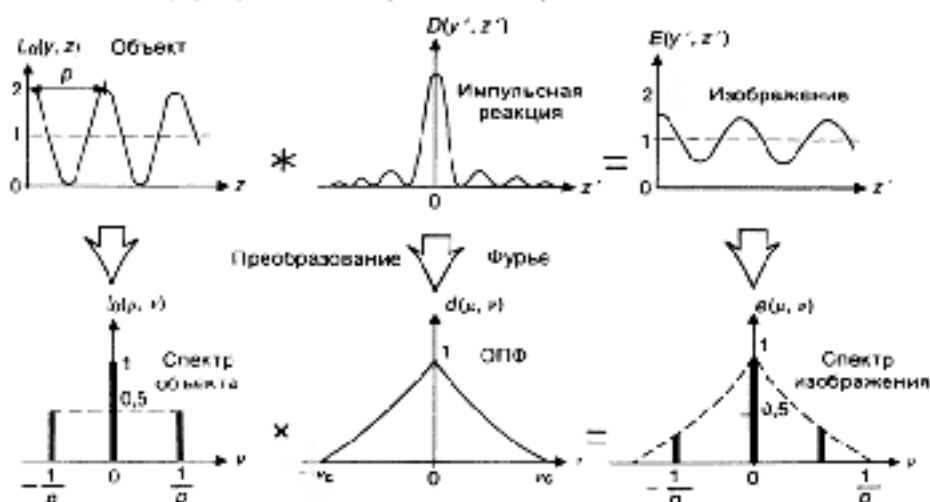
Рассмотрим случай идеальной оптической системы с круглым зрачком, с помощью которой мы хотим получить изображение мира с синусоидальным распределением яркости (ее можно рассматривать как основную гармонику мира Фукса).



Пусть функция яркости объекта имеет период p в направлении Oz и выражается формулой

$$L(y, z) = 1 + \cos(2\pi z/p) = 1 + \frac{1}{2}[e^{2\pi iz/p} + e^{-2\pi iz/p}].$$

Ее спектр будет тогда иметь три компоненты с частотами $\nu = 0$ и $\nu = \pm 1/p$. Система идеальная и функция рассеяния представляет собой кружок Эри. Тогда можно представить различные этапы формирования изображения следующей схемой.



Спектр в изображении сохраняет свой непрерывный характер, но наблюдается ослабление на частотах $-1/p$ и $+1/p$ из-за снижения модуляционного контраста в изображении

$$E(y', z') = 1 + \alpha \cos(2\pi z'/p).$$

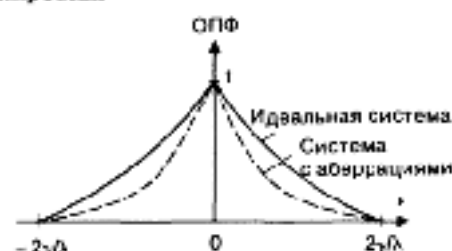
Пространственные частоты в изображении мнимы остаются такими же, как и в самом объекте. Снижение контраста в изображении будет характеризоваться функцией $d(\mu, \nu)$. Если бы система имела aberrации, мы получили бы

$$E(y', z') = 1 + \text{МПФ} \cos[(2\pi z'/p) + \Phi\text{ПФ}].$$

Ухудшение оптической передаточной функции

В общем случае наличие aberrаций (величина A_p — комплексная) уменьшает модуль оптической передаточной функции. В случае небольших aberrаций, имею-

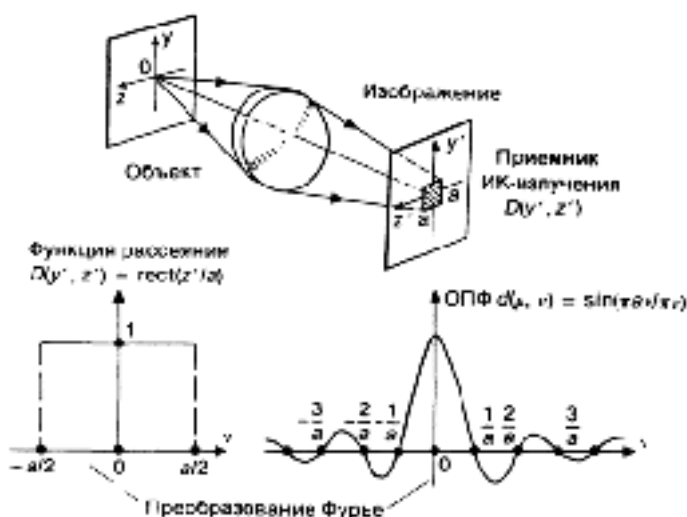
ных место в реальных системах, ухудшение качества неравномерно и особенно сказывается на средних пространственных частотах. Следует также отметить влияние экранирования зрачка в центре в системах зеркальных телескопов. В таких системах происходит спад ОПФ на промежуточных частотах, пропорциональный степени экранировки.



Оптическая передаточная функция может иногда принимать отрицательные значения, что соответствует перемене знака контраста в изображении. Особенно это характерно для инфракрасных систем, в которых функция рассеяния обычно определяется площадью чувствительного элемента приемника.

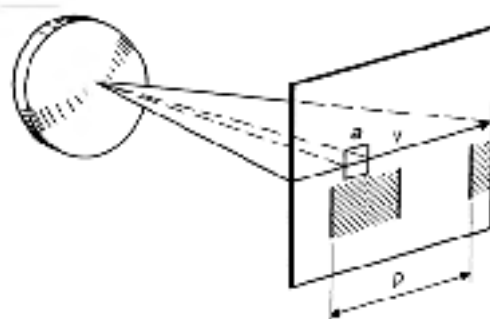
Передаточная функция приемника

Если чувствительность приемника в меридиональном сечении плоскостью изображения представляет собой прямоугольную функцию шириной a , равной линейному размеру чувствительного элемента, то оптическая передаточная функция, получаемая из этой прямоугольной функции путем преобразования Фурье, имеет вид $\sin \pi a \nu / \pi \nu$. Эта передаточная функция обращается в нуль при значениях пространственной частоты, соответствующих точкам $1/a, 2/a, 3/a \dots$ с переменной знака контраста.



Электрическая передаточная функция

Обработка сигнала приемника излучения также дает определенную передаточную функцию, связанную с постоянной времени приемника и электрической



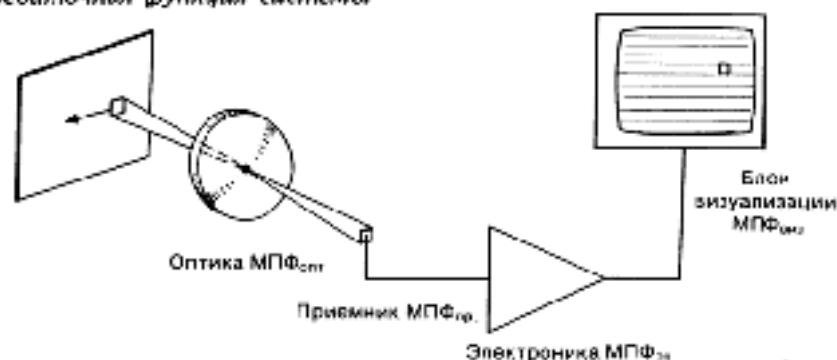
фильтрации при обработке. Для миры с шагом $p = 1/v$, которая сканируется со скоростью v приемником с размером чувствительного элемента a , получается электрический сигнал с временным периодом $T = p/v$ или частотой $f = \nu v = \nu(a/\tau)$ (Гц), где τ — время прохождения при сканировании расстояния a , равного размеру чувствительного элемента приемника. Таким образом, существует электрическая передаточная функция, которая зависит от постоянной времени приемника.

Передаточная функция блока визуализации

Наблюдение изображения на электронно-лучевой трубке, «мгновенное пятно» на экране которой представляет импульсную реакцию системы, связано с соответствующей передаточной функцией, представляющей фурье-преобразование пространственного распределения яркости пятна, являющегося по существу гауссовым. Поэтому ОПФ также имеет форму гауссовой кривой.



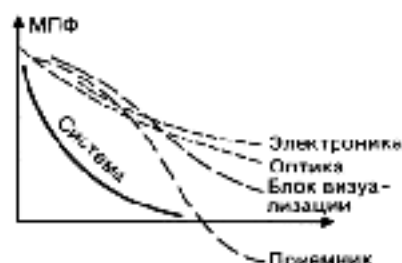
Передаточная функция системы



В термографической системе в целом присутствуют все виды ухудшения ОПФ, упомянутые выше. Так что модуляционная передаточная функция системы получается как результат наложения передаточных функций оптики, приемника, электроники тракта обработки и блока визуализации:

$$\text{МПФ}_{\text{сист}} = \text{МПФ}_{\text{опт}} \times \text{МПФ}_{\text{пр}} \times \text{МПФ}_{\text{эл}} \times \text{МПФ}_{\text{виз}}.$$

Ход этой результирующей функции, представляющей собой произведение ряда передаточных функций, статистически имеет тенденцию приближаться к гауссову.



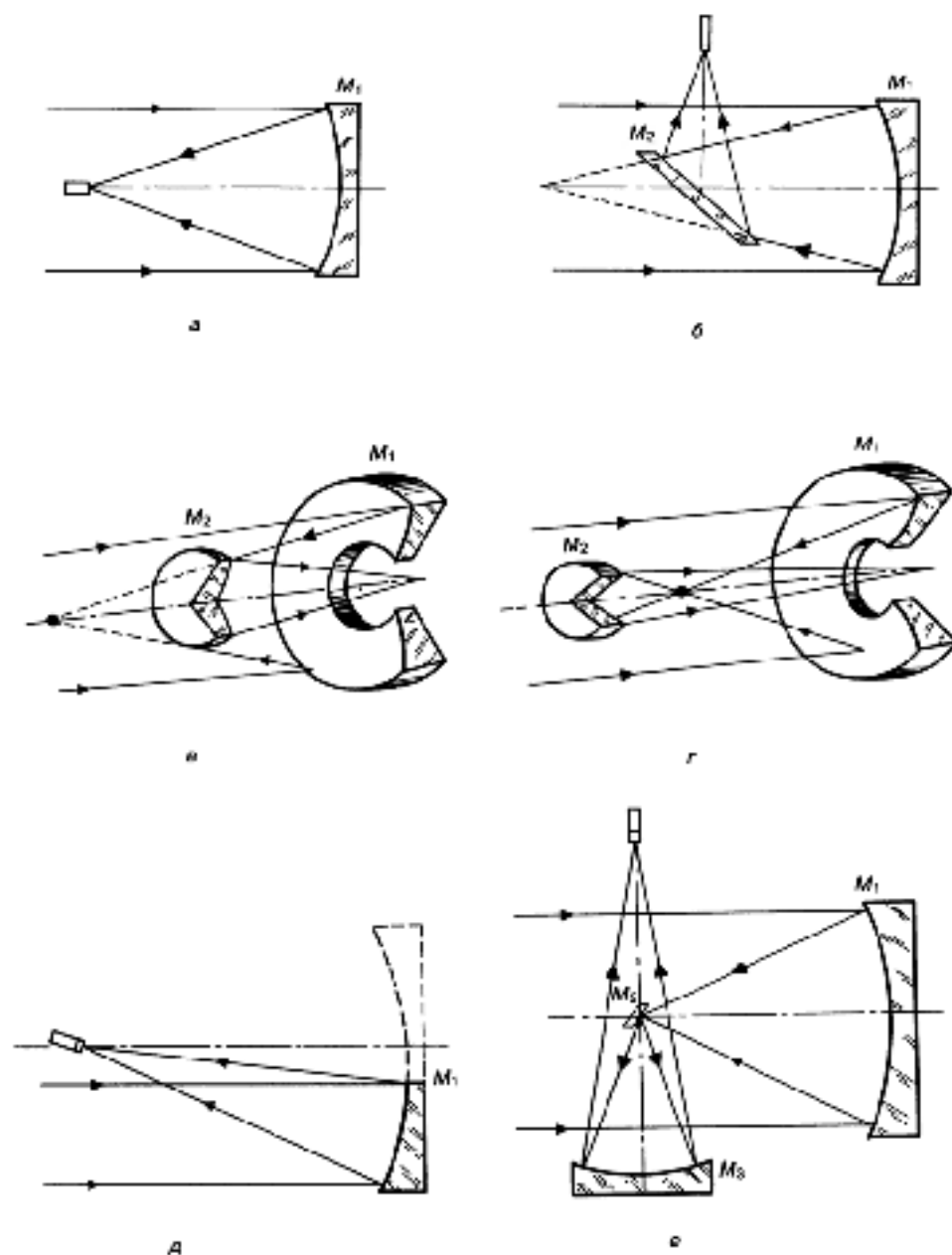
Тесноту линейной фильтрации следует применять к термографическим устройствам с большой осторожностью. Действительно, в системах теплового изображения редко соблюдается инвариантность импульсной реакции по всему полю из-за полевых aberrаций оптики и нелинейности некоторых систем сканирования, используемых для анализа поля. В этом случае имеется ряд различных оптических передаточных функций для различных точек поля. Кроме того, система обычно имеет шумы, что нарушает линейность, так как к уровню сигнала, соответствующему каждой точке изображения, добавляется случайная величина шума, так что одинаковые сигналы на входе не обязательно дают одинаковую реакцию на выходе. Далее, в некоторых случаях усиление сигнала сознательно делают нелинейным для сжатия динамического диапазона. Наконец, яркость на выходе блока визуализации не всегда является линейной функцией входного сигнала.

6.5. ОПТИКА, ИСПОЛЪЗУЕМАЯ В ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ

Оптика, используемая в инфракрасной области, может быть чисто зеркальной. В этом случае она полностью ахроматична и может работать с очень хорошим пропусканием на всех длинах волн, однако ее неудобство заключается в том, что нельзя обеспечить большое поле из-за внеосевых геометрических aberrаций. Речь идет о зеркальных телескопических системах.

Увеличить поле можно путем введения преломляющих элементов, называемых корректирующими. Коррекция ограничивает и ухудшает спектральное пропускание, которое зависит теперь от материала преломляющих элементов, введенных в систему. Эти телескопические системы называются зеркально-линзовыми (катадиоптрическими).

Наконец, для широкоугольной по полю оптики применяются в основном преломляющие элементы. Достаточная коррекция хроматических и геометрических aberrаций требует применения относительно большого числа преломляющих поверхностей. Введение асферических поверхностей позволяет существенно умень-



Зеркальные телескопические системы.

a — параболическое зеркало M_1 ; *б* — телескоп Ньютона: M_1 — параболическое зеркало, M_2 — плоское зеркало; *в* — телескоп Кассегрена: M_1 — параболическое зеркало, M_2 — гиперболическое зеркало; *г* — телескоп Грегори: M_1 — параболическое зеркало, M_2 — эллиптическое зеркало; *д* — телескоп Гершеля (без экранировки): M_1 — вращенное параболическое зеркало; *е* — осевой телескоп без экранировки: M_1 — параболическое зеркало, M_2 — плоское зеркало (очень маленькое), M_3 — эллиптическое зеркало.

шить число элементов в системах, предназначенных для решения конкретной задачи. Оптическое пропускание можно улучшить путем обработки преломляющих поверхностей (просветления), особенно когда применяемые материалы имеют высокие показатели преломления. Спектральные ограничения определяются главным образом внутренним поглощением в материалах.

6.5.1. ЗЕРКАЛЬНЫЕ ТЕЛЕСКОПЫ

Зеркальные телескопы, имеющие малое поле зрения, используются для объективов, работающих в широкой спектральной области, в системах обнаружения удаленных объектов (спектрометрия, радиометрия). Они применяются также в системах с большим диаметром зрачка. Коррекция геометрических aberrаций в диапазоне от бесконечности до фокуса системы может быть достигнута с помощью зеркал, профили которых представляют собой конические сечения.

В некоторых системах желательно устранить экранировку центра зрачка вторичным зеркалом или приемником. Это особенно важно для радиометрических систем, работающих по схеме сопряжения зрачка и приемника, в которых экранировка приводит к потере чувствительности, максимальной в центре поверхности чувствительного элемента приемника.

Пример. Расчет телескопа Кассегрена

Телескоп Кассегрена, как показано на рисунке, состоит из двух зеркал — главного зеркала M_1 , параболического в меридиональном сечении, и вторичного зеркала M_2 , гиперболического в меридиональном сечении. Оптическая ось обоих зеркал общая. Эта система идеально скорректирована для точки в бесконечности на оси. Изображение при этом получается в фокусе F телескопа. Качество изображения очень быстро ухудшается по мере удаления точки от оси.

Рассчитаем систему, имеющую следующие характеристики: фокусное расстояние телескопа $HF = f = 300$ мм; диаметр входного зрачка $2h = 175$ мм (предполагается, что входной зрачок находится в главной плоскости изображения в H); угол поля зрения $2\theta = 2 \cdot 10^{-2}$ рад.

Пусть $f_1 = S_1F_1$ — фокусное расстояние параболического зеркала M_1 , т. е. расстояние от вершины зеркала S_1 до фокуса F_1 , и f_2 — фокусное расстояние гиперболического зеркала M_2 , отсчитываемое от вершины зеркала S_2 . Расстояние $\overline{S_1F}$, т. е. d , должно быть задано с учетом габаритов подложки зеркала и приемника излучения.

При заданных f , f_1 и d рассчитаем f_2 . Если h_2 — координата краевого луча для зеркала M_2 , u_1 — апертурный угол зеркала M_1 и u — апертурный угол системы, то

$$h_2 = \overline{FS_2} \operatorname{tg} u = \overline{F_1S_2} \operatorname{tg} u_1.$$

Это соотношение позволяет вычислить поперечное увеличение зеркала M_2 :

$$g_2 = -\overline{S_2F}/\overline{S_2F_1} = -\operatorname{tg} u_1/\operatorname{tg} u.$$

Кроме того, $\operatorname{tg} u = h/fH = -h/f$ и $\operatorname{tg} u_1 = h/\overline{F_1S_1} = -h/f_1$,

$$\text{откуда } g_2 = -\overline{S_2F}/\overline{S_2F_1} = -f/f_1, \quad \overline{S_2F} = -g_2\overline{S_2F_1}. \quad (1)$$

Условие сопряжения точек для зеркала M_2 :

$$1/f_2 = 1/\overline{S_2F_1} + 1/\overline{S_2F};$$

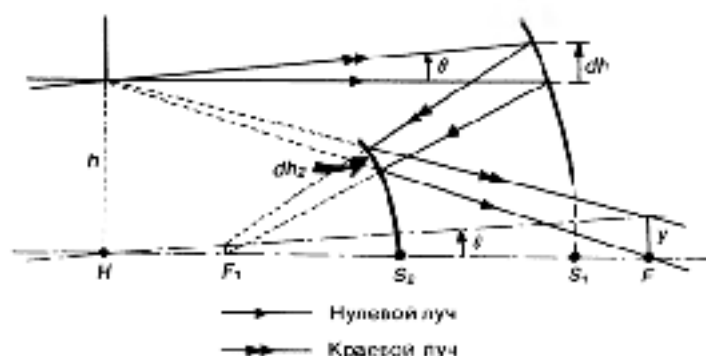
следовательно,

$$f_2 = \overline{S_2F_1} \cdot \overline{S_2F} / (\overline{S_2F} + \overline{S_2F_1}) = [g_2/(g_2 - 1)]\overline{S_2F_1}. \quad (2)$$

Следует заметить, что диаметр вторичного зеркала был вычислен без учета поля зрения. Чтобы лучи не выветивались на краю поля, особенно когда оно велико, следует увеличить радиус h_2 малого зеркала на величину dh_2 , которая при половинном угле поля зрения θ определяется формулой

$$dh_2/y = \overline{HS_2}/\overline{HF},$$

где $y = f\theta$ — высота изображения в фокусе оптики,



$$dh_2 = f\theta[(\overline{HF} + \overline{FS_2})/\overline{HF}] = f\theta[f - (1 - g_2)f_2]/f = 6[f - (1 - g_2)f_2] = \\ = 10^{-2}[360 - 1,667(-210)] = 1,6 \text{ мм.}$$

Полезный диаметр зеркала M_2 тогда составит

$$2(h_2 + dh_2) = 81,66 + (1,6 \times 2) \approx 85 \text{ мм.}$$

По тем же причинам диаметр зеркала M_1 должен быть увеличен на величину $2dh$, такую, что

$$dh = \overline{HS_1}\theta = (\overline{HF} + \overline{FS_1})\theta = (f - d)\theta = 2,56 \text{ мм.}$$

Таким образом, полезный диаметр большого зеркала составит

$$2(h + dh) = 175 + (2 \cdot 2,56) \approx 180 \text{ мм.}$$

Вывод формулы, описывающей меридиональное сечение зеркала M_1 . Зеркало M_1 — параболоид вращения. Меридиональное сечение, проходящее через его ось S_1x и касательную к вершине S_1y , определяется уравнением

$$y^2 = 4f_1x = 720x.$$

Параболическое зеркало получается путем изменения на краях формы сферического зеркала, касательного к параболоиду. Уравнение касательной окружности с радиусом $2f_1 = 360$ мм записывается в виде

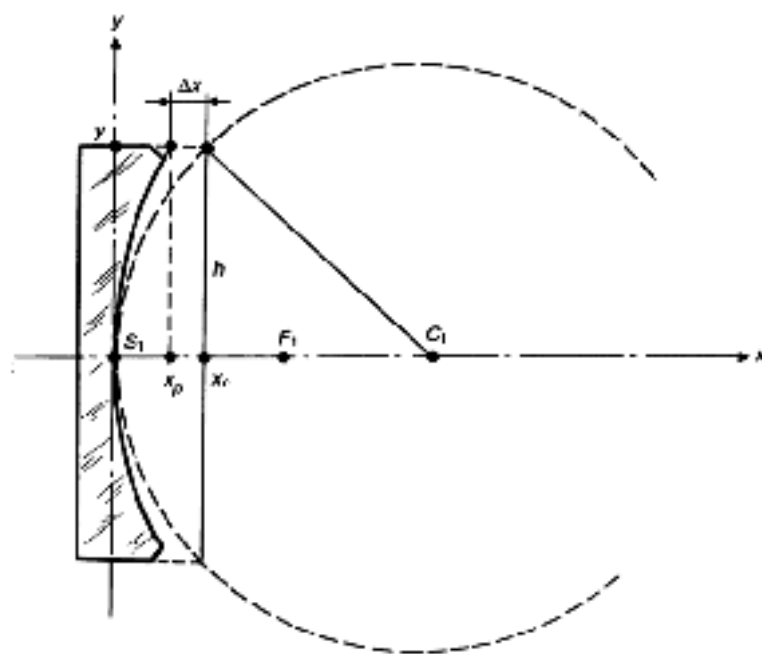
$$(360 - x)^2 + y^2 = (360)^2.$$

С помощью этих двух уравнений можно вычислить разность на краю Δx между окружностью и параболой, т. е. найти глубину материала, которую нужно выбрать на краю зеркала, чтобы перейти от сферического зеркала к параболическому. Эту величину находим, полагая $y = h$ в уравнениях, описывающих обе кривые и вычисляя затем разность полученных значений x :

$$\text{парабола } x_p = y^2/720 = (90)^2/720 = 11,25 \text{ мм,}$$

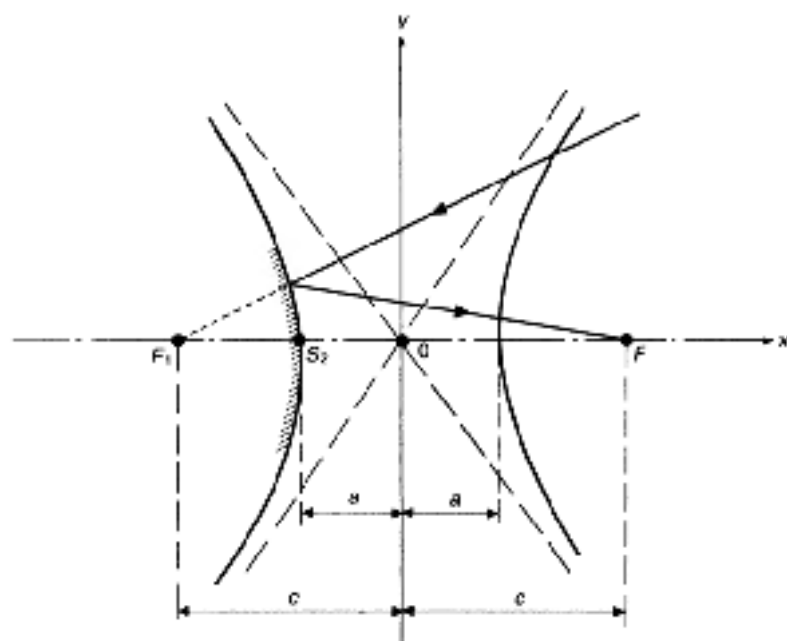
$$\text{окружность } (360 - x)^2 = (360)^2 - y^2,$$

$$x_c = 360 - \sqrt{(360)^2 - y^2} = 360 - \sqrt{(360)^2 - (90)^2} = 11,43 \text{ мм, } \Delta x = x_c - x_p = 0,1815 \text{ мм.}$$



Вывод формулы, описывающей меридиональное сечение зеркала M_2 . Зеркало M_2 — гиперболоид вращения. Уравнение меридионального сечения плоскостью xOy имеет вид

$$x^2/a^2 - y^2/(c^2 - a^2) = 1, \quad \text{где} \quad a = \overline{S_2O}, \quad c = \overline{OF} = \overline{F_1O}.$$



Кроме того, по уравнению (1)

$$c - a = \overline{F_1 O} + \overline{O S_2} = \overline{F_1 S_2} = -\overline{S_2 F}(f_1/f),$$

т. е. $c - a = -140 (-180/300) = 84$ мм, $a + c = \overline{S_2 O} + \overline{O F} = \overline{S_2 F} = 140$ мм,

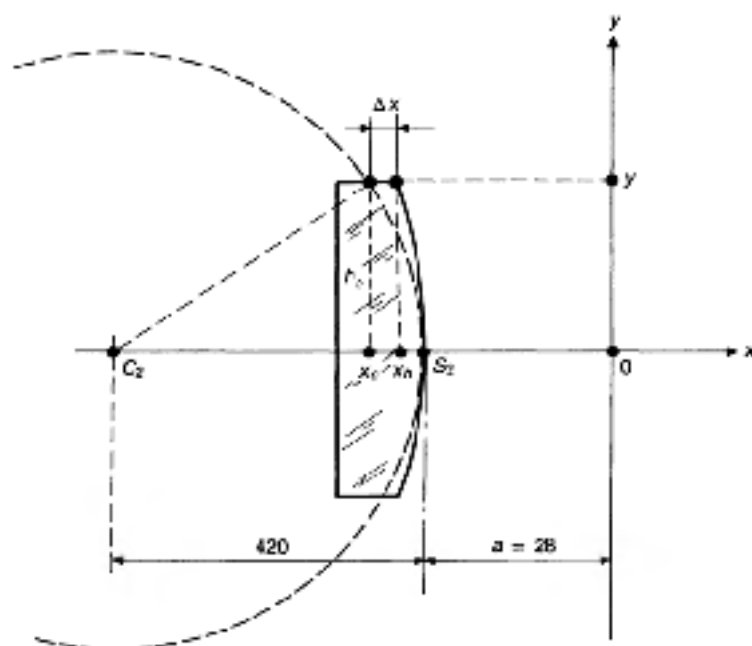
откуда $c = (140 + 84)/2 = 112$ мм, $a = 140 - 112 = 28$ мм.

Эти два параметра позволяют записать уравнение гиперболы

$$x^2/784 - y^2/11760 = 1.$$

Радиус касательной сферы равен $2f_2 = -420$ мм; уравнение меридионального сечения этой сферы имеет вид

$$(448 - x)^2 + y^2 = (420)^2.$$



Разность Δx между окружностью и гиперболой, вычисленная при $y = h_2 = 42,5$ мм, составит:

$$\text{гипербола } x_h = \sqrt{784[1 + (h_2^2/11760)]} = 30,0735 \text{ мм},$$

$$\text{окружность } x_c = 448 - \sqrt{(420)^2 - h_2^2} = 30,1538 \text{ мм},$$

$$\Delta x = x_c - x_h = 0,082 \text{ мм}.$$

В случае гиперболы расстояние на краю между гиперболой и касательной к ней окружностью уже нельзя свести к нулю, ставшая сфера по краям. Чтобы получить в сечении гиперболу из окружности, пришлось бы срезать сферу вблизи вершины S_2 .

Апланатический телескоп. Это телескоп, скорректированный на оси, и к тому же имеющий довольно большое поле благодаря тому, что скорректирована кома. Телескоп этого типа получается на основе телескопа Кассегрена, в котором зеркала подшлифовываются так, чтобы их профиль в меридиональном сечении удовлетворял условию синусов (телескоп Ритчи — Кретьена).

6.5.2. ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВЫЕ ТЕЛЕСКОПЫ

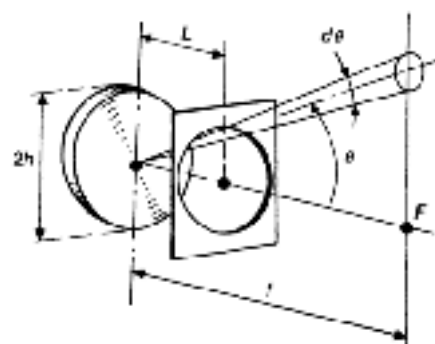
Рассмотренные выше приборы с асферическими зеркалами иногда трудно изготовить. Для более широкоугольных систем часто предпочтительнее применение сферических зеркал, aberrации которых скорректированы системой преломляющих элементов. Существует большое число способов коррекции. На с. 174 указаны наиболее часто встречающиеся.

Во всех случаях используются зеркала, позволяющие получить систему с большим входным зрачком без чрезмерного удорожания системы.

Сравнительная выгода выбора того или другого решения показана в таблице, приведенной на с. 175. Из таблицы следует, что, например, при относительном отверстии 1:2 и фокусном расстоянии 100 мм телескоп Шмидта дает очень хорошее качество изображения, а все остальные системы определенно хуже по aberrационным характеристикам.

6.5.3. ОЦЕНКА АБЕРРАЦИОННОГО КРУЖКА РАССЕЯНИЯ
В РАЗЛИЧНЫХ ПРОСТЫХ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Расчет хода лучей в различных оптических системах позволяет найти соотношения для быстрой оценки углового размера $d\theta$ кружка рассеяния, обусловленного геометрическими и хроматическими aberrациями.



Параметры простейшей оптической системы.

$2h/f$ — относительное отверстие; θ — половинный угол поля; $v = (n - 1)/n$ — обратная дисперсия материала линзы; $d\theta_{\text{диф}} = 2,44\lambda/2h$ (рад) — угловой диаметр дифракционного кружка рассеяния.

Пример расчета кружка рассеяния оптики (с использованием данных приведенной ниже таблицы)

Оптика. $2h = 50$ мм, $f = 100$ мм, относительное отверстие 1:2, половинный угол поля зрения $\theta = 0,1$ рад (около 6° ; полное поле зрения 12°).

Дифракция. При $\lambda = 4$ мкм $d\theta_{\text{диф}} = 2,44 \cdot 4 \cdot 10^{-3}/50 = 2 \cdot 10^{-4}$ рад.

Сферическое зеркало с диафрагмой в вершине зеркала

Сферическая aberrация $d\theta_s = 0,008(2h/f)^3 = 0,008/2^3 = 10^{-3}$ рад.

Кома $d\theta_c = (\theta/16)(2h/f)^2 = 0,1/16 \cdot 2^2 = 1,56 \cdot 10^{-3}$ рад.

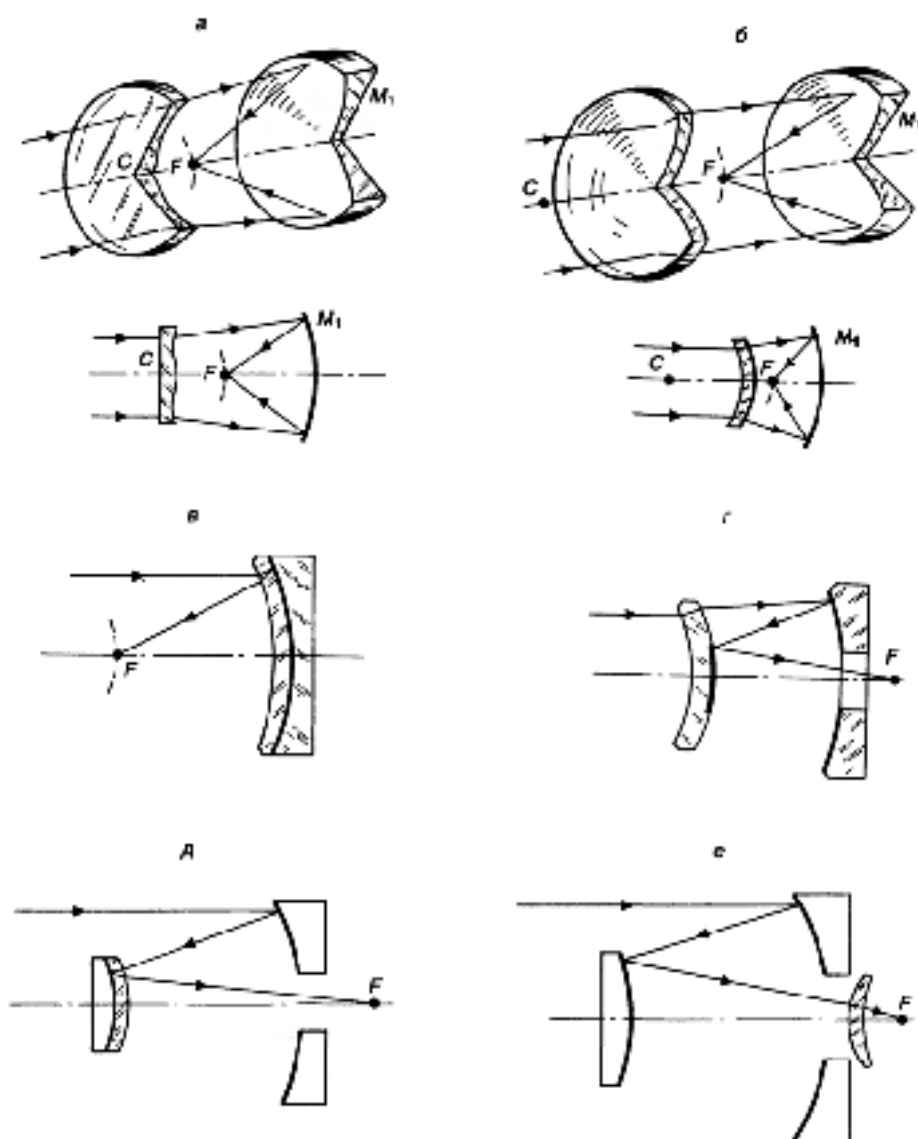
Астигматизм $d\theta_A = (\theta^2/2)(2h/f) = 0,1^2/2 \cdot 2 = 2,5 \cdot 10^{-3}$ рад.

Суммарный кружок рассеяния на краю поля

$d\theta_{\text{сум}} = (1 + 1,56 + 2,5)10^{-3} = 5 \cdot 10^{-3}$ рад.

Телескоп Шмидта

$d\theta_{\text{сум}} = (\theta^2/24)(2h/f)^3 = 0,1^2/24 \cdot 2^3 = 5,2 \cdot 10^{-5}$ рад



Зеркально-линзовые телескопы.

a — телескоп Шмидта; M_1 — сферическое зеркало; корректирующий элемент — асферический; *б* — телескоп Бауэра¹⁾; M_1 — сферическое зеркало; корректирующий элемент — толстый мениск, концентрический с зеркалом; система скорректирована на кому и астигматизм; изображение имеет значительную кривизну; корректирующий элемент можно ахроматизировать; *в* — телескоп Манжена; корректирующий элемент расположен на зеркале; *г* — телескоп Кассегрена с корректирующим элементом Бауэра; *д* — телескоп Кассегрена с корректирующим элементом Манжена; *е* — телескоп с корректирующим преломляющим элементом близ фокуса.

¹⁾ Концентрическая система Бауэра относится к системам с отрицательным корректирующим мениском, разработанным независимо Максудовым и Бауэром в 1940-годах. Различия между этими системами невелики, однако вследствие широкого применения именно максудовского варианта, схемы с отрицательным мениском в общем известны под названием системы Максудова. — *Прим. перев.*

Оптика	Сферическая aberration, рад	Косм., рад	Астигмизм, рад	Хроматизм, рад
Сферическое зеркало радиусом $R = 2f$ (пла- стины на расстоянии L от вершины зеркала)	$d\theta_r = 0,008 \left(\frac{2h}{f}\right)^3$	$d\theta_c = \frac{(L - R)\theta}{16R} \left(\frac{2h}{f}\right)^2$	$d\theta_A = \frac{(L - R)^2\theta^2}{2R^2} \left(\frac{2h}{f}\right)$	$d\theta_{ch} = 0$
Сферическое зеркало с диафрагмой в центре кривизны $L = R$	$d\theta_r = 0,008 \left(\frac{2h}{f}\right)^3$	$d\theta_c = 0$	$d\theta_A = 0$	$d\theta_{ch} = 0$
Сферическое зеркало с диафрагмой в вершине зеркала $L = 0$	$d\theta_r = 0,008 \left(\frac{2h}{f}\right)^3$	$d\theta_c = \frac{\theta}{16} \left(\frac{2h}{f}\right)^2$	$d\theta_A = \frac{\theta^2}{2} \left(\frac{2h}{f}\right)$	$d\theta_{ch} = 0$
Параболическое зеркало с фокусным расстояни- ем f и диафрагмой на расстоянии L от верши- ны зеркала	$d\theta_r = 0$	$d\theta_c = \frac{\theta}{16} \left(\frac{2h}{f}\right)^2$	$d\theta_A = \frac{(L + f)^2\theta^2}{2f^2} \left(\frac{2h}{f}\right)$	$d\theta_{ch} = 0$
Телескоп Шмидта	$d\theta_r = 0$	$d\theta_{cmax} = \frac{\theta^2}{24} \left(\frac{2h}{f}\right)^3$		
Телескоп Майкелли	$d\theta_r = \frac{10^{-3}}{4} \left(\frac{2h}{f}\right)^4$	$d\theta_c = \frac{\theta}{32} \left(\frac{2h}{f}\right)^2$	$d\theta_A = \frac{\theta^2}{2} \left(\frac{2h}{f}\right)$	$d\theta_{ch} = \frac{1}{6\theta} \left(\frac{2h}{f}\right)$
Телескоп Бауэра	$d\theta_r = 4 \cdot 10^{-4} \left(\frac{2h}{f}\right)^{4,5}$			
Простая линза оптимальной формы с показателем преломления n	$d\theta_r = 0,007 \left(\frac{2h}{f}\right)^3$			
$n = 1,5$				
$n = 2,0$	$d\theta_r = 0,027 \left(\frac{2h}{f}\right)^3$	$d\theta_c = \frac{\theta}{16(n + 2)} \left(\frac{2h}{f}\right)^2$	$d\theta_A = \frac{\theta^2}{2} \left(\frac{2h}{f}\right)$	$d\theta_{ch} = \frac{1}{2\theta} \left(\frac{2h}{f}\right)$
$n = 3,0$	$d\theta_r = 0,0129 \left(\frac{2h}{f}\right)^3$			
$n = 4,0$	$d\theta_r = 0,0087 \left(\frac{2h}{f}\right)^3$			

В этом примере при $\lambda = 4$ мкм характеристики телескопа Шмидта ограничены дифракцией.

Телескоп Мензена

Сферическая aberrация $d\theta_s = (10^{-3}/4)(2h/f)^4 = 10^{-3}/4 \cdot 2^4 = 1,56 \cdot 10^{-3}$ рад.

Кома $d\theta_c = (\theta/32)(2h/f)^2 = 0,1/32 \cdot 2^2 = 7,8 \cdot 10^{-4}$ рад.

Астигматизм $d\theta_A = (\theta^2/2)(2h/f) = 0,1^2/2 \cdot 2 = 2,5 \cdot 10^{-3}$ рад.

Хроматизм $d\theta_{ch} = (1/6\omega)(2h/f) = 1/6 \cdot 88 \cdot 2 = 0,95 \cdot 10^{-3}$ рад.

(Корректирующая пластина из германия,

$\nu = 88$ для диапазона 3—5 мкм.)

$d\theta_{\text{сум}} = (2,5 + 0,95 + 0,78 + 0,016)10^{-3} = 4,25 \cdot 10^{-3}$ рад.

Простая линза оптимальной формы из германия ($n = 4$, $\nu_3^2 = 88$, $\nu_8^{11} = 1112$)

Сферическая aberrация $d\theta_s = 0,0087 (2h/f)^3 = 0,0087/2^3 = 10^{-3}$ рад.

Кома $d\theta_c = (\theta/16(n+2))(2h/f)^2 = 0,1/16(4+2)2^2 = 2,6 \cdot 10^{-4}$ рад.

Астигматизм $d\theta_A = (\theta^2/2)(2h/f) = 0,1^2/2 \cdot 2 = 2,5 \cdot 10^{-3}$ рад

Хроматизм (3—5 мкм) $d\theta_{ch} = (1/2\nu)(2h/f) = 1/2 \cdot 88 \cdot 2 = 2,8 \times 10^{-3}$ рад

Хроматизм (8—11 мкм) $d\theta_{ch} = (1/2\nu)(2h/f) = 1/2 \cdot 1112 \cdot 2 = 2,2 \cdot 10^{-4}$ рад.

$d\theta_{\text{сум}} = 6,5 \cdot 10^{-3}$ рад (для 3—5 мкм).

6.5.4. ЛИНЗОВАЯ ОПТИКА

В настоящее время в инфракрасной области часто используются линзовые системы. Разнообразие материалов и возможности эффективной обработки поверхностей позволяют реализовать компактные оптические системы с высокими характеристиками. Чувствительность аппаратуры для обнаружения инфракрасного излучения связана с апертурой оптики, и для этой спектральной области нередко встречается оптика с относительным отверстием 1:1. Разрешающая способность инфракрасной оптики в общем случае ниже, чем оптики для видимого участка спектра.

Выше было показано, что простая линза из германия с фокусным расстоянием 100 мм и относительным отверстием 1:2 создает на краю полного поля зрения 12° пятно рассеяния около 5 мрад. Хорошо скорректированная линзовая оптика, содержащая несколько оптических компонентов, может обеспечить мгновенное поле, близкое к дифракционному пределу, т. е. 0,5 мрад в спектральном диапазоне 8—13 мкм. Размер пятна рассеяния в фокальной плоскости составляет тогда 0,05 мм (для $f = 100$ мм), что соответствует разрешению 20 штрихов на миллиметр. В видимой области идеальная коррекция объектива такого типа дает 400 штрихов на миллиметр.

Преломляющие компоненты в общем случае выбирают не слишком толстыми, чтобы максимально уменьшить поглощение, а число компонентов стараются ограничить, чтобы минимизировать потери на отражение. Весьма часто используется германий, поскольку он обладает малыми потерями на поглощение и малой дисперсией в спектральном диапазоне 2—16 мкм. Однако высокий показатель преломления этого материала требует нанесения просветляющего покрытия, уменьшающего потери на отражение, для рабочей спектральной области.

Наконец, наличие линзы как первого компонента системы позволяет отка-

заться от дополнительной установки входного окна. Линза сама тогда обеспечивает герметичность прибора, отделяя внутренний объем системы от внешнего окружающего пространства.

6.5.5. РАСЧЕТ ОБЪЕКТИВА, СОСТОЯЩЕГО ИЗ ГЕРМАНИЕВОЙ ЛИНЗЫ ОПТИМАЛЬНОЙ ФОРМЫ ($\lambda = 10$ мкм)

Фокусное расстояние $f' = 100$ мм, относительное отверстие 1:2, угол поля зрения $2\theta = 12^\circ$. Коэффициент формы q , определяющий минимальную сферическую aberrацию линзы, выражается формулой

$$q = (R_1 + R_2)/(R_2 - R_1) = 2(n^2 - 1)/(n + 2) \text{ (объект расположен на оси в бесконечности).}$$

Для германиевой линзы с показателем преломления $n = 4$, радиусами кривизны R_1 и R_2 и толщиной e соотношение

$$q = (R_1 + R_2)/(R_2 - R_1) = 5$$

позволяет определить соотношение между радиусами

$$R_2 = 1,5R_1.$$

Чтобы определить эти радиусы, достаточно записать формулу для фокусного расстояния линзы

$$1/f = (n - 1)[1/R_1 - 1/R_2 + (n - 1)e/nR_1R_2]$$

и подставить в нее $R_2 = 1,5R_1$, откуда при $f = 100$ мм, $e = 5$ мм и $n = 4$ получим

$$R_1^2 - 100R_1 - 750 = 0, \quad R_1 = 107,0088 \text{ мм}, \quad R_2 = 160,5132 \text{ мм}.$$

а. Определение элементов линзы

Расчет фокусного расстояния (проверка)

Фокусное расстояние f' рассчитывается для параксимального луча, исходящего из точечного объекта, расположенного на оси в бесконечности:

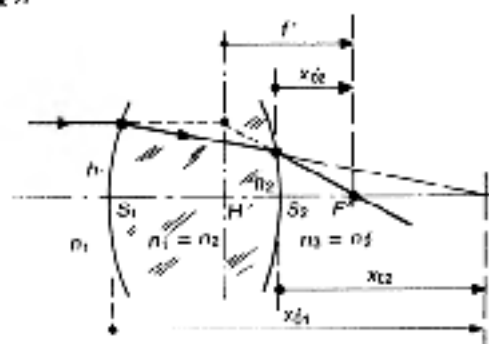
$$f' = h_0 x'_{0m} / h_{0m},$$

где h_0 — высота падения параксимального луча на преломляющую поверхность, индексы от 1 до m относятся к последовательно отсчитываемому номеру преломляющей поверхности, x'_{0m} — расстояние от последней поверхности до ее фокуса, индекс 0 относится к параксимальному лучу. Величины h_0 и x'_{0m} рассчитываются последовательно по соотношениям, определяющим прохождение луча от одной преломляющей поверхности к следующей:

$$x_{0k+1} = x'_{0k} - e_k,$$

$$h_{0k+1} = h_{0k} (x'_{0k+1} / x'_{0k}),$$

$$\begin{aligned} n_1 &= 1, \\ n'_1 &= n_2 = 4, \\ n'_2 &= n_3 = 1. \end{aligned}$$



Расчет параксиального заднего отрезка x'_{02} :

$$x'_{01} = n'_1 R_1 / (n'_1 - n_1) = 4 \cdot 107,0088 / (4 - 1) = 142,6784 \text{ мм},$$

$$x_{02} = x'_{01} - e = 142,6784 - 5 = 137,6784 \text{ мм},$$

$$x'_{02} = \frac{n'_2 x_{02} R_2}{n_2 R_2 - (n_2 - n'_2) x_{02}} = \frac{1 \cdot 137,6784 \cdot 160,5132}{4 \cdot 160,5132 - (4 - 1) \cdot 137,6784} = 96,495643 \text{ мм}.$$

Расчет h_1/h_2

$$h_1/h_2 = x'_{01}/x_{02} = 142,6784/137,6784 = 1,0363165.$$

Расчет f'

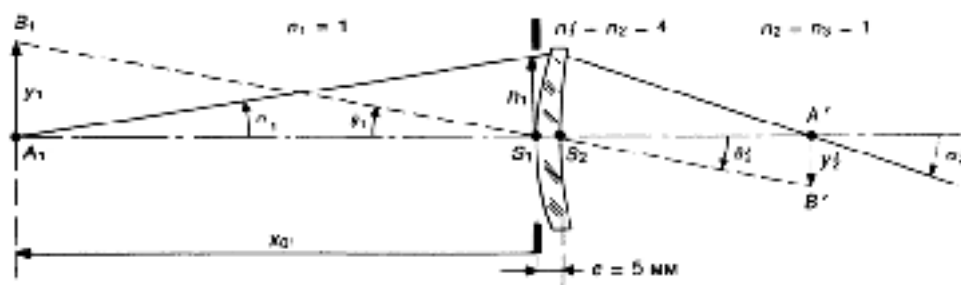
$$f' = (h_1/h_2)x'_{02} = 1,0363165 \cdot 96,495643 = 100,000 \text{ мм}.$$

Положение главной задней плоскости

$$\overline{S_2 H'} = x'_{02} - f' = 96,495643 - 100,000 = -3,504 \text{ мм}.$$

б. Получение изображения

Покажем теперь, как линза с определенными выше параметрами формирует изображение объекта, расположенного на расстоянии 1 м от передней ее поверхности ($S_1 A_1 = x_{01} = -1000$ мм). Зрачком системы является оправа линзы. Линза имеет относительное отверстие 1:2 и диаметр $2h_1 = 50$ мм. Рассчитаем ход апертурных лучей через две образованные линзой преломляющие поверхности, что позволит построить изображение. Для половинного угла поля зрения $\theta = 6^\circ$ высота объекта $y_1 = 105,1$ мм.



Апертурный угол объекта α_1

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = h_1 / \overline{A_1 S_1} = -h_1 / x_{01} = -25 / (-1000) = 0,025,$$

$$\alpha_1 = 0,0249947, \quad \sin \alpha_1 = 0,0249921.$$

Ход параксиального апертурного луча

Первая преломляющая поверхность $n_1 = 1$, $n'_1 = 4$, $x_{01} = -1000$ мм, $R_1 = 107,0088$ мм,

$$x'_{01} = \frac{n'_1 x_{01} R_1}{n_1 R_1 - x_{01}(n_1 - n'_1)} = \frac{4 \cdot (-1000) \cdot 107,0088}{1 \cdot 107,0088 - (-1000) \cdot (1 - 4)} = 147,95592 \text{ мм}.$$

Формулы прохождения луча через вторую преломляющую поверхность

$$x_{02} = x'_{01} - e = 147,95592 - 5 = 142,95592 \text{ мм},$$

$$n_2 = n'_1 = 4, \quad n'_2 = n_3 = 1, \quad R_2 = 160,5132 \text{ мм}.$$

Вторая преломляющая поверхность.

Положение параксиального изображения $\overline{S_2A'_2} = x'_{02}$

$$x'_{02} = \frac{n'_2 x_{02} R_2}{n_2 R_2 - x_{02}(n_2 - n'_2)} = \frac{1 \cdot 142,95592 \cdot 160,5132}{4 \cdot 160,5132 - 142,95592 \cdot (4 - 1)} = 107,63565 \text{ мм.}$$

Ход крайнего апертурного луча $\overline{S_1A_1} = x_{01} = x_1$.

Первая преломляющая поверхность

$$\sin i_1 = \frac{R_1 - x_1}{R_1} \sin \alpha_1 = \frac{107,0088 - (-1000)}{107,0088} \cdot 0,249921 = 0,2585439, \quad i_1 = 0,2615145,$$

$$\sin i'_1 = (n_1/n'_1) \sin i_1 = (1/4) \cdot 0,2585439 = 0,0646359, \quad i'_1 = 0,064681,$$

$$\alpha'_1 = \alpha_1 + i'_1 - i_1 = 0,0249947 + 0,064681 - 0,2615145 = -0,1718387,$$

$$\sin \alpha'_1 = -0,1709942,$$

$$x'_1 = R_1 [1 - (\sin i'_1 / \sin \alpha'_1)] = 107,0088 [1 - 0,0646359 / (-0,1709942)] = 147,45816 \text{ мм.}$$

Формулы прохождения луча через вторую преломляющую поверхность

$$x_2 = x'_1 - e = 147,45816 - 5 = 142,45816 \text{ мм,}$$

$$\alpha_2 = \alpha'_1, \quad \sin \alpha_2 = \sin \alpha'_1 = -0,1709942.$$

Вторая преломляющая поверхность.

Положение изображения в крайних лучах

$$\sin i_2 = \frac{R_2 - x_2}{R_2} \sin \alpha_2 = \frac{160,5132 - 142,45816}{160,5132} (-0,1709942) = -0,0192339,$$

$$i_2 = -0,0192351,$$

$$\sin i'_2 = (n_2/n'_2) \sin i_2 = (4/1) \cdot (-0,0192339) = -0,0769359, \quad i'_2 = -0,077012,$$

$$\alpha'_2 = \alpha_2 + i'_2 - i_2 = -0,1718387 + (-0,077012) - (-0,0192351) = -0,2296156,$$

$$\sin \alpha'_2 = -0,2276032,$$

$$x'_2 = R_2 \left[1 - \frac{\sin i'_2}{\sin \alpha'_2} \right] = 160,5132 \left[1 - \frac{-0,0769359}{-0,2276032} \right] = 106,2555 \text{ мм.}$$

Параксиальное увеличение

Первая преломляющая поверхность

$$g_{01} = \frac{R_1 - x'_{01}}{R_1 - x_{01}} = \frac{107,0088 - 147,95592}{107,0088 - (-1000)} = -0,0369889.$$

Вторая преломляющая поверхность

$$g_{02} = \frac{R_2 - x'_{02}}{R_2 - x_{02}} = \frac{160,5132 - 107,63565}{160,5132 - 142,95592} = 3,0117165.$$

Полное увеличение линзы (объектива)

$$g_0 = g_{01} g_{02} = (-0,0369889) \cdot 3,0117165 = -0,1114.$$

Величина параксиального изображения

$$y'_{02} = y_1 g_0 = 105,1 \cdot (-0,1114) = -11,7082 \text{ мм.}$$

*в. Изображение зрчка*Угол поля зрения объекта $\theta_1 = -6^\circ$

$$\operatorname{tg} \theta_1 = y_1 / \sqrt{S_1 A_1} = -0,1051042, \quad \theta_1 = -0,1047197, \quad \sin \theta_1 = -0,1045284.$$

Параксиальное изображение зрчка (ход параксиального главного луча)

Положение входного зрчка относительно первой преломляющей поверхности

$$p_{01} = p_1 = 0, \quad \text{откуда} \quad p'_{01} = p'_1 = 0.$$

Формула прохождения луча через вторую преломляющую поверхность

$$p_{02} = p'_{01} - e = -5 \text{ мм.}$$

Вторая преломляющая поверхность
(положение выходного зрчка)

$$p'_{02} = \frac{n'_2 p_{02} R_2}{n_2 R_2 - p_{02} (n_2 - n'_2)} = \frac{1 \cdot (-5) \cdot 160,5132}{4 \cdot 160,5132 + 5 \cdot (4 - 1)} = -1,2214634 \text{ мм.}$$

*Изображение зрчка в крайевых лучах*Первая преломляющая
поверхность $p_1 = 0, \quad p'_1 = 0$

$$\sin j_1 = [(R_1 - p_1)/R_1] \sin \theta_1 = \sin \theta_1 = -0,1045284, \quad j_1 = \theta_1 = -0,1047197,$$

$$\sin j'_1 = (n_1/n'_1) \sin j_1 = (1/4) \cdot (-0,1045284) = -0,0261321, \quad j'_1 = -0,026135,$$

$$\theta'_1 = \theta_1 + j'_1 - j_1 = j'_1 = -0,026135, \quad \sin \theta'_1 = \sin j'_1 = -0,0261321.$$

Формулы прохождения луча через вторую преломляющую поверхность

$$p_2 = p'_1 - e = -5 \text{ мм,} \quad \sin \theta_2 = \sin \theta'_1 = -0,0261321.$$

Вторая преломляющая поверхность

$$\sin j_2 = \frac{R_2 - p_2}{R_2} \sin \theta_2 = \frac{160,5132 + 5}{160,5132} (-0,0261321) = -0,0269461,$$

$$j_2 = -0,0269493,$$

$$\sin j'_2 = (n_2/n'_2) \sin j_2 = (4/1) \cdot (-0,0269461) = -0,1077844,$$

$$j'_2 = -0,1079942,$$

$$\theta'_2 = \theta_2 + j'_2 - j_2 = -0,026135 - 0,1079942 + 0,0269493 = -0,1071799,$$

$$\sin \theta'_2 = -0,1069748,$$

$$p'_2 = R_2 \left[1 - \frac{\sin j'_2}{\sin \theta'_2} \right] = 160,5132 \left[1 - \frac{-0,1077844}{-0,1069748} \right] = -1,21468 \text{ мм.}$$

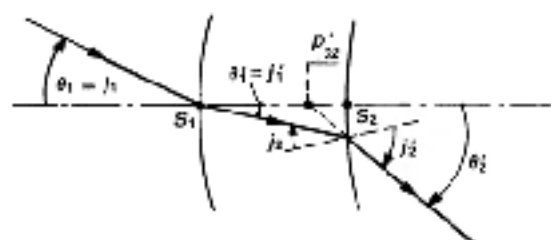
Увеличение в зрчках

$$\gamma_0 = \gamma_{01} \gamma_{02}, \quad \text{где} \quad \gamma_{01} = 1,$$

$$\gamma_0 = \gamma_{02} = \frac{R_2 - p'_{02}}{R_2 - p_{02}} = \frac{160,5132 + 1,22146}{160,5132 + 5} = 0,977.$$

Величина выходного зрчка

$$h'_2 = h_1 \gamma_0 = 25 \cdot 0,977 = 24,429 \text{ мм.}$$



г. Сферическая aberrация

Продольная сферическая aberrация

$$dx'_2 = x'_2 - x'_{02} = 106,2555 - 107,63565 = -1,380 \text{ мм.}$$

Поперечная сферическая aberrация

$$dy'_2 = -dx'_2 \tan \alpha'_2 = +1,380 (-0,2337379) = -0,323 \text{ мм.}$$

Волновая aberrация

$$\Delta_s = -dx'_2 \alpha'^2_2 / 4 = 1,38 \cdot 0,2296156^2 / 4 = 0,018 \text{ мм.}$$

Коэффициент сферической aberrации третьего порядка

$$a = dx'^2_2 / \alpha'^2_2 = -1,38 / 0,2296156^2 = -26,174.$$

д. Кома

Отклонение от условия синусов

$$g_0 \phi(\alpha') = \frac{n_1 \sin \alpha_1}{n'_2 \sin \alpha'_2} - g_0 = \frac{1 \cdot 0,0249921}{1 \cdot (-0,2276032)} + 0,1114 = 1,594 \cdot 10^{-3},$$

$$\phi(\alpha') = 1,594 \cdot 10^{-3} / g_0 = 1,594 \cdot 10^{-3} / (-0,1114) = -0,01431.$$

Кома в присутствии сферической aberrации

$$\psi(\alpha') = \phi(\alpha') - dx'_2 / (x'_{02} - p'_{02}) = -0,01431 + 1,380 / (107,63565 + 1,2214634) = -1,63 \cdot 10^{-3}.$$

Радиус круга рассеяния комы

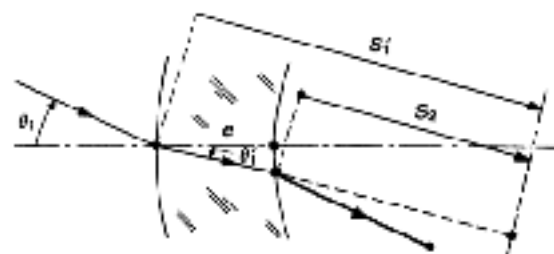
$$\rho = y'_2 \psi(\alpha') = (-11,7082) \cdot (-1,63 \cdot 10^{-3}) = 0,019 \text{ мм.}$$

е. Астигматизм

Сакцидальный астигматизм

Первая преломляющая поверхность

$$(n'_1 \cos j'_1 - n_1 \cos j_1) / R_1 = (4 \cdot 0,9996585 - 1 \cdot 0,9945219) / 107,0088 = 0,0280735,$$



$$S_1 = x_{01} / \cos \theta_1 = -1000 / 0,9945219 = -1005,5082 \text{ мм},$$

$$n_1 / S_1 = 1 / (-1005,5082) = -9,94521 \cdot 10^{-4},$$

$$n_1' / S_1' = n_1 / S_1 + (n_1' \cos j_1' - n_1 \cos j_1) / R_1 = -9,94521 \cdot 10^{-4} + 0,0280735 = 0,0270789,$$

$$S_1' = 4 / 0,0270789 = 147,71605 \text{ мм}.$$

Формула прохождения луча через вторую
преломляющую поверхность

$$S_2 = S_1' - e / \cos \theta_1' = 147,71605 - 5 / 0,9996585 = 142,71434 \text{ мм}.$$

Вторая преломляющая поверхность

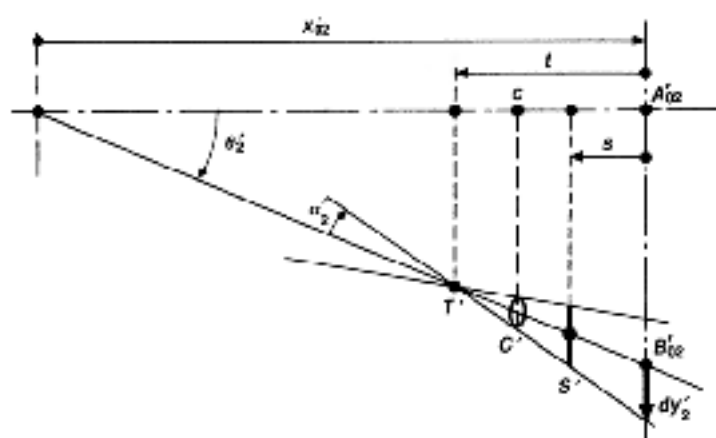
$$n_2 / S_2 = 4 / 142,71434 = 0,028028,$$

$$(n_2' \cos j_2' - n_2 \cos j_2) / R_2 = (1 \cdot 0,9941742 - 4 \cdot 0,9996368) / 160,5132 = -0,0187172,$$

$$n_2' / S_2' = n_2 / S_2 + (n_2' \cos j_2' - n_2 \cos j_2) / R_2 = 0,028028 - 0,0187172 = 9,3107 \cdot 10^{-3},$$

$$S_2' = 1 / 9,3107 \cdot 10^{-3} = 107,40328 \text{ мм},$$

$$s = S_2' \cos \theta_2' - x_{02}' = 107,40328 \cdot 0,9942617 - 107,63565 = -0,849 \text{ мм}.$$



Тангенциальный астигматизм

Первая преломляющая поверхность

$$T_1 = S_1 = x_{01} / \cos \theta_1 = -1005,5082,$$

$$n_1 \cos^2 j_1' / T_1 = 1 \cdot 0,9945219^2 / (-1005,5082) = -9,83655 \cdot 10^{-4},$$

$$\begin{aligned} n_1' \cos^2 j_1' / T_1' &= n_1 \cos^2 j_1' / T_1 + (n_1' \cos j_1' - n_1 \cos j_1) / R_1 = \\ &= -9,83655 \cdot 10^{-4} + 0,0280735 = 0,0270898, \end{aligned}$$

$$T_1' = n_1' \cos^2 j_1' / 0,0270898 = 4 \cdot 0,9996585^2 / 0,0270898 = 147,55621 \text{ мм},$$

Формула прохождения луча через вторую
преломляющую поверхность

$$T_2 = T_1' - e / \cos \theta_1' = 147,55621 - 5 / 0,9996585 = 142,55451 \text{ мм}.$$

Вторая преломляющая поверхность

$$n_2 \cos^2 j_2 / T_2 = 4 \cdot 0,9996368^2 / 142,55451 = 0,028039, \\ n_2' \cos^2 j_2' / T_2' = n_2 \cos^2 j_2 / T_2 + (n_2' \cos j_2' - n_2 \cos j_2) / R_2 = \\ = 0,028039 - 0,0187172 = 9,3219 \cdot 10^{-3},$$

$$T_2' = n_2' \cos^2 j_2' / 9,3219 \cdot 10^{-3} = 1 \cdot 0,9941742^2 / 9,3219 \cdot 10^{-3} = 106,028 \text{ мм}, \\ t = T_2' \sin \theta_2' - x_{02}' = 106,028 \cdot 0,9942617 - 107,63565 = -2,216 \text{ мм}.$$

Астигматическая разность

$$t - s = -2,216 + 0,849 = -1,367 \text{ мм}$$

Радиус кружка наименьшего рассеяния

$$\alpha_2'(t - s)/2 = (-0,2296) \cdot (-1,367)/2 = 0,16 \text{ мм}.$$

Поперечное рассеяние в плоскости изображения

$$dy_2' = -\alpha_2' t = +0,2296 \cdot (-2,216) = 0,509 \text{ мм}.$$

Кривизна поля

$$\overline{A_{02}'} = (t + s)/2 = (-2,216 - 0,849)/2 = -1,533 \text{ мм}.$$

в. Дисторсия

Сферическая aberrация зрачка

$$dp_2' = p_2' - p_{02}' = -1,21468 + 1,2214634 = 6,78 \cdot 10^{-3} \text{ мм}.$$

Дисторсия

$$y_2' = (x_{02}' - p_2') \operatorname{tg} \theta_2' = (107,63565 + 1,21468) \cdot (-0,1075922) = -11,71145 \text{ мм}, \\ dy_2' = y_2' - y_{02}' = -11,71145 + 11,7082 = -3,25 \cdot 10^{-3} \text{ мм}.$$

Относительная дисторсия

$$dy_2' / y_{02}' = (-3,25 \cdot 10^{-3}) / (-11,7082) = 2,78 \cdot 10^{-4}.$$

ж. Заключение

Проведенные вычисления позволяют привести числовые значения рассеяния для каждой aberrации:

рассеяние из-за сферической aberrации $D_s = 2dy_2' = 0,65 \text{ мм}$,

рассеяние из-за комы $D_c = 3\rho = 0,06 \text{ мм}$,

рассеяние из-за астигматизма $D_A = 2dy_2' = 1 \text{ мм}$.

Практически при расположении плоскости изображения в плоскости кружка наименьшего рассеяния сферическая aberrация уменьшается вчетверо. При этом расфокусировка составляет

$$\frac{1}{4} dx_2' = (-1,38) \cdot 3/4 = -1,035 \text{ мм},$$

$$\text{тогда } D_s = 0,65/4 = 0,16 \text{ мм}, \quad D_c = 0,06 \text{ мм},$$

$$D_A = -2\alpha_2'(t - \frac{1}{4} dx_2') = 2 \cdot (-0,2296) \cdot (-2,216 + 1,035) = 0,54 \text{ мм}.$$

Угловые величины мгновенного поля зрения, обусловленного рассеянием $d\theta = D/f$, будут

следующими:

$$d\theta_x = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ рад}, \quad d\theta_z = 6 \cdot 10^{-4} \text{ рад}, \quad d\theta_A = 5,4 \cdot 10^{-3} \text{ рад}.$$

Эти величины немного превосходят значения, определенные по формулам, приведенным в рассмотренной выше таблице. Причина этого в том, что здесь рассмотрена работа оптики с объектом на конечном расстоянии и условия формирования изображения несколько отличаются от принятых в таблице условий, соответствующих объектам, находящимся в бесконечности.

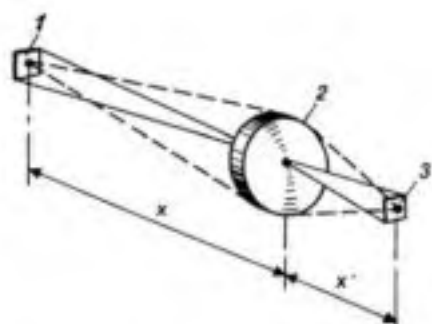
7. Системы пространственного анализа

7.1. РАДИОМЕТРЫ

Инфракрасное излучение, испускаемое объектами, измеряется с помощью прибора, называемого радиометром. Этот прибор состоит из оптической системы с диаметром ϕ и фокусным расстоянием f и приемника с чувствительным элементом площадью A (или группой чувствительных элементов), расположенного на расстоянии x' от оптической системы. Приемник изображает тогда часть плоскости объекта, отстоящую на расстояние x от оптической системы, площадью $S = A(x/x')^2$.

Геометрический фактор такой системы равен

$$G = \pi \phi^2 S / 4x^2 = \pi \phi^2 A / 4x'^2.$$



1 — часть плоскости объекта площадью S и яркостью L_0 ; 2 — оптика (диаметр ϕ , фокусное расстояние f); 3 — чувствительный элемент приемника площадью A .

Если яркость L_0 равномерно распределена по площади S , то поток, попадающий на приемник, равен

$$F = L_0 \mathcal{T}_{\text{опт}} \mathcal{T}_{\text{ат}} G,$$

где $\mathcal{T}_{\text{опт}}$ — коэффициент пропускания оптики, а $\mathcal{T}_{\text{ат}}$ — коэффициент пропускания атмосферы на пути распространения пучка $(x + x')$. Этот поток зависит только от наблюдаемой яркости L_0 и характеристик радиометрической системы.

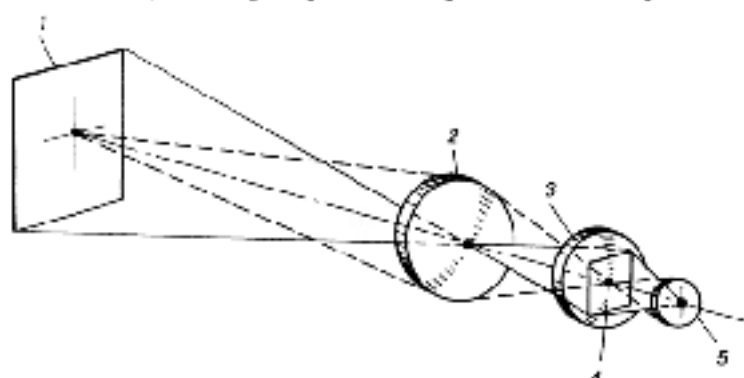
В нормальных рабочих условиях амплитуда s электрического сигнала на выходе приемника является линейной функцией воспринимаемого приемником оптического потока:

$$s = \mathcal{J} F.$$

Коэффициент пропорциональности $\mathcal{J}$ называется чувствительностью приемника. Когда все коэффициенты пропорциональности ($\mathcal{J}$, G , $\mathcal{T}_{\text{опт}}$, $\mathcal{T}_{\text{ат}}$) известны, можно для каждой амплитуды сигнала s найти соответствующую среднюю темпера-

туру T по площади S . Это можно сделать расчетным путем или посредством сравнения с излучением эталонного источника.

На практике чувствительность приемника редко бывает равномерной по площади. Чтобы избежать флуктуаций результатов измерений по полю, систему часто снабжают линзой поля, которую размещают в плоскости изображения; роль этой линзы заключается в сопряжении в оптическом смысле приемника с входным зрачком основной оптики. Освещенность входного зрачка обычно равномерна (за исключением случаев экранировки центральной части зрачка в телескопах).



Радиометр с линзой поля.

1 — плоскость объекта; 2 — основная оптика; 3 — линза поля; 4 — плоскость изображения; 5 — приемник излучения.

7.2. РАДИОМЕТРЫ ДЛЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО АНАЛИЗА

Эти радиометры специально предназначены для измерения характеристик излучения точечных источников или источников весьма малых угловых размеров с помощью пространственной фильтрации. Рассмотрим плоскость объекта с распределением яркости $L(y, z)$. Основная оптика или объектив системы создают изображение в плоскости, где осуществляется пространственная фильтрация с помощью раstra, описываемого функцией $m(y', z')$. Переменные y, z и y', z' — это пространственные координаты в плоскости объекта и плоскости изображения соответственно.

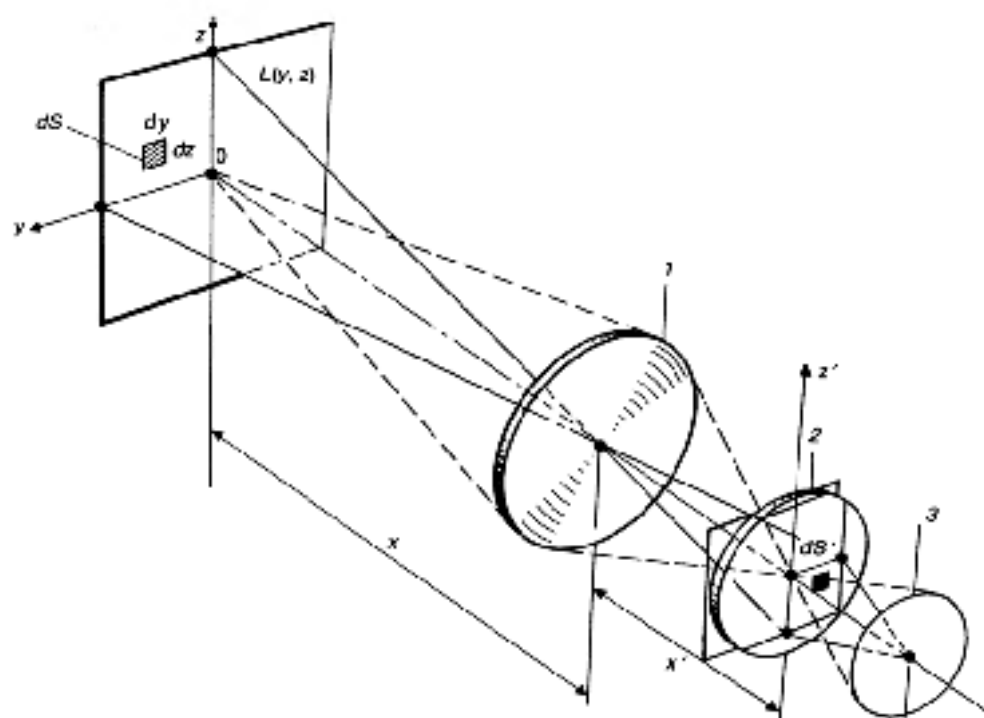
Полевая оптика (линза поля, линза Фабри), обеспечивающая сопряжение приемника с входным зрачком, собирает на чувствительной поверхности весь поток, идущий из плоскости фильтрации. Элементарный поток, посылаемый элементом поверхности объекта $dS = dydz$ в зрачок объектива, определяется формулой

$$dF(y, z) = L(y, z)(\pi\phi^2 dS/4x^2) = L(y, z)(\pi\phi^2 dydz/4x^2).$$

Поток, проходящий через зрачок, ослабляется пропорционально коэффициенту пропускания атмосферы $\mathcal{T}_{ат}$ на пути x и коэффициенту пропускания входной оптики $\mathcal{T}_{опт}$

$$dF(y', z') = \mathcal{T}_{ат} \mathcal{T}_{опт} dF(y, z).$$

Если отвести элементарный поток, попадающий в плоскость изображения, к элементарной площади изображения dS' , то будет получено распределение облу-



Прохождение элементарного потока через радиометр.

1 — объектив (основная оптика); 2 — линза поля (плоскость изображения); 3 — приемник.

ченности изображения

$$E(y', z') = dF(y', z')/dS'.$$

Пространственная фильтрация обеспечивается за счет модуляции этой облученности с помощью анализирующего раstra, описываемого функцией $m(y', z')$. Распределение отфильтрованной облученности описывается выражением

$$E_m(y', z') = dF(y', z')m(y', z')/dS'.$$

Достаточно умножить это выражение на элемент площади dS' , чтобы получить распределение элементарного потока, идущего на приемник:

$$E_m(y', z')dS' = dF(y', z')m(y', z').$$

Полевая оптика ослабляет этот поток пропорционально коэффициенту пропускания $\mathcal{T}_n$, и приемник в конечном счете воспринимает элементарный поток

$$dF_{\text{пр}} = \mathcal{T}_n dF(y', z')m(y', z').$$

Растр, состоящий, например, из чередующихся непрозрачных и прозрачных полос одинаковой ширины, совершает равномерное движение в плоскости фильтрации со скоростью v' в направлении Oy' .

Изображение раstra в обратном ходе лучей в пространстве объектов движется со скоростью v в направлении Oy . Фильтрующая функция в пространстве объ-

ектов имеет тогда вид $m(y + vt, z)$, и элементарный поток, воспринимаемый приемником в момент времени t , принимает форму

$$dF_{\text{пр}} = \mathcal{S}_{\text{ат}} \mathcal{S}_{\text{опт}} \mathcal{S}_{\text{п}} (\pi \phi^2 / 4x^2) L(y, z) m(y + vt, z) dy dz.$$

Поток на приемнике от всех элементов площади объекта будет равен

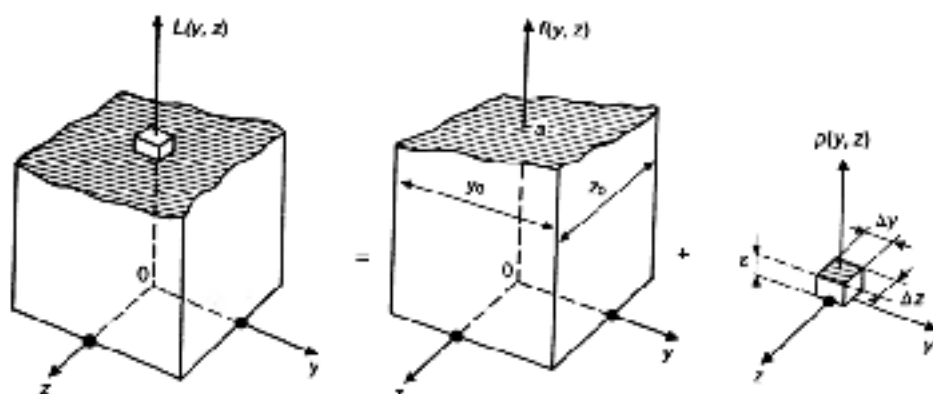
$$F(t) = \mathcal{S}_{\text{ат}} \mathcal{S}_{\text{опт}} \mathcal{S}_{\text{п}} (\pi \phi^2 / 4x^2) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} L(y, z) m(y + vt, z) dy dz.$$

Представим теперь функцию распределения яркости объекта $L(y, z)$ в виде суммы:

относительно однородной яркости $f(y, z)$ фона, занимающего все поле с размерами y_0, z_0 ;
яркости $p(y, z)$ источника очень малых размеров $\Delta y, \Delta z$, отличающегося по яркости от фона со средней амплитудой a на величину ϵ .

Таким образом,

$$L(y, z) = f(y, z) + p(y, z).$$



Для расчетов представим $f(y, z)$ и $p(y, z)$ как двумерные прямоугольные функции

$$f(y, z) = a \operatorname{rect}(y/y_0) \operatorname{rect}(z/z_0), \\ p(y, z) = \epsilon \operatorname{rect}(y/\Delta y) \operatorname{rect}(z/\Delta z).$$

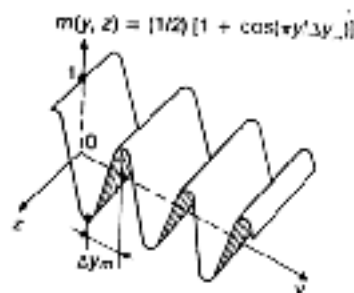
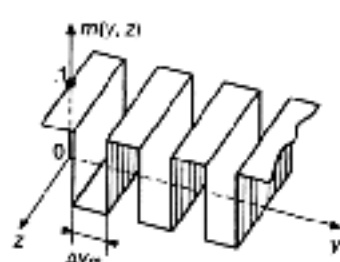
Прямоугольная форма поля и точечного источника выбрана исключительно для облегчения расчетов; рассмотрение круглой формы привело бы к результатам того же типа.

Фильтрующая функция $m(y + vt, z)$ в виде последовательности чередующихся прозрачных и непрозрачных полос с периодом $2\Delta y_m$ может быть представлена для упрощения основной гармоникой разложения Фурье

$$m(y, z) = (1/2)[1 + \cos(\pi y / \Delta y_m)].$$

Это приближение строго выполняется, когда система работает в режиме синхронного детектирования, т. е. когда электрическая цепь усиления сигнала имеет узкий фильтр, центрированный на частоте модуляции.

Исходя из соотношения для потока $F(t)$, воспринимаемого приемником, можно определить ход сигнала во времени, учитывая принятый вид функций $L(y, z)$



и $m(y, z)$. Сигнал $s(t)$ будет выражаться в форме свертки

$$s(t) = \mathcal{F}\mathcal{F}_{\pi}\mathcal{F}_{\text{онт}}\mathcal{F}_n(\pi\phi^2/4\lambda^2) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [f(y, z) + p(y, z)] m(y + vt, z) dy dz,$$

$$s(t) = s_f + s_p,$$

$$\text{где } s_f = K \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(y, z) m(y + vt, z) dy dz,$$

$$s_p = K \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p(y, z) m(y + vt, z) dy dz,$$

$$K = \mathcal{F}\mathcal{F}_{\pi}\mathcal{F}_{\text{онт}}\mathcal{F}_n(\pi\phi^2/4\lambda^2).$$

Сначала выразим сигнал s_f от фона

$$\begin{aligned} s_f &= K \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{a}{2} \text{rect}(y/y_0) \text{rect}(z/z_0) [1 + \cos[\pi(y + vt)/\Delta y_m]] dy dz = \\ &= (aK/2) \int_{-y_0/2}^{+y_0/2} dy \int_{-z_0/2}^{+z_0/2} [1 + \cos[\pi(y + vt)/\Delta y_m]] dy dz = \\ &= (aK/2) \int_{-y_0/2}^{+y_0/2} \int_{-z_0/2}^{+z_0/2} dz + (aK/2) \int_{-y_0/2}^{+y_0/2} \cos[\pi(y + vt)/\Delta y_m] dy \int_{-z_0/2}^{+z_0/2} dz = \\ &= aKy_0z_0/2 + (aKz_0\Delta y_m/2\pi) [\sin[\pi(y + vt)/\Delta y_m]]_{-y_0/2}^{+y_0/2} = \\ &= K \frac{ay_0z_0}{2} + K \frac{az_0\Delta y_m}{\pi} \frac{1}{2} \left[\sin\left(\frac{\pi y_0}{2\Delta y_m} + \frac{\pi vt}{\Delta y_m}\right) - \sin\left(\frac{\pi y_0}{2\Delta y_m} - \frac{\pi vt}{\Delta y_m}\right) \right], \end{aligned}$$

откуда окончательно получим

$$s_f = K(ay_0z_0/2) + K(az_0\Delta y_m/\pi) \sin(\pi y_0/2\Delta y_m) \cos(\pi vt/\Delta y_m).$$

В результате аналогичного расчета получим сигнал s_p от малоразмерного источника в виде

$$s_p = K(\varepsilon\Delta y\Delta z/2) + K(\varepsilon\Delta z\Delta y_m/\pi) \sin(\pi\Delta y/2\Delta y_m) \cos(\pi vt/\Delta y_m).$$

Если теперь выбрать соотношение между шагом растра Δy_m и протяженностью поля y_0 таким, чтобы

$$y_0 = 2n\Delta y_m \quad (\text{где } n \text{ — целое число}),$$

т. е. таким образом, чтобы в поле y_0 укладывалось целое число периодов растра, то

$$[\sin(\pi/2)]_{y_0/\Delta y_m} = 0$$

и сигнал от фона становится равным

$$s_f = K(\epsilon y_0 z_0/2).$$

Таким образом, это постоянный сигнал, не зависящий от времени. Полный обнаруживаемый сигнал равен

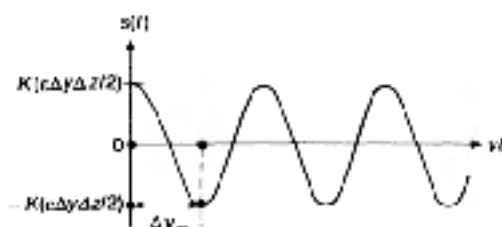
$$s(t) = \underbrace{K\epsilon y_0 z_0/2 + K\epsilon \Delta y \Delta z/2}_{\text{Постоянная составляющая}} + \underbrace{K\epsilon (\Delta z \Delta y_m/\pi) \sin(\pi \Delta y/2\Delta y_m) \cos(\pi \nu t/\Delta y_m)}_{\text{Периодический член}}.$$

Этот сигнал состоит из постоянной составляющей, которая представляет большей своей частью мощность излучения фона, и периодического переменного члена, который содержит информацию, относящуюся только к малоразмерному источнику. Постоянная составляющая устранится электрической фильтрацией, которая представляет собой просто связь по переменному току.

Если источник практически точечный, то можно написать

$\Delta y_m = N\Delta y$, где множитель N очень велик и

$$s(t) = (K\epsilon N\Delta y \Delta z/\pi) \sin(\pi/2N) \cos(\pi \nu t/\Delta y_m) = K(\epsilon \Delta y \Delta z/2) \cos(\pi \nu t/\Delta y_m).$$



Амплитуда такого сигнала характеризует энергию точечного источника $\epsilon \Delta y \Delta z$. В зависимости от формы, придаваемой функции $m(y, z)$, можно построить на базе этой системы координат для обнаружения точечных инфракрасных источников (теплотеленгаторы, датчики горизонта и т. п.).

7.3. ТЕРМОГРАФИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

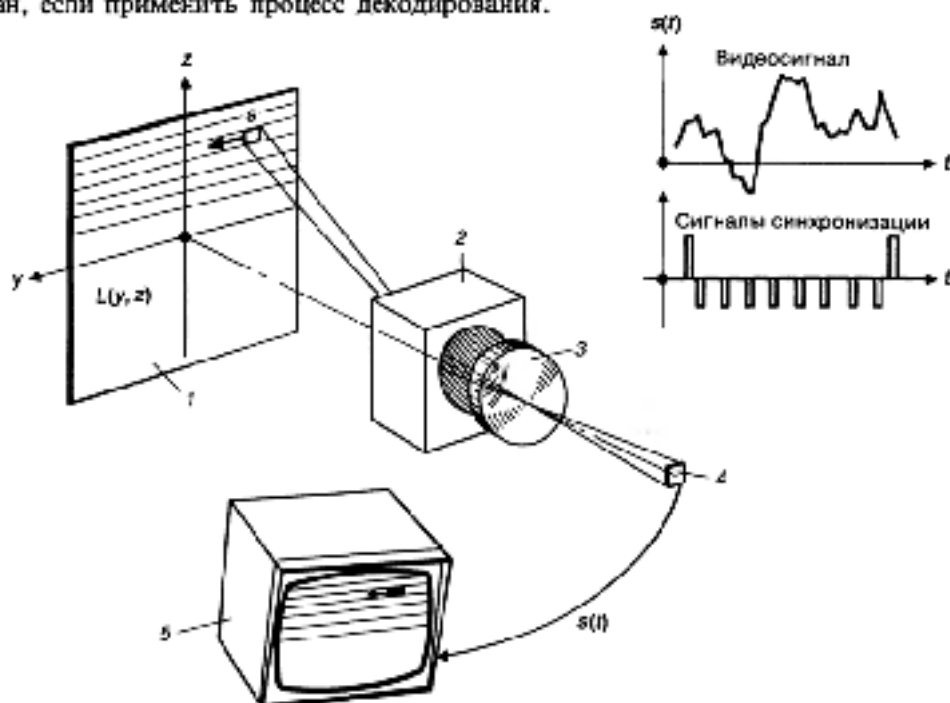
Термография, или получение тепловых изображений, — это метод, который позволяет изучать явления, связанные с пространственным распределением тепла в исследуемых объектах и изменением этого распределения во времени. Используемая для этого система должна быть способной преобразовывать инфракрасное изображение в видимое. Другими словами, необходимо получить изображение объекта, распределение видимой яркости в котором пропорционально распределению энергетической яркости в инфракрасной области, т. е. пространст-

внешнему распределению температуры объекта $T(y, z)$ или его коэффициента излучения $\varepsilon(y, z)$.

Это преобразование обычно осуществляется путем последовательного анализа различных точек объекта мгновенным полем радиометра площадью S . Мгновенное поле выбирается малым и быстро перемещается по исследуемому объекту, чтобы перекрыть всю поверхность. Распределение инфракрасной яркости $L(y, z)$ объекта, сканируемого площадью S , преобразуется в сигнал $s(t)$ приемника, амплитуда которого изменяется во времени в соответствии с изменением яркости (видеосигнал). После усиления сигнал $s(t)$ поступает на блок визуализации, развертка в котором синхронизирована со сканированием при анализе. Получаемое изображение имеет тогда видимую яркость, пропорциональную инфракрасной яркости в каждой точке исследуемого объекта.

В данном методе предполагается, что изменение распределения температуры объекта во времени происходит медленно по сравнению с временем обзора всего объекта.

В заключение отметим, что с помощью термографической инфракрасной системы, являющейся устройством для пространственного анализа, посредством соответствующего кодирования, зависящего от закона сканирования (развертки), можно получить видеосигнал, т. е. сигнал, амплитуда которого меняется во времени в соответствии с изменениями распределения температуры исследуемого объекта. Этот сигнал может быть зарегистрирован или одновременно визуализирован, если применить процесс декодирования.



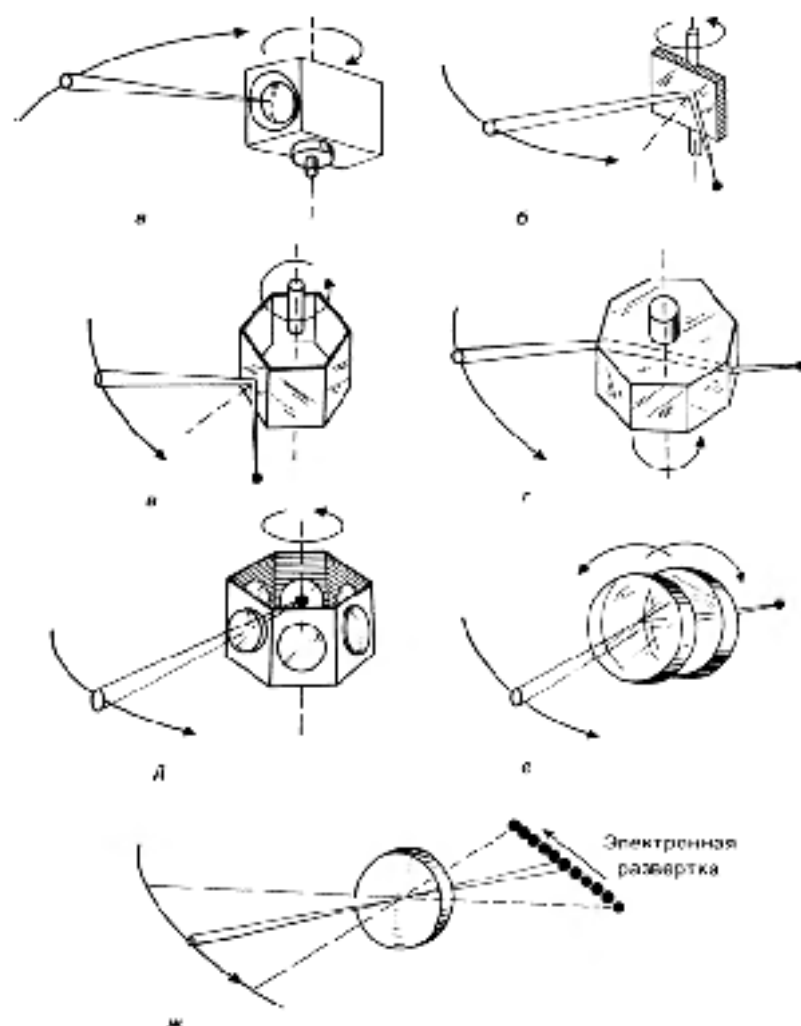
Термографическая система.

1 — полное поле обзора; 2 — сканирующее устройство; 3 — оптика; 4 — приемник; 5 — блок визуализации.

7.4. РАЗЛИЧНЫЕ ТИПЫ СИСТЕМ СКАНИРОВАНИЯ

При получении теплового изображения отклонение мгновенного поля осуществляется с помощью оптико-механических устройств, т. е. путем использования систем отклонения зеркал или преломляющих элементов, приводимых в механическое движение. Имеются системы, в которых оптико-механическое сканирование заменено электронным. Речь идет о пировидиконах или фоточувствительных многоэлементных приборах с переносом заряда.

Оптико-механические устройства для отклонения пучков излучения действуют как оптические отклоняющие системы и могут работать в параллельном или ско-



Сканирующие системы для получения строчной развертки.

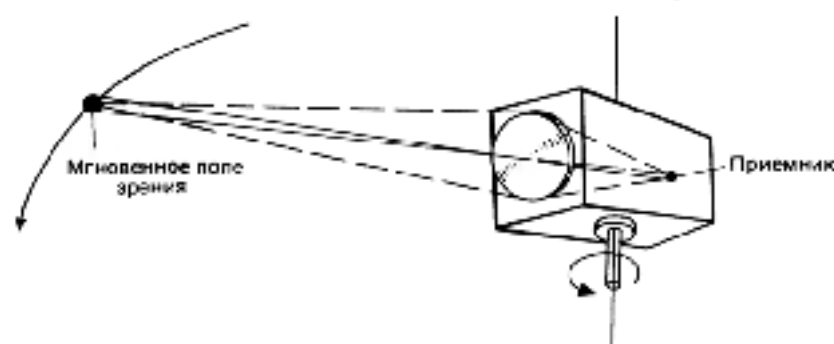
a — вращение всей системы; *b* — колебания плоского зеркала; *в* — вращение зеркального барабана-многогранника; *г* — вращение многогранной преломляющей призмы; *д* — вращение барабана с объективами; *е* — вращающиеся оптические линзы; *ж* — линейчатый многоэлементный приемник.

дающему пучке. Существует ряд способов, используемых для осуществления анализа по строке, т. е. для получения строчной развертки. Упомянем здесь некоторые из них, хотя совершенно очевидно, что приведенный список не является исчерпывающим, так как можно представить очень много разнообразных систем отклонения оптических пучков.

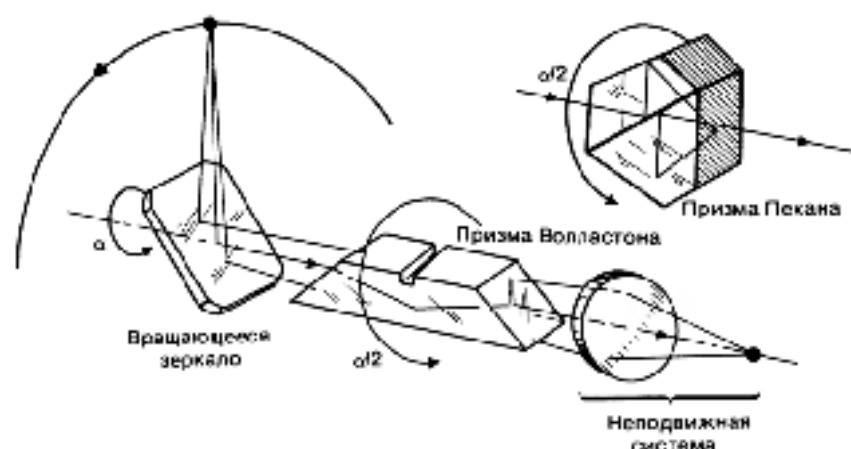
7.4.1. СТРОЧНАЯ РАЗВЕРТКА (СТРОЧНЫЕ СКАНИРУЮЩИЕ УСТРОЙСТВА)

а. Вращение всей системы

Речь идет о вращении системы, состоящей из оптики и приемника. Вращение происходит вокруг оси, перпендикулярной оптической оси и линии сканирования. При таком способе угловая скорость развертки равна угловой скорости вращения системы. Данный способ не позволяет получить высоких скоростей развертки из-за значительной инерции механической части устройства. Тем не менее с помощью этого метода легко получить обзор на 360° путем полного оборота системы, однако необходим вращающийся коллектор для вывода информации с вращающейся головки. Необходимо отметить, что на конечных расстояниях сканируемое пространство объектов имеет цилиндрическую форму.



Возможен вариант такого устройства с расположением вращающегося зеркала перед системой и вращением зеркала вокруг оптической оси системы. Преиму-

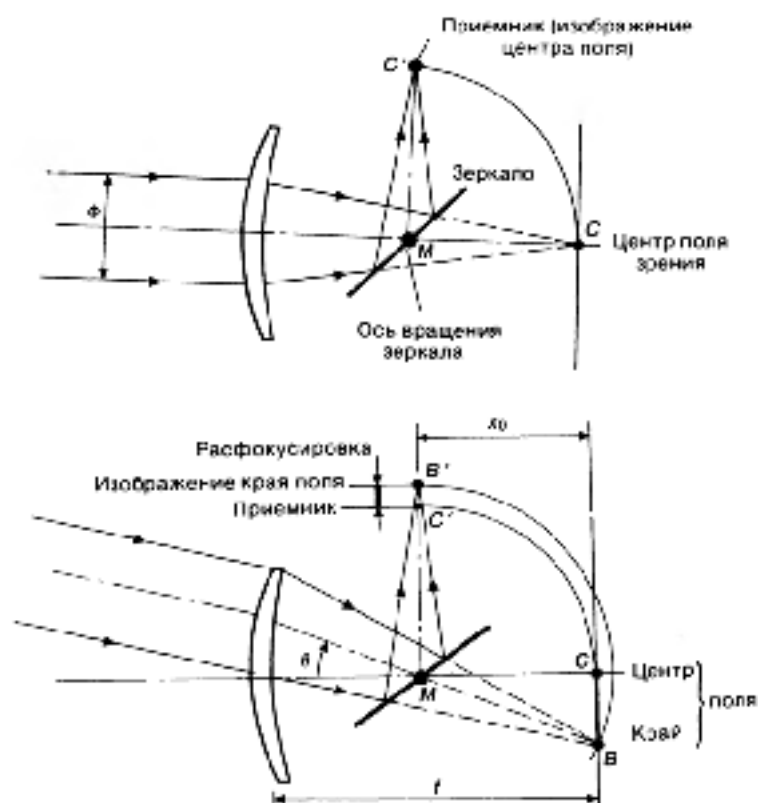


щество такой схемы — вращение существенно более легких частей устройства и отсутствие вращающегося коллектора. Однако здесь необходима компенсация поворота изображения, происходящего при вращении зеркала, которая нужна в случае прямоугольного чувствительного элемента приемника или линейки чувствительных элементов. Компенсация поворота изображения производится с помощью призмы Волластона или призмы Пехана или двугранного отражателя, которые поворачиваются вокруг оси пучка на половину угла поворота зеркала.

6. Колебания плоского зеркала

Ось вращения проходит через точку падения пучка лучей. Вращение плоского зеркала вызывает отклонение отраженного пучка лучей, причем угловая скорость сканирования вдвое больше скорости вращения зеркала. Если вращение плоскости зеркала в описанных условиях не создает никаких проблем при отклонении параллельных пучков, то при работе системы в сходящихся пучках сканирование по полю связано с расфокусировкой изображения.

Расфокусировка из-за отклонения сходящегося пучка на угол θ от оптической оси, т. е. в результате поворота на угол $\theta/2$ сканирующего зеркала вокруг оси, проходящей через точку M , лежащую на среднем луче пучка, определяется фор-



Расфокусировка изображения при сканировании колеблющимся зеркалом. Расфокусировка $e = x_0[(1/\cos \theta) - 1]$.

мудой

$$\varepsilon = C'B' = MB - MC = x_0/\cos\theta - x_0 = x_0[1/\cos\theta - 1].$$

Диаметр пятна расфокусировки на приемнике для оптической системы с фокусным расстоянием f и диаметром входного луча ϕ равен

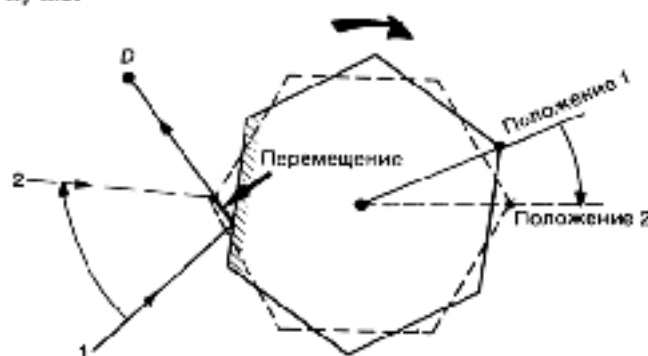
$$d = \varepsilon(\phi/f) = x_0[1/\cos\theta - 1](\phi/f).$$

От расфокусировки при сканировании в сходящемся пучке можно избавиться, деформируя плоскость изображения. Фокальную поверхность оптической системы нужно выбрать и рассчитать таким образом, чтобы она была по возможности ближе к шаровому сегменту с центром в точке M и радиусом MC . Следует отметить, что вследствие принципа обратимости распространения света сканирующая система, расположенная перед оптической системой, сфокусированной на конечное расстояние, приведет к тем же неприятностям.

Наконец, когда строчная развертка производится очень быстро, движение колеблющегося зеркала становится заметно прерывным. В этих условиях трудно обеспечить линейность развертки в широком диапазоне углов.

е. Вращение зеркального барабана-многогранника

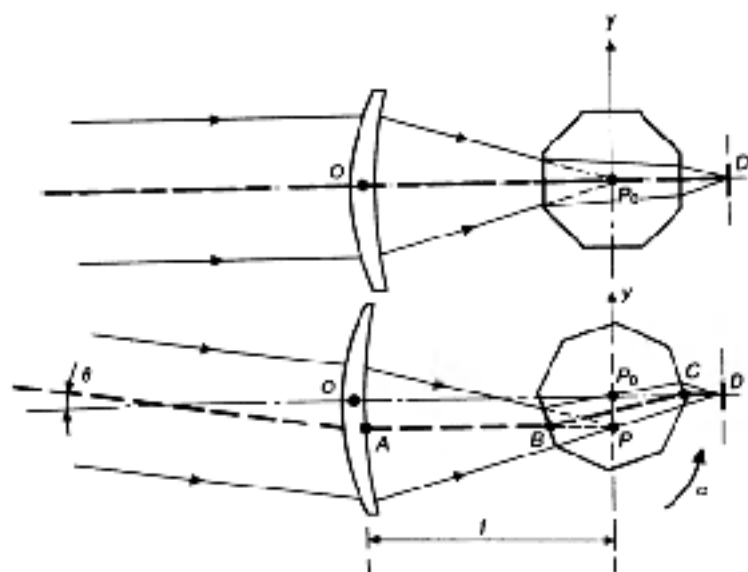
Непрерывное вращение призматической системы с зеркальными гравями позволяет получить высокие скорости сканирования, ограничиваемые, однако, центробежными силами. Получается пилообразная развертка, т. е. после того, как просканирована строка, возврат в исходное положение происходит практически мгновенно. Ось вращения зеркальных граней не проходит через точку падения пучка. Поэтому на отклонение среднего луча накладывается поступательное перемещение (эффект второго порядка). Это перемещение приводит к расфокусировке в сходящемся пучке. Поэтому системы такого типа лучше использовать в параллельном пучке.



В заключение необходимо отметить, что при надлежащем выборе небольшого наклона каждой грани к оси вращения можно осуществить перекрытие строк, или чересстрочную развертку.

г. Вращение многогранной преломляющей призмы

Эта преломляющая призма — правильный многогранник с четным числом плоских граней. Каждая пара противоположных граней образует плоскопараллельную пластину. Если центр призмы совпадает с создаваемым оптической систе-



мой изображением центра поля P_0 , то можно вычислить поперечное смещение $y = P_0P$ изображения центра поля в функции угла α поворота призмы.

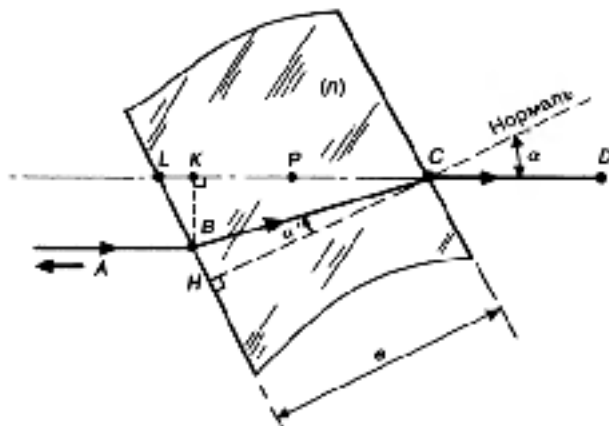
Расчет был выполнен для хода луча $ABCD$, траектория которого в воздухе параллельна оптической оси объектива OD . При угле поворота α плоскопараллельной пластины толщиной e с показателем преломления n поперечный сдвиг луча $P_0P = KB = y$ определяется формулой

$$y = BL \cos \alpha = (HL - HB) \cos \alpha = e(\operatorname{tg} \alpha - \operatorname{tg} \alpha') \cos \alpha.$$

Углы α и α' в соответствии с законом преломления связаны соотношением $\sin \alpha = n \sin \alpha'$, и

$$\begin{aligned} y &= e \left[\sin \alpha / \cos \alpha - \sin \alpha / n \sqrt{1 - (\sin^2 \alpha / n^2)} \right] \cos \alpha = \\ &= e \sin \alpha (1 - \cos \alpha / \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}). \end{aligned}$$

Для объектива с фокусным расстоянием $OP_0 = f$ угол поля обзора θ определяет

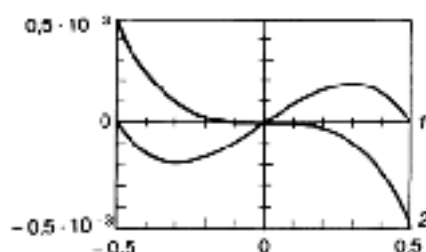
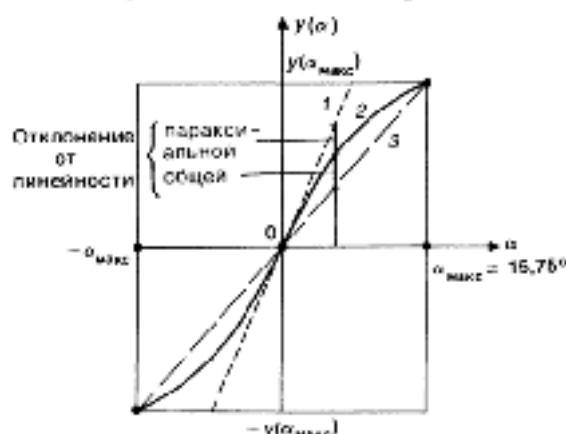


ся формулой

$$\operatorname{tg} \theta = P_0 P / OP_0 = y/f.$$

Призма с восемью гранями теоретически обеспечивает полный размер строки, соответствующий $\alpha = \pm 22,5^\circ$. На практике пучки имеют определенный размер и необходимо предусмотреть мертвое время порядка 30 % времени анализа строки для обратного хода развертки. При этих условиях максимальный полезный угол развертки $\alpha_{\max}$ равен $\pm 15,75^\circ$.

Рассмотрение перемещения пучка y в функции угла поворота призмы α позволяет оценить отклонение развертки от линейности в такой системе. Для этого нужно сравнить ход функции $y(\alpha)$ с прямыми $y = y(\alpha_{\max})/\alpha_{\max}$ (общая линейность) и $y = dy(\alpha)/d\alpha$ (параксимальная линейность). Относительное искажение очень невелико — максимальное относительное отклонение от общей линейности имеет порядок $2 \cdot 10^{-4}$, а от параксимальной — порядок $5 \cdot 10^{-4}$.



Перемещение пучка y в функции угла поворота призмы α .

1 — параксимальная линейность $y = dy(\alpha)/d\alpha$;
2 — развертка $y(\alpha)$; 3 — общая линейность $y = y(\alpha_{\max})/\alpha_{\max}$.

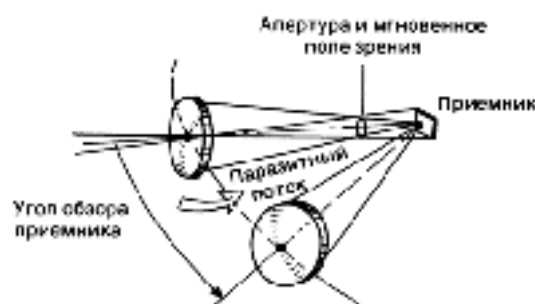
Относительные искажения изображения при сканировании восьмигранной призмой.

Коэффициент мертвого хода 0,3; полный полезный угол $31,6^\circ$. 1 — относительное отклонение от общей линейности; 2 — относительное отклонение от параксимальной линейности.

Эта весьма компактная система обеспечивает высокие скорости развертки, но требует, с одной стороны, коррекции aberrаций, вносимых плоскопараллельной пластиной в сходящемся пучке, и, с другой стороны, просветления поверхностей с целью улучшения пропускания призмы. Следует уточнить, что толщина, которую должен пройти луч, меняется в зависимости от угла обзора, поэтому поглощение и собственное излучение призмы различны в центре и на краю поля. Преломляющая призма также позволяет осуществить чересстрочную развертку путем придания граням небольшого наклона к оси вращения.

д. Вращение барабана с объективами

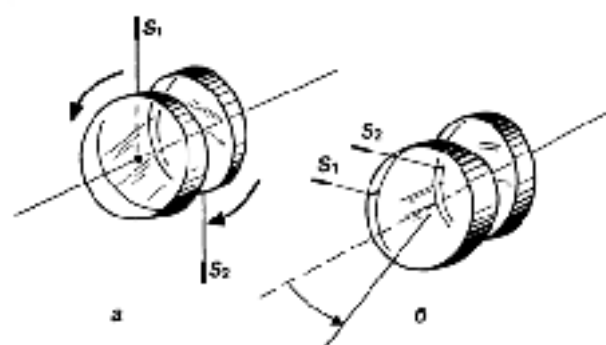
Это довольно старый способ, позволяющий осуществлять механический анализ при непрерывном вращении; недостаток его заключается в том, что пучки



лучей из пространства объектов падают на приемник под различными углами. Иными словами, на приемник постоянно наряду с полезным потоком поступает паразитный поток от самой системы. Наконец, реакция приемника, зависящая от угла падения пучка, не будет постоянной при сканировании однородной по яркости строки.

е. Вращающиеся оптические клинья

Излучение последовательно проходит через два оптических клина. Общее отклонение пучка зависит от угла при вершине клина, эквивалентного данной паре клиньев. Этот эквивалентный угол при вершине зависит от поворота клиньев относительно друг друга вокруг оптической оси падающего пучка.



Вращающиеся оптические клинья.

S_1 и S_2 — вершины первого и второго клина; a — нулевое отклонение; b — максимальное отклонение.

Такая система вносит очень большие геометрические aberrации при работе в сходящемся пучке, поэтому ее используют главным образом в параллельном пучке. К тому же систему необходимо ахроматизировать, чтобы устранить дисперсию отклонения в широкой спектральной области. В зависимости от выбора геометрических и кинематических параметров (углы при вершинах клиньев, показатели преломления, скорости вращения) можно получить самые разнообразные виды развертки (строчную, эллиптическую, спиральную, по сложной кривой и т. п.).

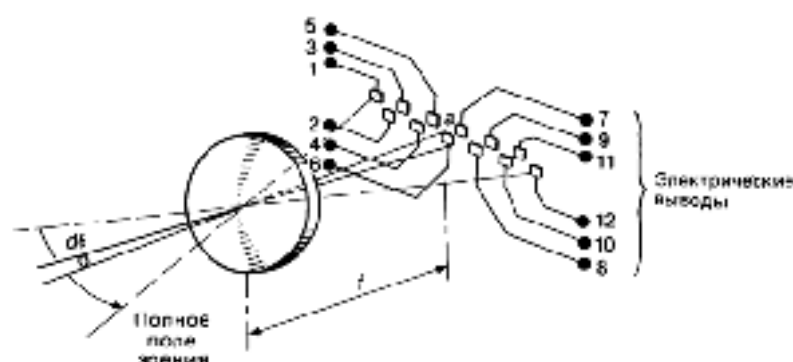
Результирующее отклонение D эквивалентным клином является векторной суммой отклонений D_1 и D_2 каждым клином:

$$D^2 = (D_2 + D_1 \cos \beta)^2 + (D_1 \sin \beta)^2,$$

где β — угол между клиньями, т. е. между вершинами S_1 и S_2 . Окончательно

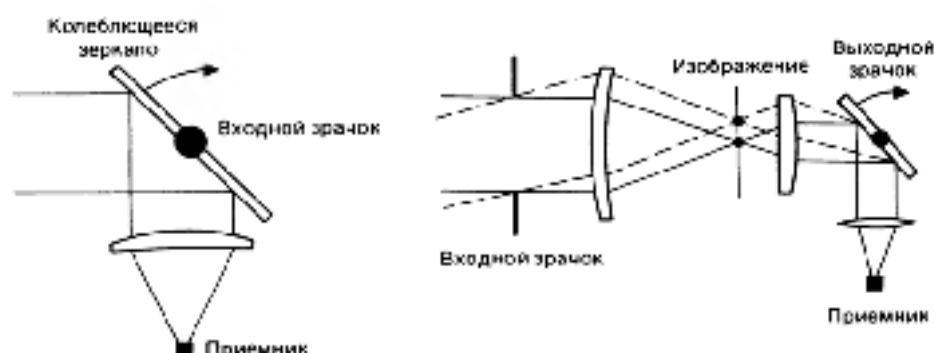
$$D = \sqrt{D_1^2 + D_2^2 + 2D_1D_2 \cos \beta}.$$

ными средствами. Сигнал считывают с каждого элемента, внося в случае необходимости поправку, учитывающую пространственный сдвиг между элементами в четном и нечетном рядах.



Преимущество этого метода строчной развертки состоит в том, что не требуется механического сканирования, однако применение многоэлементного приемника сопряжено с дополнительными расходами, особенно когда число элементарных точек в строке велико.

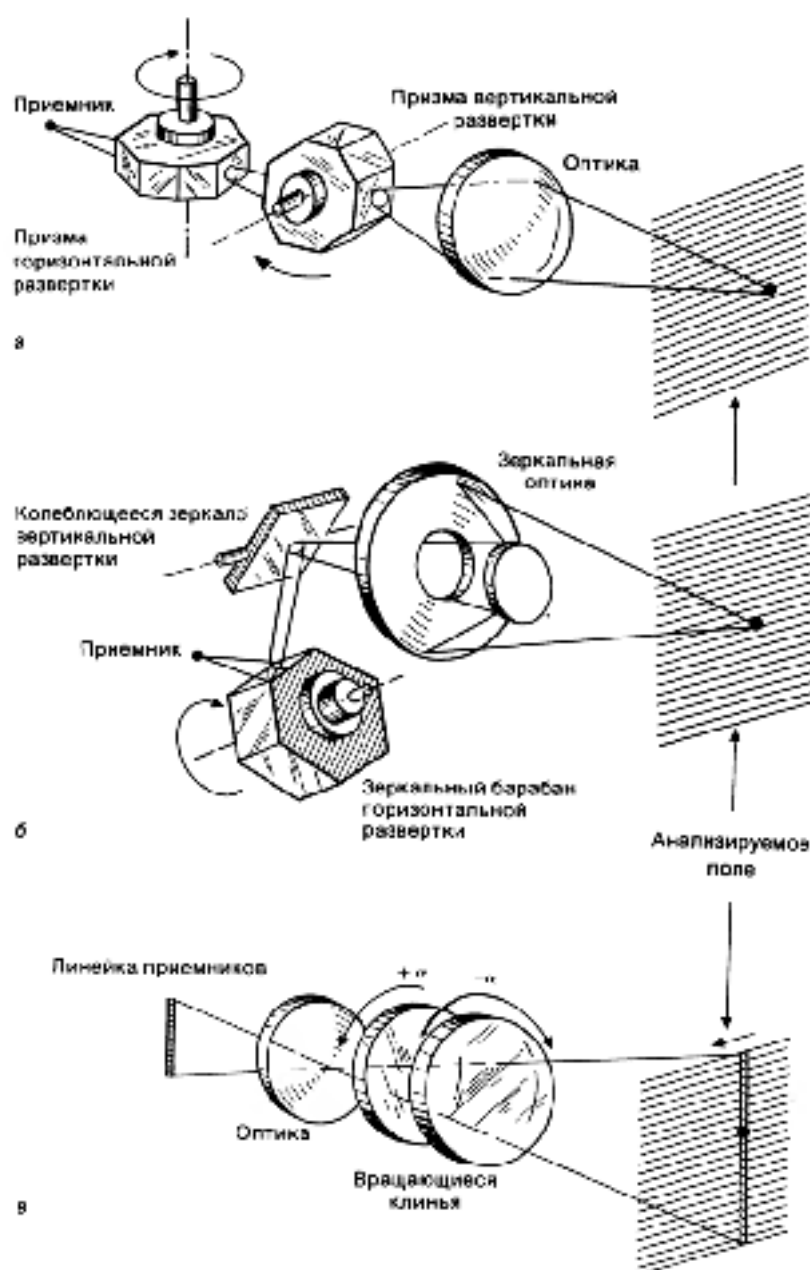
Замечание. При изображении зрачков в оптических системах полезное сечение пучков изменяется и проходит через минимум. Системы сканирования, предназначенные для отклонения пучков, будут иметь наименьшие размеры, если их располагать в этих минимумах.



7.4.2. СКАНИРОВАНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ

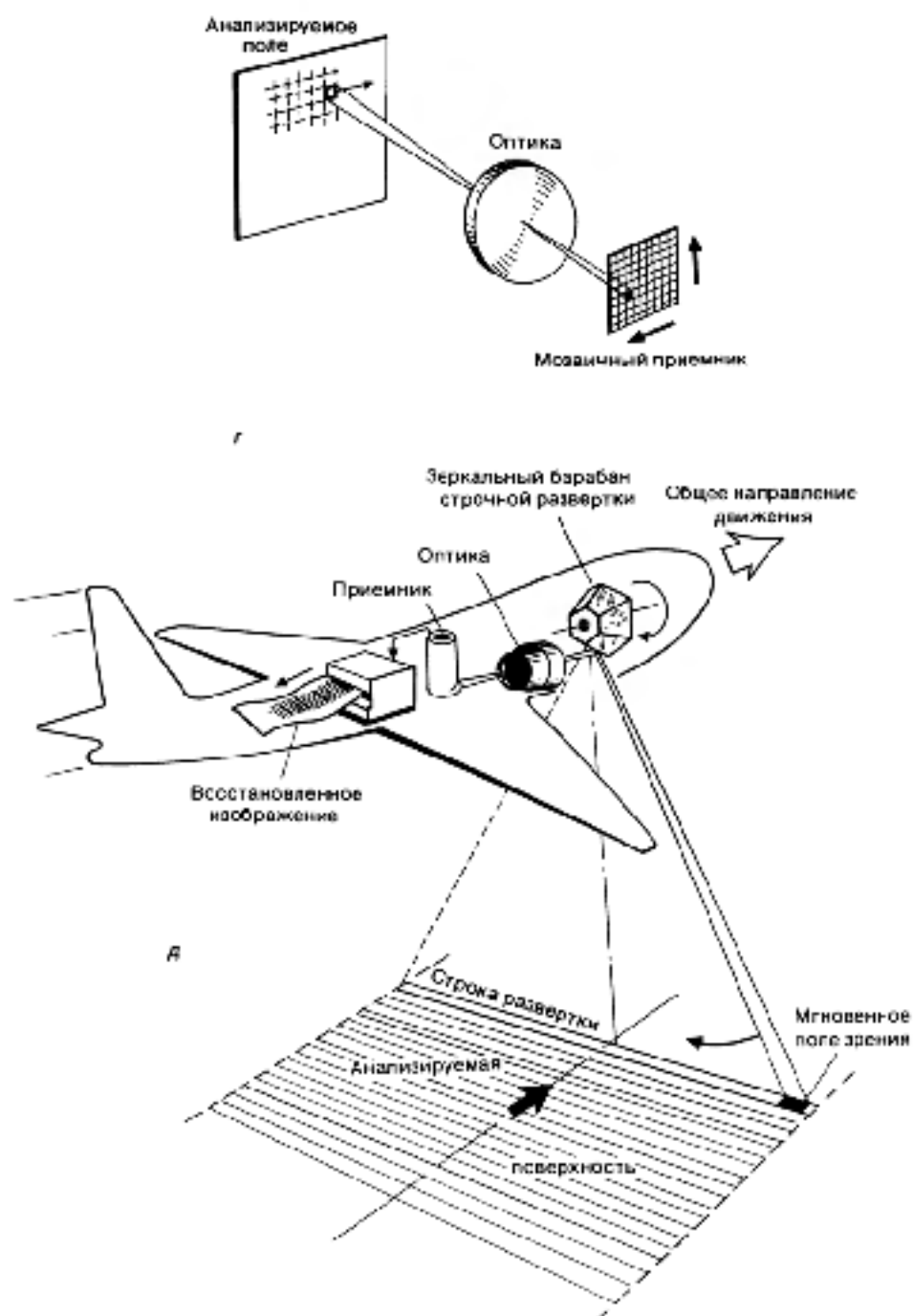
Полное изображение прямоугольного формата получается путем использования комбинации двух разверток — строчной, способ осуществления которой можно выбрать на основе предшествующего изложения, и развертки в перпендикулярном к строкам направлении, называемой кадровой разверткой. Соотношение скоростей строчной и кадровой разверток определяется форматом изображения и числом строк в кадре. Строчная, обычно горизонтальная, развертка быстрая, а кадровая, вертикальная, значительно более медленная.

Использование термографии особенно упрощается, когда обнаружение удаленных объектов или обзор производится с движущегося носителя. Это, например, бортовые самолетные термографические системы или системы, устанавли-



Виды сканирования изображения.

а — сканирующее устройство с двумя преломляющими призмами; б — сканирующее устройство с зеркальным барабаном и колеблющимся зеркалом (ахроматическая система); в — сканирующее устройство с вращающимися оптическими клиньями и линейчатым приемником;



а — сканирующее устройство с двумерной мозаикой (скадирование осуществляется электронным считыванием информации с элементов мозаики); б — анализ изображения путем равномерного перемещения системы строчного сканирования.

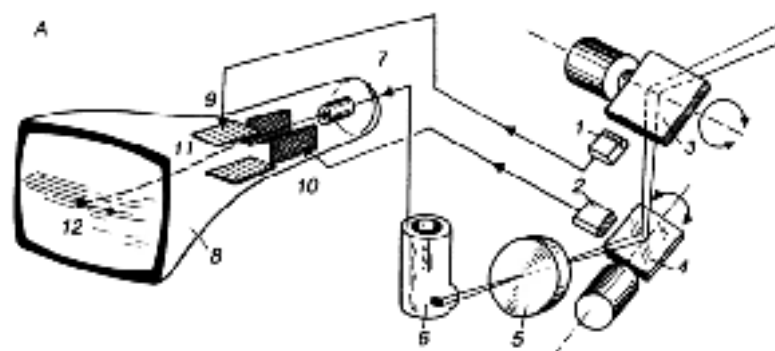
ваемые на любых транспортных средствах с равномерной скоростью перемещения. В этих условиях перемещение всей системы вместе с носителем обеспечивает анализ в одном направлении вдоль траектории движения. Для получения двумерного анализа нужно просто добавить систему сканирования в одном направлении, перпендикулярном направлению движения носителя.

Эти системы, называемые обычно линейными сканерами, позволяют благодаря перемещению носителя или исследуемого объекта получить двумерное изображение с помощью одной строчной развертки. Скорость развертки должна быть согласована с угловыми размерами мгновенного поля зрения и скоростью носителя, чтобы получить изображение с примыкающими друг к другу стрками без пропусков. Визуализация часто осуществляется с помощью графического регистратора; при этом скорость подачи ленты пропорциональна скорости носителя, а запись строк синхронизирована со строчной разверткой.

7.5. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ

Система изображения выдает видеосигнал, а также сигналы синхронизации, предназначенные для обозначения начала строк и кадров. Эти сигналы могут быть смешаны (мультиплексированы) в одном канале или поступать в электронную систему раздельно. Сигналы синхронизации, идущие от датчиков положения движущихся оптико-механических частей системы сканирования, используются для управления развертками системы восстановления видимого изображения с тем, чтобы получить кадр, пространственные характеристики которого аналогичны характеристикам наблюдаемой картины.

Блок визуализации обычно представляет собой электронно-лучевую трубку, яркость пятна которой модулируется в соответствии с амплитудой видеосигнала. Горизонтальная и вертикальная развертки трубки синхронизированы с соответствующими развертками сканирующего устройства, анализирующего картину и пространство объектов (рис. 4).

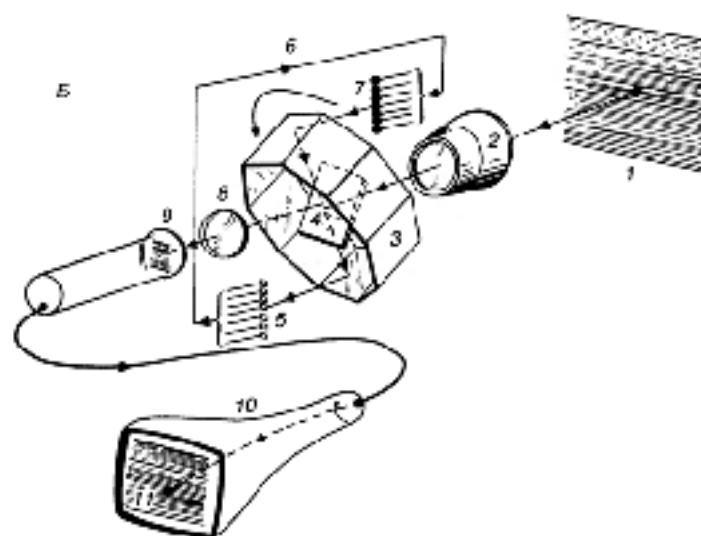


Тепловизионная (термографическая) система с визуализацией непосредственно на электронно-лучевой трубке.

1 — датчик положения вертикальной развертки; 2 — датчик положения горизонтальной развертки (датчики положения — магнитные или оптоэлектронные); 3 — зеркало вертикальной развертки; 4 — зеркало горизонтальной развертки; 5 — инфракрасная оптика; 6 — приемник инфракрасного излучения; 7 — видеосигнал; 8 — электронно-лучевая трубка; 9 — вертикальное отклонение; 10 — горизонтальное отклонение; 11 — электронный луч; 12 — видимое изображение.

В некоторых тепловизионных системах, предназначенных для военных целей и используемых как пассивные инфракрасные системы разведки и наблюдения, применяется другой способ восстановления изображения. Видеосигнал после усиления используется для модуляции интенсивности излучения линейки светодиодов, изображение которых наблюдается через систему сканирования, используемую для анализа. В анализаторе применяется ахроматическое зеркало, которое одинаково хорошо подходит и для инфракрасной, и для видимой областей (рис. Б).

Восстановленное изображение наблюдается либо непосредственно глазом через окуляр, либо с помощью телевизионной камеры. Представление изображения в последнем случае, конечно, соответствует по разверткам телевизионному стандарту. Если приемник инфракрасного излучения представляет линейку из n элементов, то восстановление изображения должно также осуществляться линейкой из n светодиодов. Метод восстановления изображения с помощью светодиодов обеспечивает автоматическую коррекцию искажения изображений при анализе.

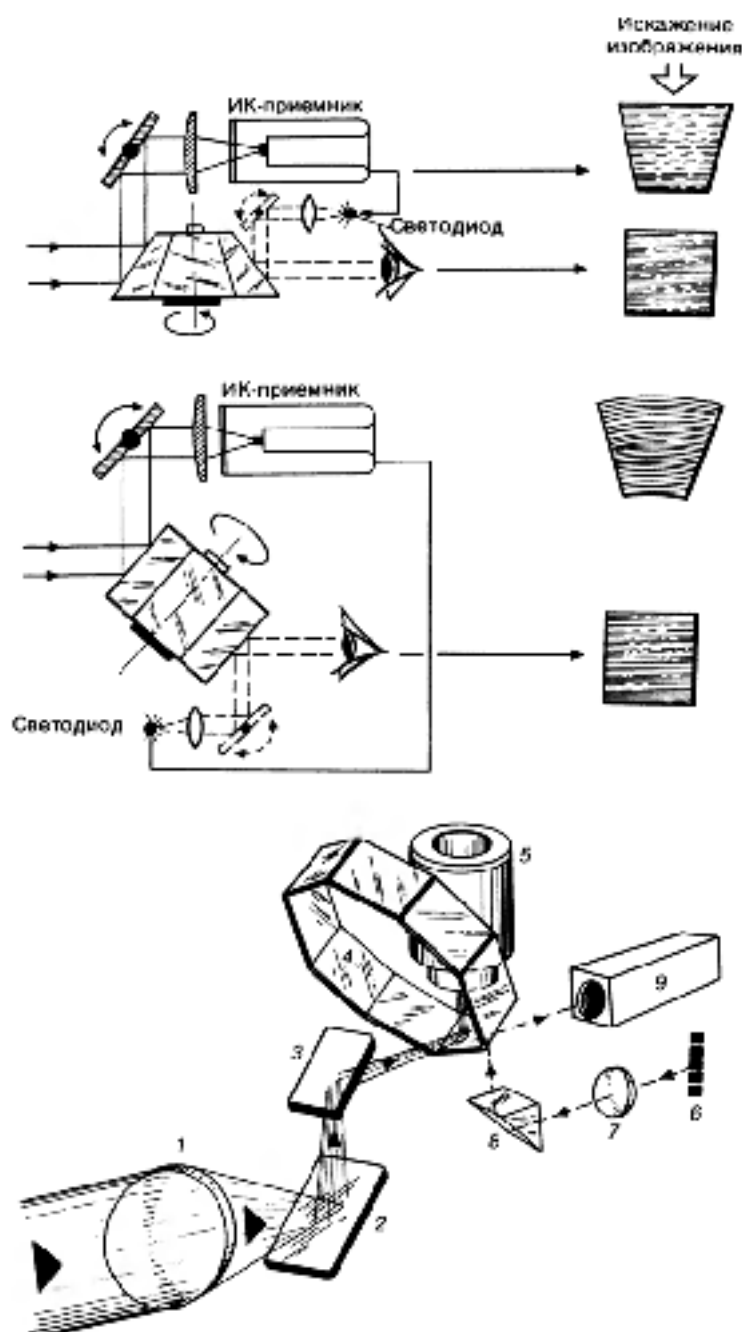


Тепловизионная система с визуализацией на светодиодах.

1 — наблюдаемое в ИК-лучах поле зрения; 2 — инфракрасный объектив; 3 — зеркальный барабан строчной развертки; 4 — двустороннее зеркало; 5 — линзка ИК-приемника; 6 — электрический сигнал (видеосигнал); 7 — линзка светодиодов; 8 — телевизионный объектив; 9 — видикон; 10 — электроно-лучевая трубка; 11 — видимое изображение.

7.6. РАЗЛИЧНЫЕ СПОСОБЫ АНАЛИЗА ИЗОБРАЖЕНИЯ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МНОГОЭЛЕМЕНТНЫХ ПРИЕМНИКОВ

Анализ теплового изображения можно считать хорошим, когда он позволяет получить изображение с требуемым качеством и разрешением как по температуре, так и по пространственным координатам. Для этого изображение должно быть мало искаженным, его четкость и кадровая частота должны быть удобными для визуального наблюдения, а спектр видеосигнала должен иметь минимальную ширину, чтобы по возможности уменьшить шум. Анализ должен быть по возможности линейным, а мертвое время — сведено к минимуму (пилособразная развертка). Кроме того, оптическая система не должна виньетировать полезный поток и создавать помех в виде паразитного инфракрасного излучения самой системы. Можно назвать несколько способов сканирования изображения с помощью приемников, удовлетворяющих этим условиям.

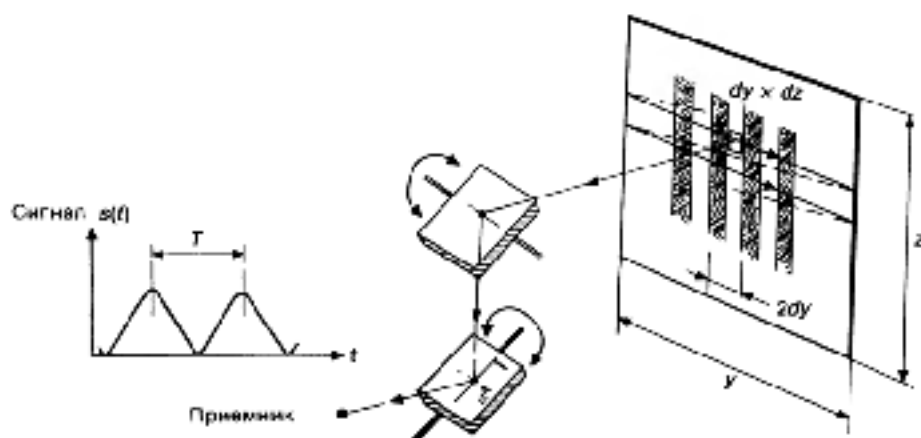


Искажения в тепловизионной системе со светодиодами.

1 — оптика; 2, 3 — наклонные зеркала; 4 — зеркальный барабан; 5 — ИК-приемник (линейка); 6 — линейка светодиодов; 7 — оптика видимого канала; 8 — призма полного внутреннего отражения; 9 — телевизионная камера.

7.6.1. ДВУМЕРНОЕ СКАНИРОВАНИЕ ОДНОЭЛЕМЕНТНЫМ ПРИЕМНИКОМ

Сканирование поля с максимальными размерами y по горизонтали и z по вертикали при размере мгновенного поля зрения $dy dz$ дает $yz/dy dz$ точек изображения в кадре, т. е. $N(yz/dy dz)$ точек в секунду, где N — частота повторения кадров. Обычно 20 — 30% полного сканируемого размера поля по обеим осям используется для обратного хода разверток, поэтому используемое поле уменьшается в этой пропорции. Такая развертка при стопроцентной модуляции может надежно разрешить миру с шагом, т. е. периодом по пространственной координате, равным удвоенной величине мгновенного поля зрения (т. е. $2dy$ или $2dz$ в зависимости от направления ориентации мира).



Соответствующий электрический сигнал $s(t)$, поступающий с приемника, будет иметь период

$$T = (2/N)(dydz/yz).$$

Необходимая полоса пропускания частот от нуля (постоянный фон) до этой максимальной частоты, следовательно, равна

$$\Delta\nu = (1/2)(Nyz/dydz).$$

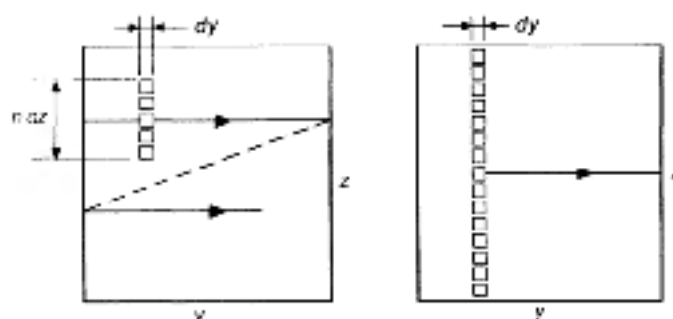
Однако в некоторых случаях полосу видеосигнала удваивают, чтобы улучшить чувствительность системы в переходном режиме. Так что величину требуемой ширины полосы в зависимости от числа элементарных точек изображения в секунду можно определить формулой

$$\Delta\nu = N(yz/dydz).$$

7.6.2. ПАРАЛЛЕЛЬНОЕ СКАНИРОВАНИЕ ЛИНЕЙЧАТЫМ ПРИЕМНИКОМ С ЧИСЛОМ ЭЛЕМЕНТОВ n

Линейка, перпендикулярная направлению сканирования, дает одновременно n строк за один горизонтальный проход, n мгновенных полей считывается в параллель, и полоса пропускания видеосигнала равна

$$\Delta\nu = (1/2)(Nyz/ndydz), \quad \text{или} \quad \Delta\nu = Nyz/ndydz.$$

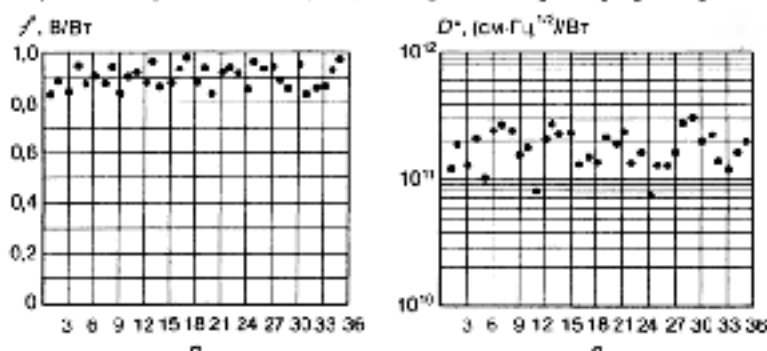


Преимущества этой развертки состоят в том, что скорость сканирования уменьшается, полоса пропускания сужается в n раз и отношение сигнала к шуму, выражаемое приведенной ниже в разд. 11.3.1 формулой

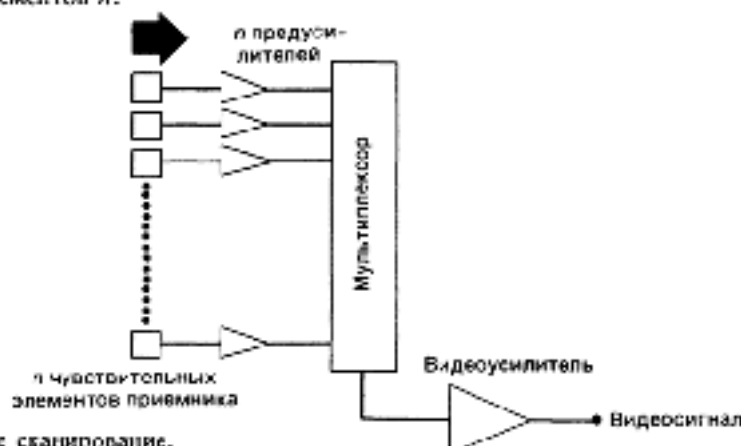
$$v_s/v_p = S_{a,r} R \phi_p D^* \operatorname{tg} \alpha \cdot \overline{\mathcal{T}}_{\text{эл}} \cdot \overline{\mathcal{T}}_{\text{сн}} / 2 d^2 \sqrt{\Omega \Delta \nu},$$

возрастает в $\sqrt{n}$ раз.

К недостаткам такой развертки относится то, что разброс чувствительности (около 20 %) и особенно шумов (до 200 % и более) каждого элемента приводит к возникновению геометрического шума, который в термографии крайне нежелате-



Чувствительность и обнаружительная способность линейки приемников HgCdTe в функции числа элементов n .



Параллельное сканирование.

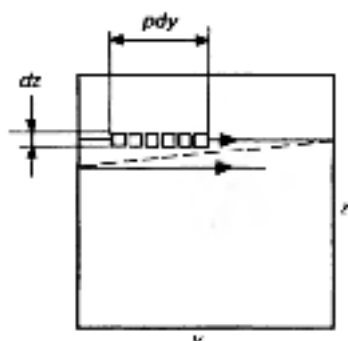
лен. Кроме того, выход из строя одного элемента приводит к выпадению целой строки.

Если $n = z/dz$ (т. е. равно числу строк в кадре), то поле перекрывается за один проход и полоса пропускания равна

$$\Delta\nu = (1/2)N(y/dy), \quad \text{или} \quad \Delta\nu = N(y/dy).$$

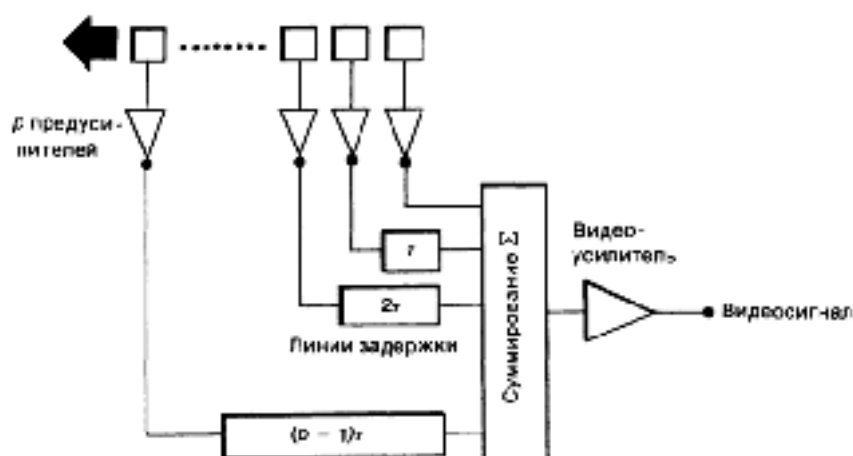
7.6.3. ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЕ СКАНИРОВАНИЕ ЛИНЕЙКОЙ ИЗ p ЭЛЕМЕНТОВ

В этом случае линейка рассматривается как единый приемник. Точка поля анализируется последовательно каждым элементом приемника. Полученные сигналы приводятся к единой фазе в линии задержки и затем суммируются. Благодаря суммированию сигнал увеличивается, отношение сигнала к шуму здесь так-



же улучшается в $\sqrt{p}$ раз. Последовательный анализ, недостатком которого является необходимость быстрого сканирования в обоих направлениях, в то же время существенно увеличивает эффективную обнаружительную способность ($D_{\text{эф}}^* = \sqrt{p}D^*$) и кроме того, выход из строя одного элемента практически не влияет на изображение на выходе и наконец, когерентное суммирование сигналов

p чувствительных элементов приемника

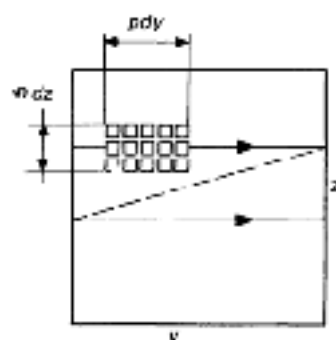


Последовательное сканирование.

от каждого элемента приемника устраняет влияние разброса величин обнаружительной способности отдельных элементов.

7.6.4. ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНО-ПАРАЛЛЕЛЬНОЕ СКАНИРОВАНИЕ С ПОМОЩЬЮ ДВУМЕРНОГО МОЗАИЧНОГО ПРИЕМНИКА

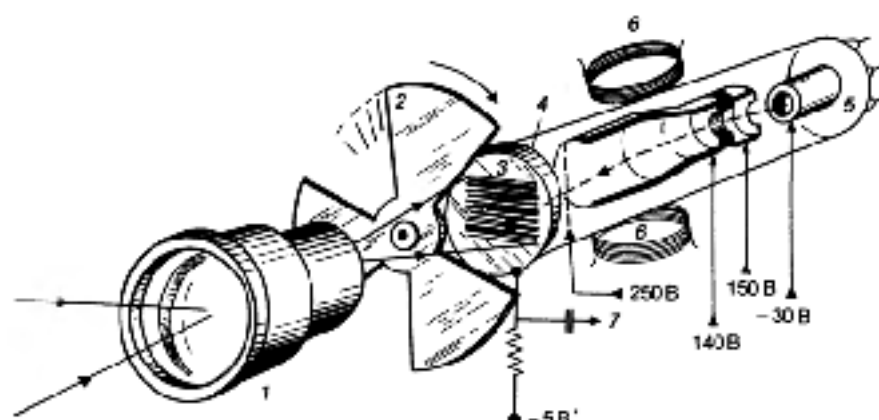
Как было только что показано, оба способа развертки обеспечивают одинаковую чувствительность системы. Можно одновременно использовать преимущества обоих способов и применить последовательно-параллельную развертку с мозаичным приемником с числом элементов np . Выигрыш в обнаружительной способности составит тогда $\sqrt{n}\sqrt{p}$ при развертке, которая может быть много медленнее.



Этот способ анализа с успехом используется в термографии, благодаря равномерной чувствительности по полю. К сожалению, в настоящее время многоэлементные мозаичные приемники слишком дороги и их трудно охлаждать. Отметим в заключение, что если число элементов приемника таково, что $n = z/dz$, а $p = y/dy$, то все поле анализируется без оптического сканирования. Информация от каждого элемента получается тогда с помощью электронного сканирования.

7.7. ЭЛЕКТРОННЫЙ АНАЛИЗ

Принцип электронного анализа инфракрасного изображения аналогичен используемому в видиконе — электронной трубке, применяемой в телевизионии. Пучок электронов, испускаемый электронной пушкой, отклоняется затем в соответствии с пилообразным законом развертки отклоняющими катушками и попадает на мишень трубки, на которой формируется оптическое изображение. Состояние электрической проводимости в отдельных точках мишени определяет стекание электронов на сигнальный электрод. Возникающий при этом ток модулирован по интенсивности в соответствии с изменениями проводимости мишени. Это и есть видеосигнал. Мишень может быть фотопроводящей или пироэлектрической.



Электронное сканирование.

1 — линза; 2 — модулятор; 3 — германевое окно; 4 — пироэлектрическая мишень; 5 — электронная пушка (катод); 6 — отклоняющие катушки; 7 — видеосигнал.

В средней инфракрасной области без охлаждения может работать только пироэлектрическая мишень. Электронный пучок нейтрализует распределенные по мишени электрические заряды, возникшие под действием излучения. Эта трубка — пировидикон — нечувствительна к постоянному тепловому потоку, поэтому необходимо модулировать изображение с помощью обтюратора (см. ниже разд. 9.6.2).

8. Спектральная фильтрация

Спектральная чувствительность инфракрасной системы определяется спектральными характеристиками всех ее компонентов, оптических и оптико-электронных, а именно:

- спектральным пропусканием поглощающих материалов;
- спектральным отражением отражающих материалов;
- спектральными свойствами соответствующим образом обработанных поверхностей материалов;
- спектральным пропусканием фильтров, которые могут быть применены;
- спектральной чувствительностью приемника излучения.

8.1. СПЕКТРАЛЬНОЕ ПРОПУСКАНИЕ МАТЕРИАЛОВ

В гл. 5 было показано, что оптические свойства среды определяются ее комплексным показателем преломления $N = n - jK$. Когда материал прозрачен, т. е. когда его показатель ослабления K близок к нулю, коэффициент отражения поверхности такого материала с показателем преломления n при нормальном падении света в том случае, когда поверхность соприкасается с воздухом, равен

$$\mathcal{R} = [(n - 1)/(n + 1)]^2.$$

В случае контакта со средой с показателем преломления n' коэффициент отражения этой поверхности становится равным

$$\mathcal{R} = [(n - n')/(n + n')]^2.$$

Рассматриваемый материал с пренебрежимо малым поглощением имеет коэффициент пропускания

$$T = 1 - \mathcal{R} = 4n/(n + 1)^2.$$

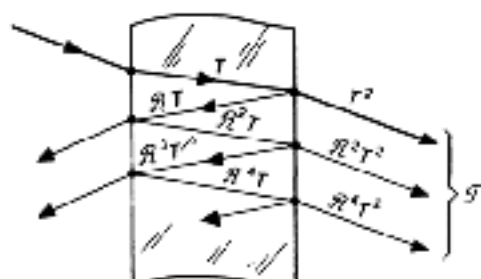
В случае оптической системы, содержащей p поверхностей раздела воздух-среда с показателем преломления n , коэффициент пропускания системы равен

$$T = [4n/(n + 1)^2]^p.$$

Это соотношение не вполне точно выполняется на практике из-за паразитных многократных отражений, которые в некоторых случаях искусственно повышают этот коэффициент:

$$\mathcal{T} = T^2[1 + (1 - T)^2 + (1 - T)^4 + \dots] = T^2/[1 - (1 - T)^2] = T/(2 - T),$$

$$\mathcal{T} = 2n/(n^2 - 1) > T^2.$$



Разница, очень незначительная при малых показателях преломления, выражена гораздо заметнее для материалов с большим показателем преломления, таких, как германий ($n = 4$):

$$n = 1,5 \quad \mathcal{R} = 0,923, \quad T^2 = 0,922,$$

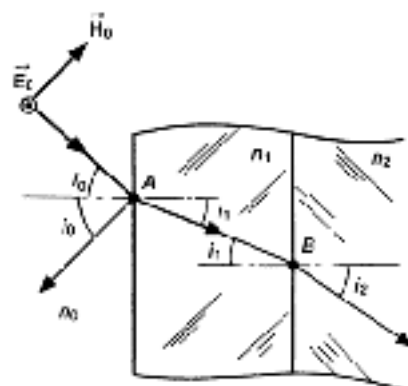
$$n = 4, \quad \mathcal{R} = 0,47, \quad T^2 = 0,41.$$

Спектральные отражательные свойства поверхностей сильно изменяются при нанесении на эти поверхности тонких слоев материалов с различными показателями преломления.

8.2. СВОЙСТВА ТОНКИХ СЛОЕВ

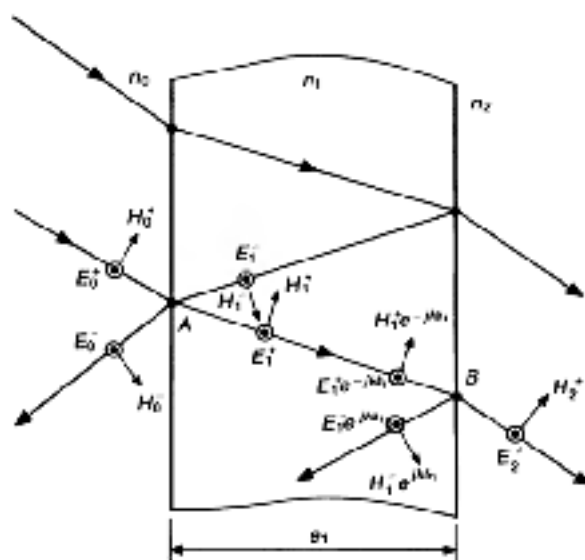
Рассмотрим тонкий слой с постоянной толщиной e , и показателем преломления n_1 , нанесенный на подложку с показателем преломления n_2 . Внешняя поверхность слоя соприкасается с воздухом с показателем преломления $n_0 = 1$.

Плоская падающая электромагнитная волна, определяемая векторами электрического $\vec{E}_0$ и магнитного $\vec{H}_0$ полей, изменяется при прохождении через такую среду. Падающая волна, имеющая угол падения в воздухе i_0 , приобретает угол падения i_1 в слое и i_2 в подложке. Тангенциальные составляющие E_t и H_t векторов $\vec{E}$ и $\vec{H}$ не претерпевают разрывов непрерывности при прохождении через каждую преломляющую поверхность. Следовательно, можно записать условие непрерывности этих тангенциальных составляющих на поверхности A (воздух — слой) в предположении, что вектор электрического поля $\vec{E}_0$ перпендикулярен плоскости падения, а вектор магнитного поля $\vec{H}_0$ соответственно лежит в этой плоскости.



Значения мгновенных амплитуд полей в точке A обозначены в наших расчетах индексом (+) при распространении в направлении падения волны и индексом (−) при распространении в обратном направлении:

$$\begin{aligned}(E_t)_A &= E_0^+ + E_0^- = E_1^+ + E_1^-, \\(H_t)_A &= (H_0^+ - H_0^-) \cos i_0 = (H_1^+ - H_1^-) \cos i_1.\end{aligned}\quad (1)$$



В разд. 5.1 были приведены уравнения Максвелла. Применим первое уравнение Максвелла

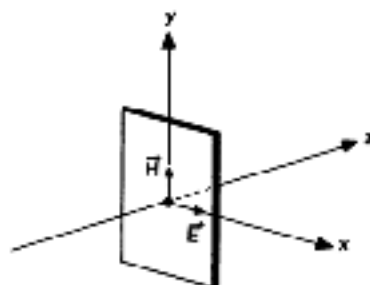
$$\text{rot } \vec{E} = -\mu(\partial \vec{H} / \partial t)$$

к плоской волне с параметрами

$$\vec{E} \begin{cases} E_x, \\ 0, \\ 0, \end{cases} \quad \vec{H} \begin{cases} 0, \\ H_y, \\ 0. \end{cases}$$

и получим связь между компонентами E_x и H_y векторов электрического и магнитного полей в форме

$$\partial E_x / \partial z = -\mu(\partial H_y / \partial t).$$



Если напряженность электрического поля изменяется по синусоидальному закону $E_x = a \cos \omega[t - (z/v)]$,

где ω — круговая частота волны, z — направление распространения, v — скорость распространения волны, то будем иметь

$$-\mu(\partial H_y / \partial t) = \partial E_x / \partial z = (a\omega/v) \sin \omega(t - z/v),$$

$$H_y = - (a\omega/\mu v) \int_0^t \sin \omega(t - z/v) dt = (a/\mu v) \cos \omega(t - z/v) = E_x/\kappa v.$$

Так как $\epsilon\mu = 1/v^2$, можно написать $H_y = (\sqrt{\epsilon/\mu})E_x$ и окончательно

$$H = \kappa E. \quad (2)$$

Это новое соотношение позволяет упростить систему уравнений (1), и она принимает вид

$$(E_t)_A = E_0^+ + E_0^- = E_1^+ + E_1^-, \quad (3)$$

$$(H_t)_A = (E_0^+ - E_0^-)n_0 \cos i_0 = (E_1^+ - E_1^-)n_1 \cos i_1.$$

Соотношения такого же типа можно написать для границы раздела B (слой — подложка):

$$(E_t)_B = E_1^+ e^{-jK\delta_1} + E_1^- e^{jK\delta_1} = E_2^+, \quad (4)$$

$$(H_t)_B = [E_1^+ e^{-jK\delta_1} + E_1^- e^{jK\delta_1}] n_1 \cos i_1 = E_2^+ n_2 \cos i_2,$$

где $\delta_1 = n_1 e_1 \cos i_1$ — оптический путь, проходимый волной через слой, $K = 2\pi/\lambda$.

Исключая E_1^+ и E_1^- из системы уравнений (3) и (4), получим

$$\begin{aligned} (E_t)_A &= (E_t)_B \cos K\delta_1 + (H_t)_B (j/n_1 \cos i_1) \sin K\delta_1, \\ (H_t)_A &= (E_t)_B j n_1 \cos i_1 \sin K\delta_1 + (H_t)_B \cos K\delta_1. \end{aligned} \quad (5)$$

Систему уравнений (5) можно записать в матричной форме

$$\begin{bmatrix} (E_t)_A \\ (H_t)_A \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos K\delta_1 & (j/n_1 \cos i_1) \sin K\delta_1 \\ j n_1 \cos i_1 \sin K\delta_1 & \cos K\delta_1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} (E_t)_B \\ (H_t)_B \end{bmatrix}$$

Четырехчленная матрица в центре этого соотношения содержит только характеристики тонкого слоя и углы падения волны, проходящей через слой. Она позволяет вычислить тангенциальные составляющие векторов поля $\vec{E}$ и $\vec{H}$ на выходе из слоя по известным тангенциальным составляющим на входе. Матрица $M = \begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix}$ называется характеристической матрицей тонкого слоя. Характеристики последовательного ряда тонких слоев определяются произведением их характеристических матриц

$$[M] = [M_1] \cdot [M_2] \dots [M_n].$$

Расчет амплитуд E_0^+ и E_0^- из системы уравнений (3) с подстановкой $(E_i)_A$ и $(H_i)_A$ из уравнений (4) и (5) позволяет получить коэффициент отражения тонкого слоя относительно амплитуд напряженности электрического поля:

$$r = \frac{E_0^-}{E_0^+} = \frac{n_0 \cos i_0 (a + b n_2 \cos i_2) - (c + d n_2 \cos i_2)}{n_0 \cos i_0 (a + b n_2 \cos i_2) + (c + d n_2 \cos i_2)},$$

откуда при падении света по нормали ($i_0 = i_1 = i_2 = 0$) можно вычислить коэффициент отражения для энергии

$$\mathcal{R} = |r \cdot r^*| = \left| \frac{n_0(a + b n_2) - (c + d n_2)}{n_0(a + b n_2) + (c + d n_2)} \right|^2.$$

8.3. ТОНКОСЛОЙНЫЕ ПРОСВЕТЛЯЮЩИЕ ПОКРЫТИЯ

8.3.1. ОДНОСЛОЙНОЕ ПРОСВЕТЛЯЮЩЕЕ ПОКРЫТИЕ

Коэффициент отражения $\mathcal{R}$ одного тонкого слоя при падении света по нормали

$$\mathcal{R} = \frac{(n_0 n_2 - n_1^2)^2 + (n_0^2 - n_1^2)(n_1^2 - n_2^2) \cos^2 K n_1 e_1}{(n_0 n_2 + n_1^2)^2 + (n_0^2 - n_1^2)(n_1^2 - n_2^2) \cos^2 K n_1 e_1}$$

имеет минимум, когда $\cos^2 K n_1 e_1 = 0$, т. е. при оптической толщине слоя в четверть длины волны рассматриваемого излучения:

$$n_1 e_1 = \lambda/4.$$

Характеристическая матрица такого тонкого слоя запишется в виде

$$[M] = \begin{bmatrix} 0 & j/n_1 \\ j n_1 & 0 \end{bmatrix}.$$

Коэффициент остаточного отражения будет иметь величину

$$\mathcal{R} = [(n_0 n_2 - n_1^2)/(n_0 n_2 + n_1^2)]^2.$$

Если к тому же показатель преломления слоя n_1 выбрать таким, чтобы $n_1^2 = n_0 n_2$, то отражательная способность слоя для длины волны λ становится равной нулю ($\mathcal{R} = 0$).

Материалы, используемые для изготовления инфракрасной оптики, имеют показатели преломления от 1,5 до 4. Материалы с малыми показателями преломления ($n_2 = 1,5-1,7$) характеризуются невысоким коэффициентом отражения, и для них редко требуется нанесение на поверхность просветляющих покрытий. Для материалов с большими показателями преломления n_2 просветление обязательно: эффективным способом просветления является нанесение на поверхность таких материалов слоя с показателем преломления n_1 , удовлетворяющего условию $n_1^2 = n_2$ (для работы в воздухе, $n_0 = 1$) и имеющего толщину, равную четверти длины волны.

Для изготовления просветляющих покрытий применяются следующие материалы:

Материал	n_1	n_1^2	Спектральная область, мкм
Криолит ($\text{AlF}_3\text{—NaF}$)	1,32	1,74	0,2 — 10
Фтористый магний (MgF_2)	1,35	1,82	0,12 — 5
Фтористый торий (ThF_4)	1,45	2,10	0,2 — 10
Оксид кремния (SiO_2)	1,5—1,9	2,25—3,61	0,4 — 8
Диоксид церия (CeO_2)	2,2	4,84	0,4 — 5
Сульфид цинка (ZnS)	2,25	5,06	0,4 — 15
Трихлоридная сурьма (Sb_2S_3)	2,8	7,84	
Диоксид титана (TiO_2)	2,3—2,8	5,29—7,84	0,4 — 7

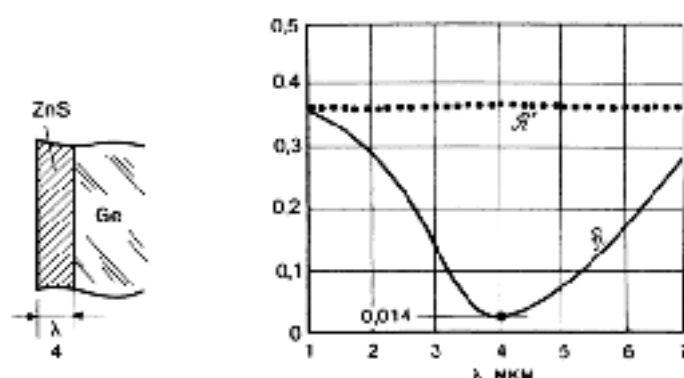
Тонкое однослойное просветляющее покрытие снижает отражательную способность материала для длины волны λ , выбранной из условия $n_1 e_1 = \lambda/4$. Практически коэффициент отражения такого просветляющего покрытия изменяется сравнительно медленно в окрестности этой длины волны, так что эффективность слоя сохраняется в некоторой спектральной полосе $\Delta\lambda$.

Рассмотрим для примера поверхность германия ($n_2 = 4$), покрытую слоем сульфида цинка ($n_1 = 2,25$) с оптической толщиной $\lambda/4$ для $\lambda = 4$ мкм. Геометрическая толщина слоя равна $e_1 = \lambda/4n_1$. Коэффициент отражения такой комбинации составит

$$\mathcal{R} = [(n_2 - n_1^2)/(n_2 + n_1^2)]^2 = 0,014.$$

Тот же материал без просветления будет иметь коэффициент отражения

$$\mathcal{R}' = [(n_2 - 1)/(n_2 + 1)]^2 = 0,36.$$



Коэффициент отражения германия при падении света по нормали.

$\mathcal{R}'$ — без покрытия; $\mathcal{R}$ — с покрытием слоем ZnS толщиной $\lambda/4$.

Заметим попутно, что отклонение от условия $n_1^2 = n_2$ на 25 % приводит к остаточному отражению 1,4 %. Поэтому критерий выбора материалов для просветляющих покрытий не является жестким.

8.3.2. ДВУХСЛОЙНЫЕ ПРОСВЕТЛЯЮЩИЕ ПОКРЫТИЯ

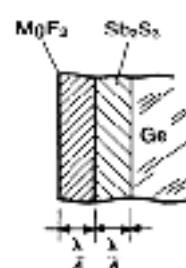
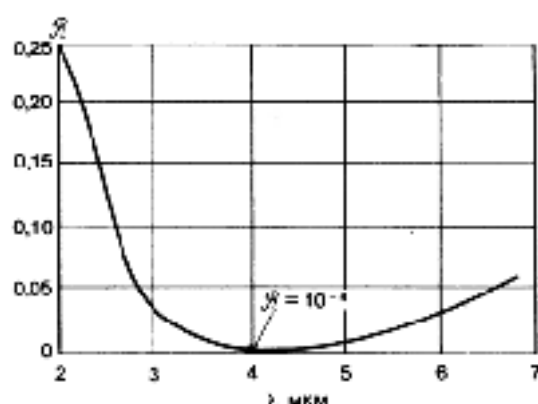
Рассмотрим материал с показателем преломления n_3 , покрытый двумя слоями с показателями преломления n_1 и n_2 и толщиной e_1 и e_2 соответственно. Поведение этой комбинации описывается произведением матриц каждого слоя. Число имеющихся параметров позволяет получить несколько конфигураций, обеспечивающих минимизацию отражательной способности. Наиболее простая из них состоит из слоев, удовлетворяющих условию

$$n_1 e_1 = n_2 e_2 = \lambda/4.$$

Коэффициент отражения при падении света по нормали принимает тогда вид

$$\mathcal{R} = [(n_1^2 n_3 - n_0 n_2^2) / (n_1^2 n_3 + n_0 n_2^2)]^2.$$

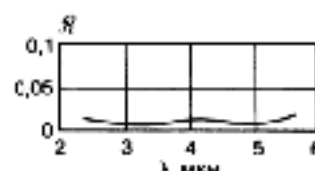
Он имеет нулевое значение при $n_1/n_2 = 1/\sqrt{n_3}$ (в воздухе $n_0 = 1$). Таким образом, для германия ($n_3 = 4$) это условие выполняется при $n_1/n_2 = 2$, что соответствует, например, слою фтористого магния (MgF_2 , $n_1 = 1,38$) и слою трехсернистой сурьмы (Sb_2S_3 , $n_2 = 2,8$); каждый из этих слоев имеет оптическую толщину, равную четверти длины волны ($\lambda = 4$ мкм). Такое просветление позволяет расширить эффективную спектральную полосу.



8.3.3. МНОГОСЛОЙНЫЕ ПРОСВЕТЛЯЮЩИЕ ПОКРЫТИЯ

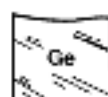
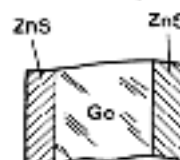
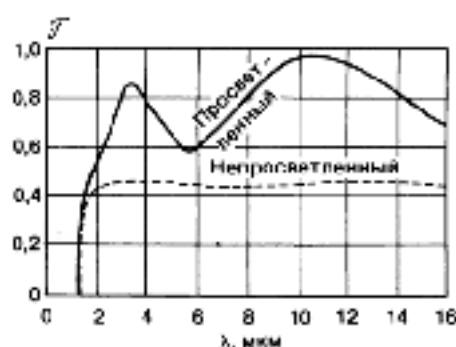
С увеличением числа слоев расчеты становятся более сложными. Задача упрощается при выборе слоев с оптической толщиной $\lambda/4$ для случая падения света по нормали. Многослойные просветляющие покрытия позволяют снизить отражательную способность поверхности в более широкой спектральной области.

Коэффициент отражения германия (или кремния) с многослойным просветляющим покрытием в интервале длин волн $\Delta\lambda = 3\text{--}5$ мкм; $\mathcal{R}_{\text{сред}} \approx 1\%$.



8.3.4. ПРИМЕРЫ ПРОСВЕТЛЕНИЯ ПОВЕРХНОСТЕЙ, ПРЕДНАЗНАЧЕННОГО ДЛЯ УЛУЧШЕНИЯ ПРОПУСКАНИЯ МАТЕРИАЛОВ

а. Пропускание германиевой пластины, покрытой с обеих сторон слоем ZnS с максимальным пропусканием на длине волны $\lambda_0 = 10$ мкм



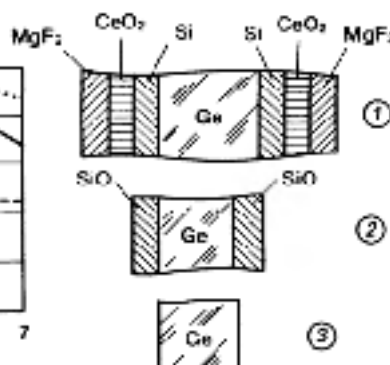
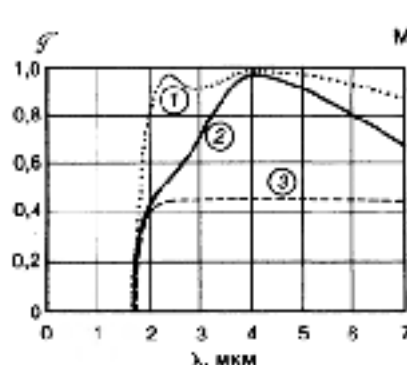
Коэффициент пропускания германиевой пластины с однослойным просветляющим покрытием.

Замечание. Условие минимизации коэффициента отражения поверхности $\mathcal{R}$, т. е. условие максимального пропускания $\cos(2\pi/\lambda) \cdot n_1 e_1 = 0$ можно записать как решение уравнения $(2\pi/\lambda) n_1 e_1 = (2p + 1)(\pi/2)$, где p — целое число. Таким образом, рабочая длина волны $\lambda_0 = 4n_1 e_1$; соответствующая $p = 0$, не является единственной, которая удовлетворяет уравнению, определяющему максимальное пропускание. Например, для $p = 1$ получим решение

$$\lambda_1 = 4n_1 e_1 / 3 = \lambda_0 / 3.$$

Это соотношение показывает, что просветляющее покрытие с максимумом эффективности на длине волны λ_0 имеет второй максимум эффективности на длине волны $\lambda_0/3$. В том случае, когда оптика должна работать только в спектральной полосе с центром в λ_0 , второй максимум можно отсеять светофильтром.

б. Пропускание германиевой пластины, просветленной с обеих сторон для обеспечения максимального пропускания на длине волны $\lambda_0 = 4$ мкм



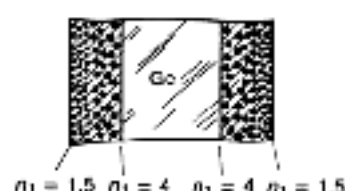
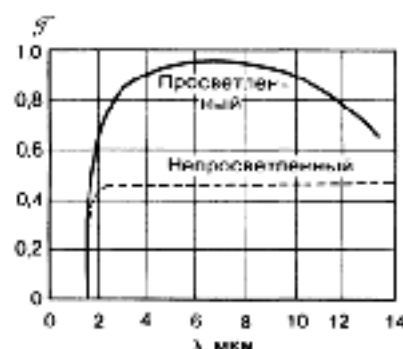
Коэффициент пропускания германиевой пластины без покрытия и с просветляющими покрытиями.

1 — трехслойное просветляющее покрытие $(\lambda_0/4)$ $\text{MgF}_2 - \text{CeO}_2 - \text{Si}$; 2 — однослойное просветляющее покрытие $(\lambda_0/4)$ SiO_2 ; 3 — германий без просветляющего покрытия.

в. Просветление в широких спектральных полосах

Можно получить просветляющие покрытия, эффективность которых простирается на довольно широкие спектральные области. Такой результат достигается надлежащим вы-

Коэффициент пропускания германия с просветляющим слоем, имеющим непрерывно изменяющийся показатель преломления (от $n = 1,5$ до $n = 4,0$).



бором многослойного покрытия или нанесением единственного слоя с непрерывно изменяющимся показателем преломления.

8.4. ФИЛЬТРЫ

Применение в инфракрасной системе фильтра позволяет получить от приемника данные, относящиеся к излучению в строго определенных спектральных областях. Области эти определяются условиями измерений.

Например, измерение температуры поверхности стекла термодатическими методами должно производиться в спектральной области, в которой коэффициент излучения этого материала максимален, а коэффициенты отражения и пропускания минимальны. Рассмотрение спектральных характеристик отражения $\mathcal{R}(\lambda)$ и пропускания $\mathcal{T}(\lambda)$ стекла для случая падения света по нормали с учетом соотношения $\varepsilon(\lambda) + \mathcal{R}(\lambda) + \mathcal{T}(\lambda) = 1$ позволяет составить следующую таблицу:

Средние значения спектральных характеристик стекла

Интервал длин волн, мкм	$\varepsilon(\lambda)$	$\mathcal{R}(\lambda)$	$\mathcal{T}(\lambda)$
3,5—5	0,86	0,06	0,08
3 — 5	0,80	0,06	0,14
8 — 12	0,80	0,20	0,00



Результаты, приведенные в таблице, показывают, что измерения температуры стекла по излучению лучше всего проводить, выделяя фильтром спектральную область $\Delta\lambda = 3,5\text{—}5$ мкм (приемник из селенида индия с фильтром, отсекающим длины волн менее 3,5 мкм). Следует отметить, что отражательная способность стекла, относительно

малая в этой области, не равна нулю и может дать существенную ошибку при наличии интенсивного паразитного излучения (например, солнечного). Поэтому такие измерения лучше проводить в темноте. Действительно, солнечное излучение на этих длинах волн довольно велико. Нужно также исключить интенсивные источники, видимые на просвет (нагревательные приборы, места локального перегрева и т. п.). Наконец, нельзя упускать из виду, что отражение стекла возрастает с ростом угла наблюдения, и измерения должны проводиться при падении излучения по нормали.

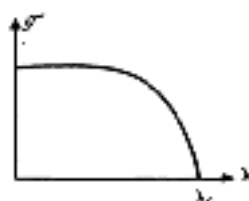
Приведем другой пример применения спектральной фильтрации в термографии, а именно при наблюдении объектов, находящихся на большом расстоянии от приемного устройства. Эти наблюдения ведут в окнах прозрачности атмосферы. Соответствующая спектральная фильтрация должна обеспечить пропускание в интервале длин волн, хорошо проходящих через атмосферу, чтобы исключить излучение в полосах поглощения. Фильтр в этом случае должен охлаждаться, чтобы уменьшить его собственное излучение в его полосах поглощения.

Наконец, еще один пример относится к измерению в печах (особенно в нефтехимии). Часто необходимо проводить термографические измерения температуры стенки печи, визируемой через пламя, которое касается этой стенки. Совместное применение фильтра и обработанной для получения требуемых спектральных характеристик поверхности оптической системы позволяет исключить спектральную область излучения пламени и получить пригодные результаты.

8.4.1. ТИПЫ ФИЛЬТРОВ

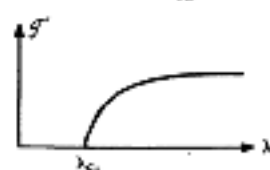
а. Фильтры, отсекающие длинноволновую область

Эти фильтры не пропускают излучение с длинами волн, превышающими граничную длину волны λ_{c1} .



б. Фильтры, отсекающие коротковолновую область

Эти фильтры в отличие от предыдущих не пропускают излучение с длинами волн, меньшими граничной длины волны λ_{c2} .

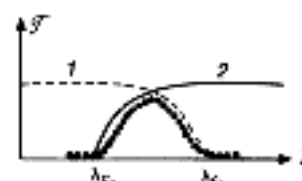


в. Полосовые фильтры

Эти фильтры пропускают только спектральную область, заключенную между длинами волн λ_{c1} и λ_{c2} . Такие фильтры могут представлять собой комбинацию двух предыдущих.

Полосовой фильтр.

1 — фильтр, отсекающий длинные волны; 2 — фильтр, отсекающий короткие волны.



Все эти фильтры характеризуются граничными длинами волн и крутизной спада кривой пропускания в окрестности этих длин волн.

8.4.2. СПОСОБЫ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ФИЛЬТРОВ

Оптические фильтры обычно образованы либо селективными поглощающими материалами (некоторые из этих материалов были описаны в гл. 5), либо системой тонких слоев, пропускающих определенный спектральный диапазон. В инфракрасной области фотонные приемники излучения обычно имеют спектральную чувствительность, которая очень резко понижается на определенной длине волны. Эти приемники играют роль фильтров, отсекающих длинные волны (или полосовых фильтров, если чувствительность со стороны коротких длин волн также резко падает).

а. Поглощающие фильтры

В качестве поглощающих фильтров, отсекающих коротковолновую спектральную область, очень часто используются полупроводники. Обычно непрозрачные на видимом участке спектра, они пропускают инфракрасное излучение. Их граничная длина волны λ_{c2} связана с шириной запрещенной зоны ΔE соотношением

$$\lambda_{c2} = hc/\Delta E$$

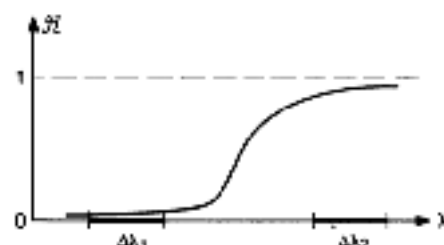
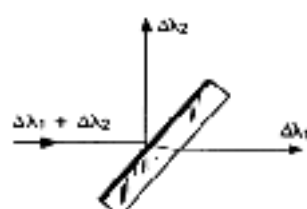
и зависит также от толщины материала, проходящего излучением.

Например, кремний становится прозрачным начиная с длины волны 1,1 мкм, германий — с 1,8 мкм и антимонид индия — с 7,2 мкм. Эти материалы, имеющие высокий показатель преломления, следует покрывать просветляющими слоями, эффективными для пропускаемой спектральной области.

б. Отражающие фильтры

В инфракрасной области в ряде систем применяется фильтрация, использующая селективное отражение, спектральные характеристики которого определяются зависимостью коэффициента отражения от длины волны. Речь идет о светоделительных (дихроичных) зеркалах, которые позволяют разделить две различные спектральные области $\Delta\lambda_1$ и $\Delta\lambda_2$.

В частности, мы видели, что спектральный коэффициент излучения металлов в инфракрасной области очень низок, а в видимой области намного выше. Эти металлы являются хорошими отражателями инфракрасного излучения. Чтобы улучшить характеристики, поверхность металлов следует покрыть тонкими слоями, увеличивающими коэффициент отражения системы в определенной спектральной области. Эти слои изготавливаются из диэлектрических материалов, механическая прочность которых выше, чем у металлов. Поэтому слои служат од-

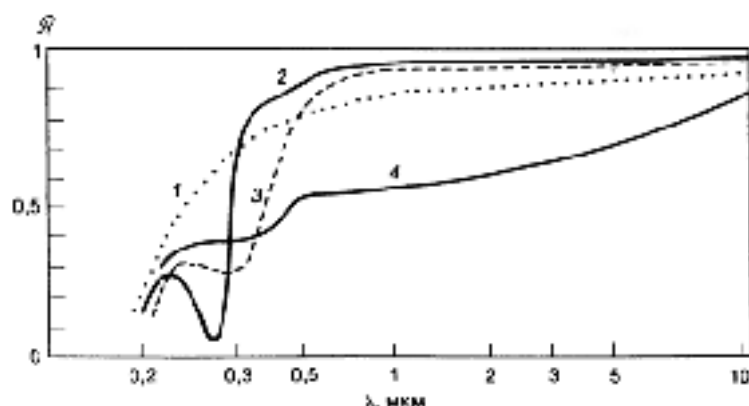


Дихроичная пластина.

$\Delta\lambda_1$ — пропускание, $\Delta\lambda_2$ — отражение.

новременно и защитными покрытиями зеркал, облегчая их очистку. Действительно, очень трудно чистить незащищенную полированную металлическую поверхность, особенно чувствительную к абразивному воздействию мелких частиц.

Нанесение на поверхность многослойных покрытий из различных чередующихся материалов (металлы — диэлектрики) обеспечивает большую спектральную селективность коэффициента отражения металла.

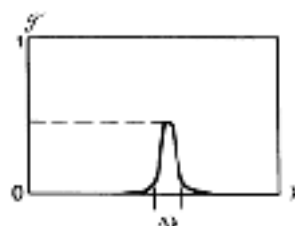


Коэффициент отражения R некоторых металлов.

1 — алюминий; 2 — серебро; 3 — золото; 4 — хром.

6. Интерференционные фильтры

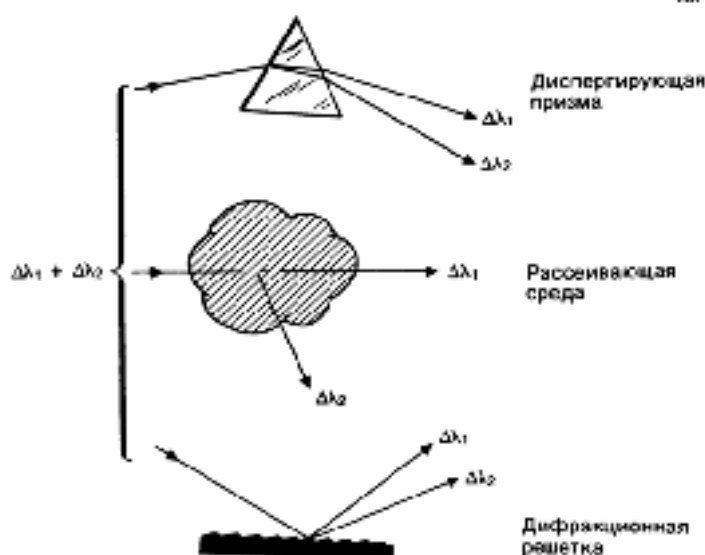
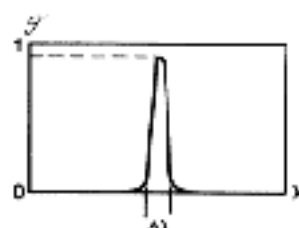
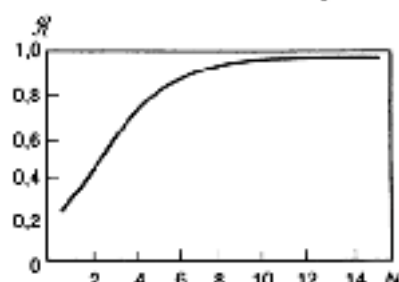
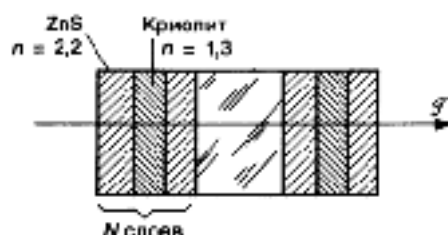
Обеспечение фильтрации в очень узких пределах с резким спадом пропускания в окрестности одной или нескольких граничных длин волн возможно путем использования повышенной спектральной селективности в интерферометре типа интерферометра Фабри — Перо, работающего в проходящем свете. В действующей по этому принципу структуре металл — диэлектрик — металл эффективная фильтрация одновременно сопровождается эффективным отражением от металлических слоев, которые должны быть относительно толстыми. Поэтому ослабление излучения фильтром довольно значительное. Максимальное пропускание интерференционного фильтра сильно возрастает, когда металлические покрытия заменяются набором тонких диэлектрических слоев с попеременно малыми и большими показателями преломления.



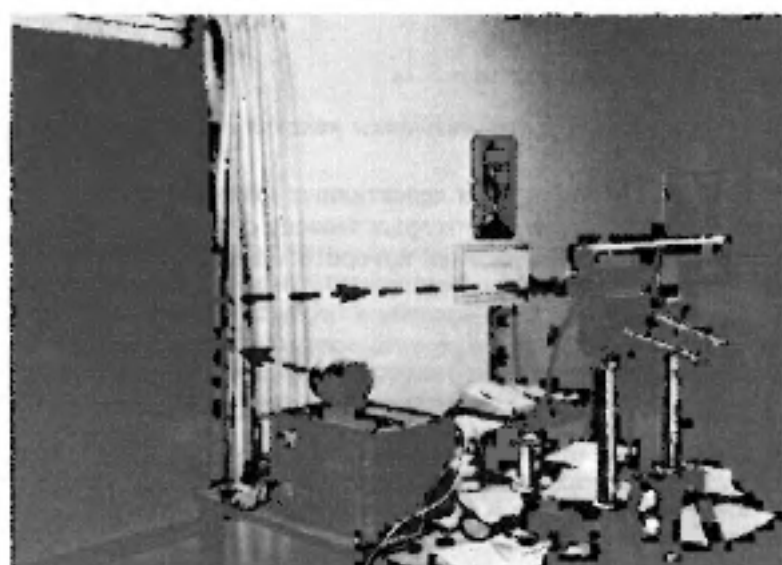
2. *Фильтры, в которых используются явления дисперсии, рассеяния или дифракции*

В этих фильтрах используются селективные диспергирующие свойства материалов, показатель преломления которых зависит от длины волны, свойства рассеяния, спектральные характеристики которого зависят от относительных разме-

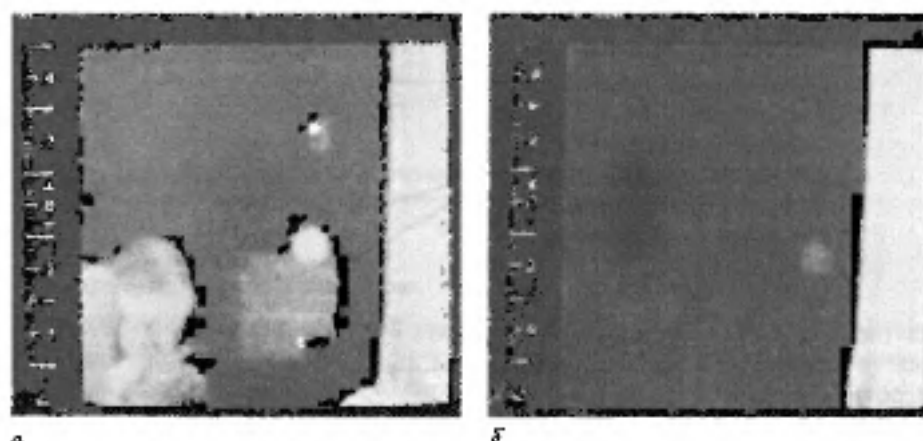
Повышение коэффициента отражения R в зависимости от числа N нанесенных на поверхность тонких слоев с попеременно малыми и большими показателями преломления.



ров рассеивающих частиц и длины волны излучения, или, наконец, явление дифракции, угловые характеристики которой также являются функцией длины волны.



Определение отражающих свойств стекла в инфракрасной области. Установка для наблюдения отражения эталонного источника в оконном стекле в двух спектральных областях.



Термограммы для области 8—13 мкм (а) и области 3—5,5 мкм (б).

Термографические системы для обеих областей настраивались по изображению зрачка (на термограмме а), чтобы получить практически идентичные изображения. Термограмма б получена с меньшей чувствительностью (более слабым усилением) и свидетельствует о сильном отражении стекла в области 8—13 мкм (рис. 8.4). На этой термограмме видны более холмистые изображения объектов, сформированные автоколлимационным отражением излучения от прямоуголов камер.

9.

Приемники излучения

9.1. ОБЩИЕ СООБРАЖЕНИЯ

Со времени открытия инфракрасного излучения Гершелем в 1800 г. (тепловые эффекты за пределами красного конца разложенного призмой в спектр света) и открытия ультрафиолетового излучения Риттером в 1801 г. (воздействие на светочувствительные материалы) появилась необходимость измерять или обнаруживать оптическое излучение за пределами области спектральной чувствительности глаза. В то же время часто полезно иметь возможность работать и в видимой области, учитывая при этом слабые стороны визуальных фотометрических измерений.

Приемник излучения преобразует поступающий на него оптический сигнал, который является функцией пространственных координат и времени $F(x, y, z)$ (сигнал может быть потоком, облученностью или любой другой величиной, несущей световую энергию), в электрический сигнал или реакцию приемника (в форме напряжения, тока или мощности). Существуют два вида использования приемника:

приемники потока (радиометрия), которые осуществляют интегрирование оптического сигнала по пространственным переменным и реакция которых является функцией времени

$$\iint_{x,y} F(x, y, t) dx dy = \phi(t);$$

приемники изображения (глаз, фотография), в которых интегрирование сигнала происходит по времени и реакция которых является функцией пространственных переменных

$$\int_t F(x, y, t) dt = \psi(x, y).$$

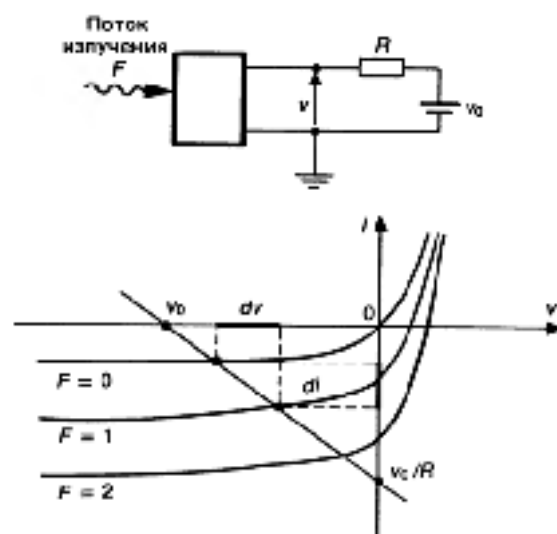
Приемники потока дают реакцию, которая отражает изменения по времени попадающего на приемник сигнала. В частности, когда эти изменения отражают перемещение элементарного поля зрения, визируемого приемником, система сочетает в себе оба вида использования приемников, т. е. речь идет о получении телевизионного или тепловизионного изображений.

Ограничение обнаружения излучения по нижнему уровню связано с наложением на сигнал на выходе случайной функции, называемой шумом. Оценка отношения выходного сигнала к шуму позволяет выразить критерий качества обнаружения. Это отношение должно быть как можно выше.

9.2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИЕМНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

9.2.1. ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Когда требуется исследовать свойства какого-либо приемника излучения, полезно снять семейство его статических вольт-амперных характеристик $i = f(v)_F$. Это семейство, которое должно быть ограниченным областью значений электрической мощности, исключающих возможность разрушения приемника излучения, позволяет выбрать рабочую точку, наилучшим образом удовлетворяющую условиям линейности реакции в функции амплитуды сигналов. Рабочая точка расположена на прямой нагрузки, определяемой нагрузкой приемника R и напряжением питания приемника v_0 .



Внутри области линейности приемника изменения различных параметров связаны между собой двумя уравнениями в частных производных

$$di = (\partial i / \partial F) dF + (\partial i / \partial v) dv = S_i dF + A dv,$$

$$dv = (\partial v / \partial F) dF + (\partial v / \partial i) di = S_v dF + Z di.$$

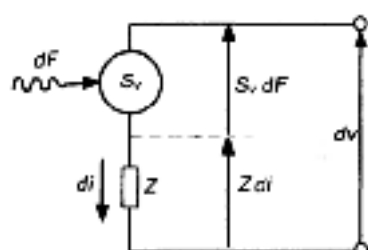
Эти соотношения позволяют определить следующие параметры приемника: чувствительность (интегральная чувствительность), которая характеризует преобразование оптического потока F в напряжение или электрический ток:

$$S_v = \partial v / \partial F \text{ В/Вт}, \quad S_i = \partial i / \partial F \text{ А/Вт};$$

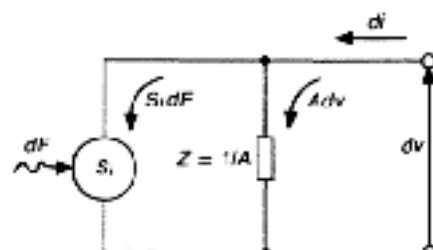
полное сопротивление (импеданс), определяемое как $Z = dv/di$ для постоянного оптического потока. Можно использовать также понятие полной проводимости $A = di/dv$.

Эти параметры позволяют представить приемник излучения его эквивалентными схемами.

Принимаемая мощность di/dv максимальна, когда нагрузка согласована с полным сопротивлением приемника.



Эквивалентная схема полного сопротивления.



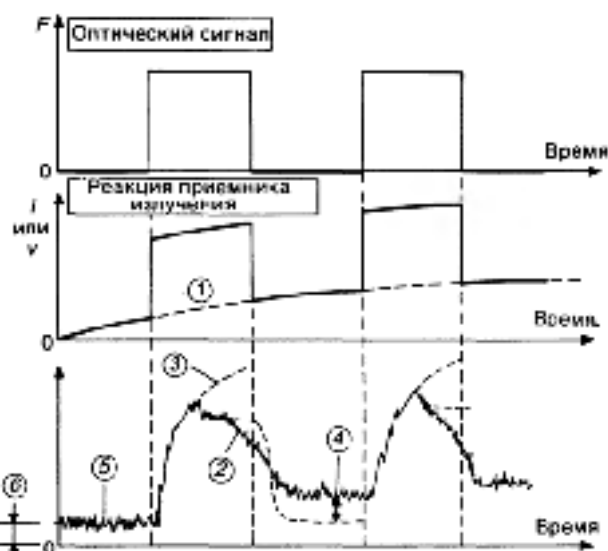
Эквивалентная схема полной проводимости.

9.2.2. НАБЛЮДЕНИЕ СИГНАЛОВ

Интересно исследовать реакцию приемника на установившиеся сигналы, имеющие, например, прямоугольную форму во времени. Если наблюдения проводятся приборами, чувствительность которых велика, то всегда удастся обнаружить изменения реакции во времени.

Эти изменения бывают двух видов.

Первые зависят от внешних параметров (температуры, потока излучения паразитных засветок и т. п.): к ним относятся дрейф, а также усталость, последствие, память, которые являются результатом старения системы.



Реакция приемника на оптический сигнал.

1 — дрейф; 2 — усталость; 3 — последствие; 4 — память; 5 — флуктуации; 6 — тепловой ток.

Вторые обязаны своим происхождением дискретной природе вещества и излучения (атомы, фотоны), а также тепловому движению частиц. К ним относятся более или менее быстрые флуктуации относительно среднего значения сигнала.

В то время как дефекты первого типа можно ослабить или даже устранить (термостатирование, диафрагмы, экраны и т. п.), поступить подобным образом с флуктуациями (или шумами) не удастся, и именно они устанавливают предел обнаружения и точность измерений.

9.3. ШУМ

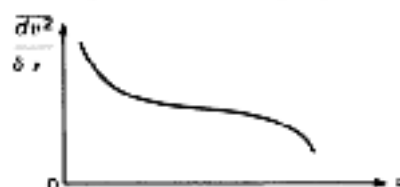
9.3.1. СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ШУМА И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ПРИЧИНЫ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ШУМА

Спектральное распределение флуктуаций напряжения или тока выражается в среднеквадратичных величинах следующим образом:

$$\overline{dv^2}/\delta\nu = (1/\delta t \delta\nu) \int_{t_0}^{t_0+\delta t} dv^2 dt,$$

$$\overline{di^2}/\delta\nu = (1/\delta t \delta\nu) \int_{t_0}^{t_0+\delta t} di^2 dt.$$

Общий ход зависимости представлен на рисунке.



На низких частотах уменьшение шума, пропорционального $1/\nu$, достигается путем улучшения качества поверхности вещества, составляющего элемент приемника. На средних частотах спектральное распределение шумов постоянное (говорят, что шум «белый»). В этой области шумы не могут быть снижены по причинам фундаментального характера, связанным с тепловым движением и дискретной природой света и электричества.

На высоких частотах шум вновь становится убывающей функцией частоты, но на этот раз это связано с уменьшением чувствительности приемника излучения, ограниченной временами перехода, жизни или пролета носителей заряда и паразитными импедансами.

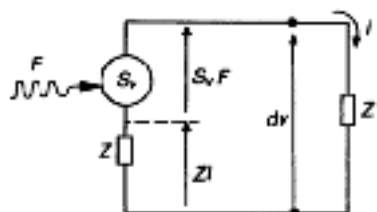
9.3.2. ОТНОШЕНИЕ СИГНАЛА К ШУМУ

Если при наличии синусоидального оптического сигнала с частотой ν_0 и амплитудой F приемник излучения присоединяется к нагрузке Z' , можно записать, используя импеданс эквивалентной схемы,

$$S_s F + Zi = -Z' i,$$

$$\text{откуда } i = -S_s F / (Z + Z').$$

Мощность сигнала, снимаемая с нагрузки Z' , выражается в эффективных ве-



личинах как

$$W_s = Z' i^2 / 2 = Z' (S_v F)^2 / 2 (Z + Z')^2.$$

Оптимальное согласование по мощности реализуется при $Z = Z'$ и

$$W_s = (S_v F)^2 / 8 Z'.$$

Мощность шума можно записать в виде

$$W_b = (1/Z') \int_0^\infty (\overline{dv^2/\delta\nu}) d\nu.$$

Приемник излучения, соединенный с предусилителем, коэффициент усиления которого в функции частоты есть $G(\nu)$, будет тогда давать реакцию мощностью

$$W_s = G(\nu_0) (S_v F)^2 / 8 Z' \text{ для сигнала,}$$

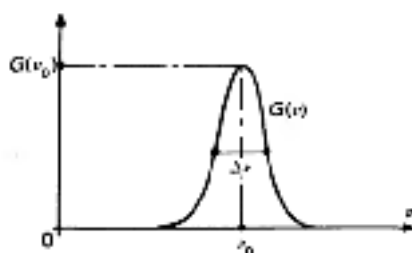
$$W_b = (1/Z') \int_0^\infty G(\nu) (\overline{dv^2/\delta\nu}) d\nu \text{ для шума.}$$

Отношение сигнала к шуму определяют как отношение мощности сигнала W_s к мощности шума W_b :

$$\frac{W_s}{W_b} = \frac{(S_v F)^2}{8 \int_0^\infty \frac{G(\nu)}{G(\nu_0)} \frac{dv^2}{\delta\nu} d\nu}.$$

Лучшее обнаружение обеспечивается при более высоком отношении сигнала к шуму. Чтобы иметь большое значение W_s/W_b , нужно, чтобы значение $G(\nu)/G(\nu_0)$ было малым, что соответствует эффекту фильтрации. Ширина полосы определяется соотношением

$$\Delta\nu = [1/G(\nu_0)] \int_0^\infty G(\nu) d\nu.$$



Она узка при малом значении $G(\nu)/G(\nu_0)$, что приводит к повышению отношения сигнала к шуму. При этих условиях спектральные флуктуации шума $\overline{dv^2/\delta\nu}$ можно полагать постоянными в малом интервале $\Delta\nu$, и отношение сигнала к шуму записывается в виде

$$W_s/W_b = (S_v F)^2 / [8 (\overline{dv^2/\delta\nu}) \Delta\nu].$$

9.3.3. МОЩНОСТЬ, ЭКВИВАЛЕНТНАЯ ШУМУ¹⁾

Всегда можно воздействовать на приемник излучения столь слабым потоком падающего излучения F_0 , чтобы мощность сигнала W_S была эквивалентна мощности шума W_Φ . Тогда отношение сигнала к шуму равно единице

$$W_S/W_\Phi = 1.$$

Поток F_0 называется потоком, эквивалентным шуму:

$$F_0 = \sqrt{8(dv^2/\delta\nu)\Delta\nu} / S_0 \text{ Вт.}$$

9.3.4. ОБНАРУЖИТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ

Обнаружительной способностью D приемника излучения называют величину, обратную потоку, эквивалентному шуму, или в более общем случае

$$D = 1/F_0 = S_0 / \sqrt{8 \int_0^\infty [G(\nu)/G(\nu_0)](dv^2/\delta\nu)d\nu} \text{ Вт}^{-1},$$

или $D = 1/F_0 = S_0 / \sqrt{8(dv^2/\delta\nu)\Delta\nu}$ (при наличии узкого фильтра).

Обнаружительная способность зависит от ряда параметров:

- спектрального состава и частоты модуляции оптического излучения;
- условий питания и ширины полосы системы обнаружения,
- температуры приемника излучения

Для большинства приемников излучения обнаружительная способность D обратно пропорциональна квадратному корню из площади чувствительного элемента приемника A . Кроме того, если частота модуляции ν достаточно высока, чтобы исключить шум, пропорциональный $1/\nu$, спектральная плотность шума уже не будет зависеть от частоты и шум будет пропорционален квадратному корню из выбранной полосы электрических частот $\Delta\nu$.

Чтобы иметь возможность определить критерий сравнения различных приемников между собой, удобно использовать обнаружительную способность, отнесенную к корню квадратному из площади и полосы пропускания, называемую удельной обнаружительной способностью.

$$D^* = D\sqrt{A} \sqrt{\Delta\nu} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} / \text{Вт.}$$

$$D^* = \sqrt{A \Delta\nu} / \Phi_\Phi \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} / \text{Вт.}$$

¹⁾ Соответствующий английский термин — noise equivalent power. Мощность, эквивалентная шуму, и поток, эквивалентный шуму, — термины-синонимы. По ГОСТ 21934-83 эта величина называется порогом чувствительности приемника излучения, обозначается Φ_Φ и для заданной полосы электрических частот выражается в ваттах. Будучи отнесенной к единичной полосе электрических частот, мощность, эквивалентная шуму, измеряется в Вт/Гц^{1/2}, в этом случае по ГОСТ 21934-83 эта величина называется порогом чувствительности приемника излучения в единичной полосе частот и обозначается $\Phi_{\Phi 1}$.

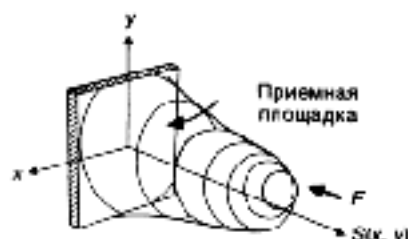
Общепринятым сокращением термина noise equivalent power в литературе на английском языке является NEP. Обычно сокращение NEP употребляется для мощности в единичной полосе частот и измеряется в Вт/Гц^{1/2}, хотя иногда применяют сокращение NEP и для заданной полосы частот (в этом случае NEP измеряется в ваттах). Путаницы обычно не возникает, так как размерность NEP, как правило, указывается. — *Прим. перев.*

9.3.5. ПРЕДЕЛ ОБНАРУЖИТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ ИДЕАЛЬНОГО ПРИЕМНИКА

Флуктуации идеального приемника идентичны флуктуациям потока фотонов. Реальные приемники излучения далеки от идеальных, но для некоторых приемников инфракрасного излучения шум (флуктуации) излучения является основной причиной, ограничивающей обнаружительную способность. Этот шум можно оценить, исходя из законов излучения черного тела с абсолютной температурой T , рассматривая испускание фотона как случайный процесс.

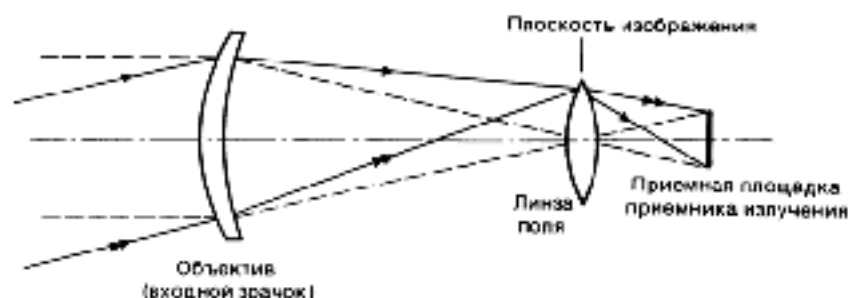
9.4. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ПРИЕМНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

9.4.1. ИЗМЕНЕНИЯ ЛОКАЛЬНОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ



Реакция приемника излучения на постоянный поток, заключенный в конечном пучке лучей, сфокусированном на приемник, зависит от положения светящейся точки на чувствительном элементе. Чувствительность приемника излучения в общем случае неравномерна по поверхности, и ее соответственно представляют как функцию координат поверхности $S(x, y)$.

В системах, предназначенных для измерения потока, рекомендуется совмещать чувствительный элемент приемника с входным зрачком, в котором распределение потока равномерное (конечно, в отсутствие центрального экранированного пятна, как в случае зеркального объектива). Кроме того, такое расположение позволяет избежать разрушения чувствительного элемента излучением точечных источников очень высокой интенсивности.



9.4.2. СПЕКТРАЛЬНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ

Чувствительность приемника к потоку излучения зависит от спектрального состава излучения. Реакция приемника на поток излучения с равномерным распределением по спектру будет меняться в зависимости от длины волны. Эти изменения можно представить кривой $S(\lambda)$.



9.4.3. ИНТЕГРАЛЬНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ

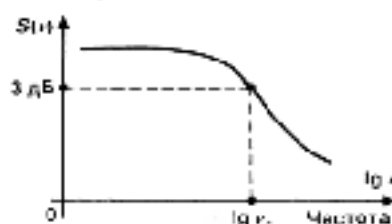
Если приемник воспринимает излучение данного спектрального состава, интегральная чувствительность приемника к этому излучению определяется соотношением

$$S_{\Sigma} = (\partial i / \partial F)_{\Sigma} = \int_0^{\infty} \left(\frac{\partial i}{\partial F} \right)_{\lambda} \frac{dF}{d\lambda} d\lambda = \int_0^{\infty} \frac{dF}{d\lambda} d\lambda,$$

где $\int_0^{\infty} (dF/d\lambda) d\lambda$ — полный поток, воспринимаемый приемником, а $\int_0^{\infty} (\partial i / \partial F)_{\lambda} (dF/d\lambda) d\lambda$ — реакция на этот поток.

9.4.4. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ В ФУНКЦИИ ЧАСТОТЫ

Рассмотрение чувствительности приемника, испытывающего воздействие периодических импульсов излучения (синусоидальной или прямоугольной формы) с постоянной амплитудой, но переменной частотой позволяет определить оптимальные условия его применения. Кривая $S(\nu)$ чувствительности приемника в функции частоты ν позволяет определить постоянную времени τ приемника $\tau = 1/2\pi\nu_c$. Граничная частота ν_c соответствует спаду чувствительности на 3 дБ.

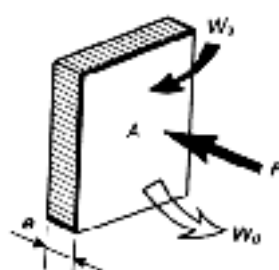


9.5. ТЕПЛОВЫЕ ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

В тепловых приемниках поток излучения, поглощаясь преобразуется в тепло. Измеряя изменение теплового состояния материала, получают сигнал.

9.5.1. ФЛУКТУАЦИИ

Рассмотрим приемник излучения площадью A , толщиной e , удельной теплоемкостью c и плотностью m , который воспринимает поток излучения F . Средне-



квадратичная величина флуктуации теплообмена между этим чувствительным элементом с температурой T и окружающей средой с температурой T_0 будет выражаться в соответствии с законами термодинамики формулой

$$\overline{dU^2} = kT^2C,$$

где k — постоянная Бользмана, $C = cmAe$ — теплоемкость приемника.

Таким образом, приемник, который подвержен флуктуациям температуры dT , непосредственно ответствен за шум. Поскольку $dU = CdT$, то

$$\overline{dT^2} = \overline{dU^2}/C^2 = kT^2/C.$$

9.5.2. ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ

Предположим, что повышение температуры ΔT приемника зависит только от мощности поглощенного и испускаемого им излучения. Тогда можно записать кинетическое уравнение энергетического баланса системы

$$dU/dt = C(dT/dt) = W_s + W_e - W_d.$$

Мощность, обусловлен- ная воспри- нимым сигналом	Мощность, обусловлен- ная излу- чением ок- ружающей среды	Мощность, излучения, испущаемого приемником

а. Мощность, обусловленная сигналом

Она соответствует поглощенному потоку излучения

$$W_s = \mathcal{A}F \approx F.$$

Коэффициент поглощения $\mathcal{A}$ чувствительной поверхности старается сделать очень близким единице и не зависящим от длины волны, что придает спектральной характеристике чувствительности тепловых приемников вид постоянной по спектру величины (это позволяет использовать тепловые приемники как эталон при спектральных измерениях).

б. Мощность, обусловленная излучением окружающей среды

Она выражается при уподобления атмосферы черному телу в соответствии с законом интегрального излучения Стефана — Бользмана:

$$\begin{aligned} \text{энергетическая светимость } R_a &= \sigma T_a^4; \\ \text{энергетический поток } F_a &= L_a G = (R_a/\pi)G; \\ \text{мощность } W_a &= F_a = (\sigma T_a^4/\pi)G = A\sigma T_a^4. \end{aligned}$$

где σ — постоянная Стефана — Больцмана, $G = \pi A \sin^2 \rho = \pi A$ — геометрический фактор для полусферы, окружающей чувствительную поверхность приемника. Предполагается, что другие поверхности являются идеально отражающими, $\rho = \varepsilon = 0$.

в. *Мощность излучения, испускаемого приемником при температуре T*

Она выражается в виде

$$W_a = A \sigma T^4.$$

Уравнение энергетического баланса принимает тогда вид

$$C(dT/dt) = F - A \sigma (T^4 - T_a^4),$$

если $\Delta T = T - T_a \ll T_a$, то можно записать

$$\begin{aligned} T^4 - T_a^4 &= (T^2 - T_a^2)(T^2 + T_a^2) = (T - T_a)(T + T_a)(T^2 + T_a^2) = \\ &= (T - T_a)(T^3 + T_a T^2 + T_a^2 T + T_a^3) \approx 4 \Delta T T^3, \end{aligned}$$

откуда $C(dT/dt) = F - 4A \sigma T^3 \Delta T$.

В условиях термодинамического равновесия $C(dT/dt) = 0$ и

$$F = 4A \sigma T^3 \Delta T.$$

Чувствительность теплового приемника, описывающая изменения температуры ΔT под действием потока излучения, выражается соотношением

$$S_F = \Delta T/F = 1/4A \sigma T^3 = 1/\mathcal{K},$$

где $\mathcal{K}$ — коэффициент теплопередачи от чувствительного элемента к окружающей среде. Тепловая постоянная времени определяется формулой

$$\tau = C/\mathcal{K} = mcA\varepsilon/4A \sigma T^3 = mc\varepsilon/4\sigma T^3.$$

9.5.3. ОТНОШЕНИЕ СИГНАЛА К ШУМУ

Мощность сигнала, пропорционального ΔT , равна

$$W_S = (\Delta T)^2 = (S_F)^2.$$

Спектральная плотность шума определяется флуктуациями теплообмена

$$\overline{dT^2/\delta\nu} = kT^2/C\delta\nu.$$

Система, чувствительная к непрерывному потоку, пропускает нулевую частоту, и в этом случае

$$\delta\nu = 1/4\tau = \mathcal{K}/4C,$$

откуда $\overline{dT^2/\delta\nu} = 4kT^2/\mathcal{K}$.

Мощность шума, следовательно, записывается (когда она отфильтрована в узкой полосе частот $\Delta\nu$) в виде

$$W_b = \int_0^{\Delta\nu} \overline{dT^2/\delta\nu} d\nu = \overline{dT^2/\delta\nu} \Delta\nu = (4kT^2/\mathcal{K}) \Delta\nu,$$

откуда отношение сигнала к шуму равно

$$W_S/W_b = (S_F F)^2 / (4kT^2/\mathcal{K}) \Delta\nu.$$

9.5.4. ОБНАРУЖИТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ ТЕПЛОВЫХ ПРИЕМНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Поток, эквивалентный шуму, соответствует условию $W_b = W_s$, откуда $F^2 = 4kT^2\Delta\nu/S_F^2 \cdot \mathcal{K} = 4kT^2 \cdot \mathcal{K} \Delta\nu$.

Мощность, эквивалентная шуму, т. е. порог чувствительности,

$$\Phi_{\text{пл}} = \sqrt{F^2} = \sqrt{4kT^2 \mathcal{K} \Delta\nu}, \quad \text{где} \quad \mathcal{K} = 4A\sigma T^3,$$

$$D = 1/\Phi_{\text{пл}} = 1/4\sqrt{Ak\sigma T^3 \Delta\nu},$$

$$D^* = 1/4\sqrt{k\sigma T^3} \quad (\text{см} \cdot \text{Гц}^{1/2})/\text{Вт},$$

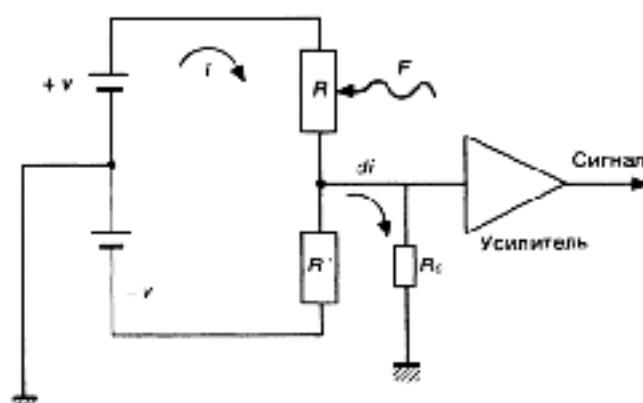
где $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-12}$ Вт/(см² · К⁴).

Удельная обнаружительная способность идеального теплового приемника зависит только от температуры. Например, при $T = 300\text{К}$, $D^* = 1,81 \cdot 10^{10}$ (см · Гц^{1/2})/Вт.

9.6. ТИПЫ ТЕПЛОВЫХ ПРИЕМНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

9.6.1. БОЛОМЕТРЫ

Это тепловые приемники, в которых наблюдаемый сигнал представляет собой изменение электропроводности материала в функции его температуры. Болومتر устанавливается в мосте и для наблюдения его реакции на сигнал di нужно, чтобы через приемник протекал ток i (флуктуации этого тока дают добавку к шуму).



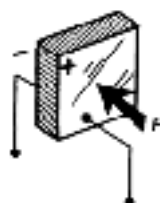
Чтобы избежать дрейфа нуля из-за изменений окружающей температуры, сопротивление R' заменяют болометром того же типа, что и R , но не облучаемым.

Болометры — инерционные приемники, так как для получения малой тепловой постоянной времени τ нужно выбирать большой коэффициент теплопередачи $\mathcal{K}$, что ухудшает чувствительность $S_F = 1/\mathcal{K}$.

На практике постоянная времени τ изменяется от 10^{-1} до 10^{-3} с. Применяемые материалы могут быть металлическими или полупроводниковыми (термисторы). При размере чувствительной поверхности в несколько квадратных миллиметров реальные болометры имеют Φ_s порядка 10^{-9} Вт без охлаждения и 10^{-14} Вт при охлаждении до 2К ($D^* = 5 \cdot 10^9$ (см · Гц^{1/2})/Вт).

9.6.2. ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Чувствительными элементами этих приемников являются кристаллические пластины, на поверхности которых под действием нагрева образуются электрические заряды. Электрический сигнал соответствует отбору зарядов присоединенными к кристаллу проводящими электродами.



Изменение температуры dT кристалла в результате поглощения излучения за время dt сопровождается изменением поляризации зарядов dq . Такой приемник дает электрический сигнал, пропорциональный dq/dT , и не может быть поэтому использован для регистрации постоянного немодулированного потока излучения. Среди материалов, обнаруживающих пироэлектрический эффект, наиболее употребителен триглицинсульфат (ТГС). Эти приемники в настоящее время имеют ограничение по рабочей температуре, которая должна оставаться ниже точки Кюри кристалла, т. е. 45°C для ТГС и 60°C для дейтерированного ТГС.

Достижимые параметры и характеристики этих приемников излучения следующие:

- площадь фоточувствительного элемента — несколько квадратных миллиметров;
- чувствительность — 10^5 В/Вт ;
- удельная обнаружительная способность $D^* = 5 \cdot 10^5 \text{ (см} \cdot \text{Гц}^{1/2})/\text{Вт}$ при 10 Гц , $D^* = 5 \cdot 10^7 \text{ (см} \cdot \text{Гц}^{1/2})/\text{Вт}$ при $1000 \text{ Гц}^{1)}$ (максимальная частота);
- $\Phi_n = 4 \cdot 10^{-10} \text{ Вт}$;
- Область спектральной чувствительности 2—35 мкм.

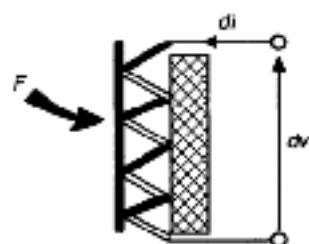
Принципы приема с использованием пироэлектрического эффекта применяются в пировидиконах. Распределение электрических зарядов, соответствующее распределению яркости инфракрасного изображения на мишени из ТГС анализируется путем нейтрализации лучком электронов, который осуществляет развертку в телевизионном стандарте, формируя видеосигнал.

Такая система позволяет получить инфракрасное изображение в широкой спектральной полосе без охлаждения приемника и без механической развертки. В то же время обнаружительная способность такой системы оказывается малой по сравнению с обнаружительной способностью фотонных приемников излучения. Хотя устранение постоянной составляющей оптического потока не позволяет использовать пировидикон как измерительный термографический прибор, он является весьма подходящим прибором для решения задач обзора пространства.

¹⁾ Цифры несколько занижены. Например, приемники американских фирм Barnes Eng. Co. и Bell Telephone Lab. имеют D^* до $10^9 \text{ (см} \cdot \text{Гц}^{1/2})/\text{Вт}$ при 10 Гц и до $(1 \div 2)10^8$ при 1000 Гц . — Прим. ред.

9.6.3. ТЕРМОЭЛЕМЕНТЫ

Термоэлементы — это приемники излучения, в которых ЭДС возникает за счет термоэлектрического эффекта. Термоэлемент, применяемый на практике, состоит из большого числа последовательно соединенных термопар. Холодные спаи поддерживаются при постоянной температуре за счет контакта с большой термоинерционной массой. Оптический сигнал нагревает другие спаи, создавая таким образом напряжение на выводах схемы. Эти приборы практически не потребляют энергии и часто используются в качестве инфракрасных датчиков на борту спутников.

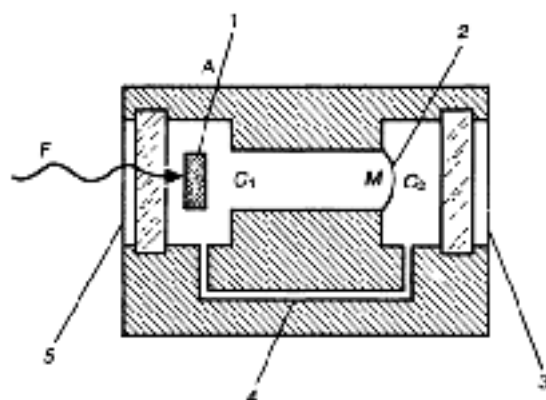


Измерения постоянного потока производят с помощью инерционных термоэлементов с большой теплоемкостью ($D^* = 10^8 \text{ (см} \cdot \text{Гц}^{1/2})/\text{Вт}$ при постоянной времени в несколько сотен миллисекунд, чувствительности в несколько вольт на ватт и площади чувствительного элемента порядка 50 мм^2).

Измерения модулированного потока проводят с помощью малоинерционных термоэлементов ($D^* = 5 \cdot 10^8 \text{ (см} \cdot \text{Гц}^{1/2})/\text{Вт}$ при постоянной времени несколько десятков миллисекунд и чувствительности несколько десятков вольт на ватт).

9.6.4. ПНЕВМАТИЧЕСКИЕ ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Сигнал в этих приемниках получается путем измерения изменения давления массы газа. Пневматический приемник состоит из двух камер C_1 и C_2 , разделенных мембраной M и соединенных капилляром. Поток излучения F вызывает нагрев чувствительного элемента A , размещенного в камере C_1 . В результате газ в этой камере расширяется, быстрые изменения давления, вызванные этим расширением, приводят к деформации мембраны M .



Пневматический приемник.

$D^* \approx 10^8 \text{ (см} \cdot \text{Гц}^{1/2})/\text{Вт}$ при 30 Гц ; чувствительная поверхность — несколько квадратных миллиметров; 1 — чувствительный элемент; 2 — мембрана; 3 — око для наблюдения; 4 — капилляр; 5 — входное окно.

За изменениями этой деформации можно проследить, измеряя электрическую емкость конденсатора, одна из пластин которого и есть мембрана M (пневматический приемник Люффа), или по интерференционной картине (приемник Голея).

9.7. ФОТОННЫЕ ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

В этих приемниках сигнал является мерой непосредственного возбуждения электронной системы материала приемника падающими фотонами. Наиболее распространенными приемниками этого класса являются фотоэлектрические приемники излучения.

Отношение числа освобожденных электронов к числу падающих фотонов называется квантовым выходом или квантовой эффективностью приемника.

$$K = i/F.$$

Для фотонных приемников существует спектральный порог, так как падающий фотон должен иметь энергию, не меньшую чем u_0 , достаточную для возбуждения электронов материала приемника:

$$u_0 = h\nu_0 = hc/\lambda_0.$$

9.7.1. ФЛУКТУАЦИИ

Если предположить, что приемник идеальный, его флуктуации будут определяться флуктуациями поступления фотонов.¹⁾ Сигнал оценивается числом фотонов, воспринимаемых приемником

$$n = \frac{\text{Поток излучения} \times \text{Время наблюдения}}{\text{Энергия фотона}} = \frac{F\tau}{u}.$$

Флуктуации определяются среднеквадратичным значением dn^2 числа падающих фотонов и в соответствии с законами термодинамики описываются соотношением

$$d(\overline{dn^2}) = (kT^2/u)(dn/dT),$$

$$\text{где } n = F\tau/u = (G\tau/\pi u)(dR/d\lambda)d\lambda.$$

Предполагается, что фотоны исходят от черного тела, спектральное распределение плотности потока излучения (энергетической светимости) которого определяется по закону Планка

$$dR/d\lambda = 2\pi hc^2\lambda^{-5}/[\exp(hc/\lambda kT) - 1],$$

откуда $d(\overline{dn^2}) = (kT^2/u)(G\tau/\pi u)d\lambda d(dR/d\lambda)/dT$. После дифференцирования уравнения Планка по температуре получаем

$$d(\overline{dn^2}) = \frac{kT^2 G\tau}{\pi u^2} \frac{hc}{\lambda kT^2} \frac{1}{1 - \exp(-hc/\lambda kT)} \frac{dR}{d\lambda} d\lambda,$$

¹⁾ Квантовый выход идеального приемника считается равным 1 до λ_0 и 0 при $\lambda > \lambda_0$. — Прим. ред.

$$d(\overline{dn^2}) = \frac{G\tau}{\pi u} \frac{1}{1 - \exp(-hc/\lambda kT)} \frac{dR}{d\lambda} d\lambda.$$

Наконец, выражение для флуктуаций получается интегрированием предыдущего соотношения по λ :

$$\overline{dn^2} = (G\tau/\pi u) \sigma T^4 f(\lambda_0),$$

где $f(\lambda_0)$ — безразмерная функция, не зависящая от T , которая учитывает существование спектрального порога на длине волны λ_0 ¹¹.

Тогда можно выразить спектральную плотность флуктуаций числа фотонов в виде

$$d\overline{n^2}/d\nu = (2G\tau^2/\pi u) GT^4 f(\lambda_0),$$

где $d\nu = 1/2\tau$ для системы, не пропускающей нулевую частоту.

9.7.2. ОБНАРУЖИТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ ФОТОННЫХ ПРИЕМНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

На основании приведенных в предыдущем разделе расчетов можно сделать оценку отношения сигнала к шуму. Сигнал, определяемый числом падающих фотонов, имеет мощность, пропорциональную n^2 , и если полоса фильтра $\Delta\nu$ достаточно узка, чтобы считать величину $d\overline{n^2}/d\nu$ постоянной в этом интервале, то

$$\frac{W_s}{W_b} = \frac{n^2}{(d\overline{n^2}/d\nu)\Delta\nu} = \frac{F^2\tau^2/u^2}{(2G\tau^2/\pi u)\sigma T^4 f(\lambda_0)\Delta\nu} = \frac{\pi F^2}{2uG\sigma T^4 f(\lambda_0)\Delta\nu}.$$

Поток, эквивалентный шуму (порог чувствительности приемника излучения), получается приравниванием мощности сигнала мощности шума, т. е.

$$\Phi_n = F = \sqrt{(2u/\pi)G\sigma T^4 f(\lambda_0)\Delta\nu},$$

$$G = \pi A \sin^2 \rho, \quad u = hc/\lambda,$$

где

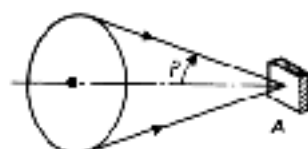
$$\Phi_n = \sqrt{(2hc/\lambda)A\Delta\nu\sigma T^4 f(\lambda_0) \sin^2 \rho}.$$

¹¹ Результаты вычислений в разд. 9.7.1. и 9.7.2. основаны на использовании формулы для флуктуаций температуры. Более употребительна формула для дисперсии числа фотонов в заданном состоянии $\overline{dn^2} = \bar{n}(1 + n_p)$. При интегрировании дисперсии по всем длинам волны получается формула, отличающаяся от приведенной автором, а именно $\overline{dn^2} = (G\tau/\pi) T^4 f(hc/\lambda_0 kT)$, где $b = 2\pi k^{-3} h^{-3} c^{-2}$. Температура входит в нее в кубе, а функция $f(\lambda_0)$, вид которой автором не приводится, зависит не только от λ_0 , но и от температуры T .

Поэтому для практических расчетов обнаружительной способности D^* идеального приемника излучения следует использовать не приведенную автором ниже в разд. 9.7.2. формулу, а известное соотношение (для фоторезисторов) $D^*(\lambda) = (\sqrt{2hc}/\lambda) (\eta/Q_B)^{1/2}$, где η — квантовый выход, Q_B — фоновый поток фотонов.

Удобные для пользования графики зависимости Q_B от температуры T и граничной длины волны λ_g приведены в книге: Хэдсон Р. Инфракрасные системы: Пер. с англ. — М.: Мир, 1972, с. 272.

Результаты вычислений обнаружительной способности идеальных приемников приводятся в виде семейства кривых во многих монографиях; для $T_{*+} = 295$ К такие кривые даны в разд. 9.9.1. — Прим. ред.



Тогда обнаружительную способность фотоэлектрического приемника можно выразить в виде

$$D = 1/\Phi_{\text{п}} = 1/\sqrt{2(hc/\lambda)A\Delta\nu\sigma T^2 f(\lambda_0) \sin^2 \rho},$$

$$D^* = 1/\sqrt{2(hc/\lambda)\sigma T^2 f(\lambda_0) \sin^2 \rho},$$

где $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-12}$ Вт/(см²·град⁴), $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с.

Удельная обнаружительная способность идеального фотонного приемника зависит только от температуры T , спектрального порога, определяемого граничной длиной волны λ_0 , и геометрического параметра ρ (половинный угол при вершине конического пучка лучей, падающих на приемник).

Чтобы получить максимально высокую обнаружительную способность, необходимо:

- а) уменьшать T и, следовательно, охлаждать приемник и источники паразитного излучения (диафрагмы, фильтры и т. п.);
- б) свести функцию $f(\lambda_0)$ к минимуму, т. е. обеспечивать такое ограничение спектральной чувствительности, чтобы получить высокий порог $\mu_0 = hc/\lambda_0$;
- в) уменьшать угол ρ раствора пучка лучей, освещающих приемник, ограничивая его в пространстве.

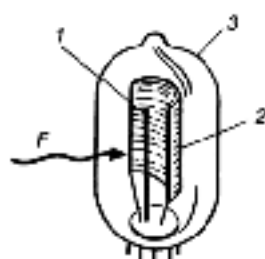
Выражение для D^* ставит таким образом теоретический предел обнаружительной способности идеального приемника излучения. Реальные приемники по своим параметрам всегда находятся ниже этого предела.

9.8. ТИПЫ ФОТОННЫХ ПРИЕМНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

9.8.1. ФОТОЭМИССИОННЫЕ ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

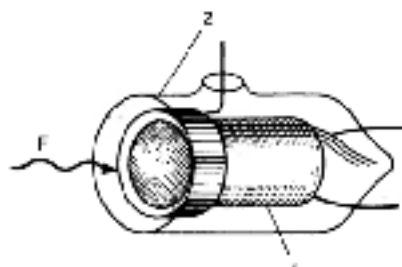
Речь идет о фотоэлектрических приемниках с внешним фотоэффектом. Наблюдаемый сигнал соответствует числу электронов, испущенных твердым телом под действием падающих фотонов и приложенного к фотоэлементу постоянного напряжения.

Чувствительность и квантовый выход фотоэмиссионных приемников зависят от работы выхода, т. е. энергии, которую необходимо сообщить электронам, чтобы они были испущены веществом в вакуум. Чувствительным элементом фотоэмиссионных приемников является металлическая пластина с нанесенным на нее чувствительным слоем, например $\text{Ag} - \text{Cs}_2 - \text{O} - \text{Cs}$, расположенная в вакуумной трубке ($p = 1,33 \cdot 10^{-5}$ Па). Эта пластина называется фотокатодом, она соединена с отрицательным полюсом источника питания и размещена против другого электрода (анода), соединенного с положительным полюсом источника. Фотоны, падающие на фотокатод, отдают свою энергию электронам фотокатода. Если эта энергия $h\nu = hc/\lambda$ превышает пороговую, электроны покидают вещество и выходят в вакуум. Свободные электроны могут затем быть уловлены



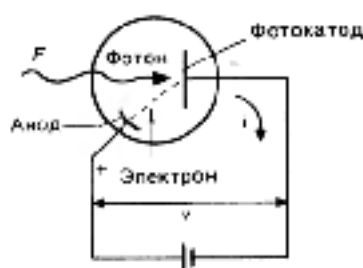
Фотоэлемент.

1 — анод; 2 — фотокатод; 3 — стеклянный баллон.

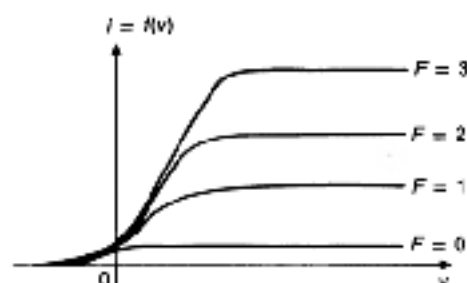


Фотоэлемент.

1 — цилиндрический анод; 2 — фотокатод.



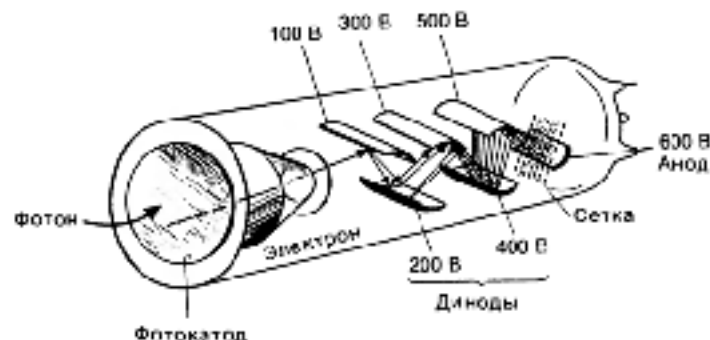
Принцип действия фотоэлемента.



Вольт-амперные характеристики фотоэлемента
 $i = f(V)$.

анодом; они и обуславливают возникновение тока. Спектральная чувствительность таких приемников зависит от типа фотокатода.

Некоторые фотоэлементы наполняют инертным газом для увеличения чувствительности за счет ионизации газа, но при этом существенно возрастает шум. Имеются также фотоэмиссионные приемники, использующие свойства вторичной электронной эмиссии: фотоэлектронные умножители, в которых ряд последовательных электродов, называемых диодами, высвобождает на каждый упавший электрон несколько электронов в направлении к следующему диоду. В результате на аноде (сигнальном электроде) собирается большое число электронов, приходящихся на один упавший фотон.



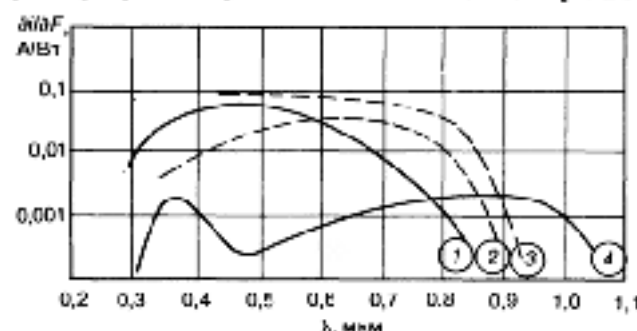
Фотоэлектронный умножитель.

Существуют микроканальные умножители электронов, в которых стенки трубчатого канала служат динодами. Эти трубки очень малого диаметра (20 мкм) изготавливаются из плохо проводящего материала и обладают хорошей вторичной эмиссией при приложении очень высокого напряжения. Пучок таких трубок используется в усилителях изображения микроканальных электронно-оптических преобразователей.



Микроканальная трубка.

Фотоэмиссионные приемники излучения чувствительны в ультрафиолетовой, видимой и ближней инфракрасной (до 1 мкм) областях спектра. Фотокатоды характеризуются чувствительностью $\partial i / \partial F$ [А/Вт или мкА/лм].

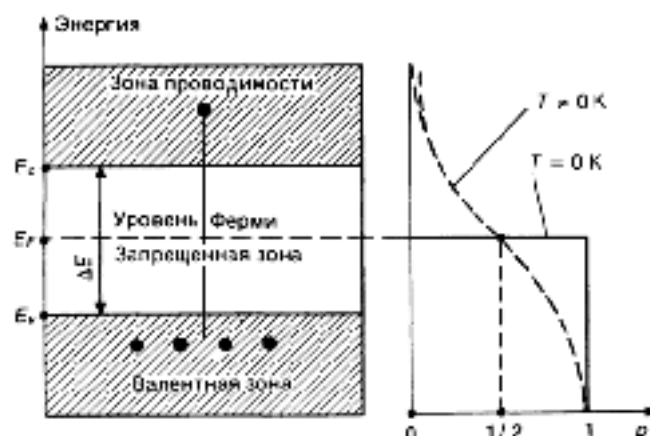


Фотокатоды.

- 1 — S-20 (K—Sb—Na—Cs);
2 — S-25 (K—Sb—Na—Cs);
3 — GaAs; 4 — Ag—O—Cs.

9.8.2. НЕКОТОРЫЕ ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Энергия электронов в твердом теле распределена по зонам, разделенным запрещенными зонами. При абсолютном нуле электроны занимают самые низкие уровни, находящиеся в зоне, называемой валентной зоной (поскольку эта зона содержит внешние электроны, ответственные за химические свойства атома, и в особенности за его валентность). Если электроны получают достаточную энер-



гию, они могут, перескакивая запрещенную зону, достигать зоны разрешенных энергий, имеваемой «зоной проводимости». Они уже не будут связаны с ядрами и смогут принять участие в формировании тока.

Разность энергий между зоной проводимости E_c и валентной зоной E_v называется энергией активации ΔE :

$$\Delta E = E_c - E_v.$$

Вероятность того, что электрон займет уровень энергии E , определяется в соответствии со статистикой Ферми—Дирака выражением

$$P = 1/[1 + \exp((E - E_F)/kT)],$$

где k — постоянная Больцмана. Для уровня Ферми, когда $E = E_F$, $P = 1/2$. Уровень Ферми, который зависит от природы твердого тела и от его температуры, представляет собой уровень энергии, для которого вероятность нахождения там электрона равна $1/2$.

а. Диэлектрики

У диэлектриков зона проводимости совершенно пуста, а валентная зона заполнена. В соответствии с принципом Паули ток в ней невозможен. Уровень Ферми находится в середине запрещенной зоны. Когда температура растет, очень немногие электроны могут попасть в зону проводимости (энергия активации ΔE велика), проводимость остается пренебрежимо малой, за исключением случая действия сильного электрического поля, которое сопровождается явлением пробоя.

б. Полупроводники с собственной проводимостью

Если энергия активации ΔE не слишком велика по сравнению с kT , часть электронов может перескочить запрещенную зону и твердое тело становится до некоторой степени проводником; в этом случае говорят о полупроводнике с собственной проводимостью.

в. Полупроводники с примесной проводимостью

Проводимость может возрасти при добавлении примеси (атом примеси замещает атом рассматриваемого твердого тела). Вещество приобретает тогда свойства примесного полупроводника. Если валентность примеси выше валентности твердого тела, появляется дополнительный электрон. При низких температурах эти электроны будут группироваться на уровнях энергии (донорных уровнях), расположенных вблизи зоны проводимости, а при повышении температуры они могут легко попадать в эту зону, делая материал проводящим (электронная проводимость). В этом случае говорят о полупроводнике *n*-типа. Присутствие донорных уровней ведет к повышению уровня Ферми.

Если валентность примеси ниже валентности твердого тела, возникает нехватка электронов и появляются незаполненные уровни (акцепторные уровни) вблизи валентной зоны. При достаточно низких температурах эти уровни могут заполняться и валентная зона перестает быть полностью занятой. Материал становится тогда проводящим (дырочная проводимость, или проводимость за счет недостатка электронов). В этом случае говорят о полупроводнике *p*-типа. Например, у германия или кремния валентность 4 и донорами будут пятивалентные атомы (P, As, Sb), а акцепторами — трехвалентные (B, Al, In, Ga).

Полупроводник *n*-типа.Полупроводник *p*-типа.

2. Проводники — металлы

В случае металлических проводников зона проводимости и валентная зона перекрываются. Уровень Ферми обязательно находится в зоне перекрытия. Таким образом, электроны могут свободно переходить из зоны в зону. Следовательно, металлы этого типа всегда остаются проводниками.

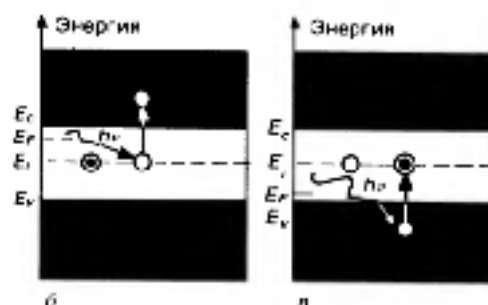


9.3.3. ФОТОРЕЗИСТОРЫ (ФОТОПРОВОДЯЩИЕ ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ)

Речь идет о приемниках излучения, в которых под действием поглощенного падающего излучения возникают частично свободные электроны, увеличивающие проводимость кристалла. Это изменение проводимости и соответствует сигналу приемника. Фотопроводимость может проявляться в полупроводниках как с собственной, так и с примесной проводимостью. Фотоэлектрический эффект соответствует проникновению внутрь кристаллической решетки электронно-дырочной пары, возникающей в результате поглощения фотона с достаточной энергией. Фотопроводимость является таким образом в принципе явлением обратным электролюминесценции в твердых телах. Фотон с энергией $\mu = h\nu$ может быть поглощен электроном с энергией E_V , если существует разрешенный энергетический уровень $E_C + \mu$. Изменение электрической проводимости обнаруживают, пропуская через материал ток от внешнего источника.



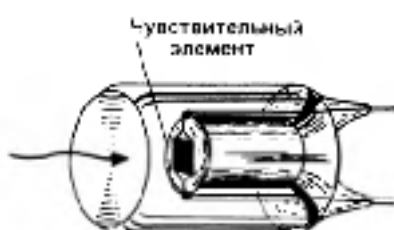
Собственная фотопроводимость.



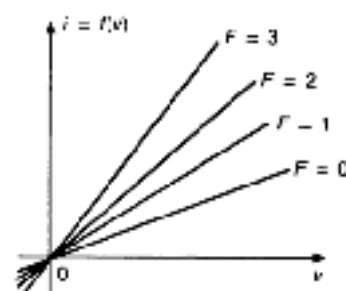
Примесная фотопроводимость.

а. Собственная фотопроводимость

Чтобы получить поглощение в полупроводнике с собственной проводимостью, энергия падающего фотона и должна превосходить ширину запрещенной зоны $\Delta E = E_c - E_v$; тогда возбужденный электрон переходит из валентной зоны в зону проводимости и возникает проводимость полупроводника (PbS, PbSe, PbTe, InSb, GaAs, InAs, HgCdTe и др.). Приемники, использующие собственную фотопроводимость, могут быть заменены фотодиодами, идентичными по спектральным характеристикам и чувствительности, но обладающими большим быстродействием.



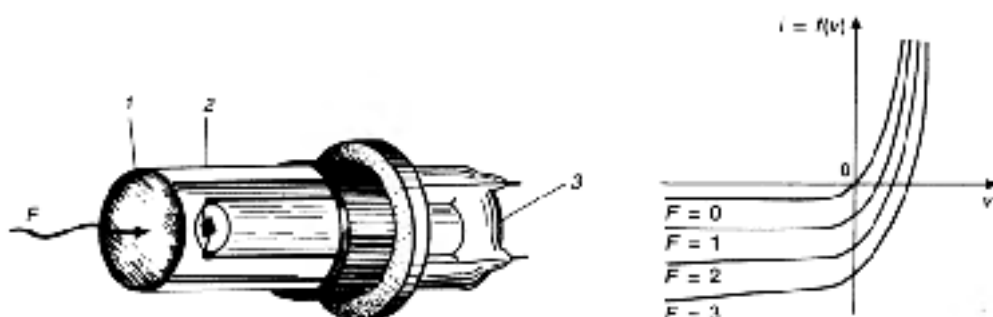
Фоторезистор на основе сульфида свинца.



Вольт-амперная характеристика $i = f(v)$ фоторезистора.

б. Примесная фотопроводимость

Некоторые примеси, содержащиеся в полупроводниках, образуют разрешенные уровни E_i в запрещенной зоне. Эти уровни обеспечивают фотоэлектрические переходы под действием фотонов, энергия которых намного меньше, чем ΔE . Поглощение фотона с энергией, превосходящей разность $E_i - E_v$, сопровождается переходом электрона с примесного уровня в зону проводимости; точно так же поглощение фотона с энергией, превосходящей разность $E_c - E_v$, сопровождается переходом электрона из валентной зоны на примесный уровень. Этот процесс приводит к появлению электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне, т. е. к фотопроводимости (германий или кремний, легированный золотом, ртутью, медью и т. п.).



Приемник излучения с $p-n$ -переходом на основе антимонида индия InSb.

1 — входное окно; 2 — чувствительный элемент; 3 — линза Дьюара для охлаждения.

Вольт-амперная характеристика $i = f(\nu)$ фотоприемника с $p-n$ -переходом.

Идеальные приемники с $p-n$ -переходами имеют более высокие, чем у фоторезисторов, предельные характеристики, ограниченные шумами, поскольку в них отсутствуют процессы рекомбинации. Диффузия носителей зарядов, приводящая к разделению электронов и дырок, предотвращает рекомбинацию.

9.9. ПРИМЕНЕНИЕ ПРИЕМНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Выбор приемника излучения для инфракрасной системы зависит от условий работы системы, таких, как спектральный диапазон чувствительности, уровни оптических сигналов, которые нужно обнаружить, уровень электрического сигнала, который желательно обеспечить, максимально приемлемый уровень шума, характеристики чувствительности на высоких или низких частотах, ограничения электрического питания и охлаждения.

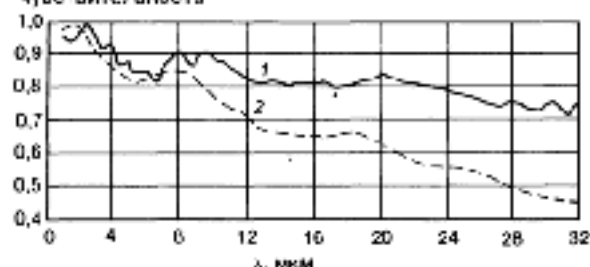
Конечно, приемник, являясь частью системы, должен иметь поле зрения и чувствительную поверхность, соответствующие характеристикам оптической системы, а также быть согласованным по габаритам и стоимости с остальными частями системы.

9.9.1. ОБЛАСТЬ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ

Спектральная область работы приемника излучения определяет тип материала, из которого изготовлен чувствительный элемент. В инфракрасной области спектра преимуществами тепловых приемников излучения являются чувствительность в очень широкой области спектра и равномерность чувствительности по спектру. Однако их недостатком является меньший уровень чувствительности и быстродействия по сравнению с фотонными приемниками. Обычно спектральная чувствительность ограничивается характеристиками пропускания окна. Фотонные приемники излучения, селективные по спектру, обладают лучшими характеристиками по уровню чувствительности и быстродействию.

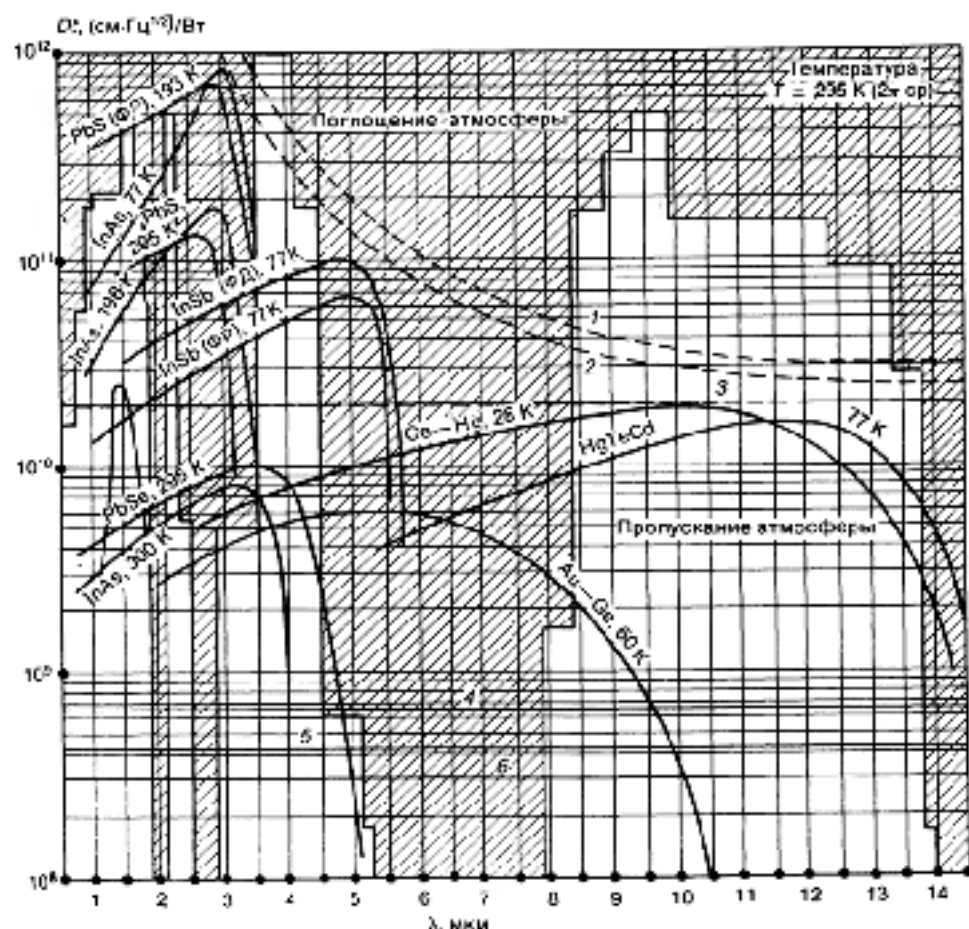
Для каждого участка инфракрасной области спектра существуют определенные, чувствительные на этом участке материалы.

Относительная спектральная чувствительность



Спектральные характеристики тепловых приемников без слона.

1 — пироэлектрический приемник из триглицинсульфата (ТГС); 2 — термисторный болометр.



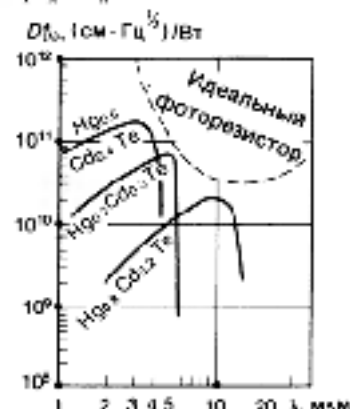
Спектральные характеристики приемников разных типов.

1 — идеальный приемник с $p-n$ -переходом; 2 — идеальный фоторезистор; 3 — идеальный тепловой приемник; 4 — пироэлектрический приемник; 5 — термисторный болометр; 6 — термоэлемент; ФД — фотодиод; ФР — фоторезистор.

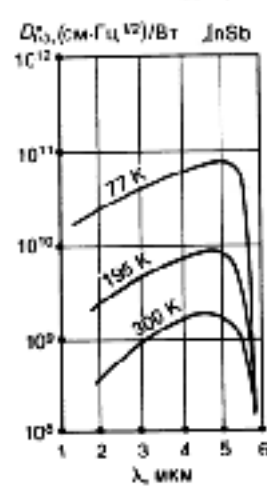
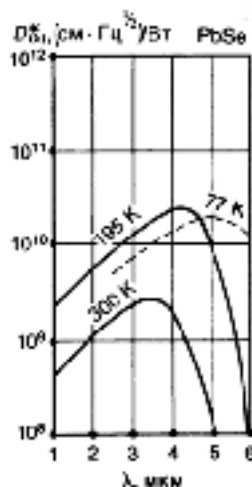
Фотокатоды	S-1	0,3—1 мкм
	S-20	0,3—0,75 мкм
	S-25	0,3—0,95 мкм
Фотодиоды	кремниевые	0,5—1,1 мкм
	германиевые	0,8—1,8 мкм
PbS	1,3—3 мкм (при охлаждении — до 4,2 мкм)	
PbSe	2—5 мкм	
InSb	3—5,5 мкм	
HgCdTe	2—14 мкм	
PbSnTe	2—12 мкм	

Фоторезисторы и фотодиоды на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ или $Pb_{1-x}Sn_xTe$ имеют максимум спектральной чувствительности на длине волны, которая меняется в зависимости от концентрации x кадмия или олова. Таким образом можно приспособлять приемник к выбранной рабочей спектральной области. Максимальная чувствительность на длине волны 10 мкм получается при $x = 0,2$.

Рабочая температура этих приемников в сильной степени определяет их обнаружительную способность; при изменении температуры смещается их спектральная характеристика. Приемники на основе InSb или $Hg_{1-x}Cd_xTe$ чувствительные



Спектральные характеристики приемника КРТ в зависимости от состава тройного соединения HgCdTe.

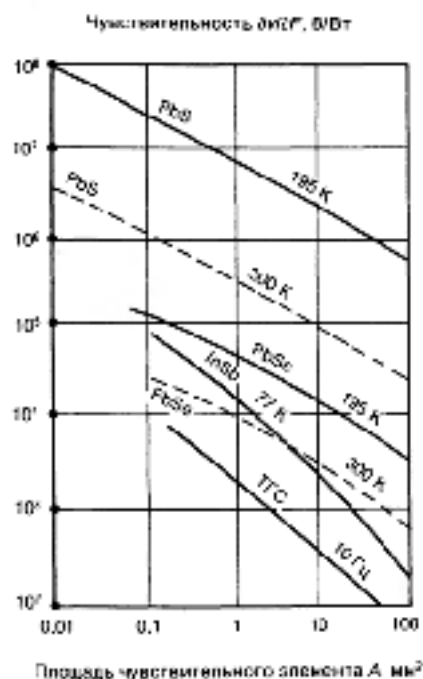


в полосе 3—5 мкм, будучи охлажденными до 77 К имеют обнаружительную способность, практически на порядок величины больше чем при «промежуточной» температуре (195 К), обеспечиваемой термоэлектрическими системами охлаждения (ТЭО) с несколькими каскадами. В отличие от них приемник на основе PbSe сохраняет при тех же условиях обнаружительную способность неизменной, но характеристика спектральной чувствительности сдвигается в сторону длинных волн при охлаждении до 77 К.

Приемники на основе сульфида свинца (PbS) имеют максимальную обнаружительную способность при промежуточной температуре охлаждения.

9.9.2. УРОВЕНЬ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ

Чувствительность приемника излучения $S_v = \partial v / dF$ выражается в вольтах на ватт и является убывающей функцией площади чувствительного элемента приемника. Чувствительность фоторезисторов больше чувствительности соответствующих фотодиодов. Произведение чувствительности на поток, эквивалентный шуму, дает минимальный электрический сигнал, величина которого должна превышать шум предусилителя, приведенный ко входу.



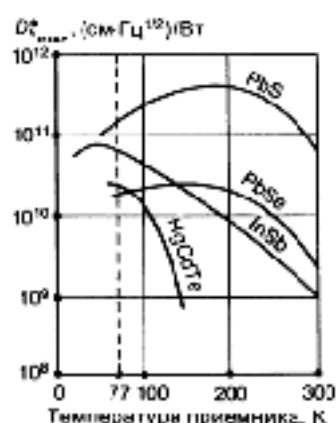
9.9.3. ШУМ И ОБНАРУЖИТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ

Среди критериев выбора приемника излучения фигурирует порог чувствительности (поток, эквивалентный шуму), т. е. минимальный обнаруживаемый оптический поток. Эта величина должна быть связана с фотометрическими характеристиками системы. Иными словами, поток испускаемый источником излучения, после прохождения через различные среды должен достигать приемника излучения, имея величину, превосходящую порог чувствительности. Если это не так,

нужно увеличить входной зрачок оптической системы, улучшить ее пропускание или увеличить силу излучения источника.

Обнаружительная способность, величина обратная порогу чувствительности, определяет качество приемника. При улучшении качества обнаружительная способность увеличивается. Оценивая обнаружительную способность по отношению к монохроматическому излучению $D^*(\lambda, \nu, \Delta\nu)$, можно проследить ход спектральной кривой $D^*(\lambda, \nu, \Delta\nu) = f(\lambda)$, описывающей свойства приемника при частоте модуляции ν в заданной полосе частот $\Delta\nu$ (обычно $\Delta\nu = 1$ Гц). Обнаружительную способность часто определяют для длины волны λ_{max} , соответствующей максимуму чувствительности приемника $D^*(\lambda_{\text{max}}, \nu, \Delta\nu)$. Обнаружительную способность, определенную для интегрального излучения черного тела с температурой T , обозначают $D^*(T, \nu, \Delta\nu)$. Отношение этих величин зависит от спектральной чувствительности приемника излучения.

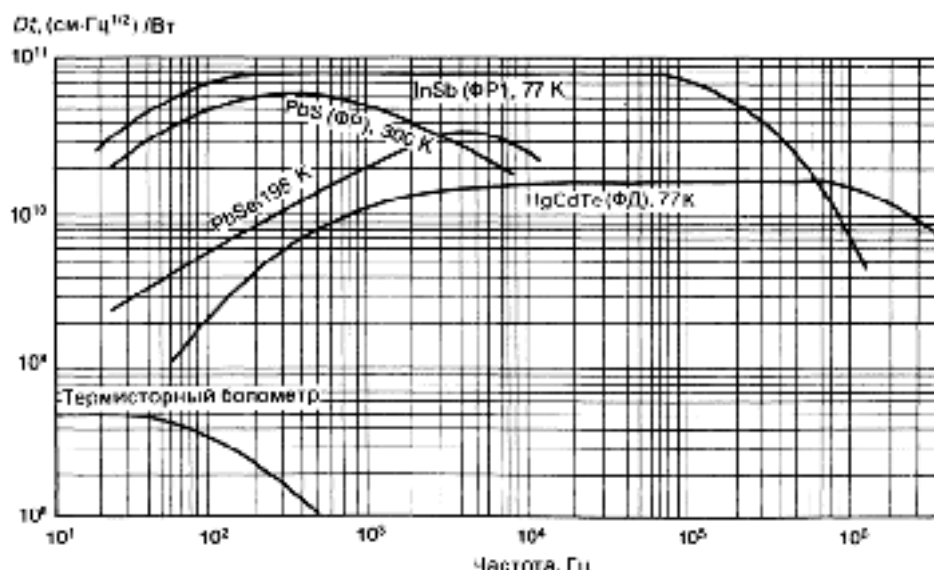
Например, для InSb $D^*(\lambda_{\text{max}}, 1000, 1)/D^*(500, 100, 1) = 5,5$, а для HgCdTe $D^*(\lambda_{\text{max}}, 2500, 1)/D^*(500, 2500, 1) = 2$. Обнаружительная способность зависит от рабочей температуры приемника излучения. В средней инфракрасной области спектра для оптимизации обнаружительной способности необходимо охлаждать приемники до довольно низких температур, чтобы уменьшить шум, связанный с тепловым возбуждением носителей заряда.



9.9.4. ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИЕМНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Чувствительность приемников излучения зависит от частоты модуляции оптического сигнала. Быстрота изменения, или частота модуляции, оптического явления, которое нужно зарегистрировать, определяет требования к постоянной времени используемого устройства. Необходимо напомнить в этой связи, что тепловые приемники инерционны. Так, постоянная времени τ самых быстродействующих из них термисторных болометров не менее 10^{-3} с¹⁾. Фотонные приемники обладают гораздо лучшим быстродействием. Так, для фоторезисторов $\tau \sim 10^{-5}$ с, а для фотодиодов $\tau < 10^{-6}$ с.

¹⁾ Пирозекстрические приемники могут быть значительно менее инерционными, но их чувствительность убывает с ростом частоты модуляции. — Прим. ред.



Частотные характеристики приемников.

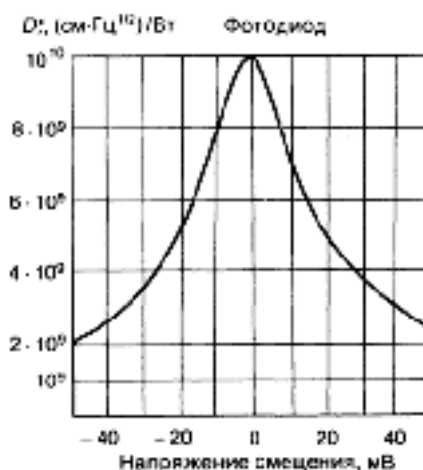
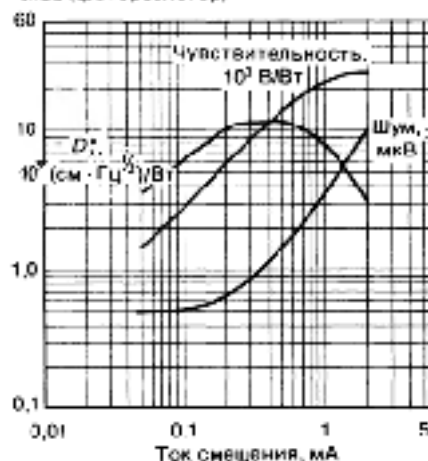
9.9.5. ПИТАНИЕ ПРИЕМНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Получаемый сигнал, как и шум, зависит от условий питания приемников, т. е. от тока смещения. При больших токах шум растет быстрее, чем сигнал, поэтому отношение сигнала к шуму проходит через максимум при некотором значении тока смещения. Удельная обнаружительная способность D^* следует той же зависимости, так как она пропорциональна отношению сигнала к шуму:

$$D^* = (v_s/v_b) \sqrt{A \Delta\nu / F},$$

где v_s — напряжение сигнала; v_b — напряжение шума, A — площадь чувствительного элемента приемника, $\Delta\nu$ — полоса пропускания электрических частот, F — оптический поток, падающий на приемник.

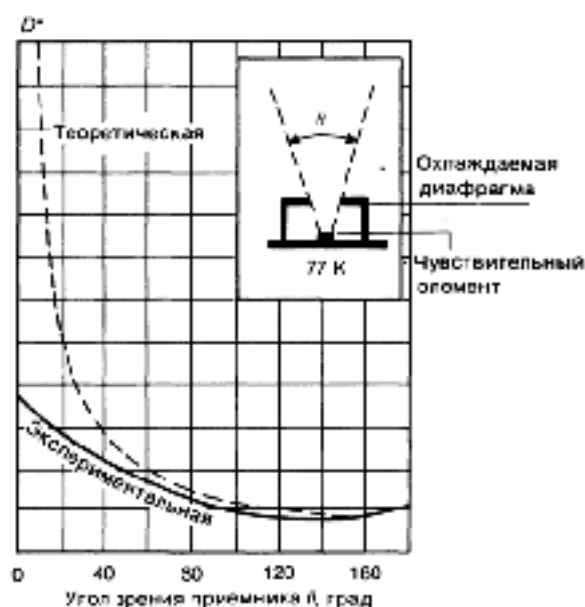
InSb (фоторезистор)



Существует также проблема согласования внутреннего импеданса приемника и входного импеданса усилителя. Влияние величины смещения наиболее важно для фотодиодов.

9.9.6. ВЛИЯНИЕ ПОЛЯ ЗРЕНИЯ ПРИЕМНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ

Обнаружительная способность приемника увеличивается с уменьшением его поля зрения. Поле зрения уменьшают с помощью диафрагм, располагаемых вблизи чувствительного элемента приемника. Эти диафрагмы охлаждают, чтобы не вносить добавочного шума. Когда диафрагма закреплена на приемнике, она охлаждается одновременно с ним.



9.9.7. ЗАМЕЧАНИЕ О ПАССИВАЦИИ ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ПРИЕМНИКОВ

Приемники на основе HgCdTe (КРТ), используемые в спектральном диапазоне 8–12 мкм, охлаждаются до температуры жидкого азота в сосудах Дьюара. В настоящее время существует несколько типов конструкций охлаждаемых корпусов:

- металлические конструкции,
- металло-стеклянные конструкции,
- стеклянные конструкции.

(Все они имеют прозрачные для инфракрасного излучения окна из сапфира, германия, ZnS и др.) При современной технологии наиболее надежной конструкцией является полностью стеклянная. Действительно, металлической пайке свойственна пористость, которая рано или поздно приводит к ухудшению вакуума, изоляция криоагента становится недостаточной, и окно обычно обмерзает. Поэтому в сосудах Дьюара этого типа надо время от времени восстанавливать

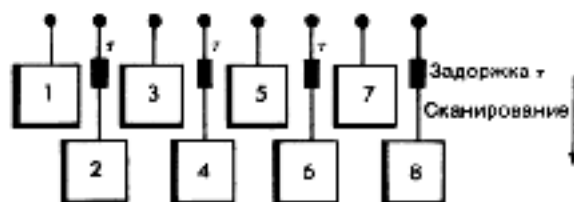
вакуум. Этого недостатка практически лишены полностью стеклянные сосуды Дьюара.

Следует отметить, что во всех этих случаях чувствительная поверхность приемника имеет тенденцию сублимироваться в вакууме, или, точнее, неустойчивость ртуть в составе полупроводникового слоя приводит к разложению и ухудшению качества слоя. В настоящее время большинство приемников высокого качества подвергается пассивации, т. е. чувствительный элемент КРТ покрывается тонкой пленкой другого материала (обычно ZnS) для защиты от загрязнений и сублимации в вакууме. Непассивированный приемник нельзя подвергать воздействию температур, превышающих 60°C , без серьезного риска повредить его; частичная естественная пассивация весьма ненадежна.

В заключение отметим, что для приемников из антимонида индия InSb , чувствительных в спектральном диапазоне $3\text{--}5\text{ мкм}$, подобной проблемы не возникает, так как это соединение очень стабильно.

9.10. МНОГОЭЛЕМЕНТНЫЕ ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Приемники используются в форме одноэлементных или в форме многоэлементных, в которых чувствительные элементы располагаются в линейку. Линейки могут содержать более сотни чувствительных элементов; размер каждого — порядка нескольких десятков микрометров, разброс по чувствительности — в пределах $20\text{--}50\%$. Обычно ряд четных элементов и ряд нечетных элементов немного сдвинуты относительно друг друга, чтобы обеспечить небольшое перекрытие при сканировании в направлении, перпендикулярном линейке, и в результате полностью перекрыть сканируемую зону. Такая конфигурация требует согласования по фазе между элементами четных и нечетных рядов с помощью линий задержки. Наконец, существуют мозаичные многоэлементные приемники в форме матриц с числом элементов $m \times n$. Эти приемники используются для систем последовательно-параллельного сканирования.



В принципе каждый чувствительный элемент мозаичного двумерного приемника должен иметь предусилитель. На практике, когда число элементов становится весьма большим, необходимо прибегнуть к технике мультиплексирования и считывания информации, основанной на использовании приборов с переносом заряда (ППЗ).

В настоящее время многоэлементные приемники предназначаются в основном для военных целей благодаря их высоким характеристикам. Они не используются в термографических измерительных системах из-за слишком большого разброса чувствительности отдельных элементов и слишком высокой стоимости как самих многоэлементных приемников, так и электронных систем для них. Кроме того, переход к многоэлементным приемникам существенно повышает требования к

охлаждению, так как тепловая инерция приемного устройства становится слишком большой.

9.11. НАИБОЛЕЕ УПОТРЕБИТЕЛЬНЫЕ В ТЕРМОГРАФИИ ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

PbS

Фоторезистор из сульфида свинца чувствителен в спектральной области 1,3—3 мкм. При охлаждении длинноволновая граница может быть сдвинута до 4,2 мкм. Приемник сравнительно инерционный ($\tau = 100$ мкс при 300 К и 5 мс при охлаждении). Величина $D^*(\lambda_{\max})/D^*(500 \text{ К})$ равна 100 при окружающей температуре и 50 при температуре 195 К.

PbSe

Фотопроводящий материал с собственной проводимостью и большим быстродействием, чем PbS ($\tau = 2 \div 30$ мкс). Этот приемник, охлаждаемый до промежуточной температуры (195 К), имеет обнаружительную способность D^* , только вдвое меньшую, чем фоторезистор на основе InSb, охлаждаемый до 77 К. Поэтому PbSe широко применяется с термоэлектрическим охлаждением для работы в спектральном диапазоне 3—5 мкм. Величина отношения $D^*(\lambda_{\max})/D^*(500 \text{ К})$ равна 10 при окружающей температуре и 5 при температуре 195 К.

InSb

Фотоприемник, который может быть фоторезистором или фотодиодом; охлаждается до 77 К и чувствителен в диапазоне 2—5,5 мкм. $D^*(\lambda_{\max})/D^*(500 \text{ К}) = 5\text{—}6$; $\tau = 10$ мкс в случае фоторезистора с собственной проводимостью, $\tau < 1$ мкс в случае фотодиода.

HgCdTe (KPT)

Фоторезистор или приемник с $p-n$ -переходом, максимум спектральной чувствительности которого можно варьировать в диапазоне значений 1—50 мкм в зависимости от концентрации кадмия в сплаве¹⁾. Используются приемники со спектральной чувствительностью в диапазоне 8—14 мкм, охлаждаемые до 77 К²⁾. $D^*(\lambda_{\max})/D^*(500 \text{ К}) \approx 2$; в случае фоторезистора $\tau = 1$ мкс; в фотовольтаическом режиме (без смещения) $\tau = 10\text{—}20$ нс; в фотодиодном режиме (при обратном смещении) $\tau = 3$ нс.

PbSnTe (COT)

Фотодиод с несколько худшими характеристиками, чем на основе КРТ, но более простой в изготовлении; $\tau > 50$ нс.

¹⁾ В принципе ширина запрещенной зоны может быть доведена до нуля, но в настоящее время известны фотоприемники со спектральной чувствительностью только до 25 мкм. — *Прим. перев.*

²⁾ Приемники из КРТ изготавливаются и для диапазона длин волн 3—5 мкм. Уступая здесь в настоящее время приемникам из антимоноша инция по обнаружительной способности, они могут работать при менее глубоком, чем алотное, термоэлектрическом охлаждении. — *Прим. перев.*

9.12. ПРИБОРЫ С ПЕРЕНОСОМ ЗАРЯДА (ПЗ)

Принцип действия одного из важнейших типов приборов этого класса, приборов с зарядовой связью (ПЗС), основан на использовании структуры металл — диэлектрик — полупроводник (МДП) в виде линейки или матрицы фоточувствительных элементов, каждый из которых является конденсатором. Если подать на металл импульс напряжения такого знака, чтобы основные носители заряда в полупроводнике были вытолкнуты от поверхности с образованием слоя объемного заряда, то для неосновных носителей образуется потенциальная яма. Излучение, падающее на конденсатор, будет генерировать пары из основного и неосновного носителей заряда. Основные будут выталкиваться из ямы, а неосновные — накапливаться в ней. Пакет накопленных зарядов несет оптическую информацию, которую можно передать по всей линейке от элемента к элементу, подавая на них последовательность импульсов напряжения. Вывод всех зарядов, содержащихся в линейке, осуществляется единым выходным электродом. Устройство ведет себя как многоэлементный приемник, связанный с системой мультиплексирования и считывания информации в форме видеосигнала.

9.12.1 ТРЕХФАЗНЫЙ ПЗС

В этом типе ПЗС управляющие напряжения, поступающие от трех генераторов, сдвинуты на треть периода. ПЗС состоит из полупроводника (например, кремния *n*-типа), покрытого слоем окисла-изолятора, на который нанесены алюминиевые электроды [МОП-структура (металл — окисел — полупроводник)]. Эти электроды присоединены группами по три к трем фазам φ_1 , φ_2 , φ_3 , выдающим управляющие напряжения-команды.

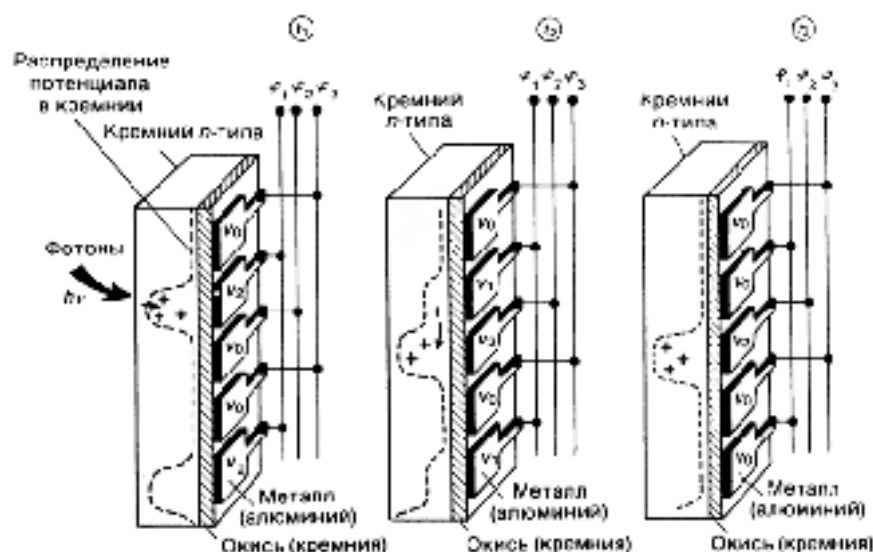
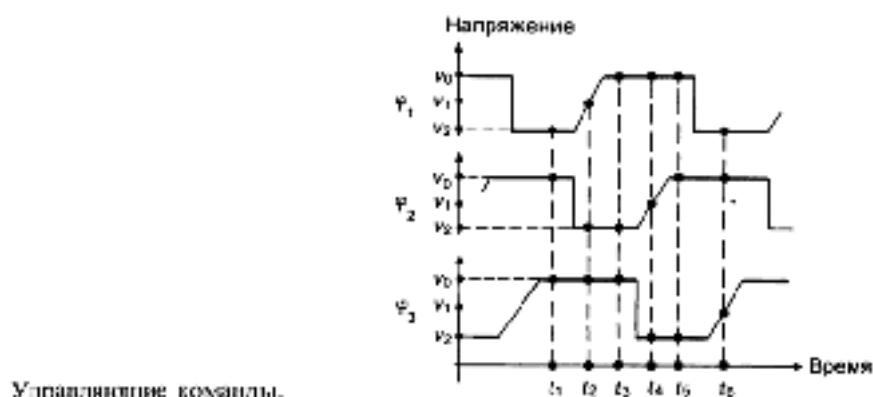


Схема действия трехфазного ПЗС.



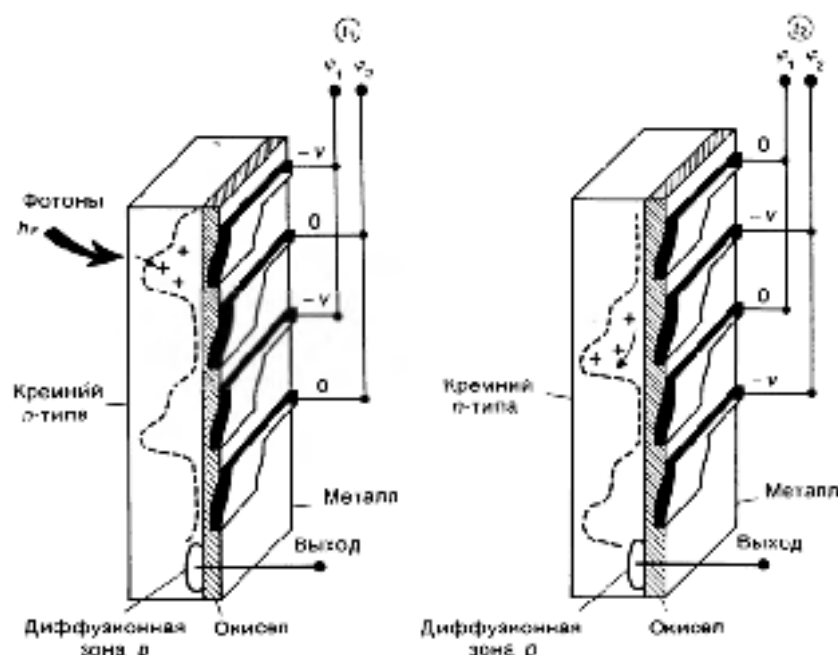
Перенос зарядов происходит под действием напряжений V_1 и V_2 ; третье напряжение V_0 определяет направление переноса и не дает зарядам двигаться в обратном направлении. Падающее излучение индуцирует положительные электрические заряды в полупроводнике. Эти заряды задерживаются вблизи электрода, потенциал которого V_2 более отрицательный, чем потенциал V_0 двух соседних электродов (момент времени t_1).

Далее в момент времени t_2 электрод, к которому осуществляется перенос, приобретает потенциал V_2 , между тем как потенциал электрода, под которым находятся заряды, приобретает потенциал V_1 , такой, что $V_0 > V_1 > V_2$. Это приводит к перемещению заряда к электроду с более отрицательным потенциалом V_2 . Заряды задерживаются теперь около этого нового электрода, в то время как два соседних электрода имеют потенциал V_0 (момент t_3). Цикл затем последовательно повторяется, и заряды каждый раз переходят от данного электрода к следующему. Заряды, продвигающиеся таким образом вперед, доходят до последнего электрода и попадают в выходной диод, где видеосигнал принимается и усиливается.

9.12.2. ДВУХФАЗНЫЙ ПЭС

Чтобы упростить механизм управления, можно обеспечить преимущественное направление движения зарядов несимметричной конфигурацией емкостных электродов (например, сделать толщину слоя окисла переменной, что сформирует в полупроводнике два потенциальных уровня, соответствующих одному данному потенциалу электрода).





9.12.3. ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПЕРЕНОСА

Если теоретически схема работы ПЗС, казалось бы, не представляет проблемы, на практике по различным причинам (в особенности из-за существования уровней захвата на границе кремний — оксид кремния) часть зарядов теряется при каждом переносе.

Отношение числа перенесенных зарядов к полному числу зарядов называется эффективностью переноса. ПЗС, которые мы только что описали, имеют эффективность около 90% на тысячу переносов (эта цифра уменьшается, когда частота переноса начинает превышать 10 МГц). Новые методы, облегчающие диффузию зарядов в кремнии, позволяют повысить скорость и эффективность переноса (ПЗС со скрытым каналом и ПЗС с «объемным» каналом).

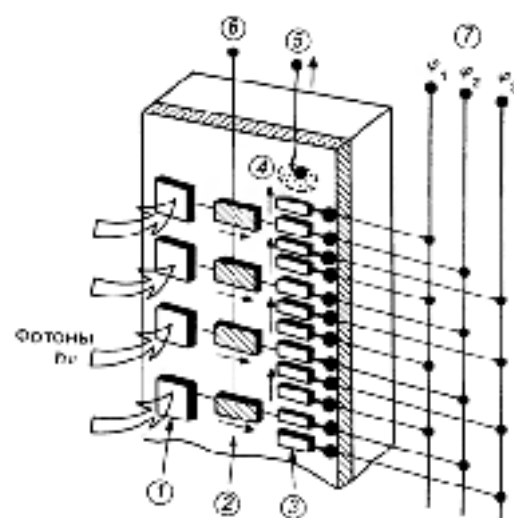
9.12.4. СЧИТЫВАНИЕ СИГНАЛА С ЛИНЕЙЧАТОГО ФОТОПРИЕМНИКА С ПОМОЩЬЮ ПЗС

ПЗС-регистр позволяет выделять и мультиплексировать сигналы с различных чувствительных элементов линейки инфракрасных призмиков. Эта операция протекает в три этапа:

этап накопления, во время которого излучение создает электрический сигнал в фоточувствительных элементах; параллельный перенос сигнала каждого элемента в ПЗС; перенос сигнала вдоль ПЗС к выходному диоду, откуда получается мультиплексированный видеосигнал.

9.12.5. ПОЛУЧЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ МАТРИЦЫ ПЗС

Изображение с помощью матрицы ПЗС можно получить двумя способами. В первом случае облучаемая матрица ПЗС считывается путем переноса инду-



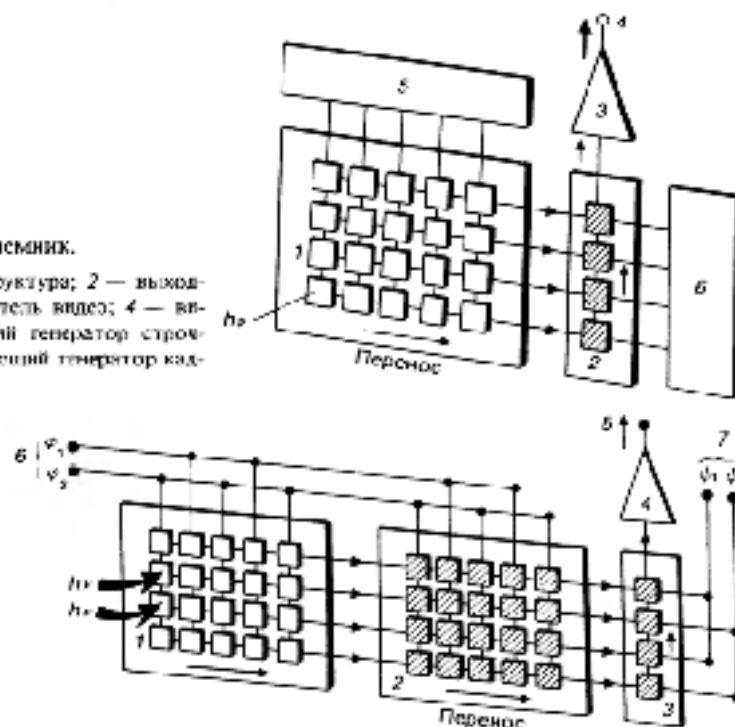
ИК — ПЗС-фотоприемник.

1 — приемник инфракрасного излучения (линейка); 2 — ключи переноса; 3 — ПЗС; 4 — выходной диод; 5 — видеосигнал; 6 — электрод управления ключами; 7 — электроды управления ПЗС.

цированных зарядов вдоль каждой строки к выходному регистру, представляющему столбец элементов ПЗС, используемых в мультиплексном режиме. Заряды каждого столбца одновременно передаются соседнему столбцу. В результате каждого такого шага выходной регистр заполняется новой информацией, кото-

Матричный ПЗС-фотоприемник.

1 — фоточувствительная структура; 2 — выходной регистр; 3 — предусилитель видео; 4 — видеосигнал; 5 — управляющий генератор строной развертки; 6 — управляющий генератор кадровой развертки.



Матричный ПЗС-фотоприемник с замощенным вводом.

1 — фоточувствительная структура; 2 — ПЗС-матрица памяти; 3 — выходной регистр; 4 — предусилитель видеосигнала; 5 — видеосигнал; 6 — управляющие сигналы строной развертки; 7 — управляющие сигналы кадровой развертки.

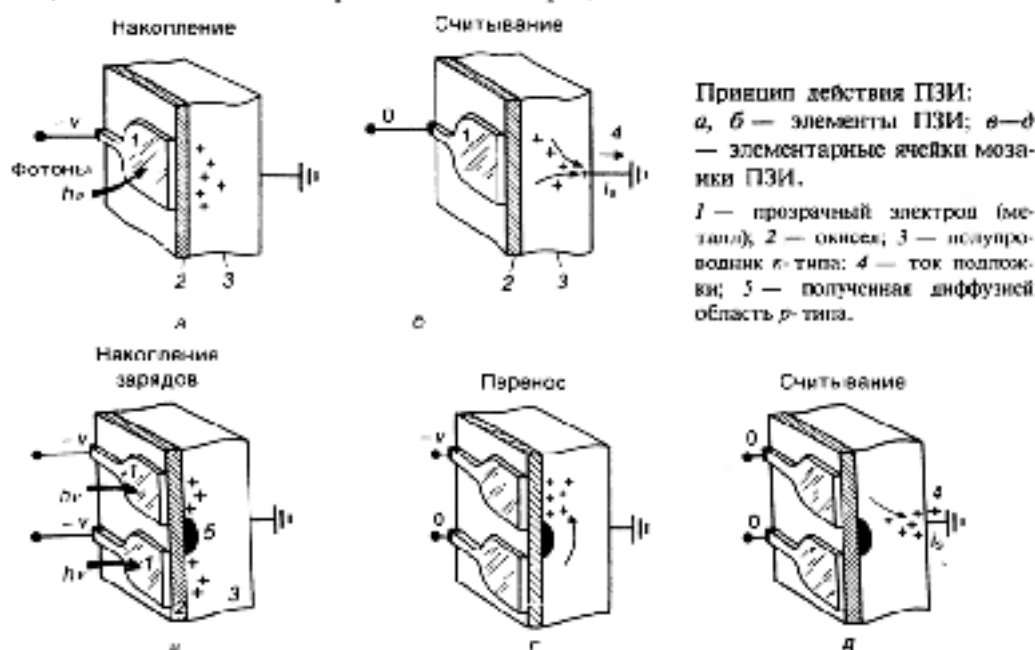
рая тут же считывается и передается видеоусилителю. Рабочая частота устройства очень высока, поскольку требуется очень большая скорость переноса.

Во втором случае информация с элементов облученной матрицы ПЗС передается в матрицу памяти, имеющую ту же пространственную структуру, и затем мультиплексируется выходным ПЗС-регистром. Этот метод позволяет согласовать время накопления сигнала от излучения в течение одного кадра, время очень быстрой передачи информации в матрицу памяти (составляет несколько процентов от времени кадра) и время считывания информации с матрицы памяти, соответствующее времени восприятия нового кадра. Таким образом рабочая частота оказывается существенно сниженной.

9.12.6. ПЗИ (ПРИБОРЫ С ИНЖЕКЦИЕЙ ЗАРЯДА)

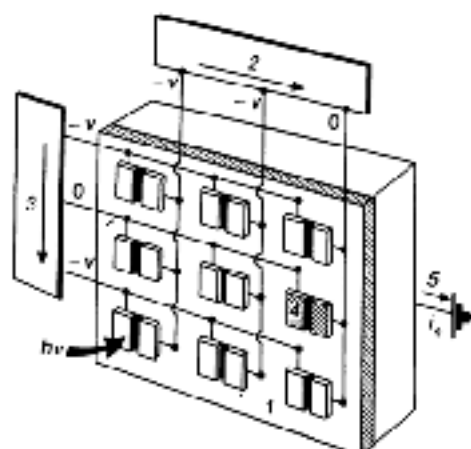
ПЗИ работают по принципу, аналогичному принципу работы ПЗС с отличием в формировании видеосигнала. В случае ПЗИ возникает ток в подложке благодаря инжекции зарядов, составляющих видеосигнал. Этот ток пропорционален числу принятых фотонов. ПЗИ, дающие изображение, так же как и ПЗС, основаны на быстром считывании (инжекция зарядов в ПЗИ и их перенос в ПЗС) по сравнению с более медленным процессом формирования электрического изображения (время накопления). Таким образом, во время считывания влияние излучения на образование зарядов очень мало.

Мозаичные структуры ПЗИ состоят из элементарных ячеек; два прозрачных электрода ячейки нанесены на подложку n -типа и разделены полученной диффузией областью p -типа. Видеосигнал, соответствующий инжекции зарядов в подложку, извлекается только тогда, когда к обоим электродам прикладывается нулевой потенциал. Это позволяет осуществлять адресацию XU , считывая информацию с любой элементарной ячейки матрицы.



Топология мозаики ПЗИ.

1 — фоточувствительная структура; 2 — строчный синхронный регистр; 3 — кадровый синхронный регистр; 4 — элемент, с которого происходит считывание; 5 — видеосигнал.



9.12.7. СПЕКТРАЛЬНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИБОРОВ ПЗС ИЛИ ПВИ, ДАЮЩИХ ИЗООБРАЖЕНИЕ

Спектральная чувствительность системы зависит, конечно, от используемого полупроводникового материала: Si — видимая область, InSb — область 3—5 мкм, KPT — область 3—5 и 8—13 мкм.

Размеры элементов порядка 100×100 мкм² в мозаиках с числом элементов порядка 300×200 ⁹.

9.13. ОХЛАЖДЕНИЕ ПРИЕМНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Как было показано выше, все объекты в инфракрасной области спектра являются «самосветящимися», если их температура выше абсолютного нуля. Это испускание излучения, следующее закону Планка, является фундаментальной причиной ограничения характеристик приемников излучения. Действительно, если вследствие собственного излучения приемники сами «светятся», в области длин волн их чувствительности (3—5 и 8—14 мкм) очень трудно обнаружить слабое излучение, поступающее извне.

Чтобы повысить обнаружительную способность, нужно «заглушить» собственное излучение чувствительного элемента и примыкающих к нему элементов прибора (диафрагмы поля зрения). Это достигается охлаждением приемника до температур, при которых шум собственного излучения становится пренебрежимо малым (разд. 9.9.3).

Кроме того, охлаждение очень маленьких чувствительных элементов с малой теплоемкостью позволяет предотвратить чрезмерный их нагрев под действием интенсивного и продолжительного облучения. Наконец, охлаждение приемников

⁹ Кремниевые ПЗС по формату и числу элементов в настоящее время соответствуют телевизионному стандарту и находят широкое применение. ПЗС для ИК-области спектра значительно уступают кремниевым по степени освоения. Наибольшее число опубликованных работ по ИК-ПЗС относится к гибридным системам, в которых линейки или матрицы фоточувствительных элементов из традиционных ИК-материалов стыкуются с кремниевыми ПЗС-мультиплексорами. — *Прим. ред.*

уменьшает шум от теплового возбуждения носителей заряда внутри чувствительного элемента, т. е. повышает обнаружительную способность¹⁾.

В настоящее время существуют четыре способа охлаждения:

- сжиженными газами;
- за счет эффекта Джоуля — Томсона;
- криогенными машинами;
- за счет термоэлектрического эффекта.

Выбор того или иного способа зависит от требований к рабочей температуре приемника, мощности холодильника и от окружающих условий. Способ использования сжиженных газов, весьма подходящий в лабораторных исследованиях, промышленности и медицине, неприемлем для военной техники. Другие методы, разработанные в основном для военных целей, уже используются в некоторых гражданских областях.

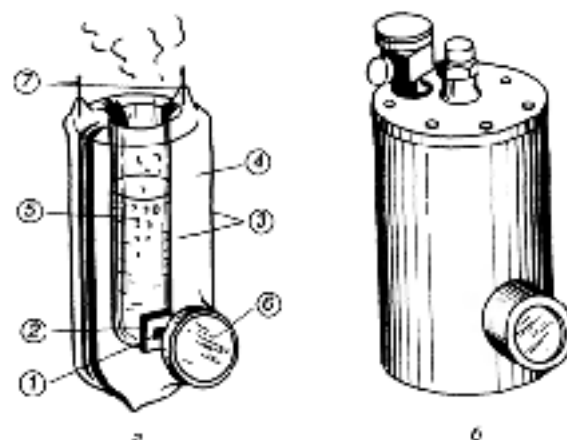
9.13.1. ОХЛАЖДЕНИЕ СЖИЖЕННЫМИ ГАЗАМИ

Приемник монтируется в тепловом контакте с содержащимся в сосуде сжиженным газом. Этот сосуд должен быть хорошо теплоизолирован от окружающей среды, чтобы газ сохранялся в жидком состоянии как можно дольше. Обычно используется сосуд Дьюара, состоящий из двух стеклянных или металлических сосудов с вакуумированным пространством между ними (хвостат).

Наиболее часто используются в инфракрасных системах:

- жидкий азот ($T = 77\text{ K}$),
- жидкий гелий ($T = 4,2\text{ K}$),
- жидкий водород ($T = 20,3\text{ K}$).

По соображениям простоты, безопасности эксплуатации и удобства использования приемников для инфракрасной термографии чаще всего применяют жидкий азот. Сосуды Дьюара обеспечивают автономную работу приемника после каж-



Криостаты.

a — стеклянный; *b* — металлический; 1 — приемник; 2 — тепловой контакт с жидким газом; 3 — стеклянные стенки (сосуд Дьюара); 4 — высокий вакуум; 5 — сжиженный газ; 6 — прозрачное для инфракрасного излучения окно; 7 — электро-

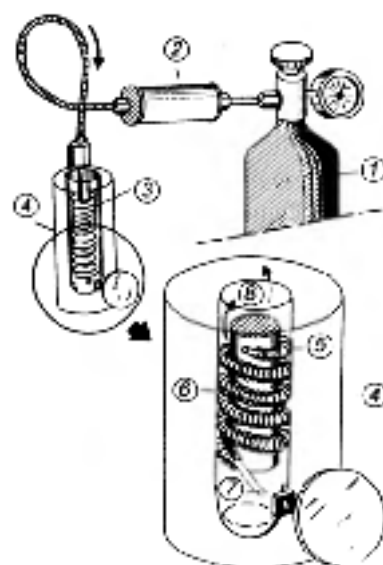
¹⁾ Следует упомянуть также о влиянии охлаждения на основные параметры полупроводниковых материалов — концентрацию носителей заряда, время их жизни и подвижность. — *Прим. ред.*

дой заливки в течение 3—4 ч. Выход на режим охлаждения происходит очень быстро (за несколько секунд), но криостаты из стекла очень хрупкие. Можно также подавать сжиженный газ из большого резервуара к сосуду Дьюара приемника, в результате чего продолжительность автономной работы существенно возрастает.

9.13.2. ОХЛАЖДЕНИЕ ЗА СЧЕТ ЭФФЕКТА ДЖОУЛЯ — ТОМСОНА

В этом методе охлаждения используется эффект понижения температуры при быстром дросселировании газа под высоким давлением (20—40 МПа). Получаемый температурный перепад невелик, поэтому необходим теплообменник, использующий полученный холод для понижения температуры газа перед дросселированием. В результате температура системы постепенно понижается.

Теплообменник имеет вид зонда, размещенного в сосуде Дьюара приемника, и представляет собой трубку, соединенную с трубопроводом, по которому поступает газ высокого давления. Трубка намотана на стержень из теплоизоляционного материала. Сама трубка обмотка металлической спиралью. Конец трубки, расположенный вблизи чувствительного элемента приемника, имеет малое отверстие, сквозь которое происходит дросселирование газа. Выпущенный охлажденный газ, поднимаясь к выходу из сосуда Дьюара, отбирает тепло от спирали, охватывающей трубку с газом высокого давления, и охлаждает ее. Через несколько минут работы вблизи чувствительного элемента приемника образуется несколько капель жидкого азота. Таким образом достигается требуемое для работы охлаждение (77 К). Время автономной работы зависит от размеров баллона со сжатым газом. Более совершенные устройства снабжены системой регулирования, которая уменьшает расход газа по достижении рабочей температуры.



Холодильник с использованием эффекта Джоуля — Томсона.

1 — баллон с газом (азотом) под давлением с пентилем и манометром; 2 — фильтр для очистки газа; 3 — теплообменник с использованием эффекта Джоуля — Томсона; 4 — сосуд Дьюара; 5 — трубка, подводящая газ под давлением; 6 — спиральная обмотка для улучшения теплообмена; 7 — дросселирующее отверстие; 8 — охлажденный газ.

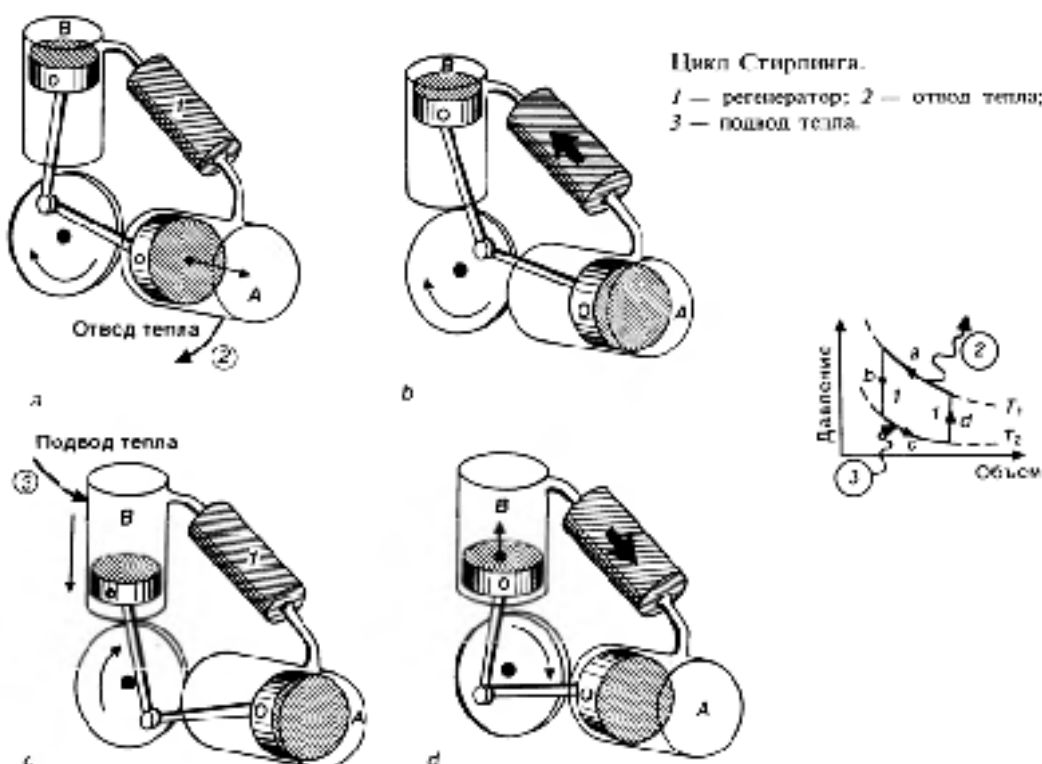
9.13.3. ОХЛАЖДЕНИЕ КРИОГЕННЫМИ МАШИНАМИ

Это машины с замкнутым или разомкнутым циклом для непрерывной выработки холода механическим путем за счет расширения предварительно сжатого газа. Машины работают на основе различных термодинамических циклов. При этом используется регенератор, осуществляющий теплообмен между двумя объемами с различными температурами. Регенератор представляет собой пористую металлическую массу с большой теплоемкостью, благодаря чему газ отдает или забирает тепло в зависимости от направления циркуляции.

Цикл Стирлинга

Это замкнутый цикл, основанный на процессе регенерации при постоянном объеме; фазы сжатия и расширения изотермические. Два поршня двигателя работают в двух цилиндрах, соединенных регенератором. Цикл имеет четыре фазы:

- Сжатие газа при постоянной температуре T_1 в камере A .
- Переход газа при постоянном объеме в камеру B через регенератор (в котором газ отдает тепло и охлаждается до температуры T_2).
- Расширение газа при температуре T_2 в камере B с поглощением тепла из окружающей среды.
- Возврат газа в камеру A . Вытесняемый поршнем камеры B при прохождении через регенератор газ отбирает тепло. Поглощение тепла от окружающей среды (чувствительного элемента термометра) происходит благодаря тепловому контакту с металлическим стержнем, находящимся в сосуде Дьюара. Прислугу-



шествами цикла Стирлинга являются малое потребление мощности и малые габариты.

Цикл Джибфорда — Мак-Магона

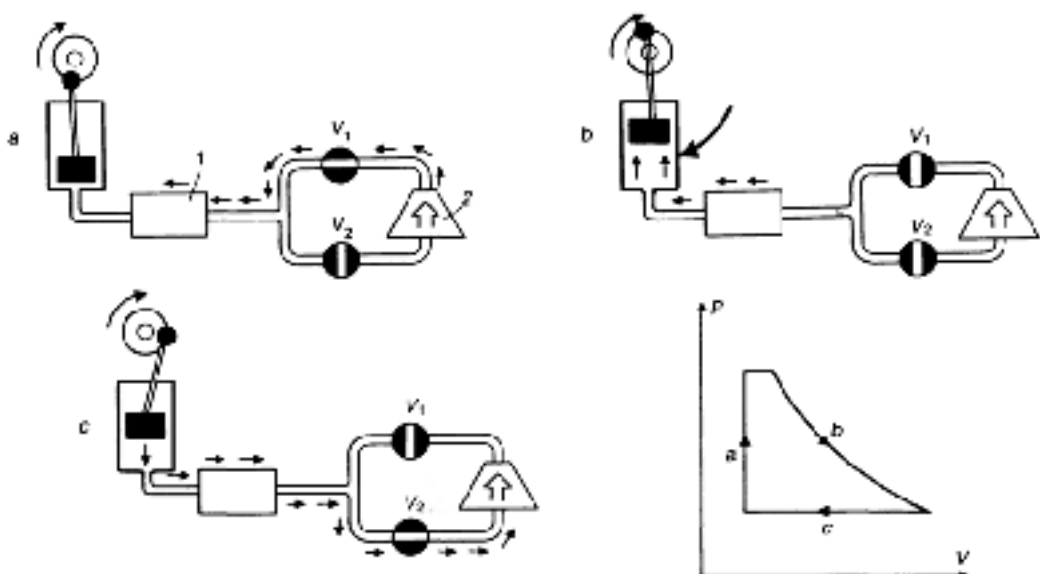
При работе по этому циклу используются компрессор и ряд клапанов, которые могут быть вынесены за пределы холодильной машины, благодаря чему габариты и масса самой машины уменьшаются. Фазы цикла этой машины основаны на тех же принципах сжатия и расширения, что и в цикле Стирлинга.

а. Поршень находится в нижней части цилиндра, впускной клапан V_1 открыт, давление в регенераторе резко поднимается.

б. Впускной клапан V_1 закрыт, и поршень перемещается в верхнюю часть цилиндра (расширение, сопровождаемое охлаждением — генерация холода).

в. Выпускной клапан V_2 открыт, поршень перемещается в нижнюю часть цилиндра, газ отбирает тепло в регенераторе и понижает его температуру.

Следующий цикл такой же, но газ предварительно охлаждается, проходя через регенератор.



Цикл Джибфорда—Мак-Магона.

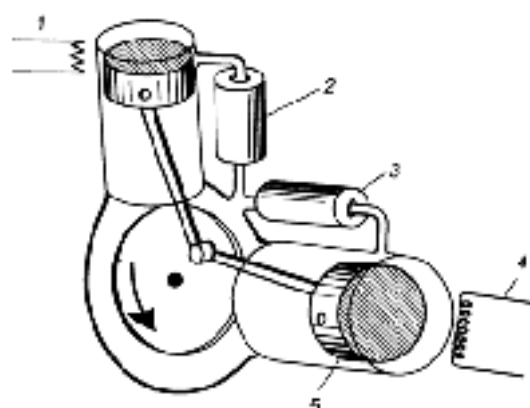
1 — регенератор; 2 — компрессор.

Цикл Виллюмье

В этом цикле используется регенератор, аналогичный регенератору цикла Стирлинга. Сжатие газа здесь осуществляется подводом тепла извне (электрический нагрев).

Разомкнутые циклы

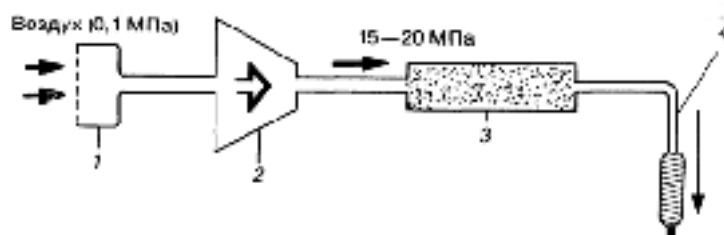
В этих циклах газ (обычно воздух), находящийся вначале при атмосферном давлении, сжимается до высокого давления (15—20 МПа) после фильтрации, а затем осушается и дросселируется в теплообменнике типа Джоуля — Томсона.



Цикл Виллмора.

1 — теплообменник; 2, 3 — регенератор;
4 — электронагреватель; 5 — вытеснитель-компрессор.

Преимуществами этой машины является достижение температуры 77 К по существу в автономном режиме с помощью сравнительно малогабаритного устройства, а также достаточно высокая надежность системы.

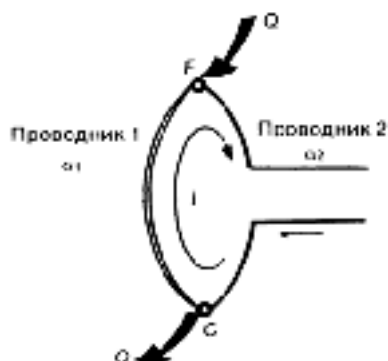


Разомкнутый цикл.

1 — фильтр; 2 — компрессор; 3 — осушитель; 4 — теплообменник с использованием эффекта Джоуля-Томсона.

9.13.4. ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ

Термоэлектрический эффект Пельтье состоит в поглощении или выделении тепла на спаях двух различных металлов или полупроводников, когда по этим проводникам протекает электрический ток I . Если ρ_1 и ρ_2 — термо-э.д.с. первого и второго материалов соответственно, то количество тепла, получаемого на спаях



Эффект Пельтье.

при температуре T в кельвинах, выражается формулой

$$Q = (\rho_1 - \rho_2) TI.$$

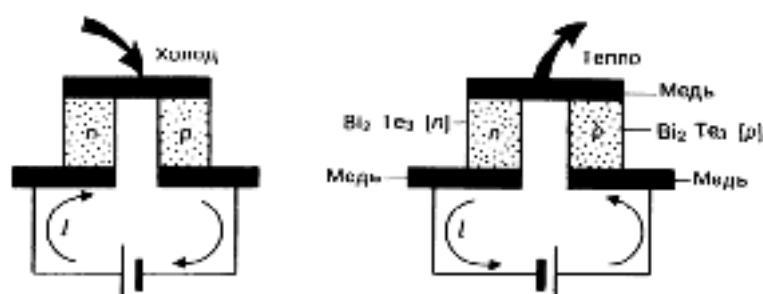
Пусть показанное на рисунке направление тока I относительно спая C положительно, разность $\rho_1 - \rho_2$ тоже положительна; тогда на этом спая выделяется тепло ($Q > 0$). В тех же условиях на спая F направление тока I обратное, разность $\rho_1 - \rho_2$ отрицательна и тепло поглощается ($Q < 0$). Следовательно, температура спая C возрастает, в то время как температура спая F понижается. Количество тепла, выделяемое спаем F , переносится к спая C . Положение меняется на обратное, если изменить направление тока ($I < 0$). Следовательно, просто изменением направления тока можно нагревать или охлаждать спай (другой спай будет соответственно охлаждаться или нагреваться).

Поведение системы, однако, ограничено условиями теплового равновесия, которое определяется эффектом Пельтье (ρ_1 и ρ_2), теплопроводностью материалов (k_1 и k_2) и рассеянием мощности в проводниках в соответствии с эффектом Джоуля, пропорциональным удельному сопротивлению металлов ρ_1 и ρ_2 .

Максимальный перепад температур между двумя спаями определяется тогда по формуле

$$\Delta T_{\max} = T_C - T_F = (1/2)[(\rho_1 - \rho_2)^2 / (k_1 + k_2)(\rho_1 + \rho_2)] T_F^2 = (1/2) Z T_F^2.$$

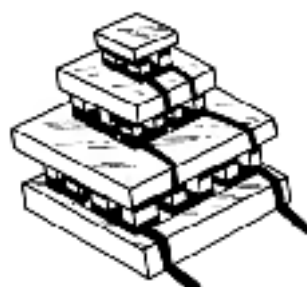
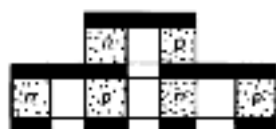
Величина $Z = (\rho_1 - \rho_2)^2 / (k_1 + k_2)(\rho_1 + \rho_2)$ называется добротностью системы. Нужно выбирать материалы с такими термоэлектрическими свойствами, чтобы величина ΔT была как можно большей. На практике наиболее часто используется материал Bi_2Te_3 . Этот материал n -типа (термо-э.д.с. отрицательна) соединяется с тем же материалом p -типа (термо-э.д.с. положительна). Соединение осуществляется медным мостиком.



Охлаждающая способность такого модуля довольно мала, часто требуется каскадное соединение нескольких модулей.

На практике достигаются следующие температуры (при нулевой нагрузке):

- 30 °C (243 К) для одного каскада $I = 6$ А, $V = 0,8$ В, элемент 1×1 см²;
- 60 °C (213 К) для двух каскадов $I = 5,5$ А, $V \approx 1$ В, элементы 1×1 , $0,5 \times 0,5$ см²;
- 75 °C (198 К) для трех каскадов $I = 1,5$ А, $V = 4$ В, элементы 1×1 ; $0,7 \times 7$, $0,5 \times 0,5$ см²;
- 85 °C (188 К) для четырех каскадов;
- 100 °C (173 К) для шести каскадов.



Двухкаскадный ТЭО из элементов Пельтье. Трехкаскадный ТЭО из элементов Пельтье.

Эти температуры недостаточны для приемников, работающих при 77 К, но вполне пригодны для приемников, работающих при промежуточных температурах (разд. 9.9.1 и 9.9.3).

Пример. Селенид свинца $PbSe$ имеет достаточно высокую обнаружительную способность при $T = 195$ К. Эта температура обеспечивается трехкаскадным термоэлектрическим охлаждением (ТЭО).

10.

Обработка сигнала

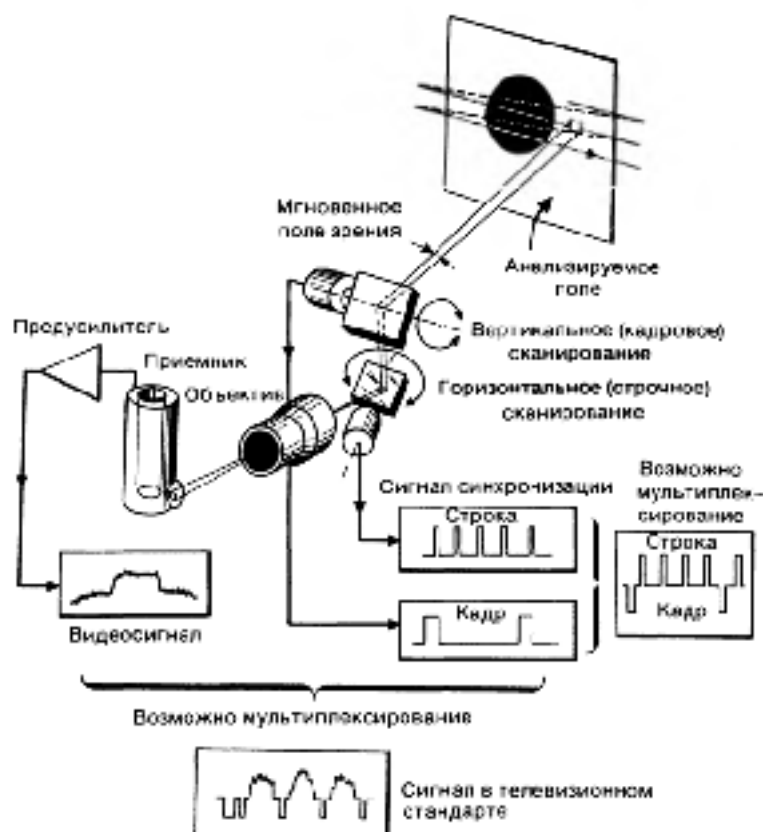
10.1. АНАЛОГОВЫЙ СИГНАЛ

Термография — это метод, который позволяет изучать явления, связанные с пространственным распределением температуры исследуемых объектов и, следовательно, с изменениями этого распределения во времени. Как мы видели, этот метод требует применения аппаратуры, способной преобразовать инфракрасное изображение в видимое посредством формирования видеосигнала. Видеосигнал может подвергаться обработке как в аналоговой, так и в цифровой форме для облегчения его анализа и интерпретации.

Исследуемый объект анализируется путем оптико-механического или электронного сканирования оптическим мгновенным полем термографической системы. Вариации радиометрических величин при сканировании по пространственным координатам преобразуются инфракрасным приемником излучения в видеосигнал, который является функцией времени. Теоретически мгновенное значение амплитуды видеосигнала пропорционально энергии инфракрасного излучения, испускаемого в спектральной полосе системы объектами, находящимися в мгновенном поле зрения. Такая зависимость справедлива при условии линейности системы, т. е. когда сигнал превышает уровень собственных шумов системы и не достигает уровня насыщения.

Видеосигнал, получаемый в аналоговой форме в виде тока или напряжения, должен быть преобразован в распределение тепловых характеристик по полю, чтобы можно было узнать с максимально возможной точностью температуру или коэффициент излучения в каждой точке. Отклонение элементарного мгновенного поля фиксируется датчиками положения устройств сканирования. Эти датчики, которые выдают сигналы, отмечающие начало строк и начало кадров, используются для синхронизации развертки при сканировании с разверткой блока визуализации. Сигналы синхронизации по вертикали и горизонтали могут идти по отдельным каналам или направляться в один и тот же канал. Наконец, можно вывести на единый мультиплексированный канал видеосигнал и различные сигналы синхронизации. Сигнал тогда имеет характеристики, аналогичные характеристикам телевизионного сигнала.

Соответствие между амплитудой напряжения видеосигнала и температурой наблюдаемого черного тела должно быть установлено экспериментально, т. е. должны быть построены градуировочные кривые, зависящие от характеристик системы: объектива, относительного отверстия, спектрального фильтра и т. д. Следовательно, каждому значению напряжения видеосигнала, полученному для каждого мгновенного поля зрения, можно поставить в соответствие определен-



ную температуру черного тела. Эта температура, называемая кажущейся или эффективной, имеет такое значение, которое имело бы черное тело, дающее то же напряжение видеосигнала в отсутствие ослабления излучения на трассе, что и исследуемый объект. При отыскании истинной температуры этого объекта нужно внести необходимые поправки на коэффициент излучения объекта и пропускание атмосферы на трассе.

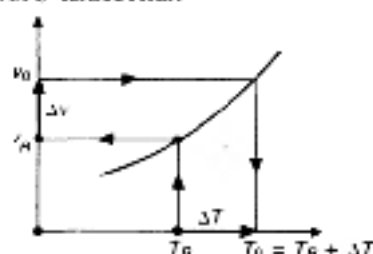


Отметим также одно очень важное обстоятельство, относящееся к системе. Чтобы работать как измеритель абсолютных величин, система должна характеризоваться:

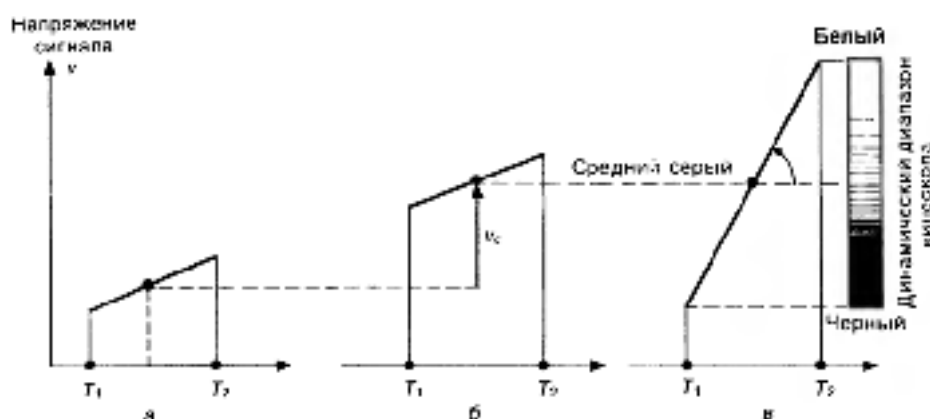
отсутствием дрейфа;

чувствительностью на всех пространственных частотах, включая постоянный фон (нулевая частота).

Легко понять, что при этих условиях амплитуда видеосигнала будет соответствовать уровню энергии испускаемого объектом инфракрасного излучения. В противоположных случаях (системы не сохраняющие постоянную составляющую или подверженные дрейфу) можно проводить только относительные измерения с расположенным в поле зрения системы источником сравнения, температура и коэффициент излучения которого известны.



Аналоговый сигнал усиливается в схеме обработки; коэффициент усиления обычно выбирают в зависимости от амплитуды сигналов на выходе приемника, чтобы максимально перекрыть возможный динамический диапазон напряжений на выходе. Часто к видеосигналу добавляют регулируемую по величине, но известную постоянную составляющую, чтобы обеспечить удобный диапазон напряжений, приложенных к блоку визуализации, и получить полную шкалу яркостей на экране.



Динамический диапазон тепловизионного изображения.

а — динамический диапазон исходного сигнала в изображении; *б* — добавление постоянной составляющей V_c , чтобы поднять средний уровень сигнала до среднего серого на экране кинескопа; *в* — усиление сигнала для согласования пределов его изменения с динамическим диапазоном кинескопа

Эти электрические сигналы, зависящие от времени, можно записывать на магнитный регистратор в аналоговой форме; при этом предпочтительно использовать частотную модуляцию, что позволяет сохранить постоянную составляющую сигнала. Полоса пропускания и уровень шумов магнитного регистратора

должны быть согласованы с регистрируемыми сигналами. Качественная регистрация должна обеспечивать восстановление сигналов с минимальными искажениями и с возможно большим отношением сигнала к шуму.

Если, например, термографическая система дает в среднем 25 кадров в секунду по 100 строк в кадре и по 128 точек в строке при отношении сигнала к шуму 48 дБ, то необходим регистратор с полосой пропускания 0—320 кГц и отношением сигнала к шуму 48 дБ.

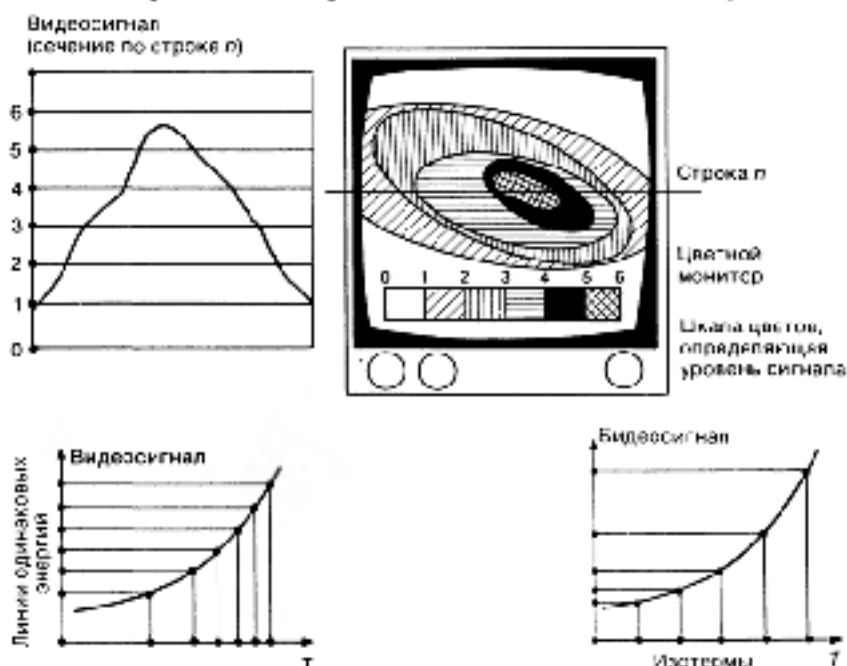
Аналоговый регистратор типа видеоманитофона позволяет использовать широкую полосу, однако он отрезает постоянную составляющую и дает менее высокое отношение сигнала к шуму, что исключает проведение количественных абсолютных измерений.

Видеоманитофоны нужно использовать с осторожностью, так как большинство приборов такого рода снабжено автоматической регулировкой усиления при записи. Усиление зависит от уровня входного сигнала, и поэтому исключается возможность даже качественной оценки результатов записи.

10.2. ОБРАБОТКА АНАЛОГОВОГО СИГНАЛА

Сигналы, полученные от термографической системы или восстановленные с помощью магнитного регистратора, можно подвергнуть несложной обработке в аналоговой форме. Чаще всего это градуировка изображения по температуре. Каждому значению напряжения видеосигнала и, следовательно, каждой температуре наблюдаемого участка поля в системе соответствует определенный уровень яркости на мониторе одноцветного блока визуализации.

Сигнал можно также разбить на ряд зон определенными уровнями (это уровни постоянной энергии для необработанного сигнала или изотермы температур-



ной шкалы). Границы между отдельными зонами соответствуют уровням энергии или температуры черного тела. Полученные участки изображения, соответствующие выбранным зонам видеосигнала, маркируются тогда, например, различными градациями яркости или различными цветами на цветном мониторе. Разбивка может производиться так, чтобы получить зоны одинаковой ширины, разделенные либо линиями одинаковых энергий, либо изотермами.

10.3. ОБРАБОТКА ЦИФРОВОГО СИГНАЛА

Учитывая большое число данных в изображении (термографическое изображение содержит порядка 10^4 точек более чем с двумя тысячами возможных уровней яркости) и большое число относительно сложных операций, которые нужно применить для получения значений температуры исследуемых объектов, обработка данных в цифровой форме обеспечивает большую гибкость, позволяет запоминать изображения и дает тем самым возможность проводить промежуточную обработку изображений с помощью ЭВМ.

Нужно прежде всего преобразовать видеосигнал в цифровую форму. Преобразование возможно в реальном масштабе времени, начиная с выхода инфракрасной системы. Этот метод требует применения быстродействующего аналого-цифрового преобразователя (АЦП), способного отслеживать получение данных в темпе появления числа точек изображения в секунду, т. е. около 3 мкс на точку с разрешением 1000—4000 уровней яркости, или 10—12 двоичных разрядов.

Такое решение весьма привлекательно благодаря отсутствию ограничений на динамический диапазон регистрирующего устройства, однако используемые средства, т. е. АЦП и особенно цифровое регистрирующее устройство, очень дороги. Последнее устройство допускает более медленный темп выборки, сравнимый со скоростью протяжки магнитной ленты и согласованный с возможностями наблюдателя удерживать в памяти все изображения.

В случае когда должна быть зарегистрирована последовательность всех изображений, целесообразно принимать аналоговые сигналы в реальном масштабе времени и преобразовывать их затем в цифровую форму в медленном темпе, считывая регистрирующим устройством в темпе, отличном от первоначального. Такое решение представляется экономически более разумным.

В этом случае проблемы, связанные с динамическим диапазоном измерений, могут быть решены или путем ручной регулировки усиления линейного усилителя регистрирующего устройства, или путем применения логарифмического усилителя.

Возможности цифровой обработки инфракрасных изображений столь разнообразны, что здесь невозможно дать их полный обзор. Поэтому мы рассмотрим конкретный пример применения, стараясь затронуть почти все важнейшие понятия и представления, относящиеся к проблеме.

10.4. ПРИМЕР ПРИМЕНЕНИЯ

В этом примере данные получают в аналоговой форме. Анализ данных и их обработка осуществляется с другой скоростью и в цифровой форме. Мы специально выбрали этот сложный и относительно полный пример на базе использования мини-ЭВМ и соответству-

ющих ее внешних устройств, чтобы показать все трудности, встречающиеся при обработке сигнала. Очень часто возникающие проблемы выглядят на конкретном примере гораздо проще.

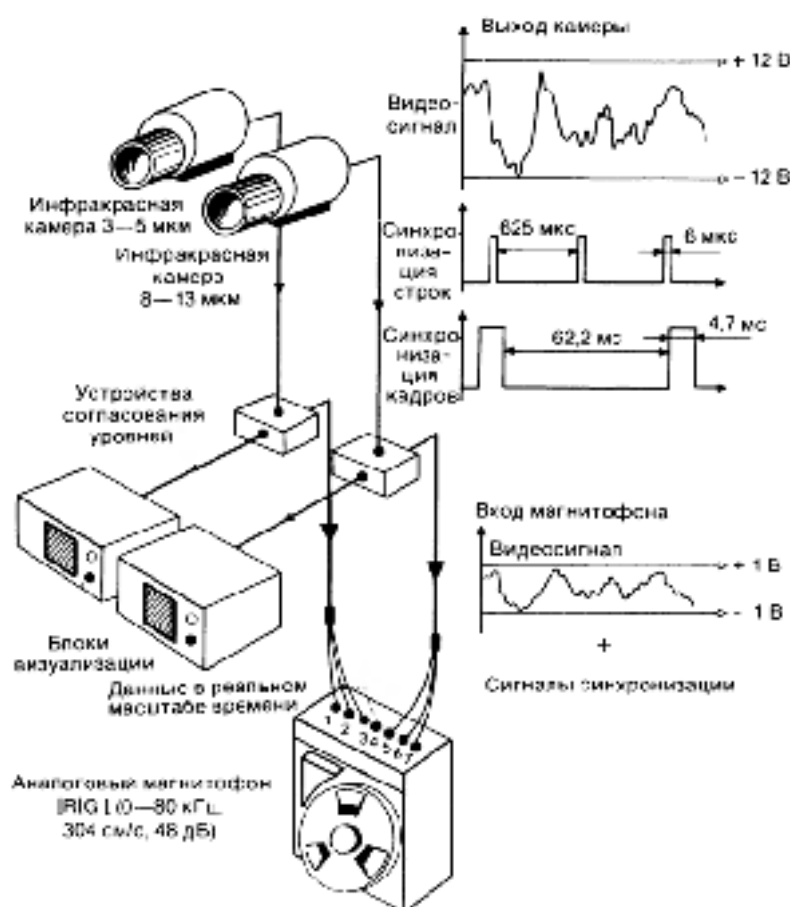
10.4.1. ПОЛУЧЕНИЕ ДАННЫХ В АНАЛОГОВОЙ ФОРМЕ

Сканирование исследуемого поля осуществляется двумя термографическими камерами, одна из которых работает в спектральной области 3—5 мкм, а другая — в области 8—13 мкм. Это позволяет проводить анализ одного и того же теплового явления одновременно в двух областях спектра.

Аналоговые сигналы (видеосигнал и сигналы синхронизации развертки, идущие по отдельным каналам) посылаются на аналоговый блок визуализации после усиления и обработки уровней этих сигналов.

Сигналы одновременно регистрируются аналоговым регистрирующе-воспроизводящим устройством магнитной записи по стандарту IRIG, группа 1. Требуется дополнительная обработка уровней на входе. Амплитуда видеосигнала, укладываемаяся на выходе камеры в диапазоне ± 12 В, приводится к ± 1 В, что соответствует динамическому диапазону на входе регистрирующего устройства.

Воспроизведение данных происходит со скоростью протяжки магнитной ленты



304 см/с, что при частотной модуляции обеспечивает полосу пропускания, простирающуюся до 80 кГц для отношения сигнала к шуму 48 дБ.

Полоса пропускания регистрирующего устройства намного уже, чем полоса пропускания инфракрасных камер, система сканирования которых дает 100 строк в полукадре по 100 точек в строке и 16 полукадров чересстрочной развертки в секунду. В этом примере размер точки изображения равен размеру мгновенного поля, т. е. разрешение получается со стопроцентной модуляцией.

Потери на обратный ход развертки составляют 30% длительности строк и кадров. Изображение, образующее один кадр, может быть представлено таким образом для визуализации 70 строками по 70 точек на строке со стопроцентной модуляцией или 140 точками с 50%-ной модуляцией. Влияние полосы пропускания регистрирующего устройства при воспроизведении едва ощутимо.

В регистрирующем устройстве необходимо зарезервировать шесть каналов для сигналов, идущих от двух термографических камер. Дополнительный канал может быть использован для регистрации данных, получаемых в реальном масштабе времени, — кода синхронизирующего генератора, параметров, относящихся к работе камер, температуры опорных источника, метеослучий, способных повлиять на прохождение излучения, приросты объекта и расстояния до него. Эта информация, поток которой сравнительно невелик, записывается на один канал регистратора. Можно, наконец, записывать по этому же каналу сигналы синхронизации по вертикали и горизонтали. К тому же на выходе некоторых инфракрасных камер предусмотрено такое мультиплексирование сигналов.

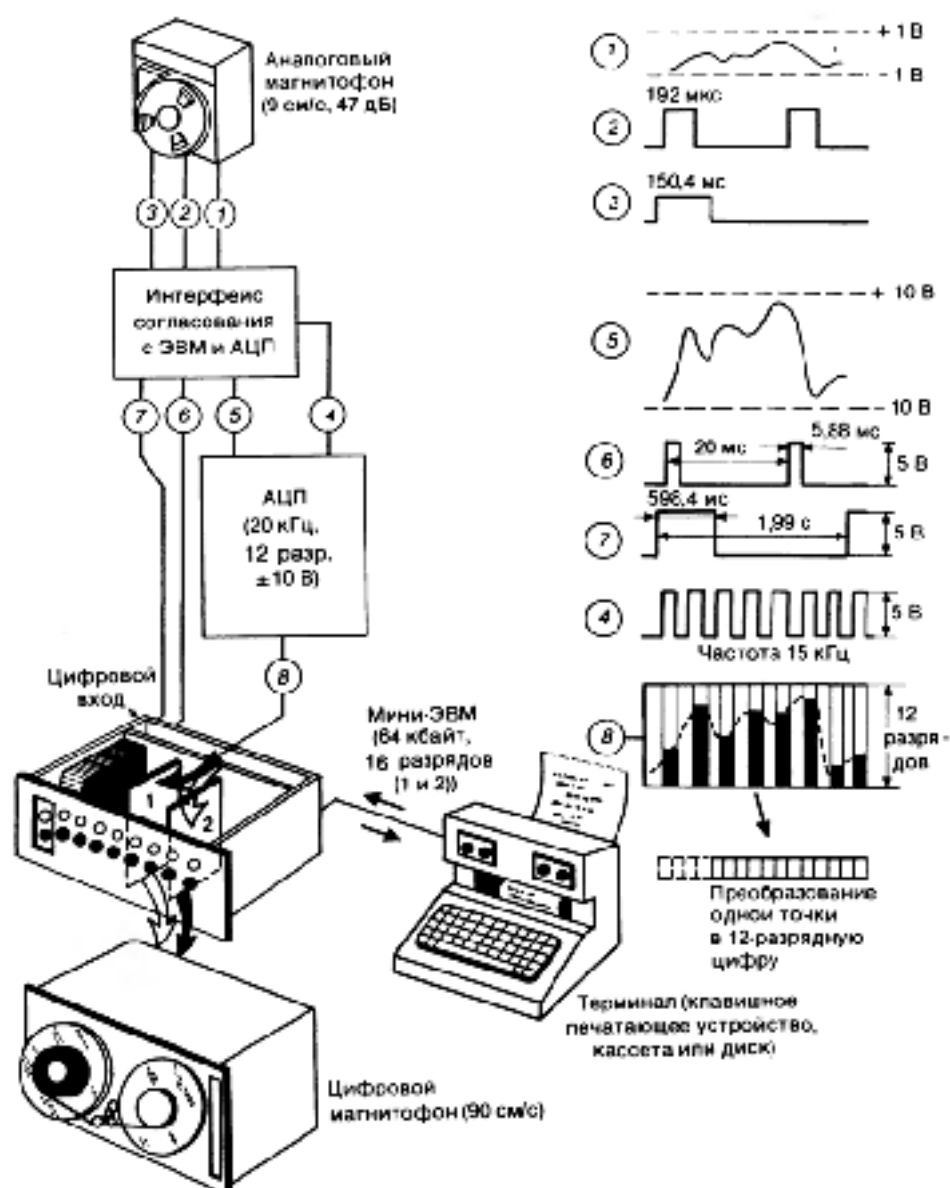
10.4.2. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СИГНАЛА В ЦИФРОВУЮ ФОРМУ

Преобразование сигнала в цифровую форму производится при считывании информации с магнитного регистратора на пониженной в 32 раза скорости, т. е. на скорости 9,4 см/с. Степень замедления скорости выбирается в зависимости от характеристик регистратора и темпа поступления информации, которую можно запоминать и обрабатывать впоследствии. Этот способ приводит к уменьшению отношения сигнала к шуму всего на 1 дБ и позволяет использовать сравнительно медленный двенадцатиразрядный аналого-цифровой преобразователь (около 20 кГц). Уровень аналогового входа преобразователя ± 10 В. Наиболее важное преимущество метода медленного преобразования в цифровую форму состоит в том, что можно преобразовывать как все последовательные изображения, так и не все, а только их часть, а также в том, что преобразователь в последнем случае благодаря своим низкочастотным характеристикам будет более дешевым.

При медленном считывании информации с регистратора (усилители которого опрашиваются последовательно) необходимо упорядочить сигналы. Прежде всего диапазон амплитуд видеосигнала должен быть приведен к величинам от ± 1 до ± 10 В, чтобы использовать все уровни преобразователя. Затем необходимо умножить на 32 масштаб времени, чтобы привести в соответствие синхронизирующие сигналы. Наконец, необходимо предусмотреть синхронизирующий генератор тактовых импульсов, управляющих выборкой для преобразователя.

Полезно синхронизировать сигналы этого генератора с сигналами развертки; тогда последние не преобразуются в цифровую форму, а восстанавливаются просто подсчетом импульсов. Таким образом для данного интервала длин волн используется один канал преобразователя.

Продолжительность строки, которая на выходе камеры равна 625 мкс, становится на выходе регистратора равной 20 мс при медленной скорости. При таком анализе поля зрения, когда 30% продолжительности строки используется для возвратного движения развертки, эффективная продолжительность строки изображения составляет 14 мс. Чтобы получить выборку из 210 точек на строку, преобразование в цифру должно осуществляться с частотой 15 кГц. Каждая точка видеосигнала преобразуется в 12-разрядную цифру, т. е. имеется 4096 уровней квантования величиной $20 \text{ В}/4096 = 4,9 \text{ мВ}$.



Блок-схема преобразования сигналов в цифровую форму.

1 — видеосигнал; 2 — синхронизация строк; 3 — синхронизация кадров; 4 — генерация тактовых импульсов, углубляющих выборку; 5 — пропорциональное изменение амплитуд видеосигнала; 6 — преобразование строчных синхросигналов; 7 — преобразование кадровых синхросигналов; 8 — выборка видеосигнала.

Цифровые сигналы запоминаются в памяти мини-ЭВМ (64 кбайт, 16 двоичных разрядов) и затем передаются в форме последовательности групп (блоков) на девятидорожечный цифровой магнитофон (32 байт/мм при скорости протяжки 90 см/с). ЭВМ получает и группирует в памяти информацию о последовательности точек изображения в цифровой

форме. Каждая группа дает пять строк видеосигнала. Первые слова каждой группы содержат признаки идентификации, а именно дату, номер последовательности и номер кадра. Условные слова (словесные комбинации) обозначают конец строки и конец кадра.

В начале ленты, в «головной группе», содержится информация, характеризующая рассматриваемую последовательность, в объеме 64 слова на 16 бит. Ввод информации можно производить вручную, через мини-ЭВМ (клавиатура, диски, кассеты) или автоматически, когда данные регистрируются в реальном масштабе времени в момент измерений.

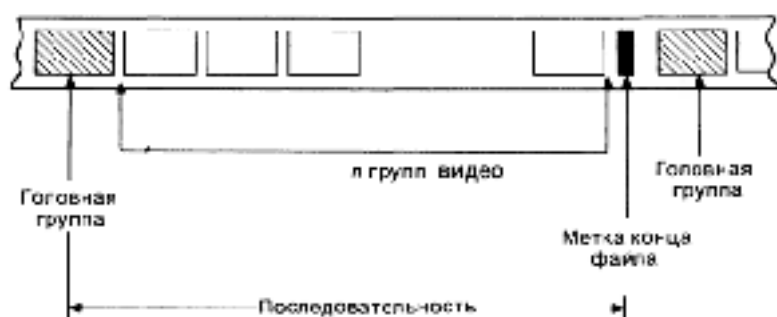
Структура группы

Каждая группа состоит из трех слов идентификации (дата, номер последовательности и номер кадра), далее следуют 1050 слов, соответствующих пяти строкам видеосигнала по 210 точек каждая, по одному слову на точку. Нужно ввести в конце каждой из пяти предшествующих строк слово, обозначающее конец строки, и в надлежащем месте — слово, обозначающее конец кадра.

Память мини-ЭВМ разделена на две зоны. Перенос определенной группы, размещенной в зоне 1 памяти, к цифровому магнитофону осуществляется во время заполнения зоны 2 следующей группой; зона 1 заполняется затем во время передачи информации из зоны 2 и т. д. Передача производится в интервалы времени, отделяющие конец одной строки от начала следующей. Следует заметить, что обработка и визуализация сигналов могут происходить непосредственно после преобразования их в цифровую форму без использования записи.

Структура головной группы

Идентификация	Номер магнитной ленты Номер последовательности Дата Номер эксперимента Временной код
Камера	Длина волны Объектив Относительное отверстие Фильтр Чувствительность Эталонная температура
Метеорологические данные	Температура воздуха Относительная влажность Метеорологическая дальность видимости
Измеряемый объект	Наименование Расстояние Коэффициент излучения



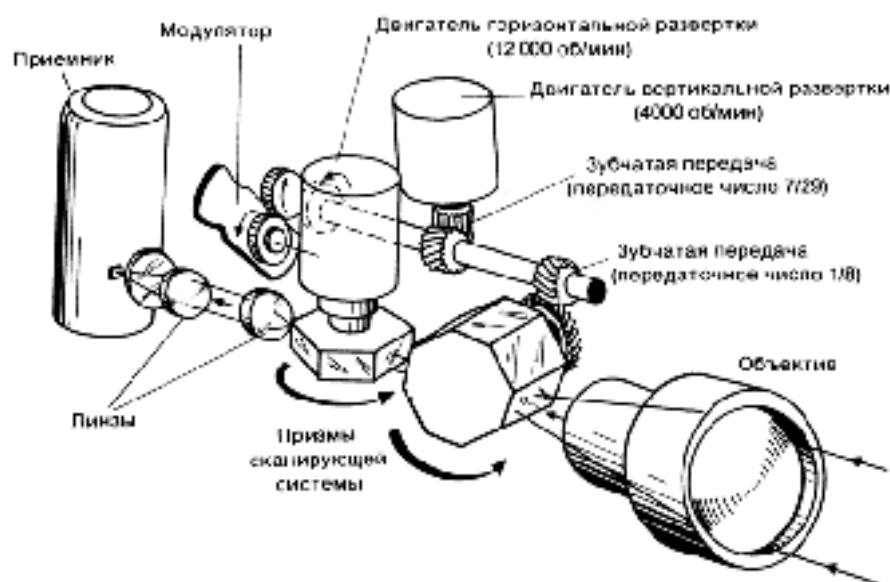
Расположение цифровой информации на магнитной ленте.

10.4.3. ВИЗУАЛИЗАЦИЯ

Первая задача при визуализации — преобразовать закон развертки камеры для представления в виде матрицы на цветном мониторе со стандартной телевизионной разверткой в 625 строк. Инфракрасная камера осуществляет анализ поля зрения путем отклонения лучей двумя взаимно перпендикулярными осями восьмигранными призмами из германия. Каждая пара противоположных граней работает как плоскопараллельная пластина, наклоном которой вызывает угловое отклонение пучка лучей, проходящего через оптическую систему.

Два двигателя электропривода регулируются и синхронизируются по скорости управляющим сигналом на частоте 200 Гц. Скорость вращения двигателя горизонтальной развертки составляет 12 000 об/мин. Восьмигранная призма насажена непосредственно на ось двигателя, что обеспечивает развертку $200 \text{ об/с} \times 8 = 1600 \text{ строки/с}$.

Скорость вращения двигателя вертикальной развертки составляет 4000 об/мин, два редуктора с зубчатыми передачами, имеющими передаточные числа 7/29 и 1/8, обеспечива-



ют скорость вращения призмы -2 об/с, т. е. для плосковыпуклой призмы -2 об/с $\times 8 = 16$ кадр/с.

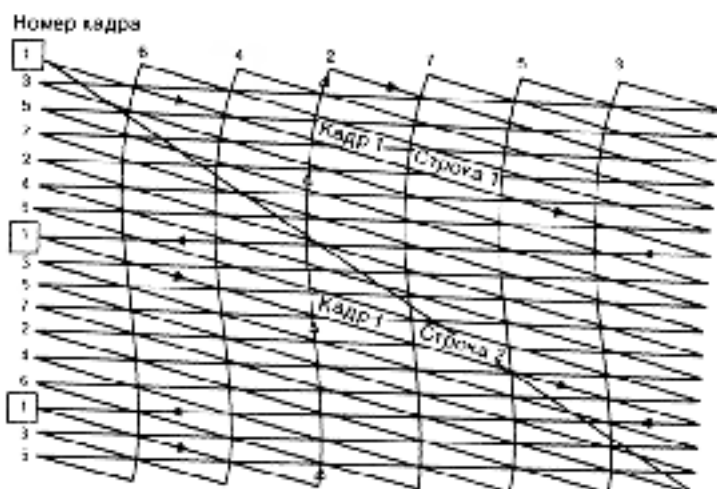
Число строк в кадре определяется отношением скоростей вращения двух призм:

$$12\,000 / [4000 \cdot (7/29) \cdot (1/8)] = 99 + 3/7 \text{ строка/кадр.}$$

На обратный ход развертки затрачивается около 30% продолжительности кадра, поэтому полезное число строк будет

$$(99 + 3/7) \times 0,7 = 70 \text{ строка/кадр.}$$

Пространственное разрешение улучшается при чересстрочной развертке, которая реализуется путем передачи каждой хронологической последовательности из семи кадров 1 2 3 4 5 6 7, последовательность в изображении 1 3 5 7 2 4 6, начиная сверху.



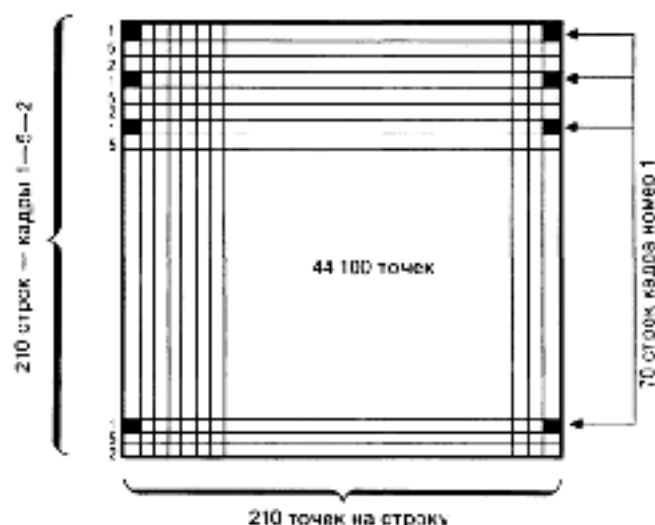
Сканирование поля обзора инфракрасной камерой.

Чтобы получить для различных применений компромиссное решение между наилучшими значениями разрешающей способности по пространству и времени, программа визуализации позволяет по выбору представить на экране:

- любой кадр цикла, выбранный из семи. Изображение тогда состоит из 70 строк по 210 ток. Квадратный формат изображения характеризуется прямоугольным элементом разложения, имеющим отношение ширины к высоте 1:3;
- только кадры типа 1;
- кадры 1 2 5 чересстрочной развертки (изображение 210×210 квадратных элементов разложения).

В последнем случае вследствие увеличения числа строк наложение трех кадров, выбранных из семи (например, 1 2 5), достаточно для получения изображения из 210 строк без пропусков, что соответствует эффективному разрешению системы. Три выбранных кадра регистрируются в хронологическом порядке 1 2 5. Восстановление изображения на телевизионном мониторе осуществляется в порядке 1 5 2, чтобы соблюсти распределение строк в пространстве.

В случае более простой развертки (например, развертки по телевизионному стандарту) представление строк делается в порядке их поступления, что создает существенно меньше проблем. В этом случае инфракрасная аппаратура выдает изображение, соответствующее телевизионному.

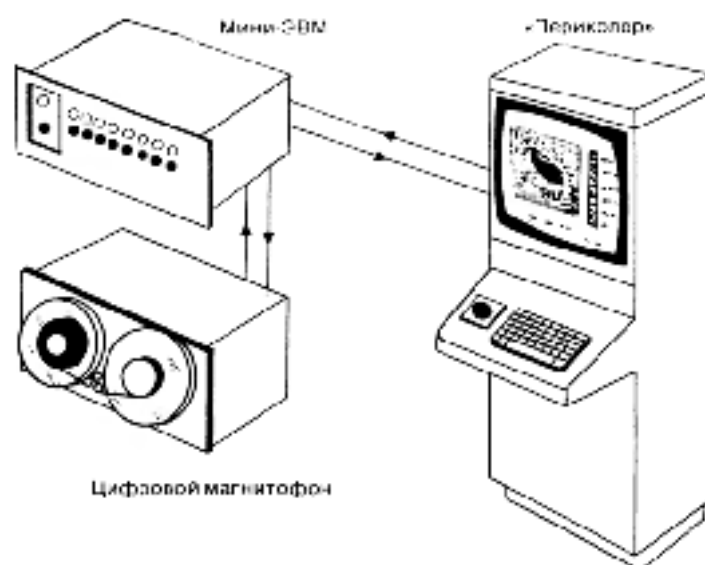


Представление изображения на телевизионном мониторе.

10.4.4. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Мини-ЭВМ считывает последовательные группы информации с магнитной ленты. Необходимо уменьшить число двоичных разрядов в амплитудах с 12 до 8, чтобы совместить блок информации изображения с внешним устройством воспроизведения и обработки изображения, называемым «Периколор».

Устройство «Периколор» представляет собой систему записывания и визуализации в цвете информации, содержащейся в цифровом изображении. Память содержит 256×256



точек, уровни которых кодируются в 8 двоичных разрядах, и один дополнительный разряд используется для маркировки (для обозначения или оконтуривания изображения). В устройстве предусмотрена также возможность проведения ряда операций по общей обработке изображения.

Если имеется собственная буквенно-цифровая клавиатура, устройство может работать автономно или, как в нашем примере, может быть использован внешний терминал ЭВМ.

Стандартная обработка производится с помощью микропроцессора «Интел 8080», снабженного оперативной памятью (RAM, ОЗУ) на 2 кбайта и программируемой постоянной памятью (PROM, ППЗУ) на 7 кбайт (память может быть расширена до 32 кбайт ППЗУ и 24 кбайт ОЗУ). Микропроцессор выполняет перечисленные ниже операции.

Представление цвета. Изображение может быть представлено в 256 градациях цвета (способ представления в истинных цветах) или только в 16 цветах, выбранных из 4096 (способ условных цветов, отличающихся от истинных). Эти цвета можно менять по желанию. Выборка из 16 цветов позволяет обозначить 16 уровней видеосигнала. Оператор или мини-ЭВМ могут изменять максимальный уровень таким образом, чтобы разность амплитуд между уровнями соответствовала шкале цветов в используемом динамическом диапазоне изображения.

Расчет сумм. Система вычисляет сумму видеосигналов, число точек изображения и среднюю величину видеосигнала либо для изображения в целом, либо для зоны, ограниченной выбранным контуром.

Гистограммы. Это обработка или всего изображения, или выбранной зоны, в ходе которой подсчитывается распределение числа точек изображения по 16 уровням (соответствующих 16 условным цветам); распределение по уровням выражается в процентах. Гистограмма затем может быть представлена в численном виде (таблица) или в виде графика.

Сечения. Можно произвести сечение изображения и получить кривую, представляющую профиль видеосигнала вдоль этого сечения по горизонтали или вертикали.

Сглаживание. Уровень каждой точки заменяется средневзвешенным значением между этим и соседним уровнем. При этой операции фильтруются высокие пространственные частоты и уменьшаются статистические флуктуации; операцию можно повторять столько раз, сколько это необходимо.

Увеличение. Речь идет об изменении формата, что позволяет анализировать отдельные зоны, представляющие интерес. Это производится путем увеличения масштаба изображения.

Генератор букв и символов позволяет отображать на экране буквенно-цифровые символы для идентификации по ним изображения.

Микропроцессор также управляет визуализацией, т. е. осуществляет циклическое считывание памяти (64 кбайт) в темпе развертки телевизионного монитора. Наконец, программируемый контроллер позволяет производить обмен данными с большинством ЭВМ.

Следует отметить, что возможны, конечно, и другие виды обработки, например статистические расчеты, и другие функции, которые могут реализовываться или по программам на уровне ЭВМ, или с помощью ППЗУ на уровне микропроцессора. Речь идет об операциях с несколькими изображениями, предполагающих предварительный прием изображений, для которых можно производить определенное число операций от точки к точке — сложение, вычитание, умножение, деление, линейные комбинации и т. п. Выход делается на цветной монитор с тремя электронными пушками и стандартом на 625 строк.

10.4.5. ОБРАБОТКА

Возможная и мыслимая обработка инфракрасных изображений, конечно, зависит от конечной цели их использования. Кроме уже описанной обработки с помощью устройства «Периколор» полезно рассмотреть относящуюся к основным процедурам обработки градуировку (эталонирование) изображений по температурам, которая позволяет быстро ре-

шать все задачи, относящиеся к тепловым измерениям. Введение этой операции возможно с помощью микропроцессора.

Можно также рассмотреть обработку следующих типов:

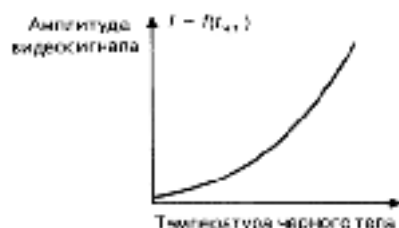
- введение поправок на пропускание атмосферы или излучательную способность объекта;
- сложение изображений, что может позволить снизить шум;
- вычитание изображений, чтобы обнаружить объекты, движущиеся в поле зрения, или произвести подавление постоянного явления;
- обработка контраста или использование корреляции изображений, чтобы отслеживать объект в поле зрения;
- двухспектральная обработка для установления распределения температур и коэффициентов излучения в изображениях и т. д.

10.4.5. ГРАДУИРОВКА ИЗОБРАЖЕНИЙ ПО ТЕМПЕРАТУРЕ

Амплитуда сигнала инфракрасной камеры является функцией температуры наблюдаемого черного тела и записывается в форме

$$I = a / (e^{b/(t_{\text{ч.т}} + 273)} - 1).$$

Этот экспоненциальный закон выведен в результате обработки экспериментальных данных методом наименьших квадратов. В приведенной формуле $t_{\text{ч.т}}$ — температура черного тела в градусах Цельсия, a , b — коэффициенты, зависящие от используемого объектива, его относительного отверстия и фильтров камеры. Следовательно, нужно располагать градуировочными кривыми камеры $I = f(t_{\text{ч.т}})$ для каждого применяемого объектива, каждой диафрагмы и каждого спектрального фильтра.

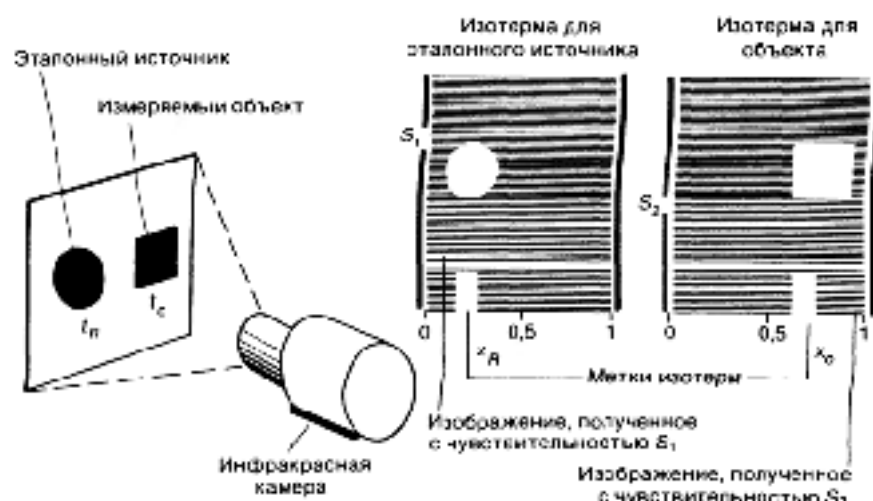


Аналоговое устройство предварительной обработки, включенное в аналоговый блок визуализации, действует следующим образом. Подвижный репер изотерм на серой шкале, имеющей градацию от 0 до 1 и расположенной под изображением, позволяет отметить каждый уровень сигнала при визуализации. Когда какая-нибудь точка в поле зрения дает сигнал, амплитуда которого соответствует предварительно выбранному с помощью этой отметки уровню, яркость этой точки максимальна. Для измерения температуры объекта t_0 по сравнению с температурой опорного черного тела нужно последовательно переместить метку изотерм в положения:

x_R — при чувствительности (или ослаблении видеосигнала) S_1 , соответствующей яркости опорного источника в изображении;

x_0 — при чувствительности S_2 , соответствующей яркости измеряемого объекта.

Чтобы наилучшим образом согласовать изображение с динамическим диапазоном трубки, на которой оно представлено, шкалу чувствительности растягивают (подбором коэффициента усиления предусилителей сигнала) около уровня среднего серого, содержащегося в наблюдаемой картине, т. е. около значения 0,5 изотермической шкалы. Разность между сигналом объекта и сигналом опорного источника выражается в произвольных ед-

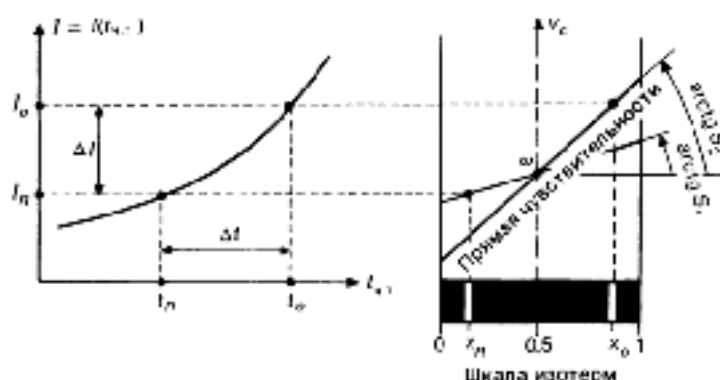


ниях (скажем, изотермических)

$$\Delta I = I_o - I_R = (0,5 - x_R)S_1 + (x_o - 0,5)S_2.$$

Если чувствительность при этих двух измерениях постоянна, т. е. $S_1 = S_2 = S$, то

$$\Delta I = (x_o - x_R)S.$$



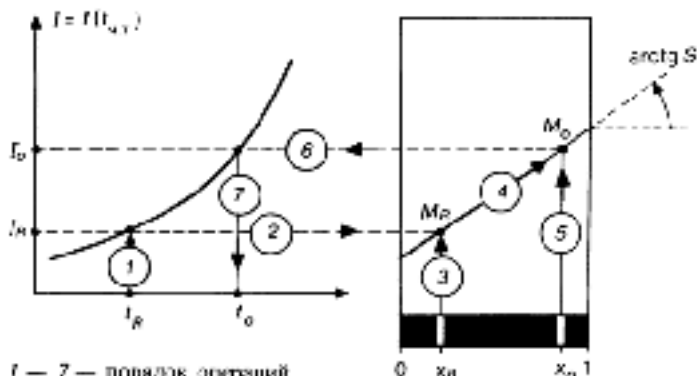
Градуировочная кривая $I = f(t_{n,T})$ будет тогда давать величину температурного перепада ΔI относительно t_R , соответствующую ΔI , и позволит узнать температуру t_o , которую имело бы черное тело, испускающее такое же излучение, что и измеряемый объект. Добавляемая к сигналу истинная составляющая (уровень черного или v_c) позволяет совместить уровень среднего серого (0,5) с центром ω диапазона измеряемых изотерм. (По наклону прямой чувствительности можно определить величину S).

В действительности существует также тепловой дрейф, который проявляется точно так же, как медленные изменения уровня черного, вследствие чего возникают погрешности измерений, если не принять специальных мер. Для этого при снятии градуировочных кривых максимум измеряется в условиях, когда тепловой дрейф исключен, т. е. кривые снимают шаг за шагом, начиная с определенной величины (перед каждым шагом следует вернуться к начальной величине, чтобы компенсировать дрейф, непосредственно воздействуя на уровень черного).

Для этого метода требуется эталонное черное тело, регулировка и стабилизация температуры которого производится очень быстро (за счет термоэлектрического эффекта Пельтье), чтобы при каждом шаге дрейф оказывал минимальное влияние на результаты измерений. В противном случае необходимо иметь несколько черных тел, каждое из которых поддерживается при своей температуре; такое решение предпочтительнее, но существенно усложняет метод.

Описание метода измерений

Известная температура эталона t_R дает абсциссу на шкале температур градуировочной кривой $I = f(t_{\text{э.т}})$. Соответствующая ордината I_R позволяет определить на пересечении с вертикальной прямой, являющейся ординатой x_R , метку для шкалы изотерм. Через точку пересечения M_R проходит прямая усиления предусилителя видеосигнала, наклон которой определяется чувствительностью (в некоторых случаях чувствительность камеры может компенсироваться усилением регистрирующего устройства). Тогда для каждой точки изображения, представляемой изотермой x_0 , достаточно провести вертикаль, пересекающую прямую чувствительности в точке M_0 ; ордината I_0 , соответствующая температуре t_0 , дает соответствующую точку на градуировочной кривой.



1 — 7 — порядок операций

В этом случае речь идет об эффективной температуре, на которую влияет коэффициент излучения измеряемой точки. Действительно, все происходит так, как если бы камера наблюдала черное тело с температурой t_0 . Коэффициент излучения наблюдаемых поверхностей всегда меньше или равен единице, и соответственно эффективные температуры меньше или равны истинным температурам, по крайней мере для изолированного объекта и при исключении ошибок, обусловленных отражением.

Для идеально стабилизированной камеры без дрейфа эталонный источник с известной температурой в поле зрения уже не нужен; такую систему можно отградуировать в абсолютных единицах; для определения температуры достаточно отметить уровень сигнала и уровень черного e_c .

10.4.7. ОПИСАНИЕ ПРОГРАММЫ

а. Регистрация градуировочных кривых на магнитных кассетах или дисках

Градуировочные кривые камер, снятые точка за точкой, хранятся на кассетах или дисках. Ввод этих величин может быть сделан либо вручную точка за точкой, либо с помощью уравнения кривой, если его просто получить. Кривые определяются следующими параметрами:

типом камеры,

объективом,
относительным отверстием,
фильтрами.

б. Построение шкалы температур

Цифровой видеосигнал представляется двенадцатизрядным цифровым кодом и связан линейным соотношением с аналоговым напряжением видеосигнала от регистратора. Для данного изображения эти цифры преобразуются затем в восьмизрядный код и передаются в память устройства «Периколер». Порядок передачи при восстановлении изображения выбран с учетом чересстрочности развертки. Получаемое таким образом необработанное изображение представляется устройством визуализации. Генератор символов позволяет по программе обозначить источник инфракрасного излучения, выбранный в качестве эталона температуры и поле зрения изображения (температура и коэффициент излучения известны). В программе известно число, соответствующее уровню сигнала этого источника, т. е. n_R . Информация об эталонной температуре t_R , соответствующей этому числу, поступает в мини-ЭВМ в результате считывания с головной группы последовательности.

Программа содержит также числа n_m и n_M , соответствующие экстремальным значениям линейного напряжения, образующего серую шкалу; напряжение поступает от камеры. Условия регистрации (камера, объектив, относительное отверстие, фильтр) также относятся к данным программы (головная группа на цифровой ленте).

Мини-ЭВМ выбирает градуировочную кривую $I = f(t_{q,T})$, которую следует использовать. Эта кривая отыскивается во вспомогательной памяти (кассета или диск) и затем передается в центральную память (если только там еще не визуализируется предыдущая последовательность). Если $I = f(t_R)$ обозначает уровень в изотермических единицах эталонного черного тела, то границы серой шкалы, выраженные в изотермических единицах, будут определяться формулами.

$$I_m = I_R - Sx_R, \quad \text{где} \quad x_R = (n_R - n_m)/(n_M - n_m),$$

$$I_M = I_R + S(1 - x_R), \quad \text{где} \quad 1 - x_R = (n_M - n_R)/(n_M - n_m),$$

S — наклон прямой чувствительности.

Используя вновь градуировочные кривые, программа рассчитывает границы серой шкалы в температурах

$$t_m = f^{-1}(I_m), \quad t_M = f^{-1}(I_M).$$



Интервал $t_M - t_m$ делится на 16 равных интервалов, границы которых

$$t_0 = t_m, \quad t_1, \quad t_2, \dots, \quad t_{16} = t_M.$$

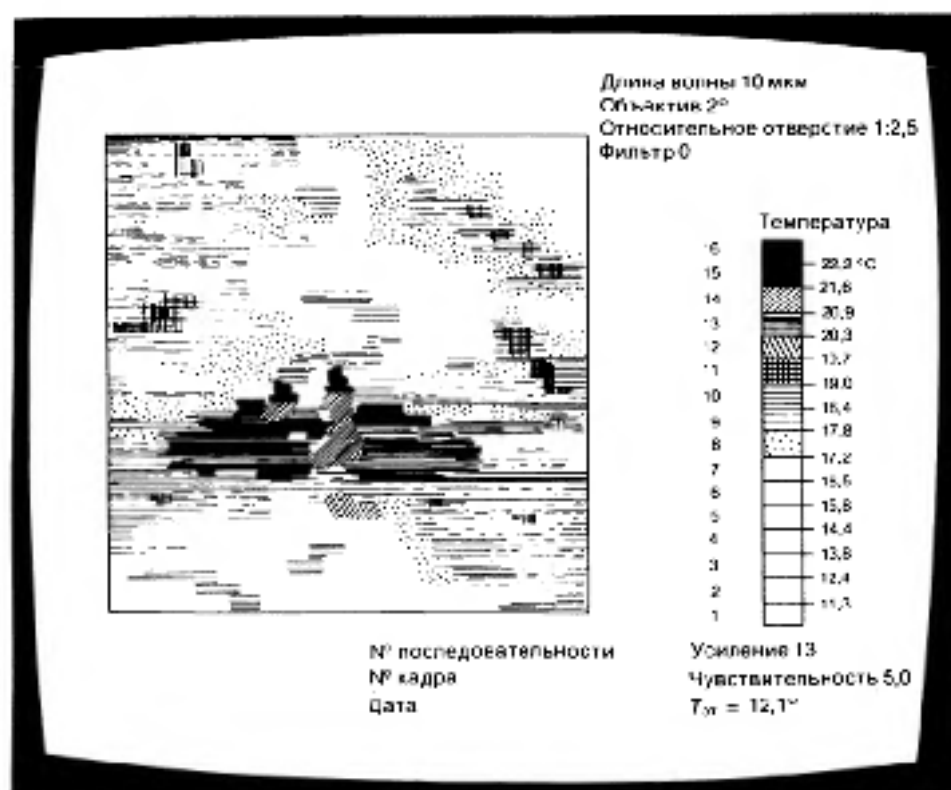
Затем для каждого $t_i (i = 1 + 15)$ вычисляют восьмиразрядное число, соответствующее в обработанном изображении

$$I_i = f(t_i) \quad (i = 1 + 15),$$

$$n_i = n_K + (1/S)(n_M - n_m)(I_i - I_K).$$

Уровни устройства «Периколор» фиксируются на этих 15 значениях n_i . Соответствующие температуры t_i отмечаются для каждого уровня путем представления в разных цветах. Границы t_m и t_M так же, как и шаг измерений $\Delta t = (t_M - t_m)/16$, тоже отмечаются.

В результате изображение на экране устройства визуализации появится оттрадуированным в видимых температурах. Могут быть также произведены все типы обработки, рассмотренные ранее в разд. 10.4.4. и 10.4.5.



Восстановление изображения, оттрадуированного в эффективных температурах.

11.

Определение характеристик инфракрасных систем

11.1. ОБЩИЕ СООБРАЖЕНИЯ

Приемные системы инфракрасного излучения в общем случае используются для обнаружения тепловых явлений на расстоянии. Эти системы, чаще всего формирующие одномерное или двумерное изображение, должны удовлетворять ряду более или менее жестких требований в зависимости от вида применения. Имеется аппаратура, предназначенная для чисто качественного анализа тепловых явлений. В этом случае речь обычно идет просто о визуализации теплового распределения объектов, которое непосредственно глазом не воспринимается. Система при этом формирует изображение, в котором видимый яркостной контраст пропорционален тепловому контрасту наблюдаемого объекта. Очевидно, что наблюдение дает более важные результаты, когда система способна различить слабые температурные перепады. С этим связано понятие температурного разрешения.

Следует ввести еще два очень важных критерия — пространственное разрешение, которое определяет детали объекта, воспринимаемые на пределе по размеру, и облученность, эквивалентную шуму, которая соответствует минимальной энергии, поступающей в систему и дающей сигнал, равный шуму системы. Таким образом, если угловой размер объекта превышает угловой размер, соответствующий пространственному разрешению системы, и если объект испускает излучение в инфракрасной области спектра, характеризующееся такой величиной энергии, что облученность в плоскости входного зрачка превосходит облученность, эквивалентную шуму системы, то есть все шансы правильно воспроизвести в системе изображение объекта. Иначе говоря, эффективная разность температур между объектом и окружающим его фоном больше температурного разрешения системы. (Напомним, что эффективная температура — это температура, которую имело бы черное тело, расположенное в вакууме на том же месте, что и объект, и оказывающее то же воздействие на приемник излучения.)

При проведении количественных измерений параметров используемой системы к измерительной аппаратуре предъявляются требования обеспечения пропорциональности (линейности), точности и надежности. Тогда существует однозначная связь между воспринимаемым электрическим сигналом и эффективной температурой объекта (шум системы является причиной отклонения от линейности, так как он добавляет к сигналу случайно изменяющееся во времени напряжение; кроме того, шум может явиться причиной и других эффектов).

Конечно, существуют и другие параметры, характеризующие радиометрические свойства инфракрасной системы, такие, например, как спектральная чувствительность, определяющая рабочий спектральный диапазон длин волн, но можно очень быстро установить взаимосвязь между новыми выбранными параметрами и параметрами, упомянутыми выше. Так, оптическая передаточная функция (ОПФ) непосредственно связана с пространственным разрешением, а температурное разрешение в свою очередь зависит от ОПФ.

Ниже перечислены параметры и характеристики, применяемые для описания свойств измерительной системы (разд. 11.1.1.—11.1.6).

11.1.1. ОБЛУЧЕННОСТЬ, ЭКВИВАЛЕНТНАЯ ШУМУ

Это облученность в плоскости входного зрачка, измеряемая обычно в ваттах на квадратный сантиметр, которая дает электрический сигнал, эквивалентный шуму системы. Речь идет, таким образом, о минимальной обнаруживаемой облученности.

11.1.2. ТЕМПЕРАТУРНОЕ РАЗРЕШЕНИЕ

Это минимальная различимая разность эффективных температур объекта и его окружения. В зависимости от природы объекта определение температурного разрешения принимает различные формы.

Разность температур, эквивалентная шуму, ΔT_n — это разность эффективных температур протяженного объекта и его окружения, которая дает пиковый сигнал, равный эффективному напряжению шума системы.

Минимальная разрешаемая разность температур $\Delta T_{\text{разр}}$ — это минимальная разность эффективных температур между штрихом и промежутком миры Фуко с периодической структурой, позволяющая визуально разрешить штрихи миры.

Минимальная обнаруживаемая разность температур $\Delta T_{\text{обн}}$ — это минимальная разность эффективных температур протяженного объекта и его окружения, при которой становится возможным восприятие объекта при визуальном наблюдении.

Все эти эффективные температуры оцениваются в условиях, когда объекты уподобляются черным телам: разность эффективных температур может быть обусловлена как разностью истинных температур, так и разницей в коэффициентах излучения или в общем случае обеими причинами.

11.1.3. ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ

Это телесный угол, который ограничивает разрешение деталей объекта. Обычно это элементарный телесный угол, которым осуществляется анализ пространства; этот угол определяется совместным действием передаточных функций оптической системы, приемника, электронной системы, системы визуализации и глаза наблюдателя.

Передаточная функция системы определяется остаточным контрастом изображения миры с периодической структурой и контрастом самой миры, равным единице. Эта функция зависит от пространственной частоты миры. Таким обра-

зом, понятие пространственного разрешения может оцениваться способностью системы воспринимать отдельно два малых объекта или модуляционной передаточной функцией; при этом применяется преобразование Фурье. Наконец, понятие пространственного разрешения непосредственно связано с инерционностью системы через скорость сканирования.

11.1.4. СПЕКТРАЛЬНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ

Это рабочая спектральная область системы, обычно определяемая диапазоном длин волн $\Delta\lambda = \lambda_p - \lambda_n$ с центром приблизительно на средней длине волны λ_c . Ограничение спектрального диапазона $\Delta\lambda$ обусловлено спектральным пропусканием оптической системы и фильтров, а также спектральной чувствительностью приемника.

11.1.5. СВЯЗЬ МЕЖДУ ТЕМПЕРАТУРОЙ И СИГНАЛОМ

Речь идет о градуировочных кривых системы, определяющих зависимость напряжения сигнала v_s от абсолютной температуры T наблюдаемого черного тела:

$$v_s = f(T).$$

При наблюдении любого объекта возникает электрический сигнал v_{sc} , соответствующий температуре черного тела T_0 :

$$v_{sc} = f(T_0);$$

T_0 называется эффективной температурой объекта. Эта температура обычно отличается от истинной температуры.

11.1.6. СТАБИЛЬНОСТЬ ВО ВРЕМЕНИ. ДРЕЙФ

Одно и то же входное воздействие должно давать одинаковый эффект на выходе. Если, однако, существуют медленные изменения электрического сигнала во времени при одном и том же полезном оптическом сигнале, говорят, что в системе присутствует дрейф. Для измерительной системы важно знать характеристики дрейфа.

11.2. ПАРАМЕТРЫ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИЕ ПРИЕМНИКИ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

11.2.1. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ

Поток излучения dF , падающий на приемник, вызывает изменение электрического напряжения или тока на выходе приемника:

$$dv = (\partial v / \partial F) dF + (\partial v / \partial i) di = \mathcal{S}_v dF + \mathcal{G} di,$$

$$di = (\partial i / \partial F) dF + (\partial i / \partial v) dv = \mathcal{S}_i dF + \mathcal{A} dv,$$

где $\mathcal{S}_v = \partial v / \partial F$ — вольтовая чувствительность или коэффициент преобразования оптического сигнала dF в электрический сигнал dv (величина $\mathcal{S}_v$ выражается



в вольтах на ватт), $\mathcal{R}$ — импеданс (полное сопротивление приемника, а $\mathcal{G}$ — его полная проводимость. Записывая зависимость потока dF от облученности dE на приемнике с площадью чувствительного элемента A :

$$dF = A dE,$$

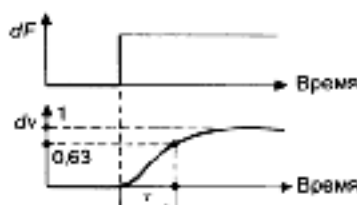
можно выразить чувствительность формулой

$$\mathcal{S}_0 = dv / A dE,$$

где dv — эффективное напряжение сигнала на выходах приемника.

11.2.2. ПОСТОЯННАЯ ВРЕМЕНИ

Постоянная времени приемника τ определяется как время, за которое сигнал на выходе приемника достигает 63% своего конечного значения после резкого изменения облученности.



Чувствительность на частоте модуляции ν оптического сигнала связана с чувствительностью на нулевой частоте, т. е. для постоянного во времени потока, формулой

$$\mathcal{S}_s(\nu) = \mathcal{S}_c(0) / \sqrt{1 + 4\pi^2 \nu^2 \tau^2}.$$

На низких частотах модуляции $\nu \ll 1/2\pi\tau$ чувствительность перестает зависеть от частоты. Этот факт позволяет устранить влияние частоты модуляции на результаты измерения чувствительности.

11.2.3. МОЩНОСТЬ, ЭКВИВАЛЕНТНАЯ ШУМУ

Чувствительность показывает, в какой мере приемник преобразует оптический сигнал в электрический, но не позволяет оценить количественно минимальный поток излучения, который должен попасть на приемник, чтобы сигнал превосходил собственный шум приемника. Для этой цели удобно использовать понятие мощности излучения, или потока, дающего сигнал, эквивалентный шуму приемника $\Phi_n^{(1)}$.

⁽¹⁾ См. примечание в разд. 9.3.3. (с. 230).

Измерение сигнала затрудняется, когда отношение сигнала к шуму приближается к единице; легче работать с сигналом значительной величины, вычисляя чувствительность по формуле

$$\mathcal{L}_s = v_s / F = v_b / \Phi_n,$$

где v_s — эффективное напряжение электрического сигнала, вызванного потоком F , а v_b — эффективное напряжение собственного шума, т. е. напряжение, которое можно было бы получить при воздействии на приемник потока Φ_n . Отсюда $\Phi_n = F(v_b / v_s) = EA(v_b / v_s)$.

Величина Φ_n выражается в ваттах.

В написанной выше формуле предполагается, что электрический сигнал на выходе приемника является линейной функцией оптического сигнала на входе, что обычно справедливо в широком динамическом диапазоне работы. Измерения должны проводиться в той электрической полосе пропускания, в которой работает приемник.

11.2.4. ОБЛУЧЕННОСТЬ, ЭКВИВАЛЕНТНАЯ ШУМУ

Это понятие аналогично Φ_n , но используется оно для инфракрасной системы в целом. Эквивалентная шуму облученность $E_{зр.ш}$ — это облученность в плоскости входного зрачка системы, которая дает сигнал, эквивалентный шуму приемника (измеряется в электрической полосе системы):

$$E_{зр.ш} = E_{зр} (v_b / v_s),$$

где $E_{зр}$ — облученность в плоскости входного зрачка, дающая сигнал v_s , $E_{зр.ш}$ и $E_{зр}$ выражаются в Вт/см².

11.2.5. ОБНАРУЖИТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ

В общем случае приемник излучения тем лучше, чем меньше Φ_n . Качество приемника логичнее характеризовать величиной, прямо пропорциональной качеству; эта величина, обратно пропорциональная Φ_n , называется обнаружительной способностью:

$$D = 1/\Phi_n, \text{ Вт}^{-1}.$$

Определение Φ_n зависит от условий измерения, а именно от длины волны излучения, температуры приемника, частоты модуляции оптического потока, электрического питания приемника, площади чувствительного элемента приемника и электрической полосы пропускания измерительной цепи. Измерения, следовательно, должны проводиться в условиях более или менее стандартизованных и воспроизводимых, т. е. при

- воспроизводимой температуре измерений (например, температуре жидкого азота 77 К);
- достаточно низкой частоте модуляции, чтобы избежать ограничений, связанных с постоянной времени приемника;
- электрическом питании, обеспечивающем максимальную обнаружительную способность; оно легко находится экспериментально по единствен-

ному максимуму, который имеет зависимость обнаружительной способности от питания (тока или напряжения смещения).

Согласно экспериментальным данным, обнаружительная способность большинства приемников убывает пропорционально квадратному корню из площади чувствительного элемента A приемника. Кроме того, обнаружительная способность обратно пропорциональна квадратному корню из ширины электрической полосы пропускания $\Delta\nu$ (на частотах модуляции ν , достаточно высоких, чтобы исключить влияние $1/\nu$ -шума, где спектральная плотность шума также не зависит от частоты (разд. 9.3.1)). Отсюда следует понятие удельной обнаружительной способности, отнесенной к приемнику с единичной площадью чувствительного элемента (1 см^2), в единичном интервале частот (1 Гц):

$$D^* = D\sqrt{A \Delta\nu} = \sqrt{A \Delta\nu / \Phi_n} \text{ (см} \cdot \text{Гц}^{1/2}\text{)}/\text{Вт}.$$

Измерение D^* связано с условиями эксперимента

$$D^*(T_{\text{эл.т}}, \nu, \Delta\nu),$$

где $T_{\text{эл.т}}$ — абсолютная температура используемого черного тела, ν — частота модуляции потока, $\Delta\nu$ — ширина электрической полосы пропускания при измерениях.

Когда чувствительность приемника сильно изменяется с длиной волны, измерение D^* производится для данной длины волны λ :

$$D^*(\lambda, \nu, \Delta\nu).$$

Обычно λ соответствует максимуму спектральной чувствительности приемника $\lambda_{\text{мкс}}$.

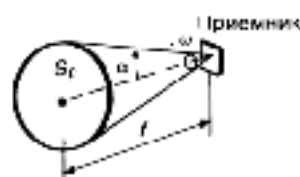
Пример. $D^*(500 \text{ К}, 900, 1)$ означает, что удельная обнаружительная способность измерена в широкой спектральной полосе излучения черного тела с температурой $T = 500 \text{ К}$, модулированного с частотой 900 Гц в полосе пропускания электрических частот 1 Гц . $D^*(4 \text{ мкм}, 900, 1)$ соответствует тем же условиям работы, но измерена для монохроматического излучения с длиной волны 4 мкм .

Когда собственный шум приемника очень мал, обнаружение ограничивается фотонным шумом падающего потока, т. е. случайными флуктуациями поступления фотонов на приемник. Тогда говорят, что приемник работает в режиме ограничения флуктуациями числа фотонов фона (ОФ).

Величину удельной обнаружительной способности D^* в такой системе можно увеличить с помощью охлаждаемой диафрагмы, максимально уменьшающей паразитный поток. В этом случае D^* обратно пропорциональна корню квадратному из облученности приемника, т. е. при постоянной яркости фона обратно пропорциональна квадратному корню из проекции телесного угла зрения ω' приемника излучения на плоскость приемного элемента $\omega' = S_p / f^2$, где S_p — площадь зрелка:

$$D^* \sim 1/\sqrt{E} \sim 1/\sqrt{\omega'}.$$

Для случая ограничения фотонными шумами можно ввести определение удельной обнаружительной способности, отнесенной к проекции на плоскость



приемного элемента телесного угла, соответствующего полусфере

$$D^{**} = D^* \sqrt{\omega' / \pi}.$$

Здесь ω' — проекция телесного угла, при котором определено D^* , π — проекция телесного угла 2π , соответствующего полусфере. Для круглого зрачка $\omega' = \pi \sin^2 \alpha$ и $D^{**} = \sin \alpha \cdot D^*$.

11.3. РАСЧЕТЫ ПАРАМЕТРОВ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИХ ИНФРАКРАСНЫЕ СИСТЕМЫ

Можно, исходя из отдельных параметров системы, рассчитать для нее мощность, эквивалентную шуму, и разность температур, эквивалентную шуму.

11.3.1. РАСЧЕТ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ШУМУ ОБЛУЧЕННОСТИ

Спектральная облученность в плоскости входного зрачка системы от источника со спектральной силой излучения $dI/d\lambda$, расположенного на расстоянии d и вписывающегося в мгновенное поле зрения, определяется законом обратных квадратов расстояний (законом Бугера) с поправкой на спектральное пропускание атмосферы на трассе $\mathcal{T}_{ат}(\lambda)$:

$$dE/d\lambda = [(dI/d\lambda)/d^2] \mathcal{T}_{ат}(\lambda).$$

Спектральный поток, собираемый на входе оптической системы площадью S_p , равен тогда

$$[dF/d\lambda]_{вх} = (dE/d\lambda) S_p = (dI/d\lambda)(S_p/d^2) \mathcal{T}_{ат}(\lambda).$$

Приемник получает тот же поток, ослабленный пропорционально пропусканию оптической системы $\mathcal{T}_{опт}(\lambda)$:

$$dF/d\lambda = (dI/d\lambda)(S_p/d^2) \mathcal{T}_{ат}(\lambda) \mathcal{T}_{опт}(\lambda).$$

Электрический сигнал с приемника, имеющего спектральную чувствительность $\mathcal{J}_v(\lambda)$, вычисляется по формуле

$$dv_v/d\lambda = (dF/d\lambda) \mathcal{J}_v(\lambda) = (dI/d\lambda)(S_p/d^2) \mathcal{T}_{ат}(\lambda) \mathcal{T}_{опт}(\lambda) \mathcal{J}_v(\lambda).$$

Сигнал, соответствующий излучению в спектральной полосе $\Delta\lambda = \lambda_b - \lambda_a$, будет тогда равен

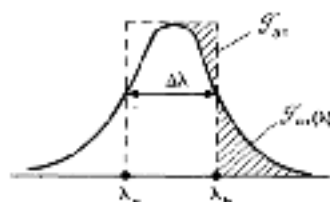
$$v_s = (S_p/d^2) \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} (dI/d\lambda) \mathcal{T}_{ат}(\lambda) \mathcal{T}_{опт}(\lambda) \mathcal{J}_v(\lambda) d\lambda,$$

а отношение сигнала в шуму равно

$$v_s/v_b = (S_p/v_b d^2) \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} (dI/d\lambda) \mathcal{T}_{\text{ат}}(\lambda) \mathcal{T}_{\text{оет}}(\lambda) \mathcal{S}_v(\lambda) d\lambda.$$

Это уравнение трудно решить, так как некоторые члены, такие, как $\mathcal{T}_{\text{ат}}(\lambda)$, $\mathcal{T}_{\text{оет}}(\lambda)$ и $\mathcal{S}_v(\lambda)$, не являются простыми математическими функциями. Их можно заменить средними значениями в интервале $\Delta\lambda$, т. е. прямоугольными функциями в границах λ_a и λ_b :

$$\int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \mathcal{T}_{\text{ат}}(\lambda) d\lambda = \mathcal{T}_{\text{ат}} \Delta\lambda \text{ и т. д.}$$



Тогда эти функции могут быть вынесены из-под знака интеграла.

Член $dI/d\lambda$ (спектральная сила излучения) рассчитывается исходя из формул для излучения черного тела:

$$dI/d\lambda = (dL/d\lambda) S_{\text{ч.т}},$$

где $dL/d\lambda$ — спектральная яркость черного тела площадью $S_{\text{ч.т}}$ и $dL/d\lambda = (1/\pi)(dR/d\lambda)$, где $dR/d\lambda$ — спектральная энергетическая светимость черного тела. Для черного тела с температурой T спектральная энергетическая светимость $dR/d\lambda$ определяется законом Планка.

$$v_s/v_b = (S_p S_{\text{ч.т}}/\pi d^2 v_b) \cdot \mathcal{T}_{\text{ат}} \cdot \mathcal{T}_{\text{оет}} \cdot \mathcal{S}_v \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} (dR/d\lambda) d\lambda.$$

Как мы уже видели,

$$\mathcal{S}_v = v_s/EA,$$

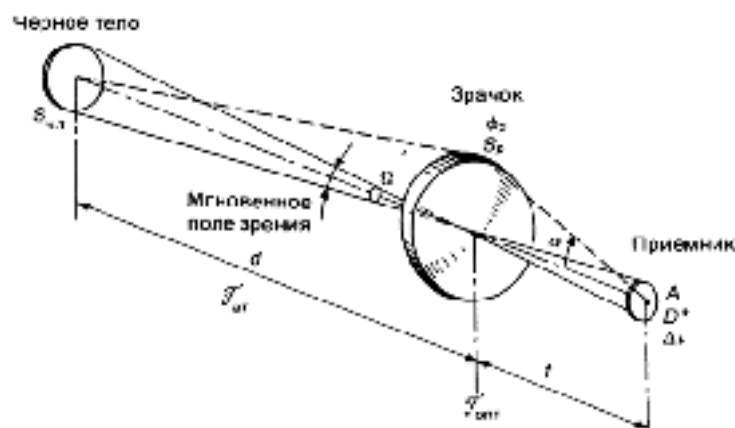
где E — облученность приемника, A — площадь приемника. Порог чувствительности Φ_n равен

$$\Phi_n = EA(v_s/v_b), \quad D^* = \sqrt{A} \Delta\nu/\Phi_n = v_s/v_b(\sqrt{A} \Delta\nu/EA),$$

$$\text{откуда } EA = (v_s/v_b)(\sqrt{A} \Delta\nu/D^*), \quad \mathcal{S}_v = v_b(D^*/\sqrt{A} \Delta\nu).$$

Пусть Ω — телесный угол, соответствующий мгновенному полю зрения системы $\Omega = A/f^2$ (f — фокусное расстояние оптики). Апертурный угол α оптики определяется диаметром входного зрачка ϕ_p и фокусным расстоянием f :

$$\text{tg } \alpha = \phi_p/2f; \quad S_p = \pi\phi_p^2/4 \quad (\phi_p/f \text{ — относительное отверстие оптики}).$$



Отношение сигнала к шуму выражается при этих условиях в виде

$$v_s/v_b = (S_p S_{q,t} / \pi d^2 v_b) \mathcal{F}_{\text{эт}} \mathcal{F}_{\text{онт}} (v_b D^* / \sqrt{A \Delta\lambda}) R,$$

$$\text{где } R = \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} (dR/d\lambda) d\lambda.$$

Отсюда с учетом ранее приведенных формул для \$A\$ и \$S_p\$ находим

$$v_s/v_b = S_{q,t} R \phi_p D^* \operatorname{tg} \alpha \mathcal{F}_{\text{эт}} \mathcal{F}_{\text{онт}} / 2d^2 \sqrt{\Omega \Delta\lambda}.$$

Облученность в плоскости входного зрачка системы определяется из следующих соотношений.

Поток, посылаемый источником во входной зрачок

$$F = (R/\pi)(S_{q,t} S_p / d^2).$$

Облученность в плоскости зрачка от этого источника

$$E_{\text{зр}} = \mathcal{F}_{\text{эт}} F / S_p = \mathcal{F}_{\text{эт}} R S_{q,t} / \pi d^2.$$

\$E_{\text{зр}}\$ по этой формуле можно вычислить с помощью соотношения, определяющего отношение сигнала к шуму:

$$E_{\text{зр}} = \frac{\mathcal{F}_{\text{эт}} R S_{q,t}}{\pi d^2} = \frac{2\sqrt{\Omega \Delta\lambda}}{\pi \phi_p D^* \mathcal{F}_{\text{онт}} \operatorname{tg} \alpha} \frac{v_s}{v_b}.$$

Когда отношение сигнала к шуму \$v_s/v_b\$ равно единице, облученность по определению представляет собой пороговую облученность входного зрачка

$$E_{\text{зр,п}} = 2\sqrt{\Omega \Delta\lambda} / \pi \phi_p D^* \mathcal{F}_{\text{онт}} \operatorname{tg} \alpha = \sqrt{A \Delta\lambda} / S_p D^* \mathcal{F}_{\text{онт}}.$$

Формула для отношения сигнала к шуму для данного значения \$v_s/v_b\$ позволяет рассчитать дистанцию обнаружения источника инфракрасной системой

$$d^2 = S_{q,t} R \cdot \mathcal{F}_{\text{эт}} \cdot \frac{\phi_p \operatorname{tg} \alpha \mathcal{F}_{\text{онт}}}{2\sqrt{\Omega}} \cdot D^* \cdot \frac{1}{\sqrt{\Delta\lambda} (v_s/v_b)}.$$

Источник Аппаратура Объект Приемник Обработка сигнала

Это соотношение содержит ряд членов, относящихся к различным звеньям радиометрической цепи. На практике при построении системы для оптимизации обнаружения можно выбрать только три последних члена.

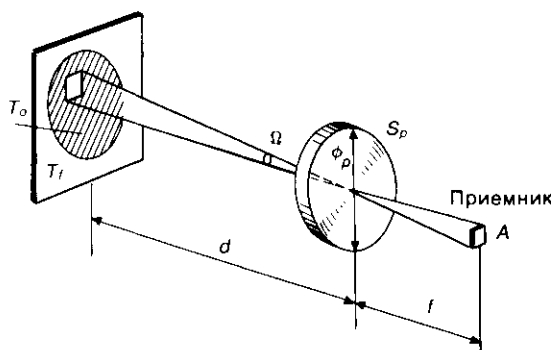
Апертурный угол α следует выбирать как можно большим. Он редко бывает больше 30° , т. е. $\operatorname{tg} \alpha \approx 0,5$. Диаметр входного зрачка ϕ_p должен быть большим, но в действительности он лимитируется требованиями к массе и габаритам и оптическими aberrациями.

Коэффициент пропускания оптической системы $\mathcal{T}_{\text{опт}}$ должен быть по возможности максимальным, что, с одной стороны, ограничивает число элементов системы, а с другой — делает необходимым просветление этих элементов для улучшения пропускания.

Телесный угол мгновенного поля зрения Ω должен выбираться малым, что часто сочетается с выбором приемника с малой площадью чувствительного элемента A — условием, благоприятным для получения высокой чувствительности приемника.

Наконец, электрическая полоса пропускания системы также должна выбираться как можно более узкой. Это требование обычно несовместимо с общими требованиями к устройствам получения изображения с разверткой, которые должны иметь очень широкую полосу пропускания, чтобы достаточно хорошо воспроизводить в изображении как мелкие детали (высокие пространственные частоты), так и протяженный фон (низкие пространственные частоты). Различные пространственные частоты формируемых оптикой изображений преобразуются в электрические временные частоты с помощью системы сканирования (развертки). Чтобы сохранить отношение сигнала к шуму как можно более высоким, в некоторых инфракрасных тепловизионных системах низкие пространственные частоты отсекаются фильтром полосового типа, не пропускающим низкие частоты (приемник подключен по переменному току). Постоянная составляющая сигнала при этом утрачивается и затем искусственно восстанавливается при обработке сигнала.

11.3.2. РАСЧЕТ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ШУМУ РАЗНОСТИ ТЕМПЕРАТУР



Речь идет об эффективной разности температур ΔT_n между объектом, который предполагается протяженным, и его окружением, причем эта разность температур создает электрический сигнал, пиковое значение которого v_c равно эф-

эффективному напряжению шума v_b системы

$$\Delta T_e = T_0 - T_f \quad \text{при} \quad v_c/v_b = 1.$$

Если рассматриваемый объект—черное тело, поддерживаемое при температуре T_0 , он имеет спектральную яркость

$$dL/d\lambda = (1/\pi)(dR/d\lambda) \quad (dR/d\lambda \text{ определяется законом Планка}).$$

Спектральная облученность входного зрачка системы площадью S_p равна

$$\begin{aligned} dE/d\lambda &= (dL/d\lambda)(S_p A' / d^2)(1/S_p) = \\ &= (dL/d\lambda)(A' / d^2) = (1/\pi)(dR/d\lambda)\Omega \quad \text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{мкм}). \end{aligned}$$

Здесь A' — площадь мгновенного поля зрения в плоскости объекта, d — расстояние между объектом и входным зрачком и $\Omega = A' / d^2 = A / f^2$ — телесный угол мгновенного поля зрения системы. Зная облученность на зрачке, можно найти спектральный поток, падающий на приемник, после ослабления его оптикой с коэффициентом пропускания $\mathcal{T}_{\text{опт}}$:

$$dF/d\lambda = (\Omega S_p / \pi)(dR/d\lambda) \mathcal{T}_{\text{опт}}.$$

Изменения спектрального потока в функции температуры определяют, беря производную

$$d(dF/d\lambda)/dT = (\Omega S_p / \pi) \mathcal{T}_{\text{опт}} [d(dR/d\lambda)/dT].$$

Соответствующее изменение электрического сигнала получается, если умножить это выражение на чувствительность $\mathcal{S}_e = dv_c/dF$ приемника:

$$dv_c/dT = (\Omega S_p / \pi) \mathcal{T}_{\text{опт}} [d(dR/d\lambda)/dT] \mathcal{S}_e.$$

Как было показано выше,

$$\mathcal{S}_e = v_b (D^*(\lambda) / \sqrt{A \Delta\nu}) = v_b / \Phi_{\text{эл}} \quad \text{В}/\text{Вт}.$$

$$\frac{dv_c}{dT} = \frac{\Omega S_p}{\pi} \mathcal{T}_{\text{опт}} \frac{v_b D^*(\lambda)}{\sqrt{A \Delta\nu}} \frac{d(dR/d\lambda)}{dT}.$$

Интегрируя по рабочей спектральной области инфракрасной системы $\Delta\lambda = \lambda_b - \lambda_s$, получим

$$\frac{dv_c}{dT} = \frac{\Omega S_p v_b}{\pi \sqrt{A \Delta\nu}} \int_{\lambda_s}^{\lambda_b} \frac{d(dR/d\lambda)}{dT} D^*(\lambda) \mathcal{T}_{\text{опт}}(\lambda) d\lambda,$$

откуда величина отношения сигнала к шуму равна

$$\frac{dv_c}{v_b} = \frac{\Omega S_p}{\pi \sqrt{A \Delta\nu}} dT \int_{\lambda_s}^{\lambda_b} \frac{d(dR/d\lambda)}{dT} D^*(\lambda) \mathcal{T}_{\text{опт}}(\lambda) d\lambda.$$

Величина ΔT_e определяется как разность температур dT , при которой отношение

сигнала к шуму равно единице:

$$\Delta T_n = \frac{\pi \sqrt{A} \Delta \nu}{\Omega S_p \int_{\lambda_0}^{\lambda_b} \frac{d(dR/d\lambda)}{dT} D^*(\lambda) \mathcal{F}_{\text{опт}}(\lambda) d\lambda}$$

Если принять допущение, что $\mathcal{F}_{\text{опт}}(\lambda) = \mathcal{F}_{\text{опт}}$ практически постоянна в спектральном диапазоне $\Delta\lambda$, то

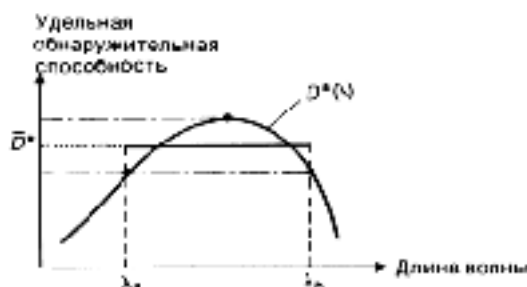
$$\Delta T_n = \frac{\pi \sqrt{A} \Delta \nu}{\Omega S_p \mathcal{F}_{\text{опт}} \int_{\lambda_0}^{\lambda_b} \frac{d(dR/d\lambda)}{dT} D^*(\lambda) d\lambda}$$

Для относительного отверстия оптики ϕ_p/f

$$S_p = \pi \phi_p^2/4; \quad \Omega = A/f^2,$$

$$\Delta T_n = \frac{4\sqrt{A} \Delta \nu}{\frac{\phi_p^2}{f^2} \sqrt{A} \cdot \mathcal{F}_{\text{опт}} \int_{\lambda_0}^{\lambda_b} \frac{d(dR/d\lambda)}{dT} D^*(\lambda) d\lambda}$$

Если удельную обнаружительную способность $D^*(\lambda)$ можно считать постоянной в спектральном интервале $\Delta\lambda = \lambda_b - \lambda_0$, используя, например, ее среднее значение $\bar{D}^*$, то эту величину можно вынести из-под знака интеграла.



Остается оценить производную по температуре от спектральной энергетической светимости черного тела в интервале $\Delta\lambda$. Эта задача решалась в разд. 3.1. Полученные результаты сведены в таблицу (с. 27).

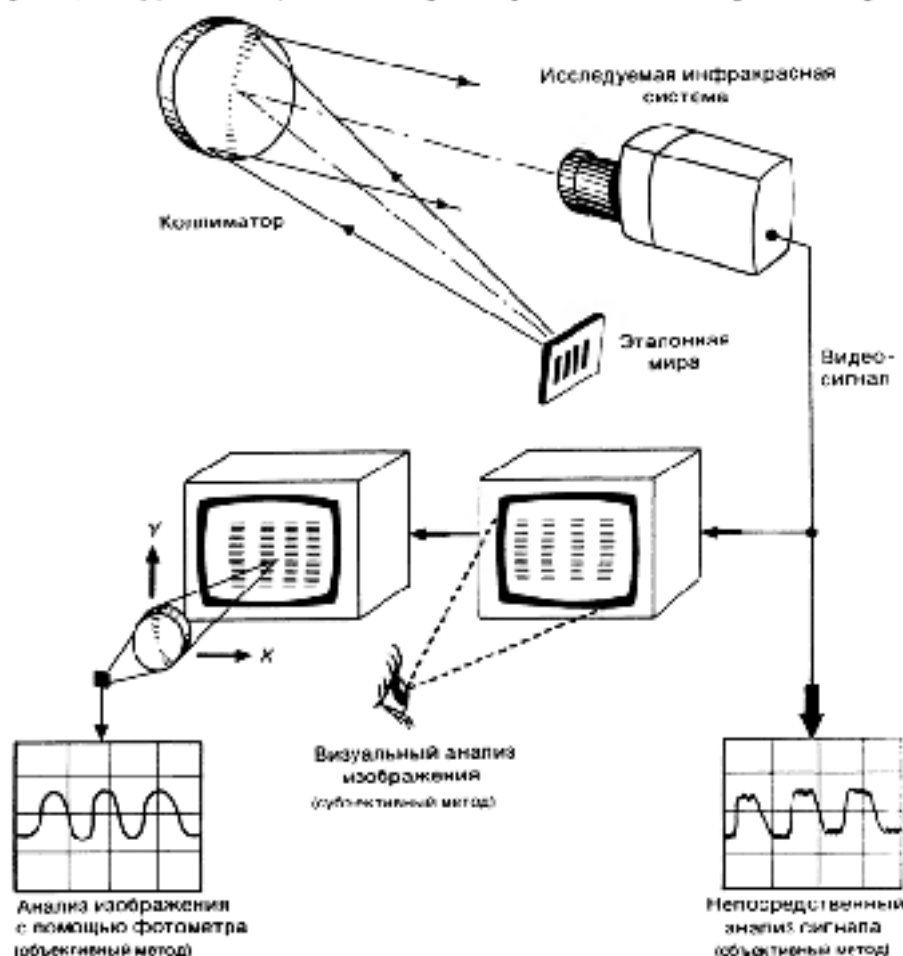
11.4. ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИНФРАКРАСНЫХ СИСТЕМ

Измерение параметров, характеризующих инфракрасные системы, может производиться непосредственно по электрическому сигналу (видеосигналу) путем определения его амплитуды, постоянной времени и шума. При этом измеряется

отклик системы на известное воздействие, создаваемое эталонной мишенью. Такой тип оценки обычно применяется для инфракрасных систем, предназначенных для измерительных целей.

Измерение характеристик систем, предназначенных для визуального наблюдения, должно производиться по конечному изображению, восстановленному в блоке визуализации, обычно на экране черно-белой или цветной электронно-лучевой трубки. В этом случае результаты зависят от способов регулировки контраста и яркости изображения. Для таких измерений можно применять два различных метода.

а. Субъективный метод, при котором наблюдатель визуально оценивает возможность или невозможность различить в изображении те или иные детали. Результаты, полученные этим методом, учитывая физиологию зрительного восприятия и психологические особенности восприятия сюжета, следует интерпретировать с осторожностью и по возможности статистически усреднять результаты нескольких наблюдателей. При этом в зависимости от сюжета одни наблюдатели могут предпочитать высокую яркость изображения при слабом контрасте, а другие — лучший контраст при пониженной яркости. преимуще-



ство этого метода состоит в том, что испытанию подвергается вся цепочка звеньев, обеспечивающая получение изображения с помощью инфракрасной аппаратуры, включая наблюдателя. Это представляется логичным во всех тех случаях, когда речь идет о наблюдении изображения на экране глазом. Кроме того, глаз осуществляет интегрирование сигналов по времени (с постоянной времени порядка 0,15 с), что способствует уменьшению воспринимаемых в изображении шумов.

6. *Объективный метод*, при котором глаз наблюдателя заменяется оптическим фотометром, анализирующим яркость экрана блока визуализации от точки к точке. Чтобы наилучшим образом приблизиться к условию анализа изображения глазом, устройство работает с постоянной времени, сравнимой по величине с постоянной времени глаза.

11.4.1. ИЗМЕРЕНИЕ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ШУМУ ОБЛУЧЕННОСТИ

При измерении эквивалентной шуму облученности $E_{\text{ш.н}}$ следует исходить из определения этой величины:

$$E_{\text{ш.н}} = E_{\text{зр}}(v_{\text{с}}/v_{\text{ш}}),$$

где $E_{\text{зр}}$ — мгновенная облученность на входном зрачке от источника, имеющего размеры элементарного мгновенного поля зрения и находящегося в этом поле (т. е. в пределах проекции чувствительного элемента приемника в пространстве объектов); $v_{\text{с}}$ — пиковое напряжение сигнала, возникающего под действием мгновенной облученности в плоскости зрачка $E_{\text{зр}}$ (предполагается, что $E_{\text{зр}}$ существенно превосходит $E_{\text{ш.н}}$); $v_{\text{ш}}$ — эффективное напряжение шума приемника вместе с предусилителем. Речь идет о «темновом» шуме, который можно получить, например, визируя системой поверхность жидкого азота ($T = 77 \text{ K}$).

Экспериментальная установка и проведение измерений

Измеряемая система располагается перед коллиматором с фокусным расстоянием f_c . Это обычно внесосевое параболическое зеркало, позволяющее избежать экранировки центральной части зрачка и обеспечить хорошее спектральное пропускание. Диаметр зеркала должен быть не меньше диаметра зрачка измеряемой системы. Вблизи фокуса коллиматора расположено поворотное (откидывающееся) зеркало, которое направляет в коллиматор пучок лучей либо от черного тела, либо от сосуда Дьюара с жидким азотом. Расстояние между зеркалом коллиматора и системой равно фокусному расстоянию f_c коллиматора.

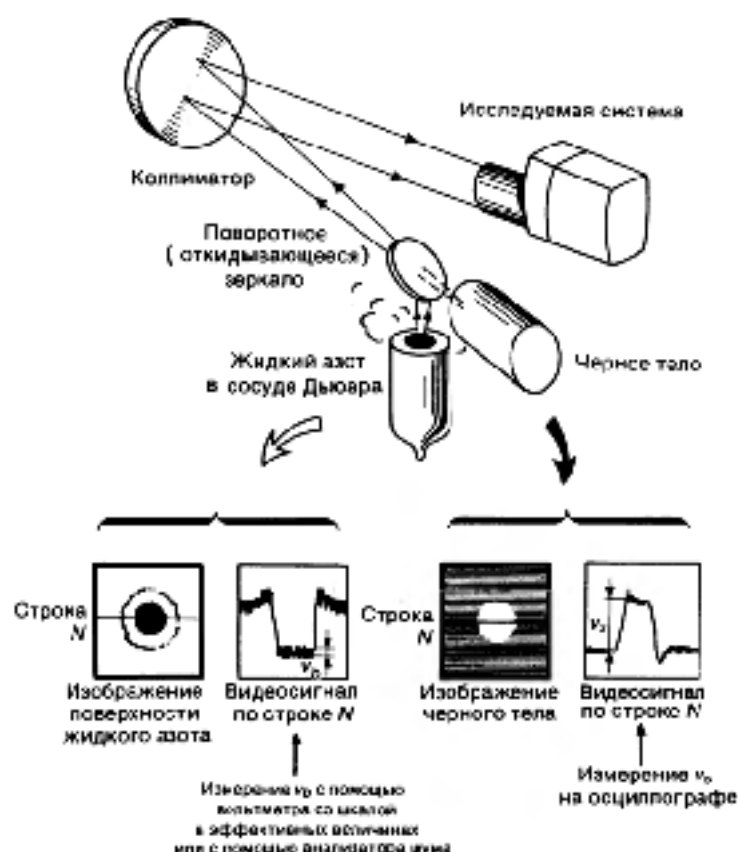
Облученность $E_{\text{ш}}$ рассчитывают, исходя из характеристики излучения черного тела и геометрических параметров экспериментальной установки:

$$E_{\text{ш}} = F/S_p,$$

$$F = [R(\Delta\lambda)/\pi](S_p S_{\text{ч.т}}/f_c^2),$$

$$E_{\text{ш}} = R(\Delta\lambda) S_{\text{ч.т}}/\pi f_c^2,$$

где $R(\Delta\lambda)$ — энергетическая светимость черного тела в рабочей спектральной полосе системы; S_p — площадь входного зрачка системы; $S_{\text{ч.т}}$ — площадь части поверхности черного тела, вырезаемая мгновенным полем зрения $d\theta$; f_c — фокусное расстояние коллиматора.

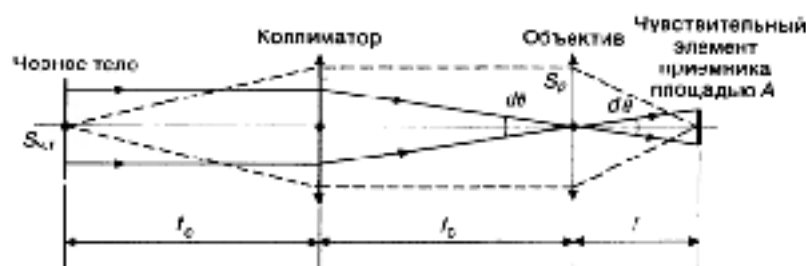


Из оптической схемы установки видно, что

$$S_{\text{ч.т}} = (\pi/4)(d\theta f_c)^2$$

и окончательно

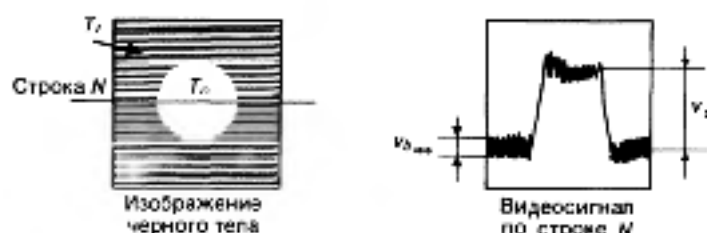
$$E_{\text{зр}} = R(\Delta\lambda)d\theta^2/4.$$



11.4.2 ИЗМЕРЕНИЕ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ШУМУ РАЗНОСТИ ТЕМПЕРАТУР

Величину ΔT_e измеряют, используя ту же установку. Черное тело с температурой T_0 и с размерами, существенно превосходящими мгновенное поле зрения,

но меньшими, чем полное поле обзора, наблюдается на более холодном равномерном фоне с температурой T_f . Предполагается, что разность между температурами источника и фона намного выше, чем ожидаемое значение ΔT_n .



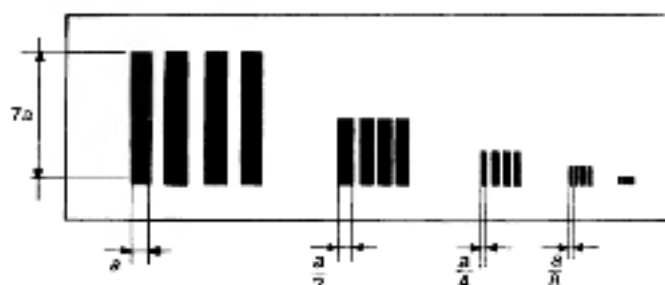
Измерение напряжения видеосигнала производится так же, как и при определении $E_{\text{в.п}}$ и

$$\Delta T_n = (T_0 - T_f) / (v_s / v_0).$$

В этих измерениях не учитываются характеристики блока визуализации.

11.4.3. ИЗМЕРЕНИЕ МИНИМАЛЬНОЙ РАЗРЕШАЕМОЙ РАЗНОСТИ ТЕМПЕРАТУР

Параметр $\Delta T_{\text{разр}}$ связывает температурное и пространственное разрешение системы. Этот параметр характеризует влияние шума на угловое разрешение с учетом свойств блока визуализации. При определении $\Delta T_{\text{разр}}$ используют визуальное разрешение и изображение штрихов миры с периодической структурой (миры Фуко) и по возможности слабым температурным контрастом. Для обеспечения стандартных условий нужно использовать набор мир, содержащих по четыре параллельных штриха, отстоящих друг от друга на одинаковых в каждой мире расстояниях, причем пространственная частота каждой миры вдвое больше, чем предыдущей, а высота штриха в семь раз больше его ширины.



Разность температур между штрихами и фоном, рассматриваемыми, как черные тела, также должна быть по возможности минимальной, чтобы система работала с максимальной чувствительностью. Результаты наблюдения изображения связаны и с физиологией зрительного восприятия, и с интерпретацией увиденного в мозгу человека. Интегрирование по времени с постоянной времени глаза в определенной мере способствует сглаживанию получаемой информации, что уменьшает шумы.

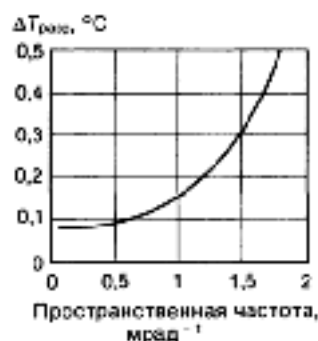
Метод проведения измерений состоит в том, что вначале разность температур между штрихом и промежутком миры сводят к нулю, так что наблюдатель видит однородное поле. Усиление системы устанавливают на максимум. Шум в

изображении проявляется тогда в виде зернистости и случайных сцинтилляций. Постепенно повышая разность температур, достигают порога восприятия ΔT_1 , соответствующего визуальному разрешению штрихов изображения. Затем увеличивают разность температур до величины, соответствующей получению четкого изображения и снова уменьшают ее до тех пор, пока не исчезнет видимая периодическая структура. Достигнутый порог исчезновения ΔT_2 обычно меньше, чем ΔT_1 . Действительно, легче отслеживать изображение в процессе постепенного исчезновения его очертаний, так как положение изображения с самого начала четко определено, тогда как перед появлением изображения внимание наблюдателя не фиксируется в определенной точке.

По определению $\Delta T_{\text{разр}}$ для данной пространственной частоты вычисляется как среднее арифметическое этих двух величин:

$$\Delta T_{\text{разр}} = (\Delta T_1 + \Delta T_2)/2.$$

Опыт показывает, что эта функция очень быстро возрастает с ростом пространственной частоты мери.



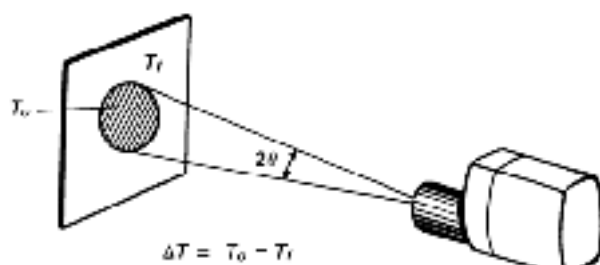
Измерения могут быть проведены по изображению объективным методом. При правильно выбранной постоянной времени фотометра полученные значения будут мало отличаться от значений, определенных с помощью субъективного метода (наблюдается, однако, некоторая остаточная разность, понятная, если учесть восприятие спектрального распределения шумов глазом, который мало чувствителен к шумам на низких пространственных частотах, а высокие частоты воспринимает только до определенной граничной частоты).

11.4.4. МИНИМАЛЬНАЯ ОБНАРУЖИВАЕМАЯ РАЗНОСТЬ ТЕМПЕРАТУР

Величина $\Delta T_{\text{обн}}$ — это минимальная разность температур между миром достаточных размеров, обычно круглой формы, и однородным фоном, при которой мир обнаруживается посредством визуального наблюдения. $\Delta T_{\text{обн}}$ определяется для нулевой пространственной частоты. Порядок измерений такой же, как и для $\Delta T_{\text{разр}}$:

$$\Delta T_{\text{обн}} = (\Delta T_1 + \Delta T_2)/2 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Величина $\Delta T_{\text{обн}}$ определяется для мери, видимой инфракрасной системой под углом 2θ .



11.4.5. ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ

Речь идет об относительной чувствительности системы к монохроматическому излучению с длиной волны λ . Чувствительность $r(\lambda)$ нормируется относительно ее максимального значения $r(\lambda_0)$ на длине волны λ_0 , соответствующей максимуму спектральной чувствительности системы.

С помощью монохроматора регистрируется чувствительность системы на каждой длине волны. Относительная спектральная чувствительность получается путем деления всех полученных величин на максимальную. Монохроматор может состоять из коллиматора, в фокусе которого помещается черное тело; перед черным телом последовательно устанавливается ряд полосовых спектральных фильтров. Спектральное разрешение зависит тогда от ширины выбранных полос пропускания этих фильтров $\Delta\lambda$.

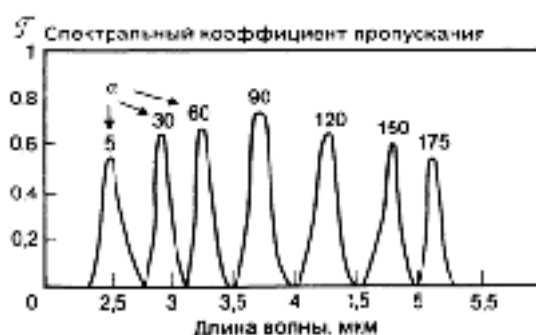
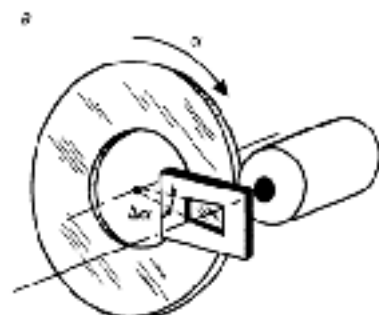
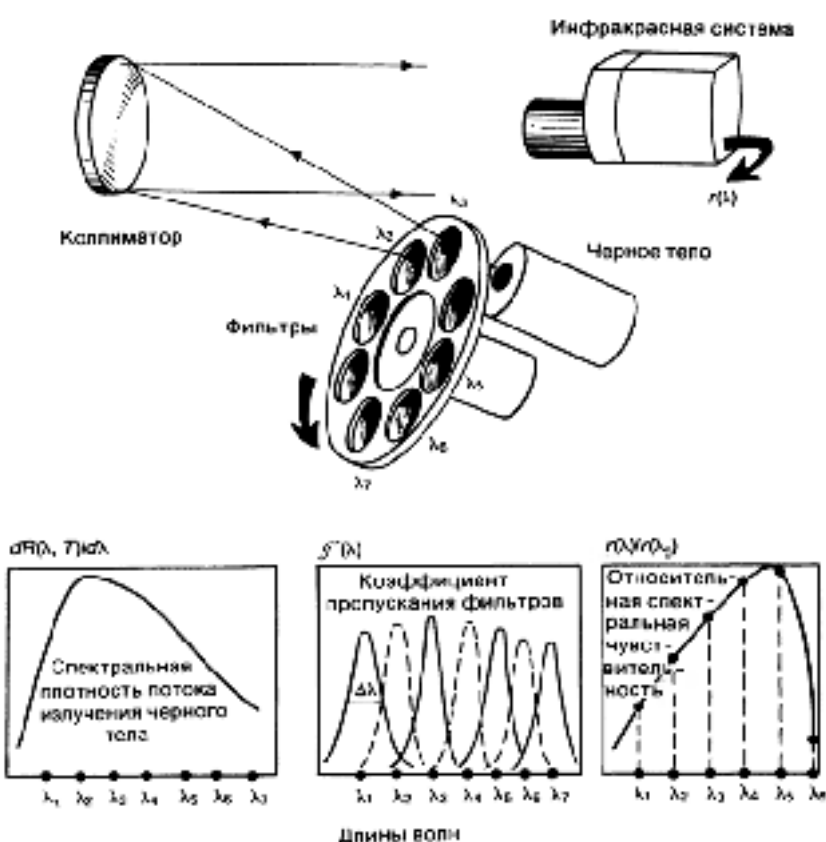
Иногда для обеспечения лучшей точности используют фильтр с непрерывно изменяющимся спектральным пропусканием. Фильтр этого типа имеет форму круглого кольца, при повороте которого спектральное пропускание участка фильтра, находящегося перед черным телом, непрерывно изменяется. Спектральное разрешение зависит от ширины сечения светового пучка, пересекающего фильтр.

Относительную спектральную чувствительность инфракрасной системы можно также получить, сравнивая реакцию системы с реакцией теплового приемника излучения (болометра или пироэлектрического приемника), чувствительность которого теоретически не зависит от длины волны. Для этого достаточно взять отношение реакции системы к реакции эталонного приемника на выходящий из монохроматора поток, соответствующий выбранному значению $\Delta\lambda$.

11.4.6. ИЗМЕРЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ. МОДУЛЯЦИОННАЯ ПЕРЕДАТОЧНАЯ ФУНКЦИЯ

Речь идет о разрешающей способности инфракрасной системы, формирующей изображение. На практике разрешение измеряется с помощью прямоугольной щели, помещаемой перед черным телом. Разность температур между краями щели и черным телом выбирается такой, чтобы инфракрасная система давала ненасыщенное изображение для этих двух температур. Необходимо убедиться, что система работает в области линейности.

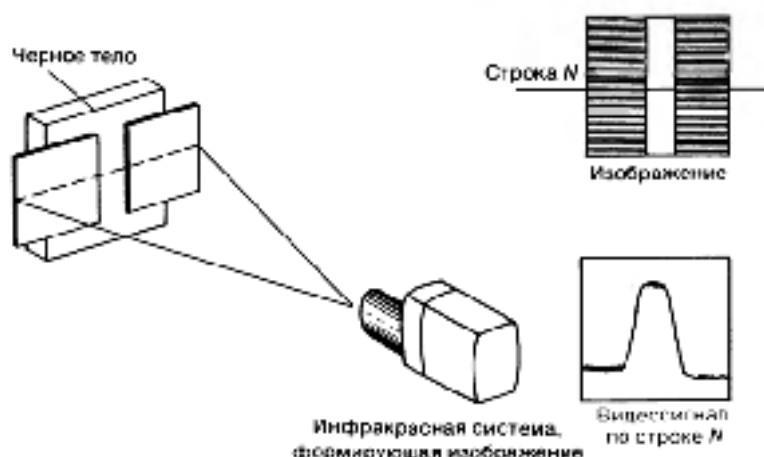
При широкой щели видеосигнал на строке имеет плоский участок (кривая 1), и если система не насыщена, уровень этого участка можно подвигать, повышая температуру черного тела. Затем щель постепенно сужают до тех пор, пока сиг-



Спектральные оптические фильтры.

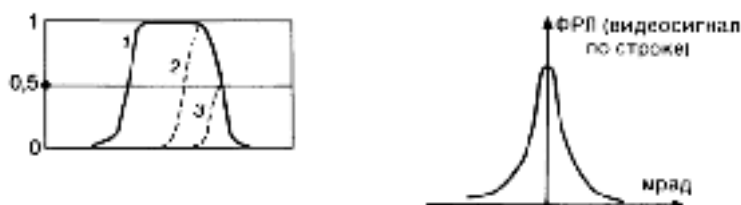
а — полосовой фильтр; б — фильтр с непрерывно изменяющимся пропусканием.

б



нал не утратит горизонтального участка (кривая 2). Угловая ширина щели соответствует при этом разрешению системы при 100%-ной модуляции. Когда при дальнейшем сужении щели сигнал становится равным половине первоначального уровня, угловая ширина щели будет соответствовать разрешению при 50%-ной модуляции (кривая 3). На практике не так важно, какой процент модуляции будет выбран в качестве определяющего угловое разрешение. Важно лишь, чтобы сравнение нескольких систем проводилось при одинаковых условиях.

Наконец, если сократить угловую ширину щели до величины, существенно меньшей, чем мгновенное поле, то профиль сигнала будет соответствовать импульсной реакции на линии, эта функция называется функцией рассеяния линии (ФРЛ).

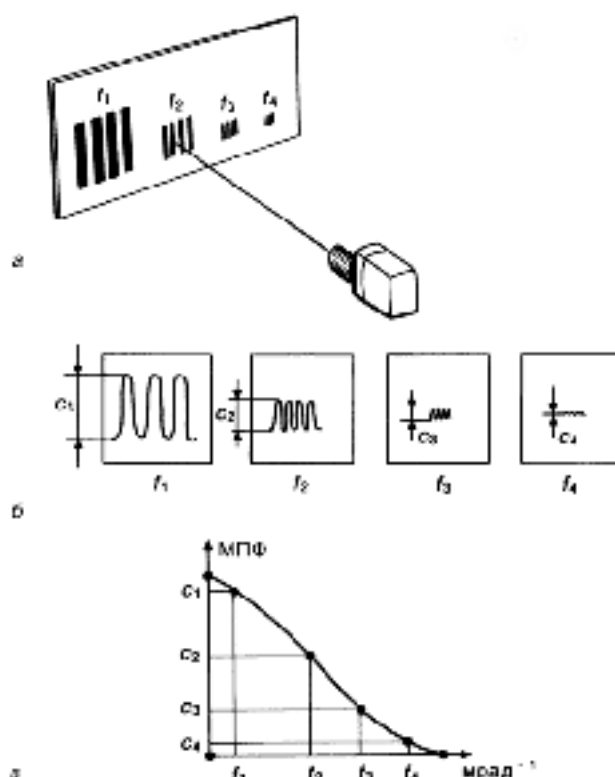


Эти измерения должны проводиться для двух взаимно перпендикулярных направлений щели с учетом того, что сканирование в формирующем изображении инфракрасных системах не обеспечивает симметричную развертку; строки обычно расположены по горизонтали. Щель, следовательно, должна быть ориентирована перпендикулярно строкам, а затем — по направлению строк.

Модуль преобразования Фурье от ФРЛ представляет собой модуляционную передаточную функцию (МПФ), которая дает контраст изображения в функции пространственной частоты при исходном (на нулевой частоте) контрасте, равном единице. Модуляционную передаточную функцию можно также получить, измеряя контраст мир, уменьшающийся с ростом пространственной частоты мир. МПФ нормируется относительно ее значения в начале координат при нулевой ча-

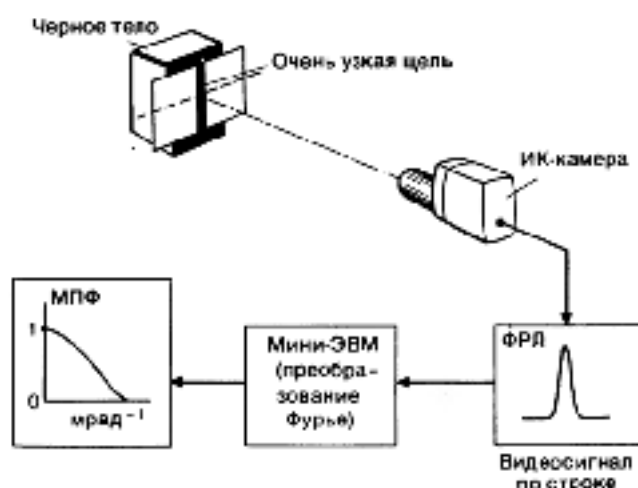


стоте, т. е. для объекта и фона большой протяженности. МПФ убывает, и на некоторой граничной частоте контраст обращается в нуль; система при этом не передает никакой модуляции. МПФ можно определить или непосредственным измерением по периодическим мирам, или вычисляя фурье-преобразование от ФРЛ.



Непосредственное измерение МПФ.

a — миры пространственной частоты $f_1, f_2, f_3, \dots$ с высоким постоянным температурным контрастом; b — видеосигнал по строке; $в$ — вид функции МПФ.



Измерение МПФ с помощью фурье-преобразования ФРЛ.

11.4.7. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЯЗИ СИГНАЛ — ТЕМПЕРАТУРА (ГРАДУИРОВКА)

Принцип дистанционного измерения температуры предполагает существование известного соответствия между температурами наблюдаемого объекта и электрическими сигналами, получаемыми от приемника. Эта связь может быть установлена либо расчетным путем с учетом различных параметров измерительной цепи, либо экспериментально с помощью эталонного источника. Реакцию системы на объект с неизвестной температурой сравнивают тогда с сигналом от эталонного источника, температура которого известна.

Принцип измерения

а. Излучение объекта

Предположим, что объект с коэффициентом излучения ϵ_o имеет температуру T_o и энергетическую яркость L_o в спектральной полосе $\Delta\lambda$ системы обнаружения. Эта яркость L_o определяется законом Планка и дает поток F_o , рассматриваемый как полезный поток системы.

б. Поток, входящий в систему

Поток F_i , падающий на входной зрачок системы, состоит из двух слагаемых: излучаемого объектом потока F_o , ослабленного в результате прохождения сквозь атмосферу с коэффициентом пропускания $\mathcal{T}_{at}$, и паразитного потока F_p , обусловленного излучением атмосферы и отражениями от окружающей среды к объекту

$$F_i = \mathcal{T}_{at} F_o + F_p.$$

в. Поток, выходящий из входной оптики

Падающий поток F_i ослабляется, проходя через оптику с коэффициентом пропускания $\mathcal{T}_{opt}$:

$$F_t = \mathcal{T}_{opt} F_i.$$

Излучение оптических поверхностей $\epsilon_{\text{опт}} = 1 - \mathcal{T}_{\text{опт}}$ является причиной существования дополнительного паразитного потока F_c , который зависит от средней температуры ИК-камеры T_c . Этот член, представляющий помеху, может быть обусловлен также излучением некоторых диафрагм или механических частей системы после паразитных отражений по направлению к приемнику. (Этот член можно, конечно, минимизировать, используя в соответствии с принципами построения инфракрасных систем оптику с высоким пропусканием и «холодные» или слабо излучающие диафрагмы.)

2. Обнаруживаемый поток

Это поток, попадающий на чувствительный элемент приемника:

$$F_d = F_i + F_c.$$

д. Электрический сигнал

Обнаруживаемый поток F_d , или оптический сигнал, преобразуется затем приемником в электрический сигнал v_d . Коэффициент преобразования представляет собой чувствительность приемника по напряжению (вольтовая чувствительность):

$$\mathcal{S}_v = dv/dF \quad \text{В/Вт},$$

$$v_d = \mathcal{S}_v F_d.$$

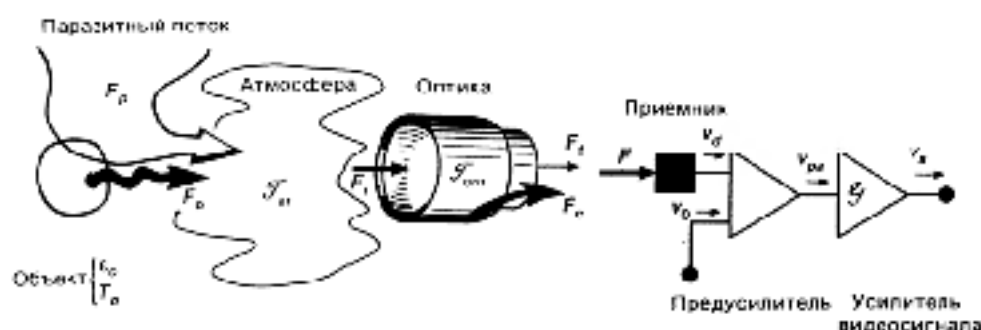
В некоторых системах сигнал должен характеризоваться определенными уровнями напряжения, чтобы быть согласованным с устройствами визуализации. На первом этапе предварительного усиления к сигналу v_d прибавляется постоянное напряжение v_0 , что позволяет согласовать средний уровень видеосигнала в изображении с различными уровнями серого (или цветного) в блоке визуализации.

$$v_{p0} = v_d + v_0.$$

Сигнал затем обрабатывают и усиливают с различными коэффициентами усиления, определяемыми чувствительностью и динамическим диапазоном измеряемой системы. Результирующий полный сигнал записывается в виде

$$v_s = \mathcal{G} v_{p0},$$

$$\text{т. е. } v_s = \mathcal{G} \mathcal{S}_v \mathcal{T}_{\text{ат}} \mathcal{T}_{\text{опт}} F_0 + \mathcal{G} \mathcal{S}_v \mathcal{T}_{\text{опт}} F_p + \mathcal{G} \mathcal{S}_v F_c + \mathcal{G} v_0.$$



Если теперь заменить объект черным телом с температурой $T_{\text{ч.т.}}$, излучающим поток $F_{\text{ч.т.}}$, то соответствующий электрический сигнал будет равен

$$v'_s = \mathcal{S} \mathcal{L}_v \mathcal{T}_{\text{ат}} \mathcal{T}_{\text{опт}} F_{\text{ч.т.}} + \mathcal{S} \mathcal{L}_v \mathcal{T}_{\text{опт}} F_p + \mathcal{S} \mathcal{L}_v F_c + \mathcal{S} v_0.$$

Вычисление разности между этими двумя сигналами позволяет исключить паразитные члены:

$$v_s - v'_s = \mathcal{S} \mathcal{L}_v \mathcal{T}_{\text{ат}} \mathcal{T}_{\text{опт}} (F_v - F_{\text{ч.т.}}).$$

Поток F_v зависит от температуры объекта T_o и его коэффициента излучения ϵ_o . Поток $F_{\text{ч.т.}}$ зависит только от температуры черного тела $T_{\text{ч.т.}}$.

Чтобы упростить измерения и исключить проблемы, связанные с коэффициентом излучения, объект часто определяют его эффективной температурой $T_{\text{эф.}}$. Такую температуру имело бы черное тело, оказывающее то же воздействие на приемник излучения, что и объект с коэффициентом излучения ϵ_o при своей истинной температуре T_o . (Истинная температура T_o поверхности объекта в общем случае выше его эффективной температуры $T_{\text{эф.}}$, что обусловлено влиянием коэффициента излучения ϵ_o этого объекта.) Связь между эффективной и истинной температурами определяется соотношением

$$\int_{\Delta\lambda} [dR(\lambda, T_{\text{эф.}})/d\lambda] d\lambda = \int_{\Delta\lambda} \epsilon_o(\lambda) [dR(\lambda, T_o)/d\lambda] d\lambda.$$

Отметим в заключение, что в некоторых случаях эффективная температура может превосходить истинную. Речь идет о случаях проведения измерений объектов, коэффициент отражения которых $1 - \epsilon_o$ непреенебрежимо мал и которые находятся в окружении сильно нагретых предметов (типичный случай был рассмотрен в разд. 3.6).

Окончательно

$$v_s - v'_s = K [f(T_{\text{эф.}}) - f(T_{\text{ч.т.}})],$$

где $K = \mathcal{S} \mathcal{L}_v \mathcal{T}_{\text{ат}} \mathcal{T}_{\text{опт}}$.

При измерениях на больших расстояниях ослаблением излучения в атмосфере можно пренебречь ($\mathcal{T}_{\text{ат}} \approx 1$), и функцию

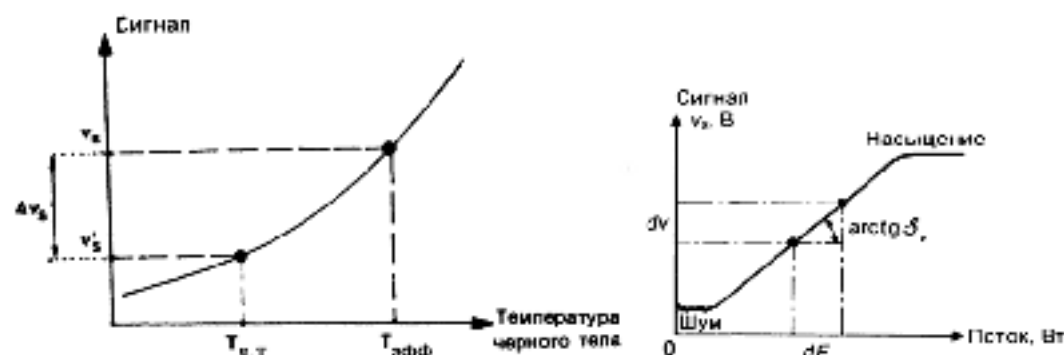
$$\Delta v_s = K \Delta f(T)$$

определяют экспериментально (если коэффициент K тяжело определить расчетом). Кривую, представляющую эту функцию, получают с помощью одного черного тела (или нескольких черных тел), изменяя его температуру, что вызывает соответствующие изменения электрического сигнала.

Необходимо отметить, что Δv_s является функцией $T_{\text{эф.}}$ и $T_{\text{ч.т.}}$, а не разности $T_{\text{эф.}} - T_{\text{ч.т.}}$, за исключением случаев, когда перепад температур мал и кривую можно заменить отрезком касательной.

Полученная градуировочная кривая системы зависит от рабочих характеристик системы. В частности, нужно использовать новые градуировочные кривые при замене оптики, спектральных фильтров или изменении относительного отверстия.

Можно также найти кривую, устанавливающую соответствие между электрическим сигналом и энергией излучения (яркостью, потоком, энергетической све-



темостью, силой излучения и т. п.), испускаемого наблюдаемым источником в спектральном диапазоне, в котором осуществляется обнаружение. Обычно это линейная функция, за исключением очень низких уровней, где преобладают шумы, и очень больших сигналов в области насыщения. Наклон этой прямой определяет чувствительность системы:

$$\delta_s = dv/dF.$$

Для установления этого соответствия нужно знать геометрические характеристики измерительной установки и спектральную чувствительность аппаратуры для расчета коэффициента использования излучения источника.

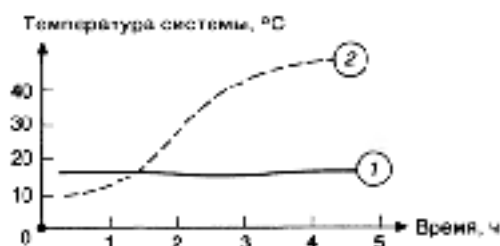
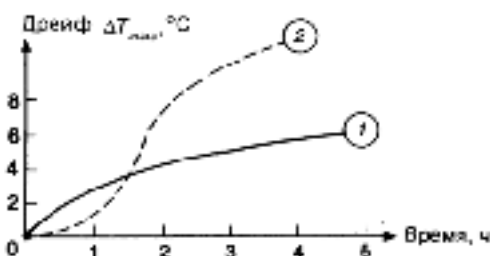
11.4.8. ИЗМЕРЕНИЕ ДРЕЙФА

Речь идет об оценке медленно происходящих изменений сигнала во времени в случае, когда с помощью системы наблюдают объект с постоянной температурой в стационарных условиях. Эти изменения сигнала, или «дрейф», вообще говоря связаны с изменениями паразитного потока F_c , описанного выше. Этот поток обусловлен собственным излучением системы, внутренняя температура которой может изменяться во времени (нагрев двигателей, тепловыделение электрических цепей, изменение окружающей температуры и т. д.). Дрейф может происходить также из-за плохой стабилизации параметров электронной системы обработки сигнала. Во всех этих случаях речь идет о принципиальных недостатках системы.

Можно компенсировать этот дрейф, когда величина его известна, так как дрейф эквивалентен медленно изменяющейся во времени постоянной составляющей, прибавляемой к видеосигналу. Компенсацию можно автоматизировать, если использовать информацию об изменениях собственной температуры системы. Дрейф инфракрасной измерительной системы создаст большие трудности при снятии градуировочной кривой, если между каждой парой последовательных точек постоянное напряжение, содержащееся в сигнале, изменяется.

Измерение дрейфа производят, регистрируя изменение во времени напряжения сигнала от объекта с постоянной температурой. При этом желательно параллельно отмечать изменения окружающей температуры или лучше температуры

самой системы. Используя градуировочные кривые системы, выражают дрейф в виде разности эффективных температур $\Delta T_{\text{эф}}$ в функции времени. Наличие в поле зрения эталонного инфракрасного источника (черного тела) с известной температурой позволяет исключить дрейф в данном изображении (или группе последовательных изображений) путем оценки разности температур.



Дрейф.

1 — температура системы постоянная; 2 — температура системы переменная.

11.5. ПРИМЕР ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК СИСТЕМЫ

Примем различные способы определения характеристик к термографической аппаратуре AGA THV 680, существующей в двух модификациях SW (short wave — коротковолновый вариант) и LW (long wave — длинноволновый вариант). Общие характеристики аппаратуры следующие.

Оптика фокусное расстояние $f = 16,6$ см
 относительное отверстие 1:1,8
 полное поле обзора $8 \times 8^\circ$

Сканирование с помощью преломляющих призм с взаимно перпендикулярными осями
 16 кадров в секунду (чересстрочная развертка с кратностью 7)
 70 строк в кадре

Число точек в строке определяется элементарным мгновенным полем зрения при анализе и зависит от выбранного процента модуляции (при 50%-ной модуляции камера дает 135 точек на строку, т. е. элементарное мгновенное поле зрения $d\theta \approx 1$ мрад).

Камера THV 680 SW

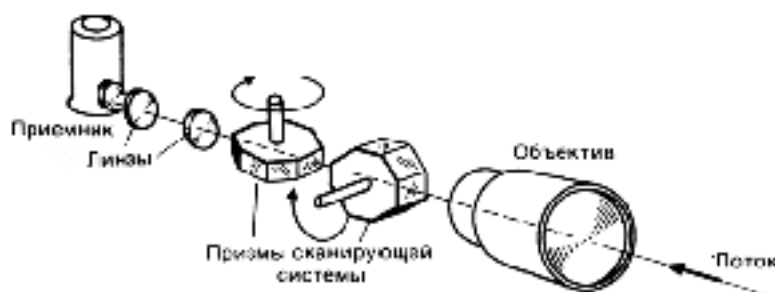


Приемник фотодиод InSb, охлаждаемый жидким азотом до 77 К.
 Размеры фоточувствительного элемента 350 × 350 мкм.
 Удельная обнаружительная способность для $\lambda_{\text{макс}}$ $D^* = 10^{11}$ (см·Гц^{1/2})/Вт.
 $\bar{D}^*$ (средняя в интервале 3,5—5,5 мкм) $\approx 8 \cdot 10^{10}$ (см·Гц^{1/2})/Вт.

Камера 1HV 680 LW



Приемник — фоторезистор HgCdTe, охлаждаемый жидким азотом до 77 К.
 Размеры фоточувствительного элемента 350 × 350 мкм.
 Удельная обнаружительная способность для $\lambda_{\text{макс}}$ $D^* = 1,5 \cdot 10^{10}$ (см·Гц^{1/2})/Вт.
 $\bar{D}^*$ (средняя в интервале 8—12 мкм) $= 1,2 \cdot 10^{10}$ (см·Гц^{1/2})/Вт.



11.5.1. РАСЧЕТ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ШУМУ ОБЛУЧЕННОСТИ

Используем формулу, приведенную в разд. 11.3.1:

$$E_{\text{ш.и}} = \sqrt{A \Delta\nu} / S_p D^* \cdot \mathcal{F}_{\text{онт}}.$$

A — площадь фоточувствительного элемента и $\sqrt{A} = 3,5 \cdot 10^{-2}$ см — его линейный размер.

$\Delta\nu$ — электрическая полоса пропускания системы, оцениваемая приблизительно следующим образом: камера дает 16 кадров в секунду, 70 строк в кадре и 135 точек в строке, т. е. $135 \times 70 \times 16 = 151\,200$ точек в секунду; следовательно, эффективная полоса пропускания должна быть порядка $\Delta\nu = 150$ кГц $= 1,5 \cdot 10^5$ Гц.

S_p — площадь входного зрачка, вычисляемая как $S_p = \pi \phi_p^2/4$, где диаметр зрачка ϕ_p для оптики с относительным отверстием 1:1,8 равен $\phi_p = f/1,8$, откуда

$$S_p = \pi f^2/4 \cdot 1,8^2 = \pi (16,6)^2/4 \cdot 1,8^2 = 66,8 \text{ см}^2;$$

D^* — удельная обнаружительная способность (здесь используется средняя обнаружительная способность $\bar{D}^*$ в спектральном интервале $\Delta\lambda$).

$\mathcal{T}_{\text{опт}}$ — коэффициент пропускания оптики системы. Объектив с полем 8° состоит из трех линз, т. е. имеется шесть преломляющих поверхностей; преломляющие призмы эквивалентны двум плоскопараллельным пластинам, т. е. дают еще четыре преломляющих поверхности; наконец, с учетом двух линз системы переноса общее количество преломляющих поверхностей равно 14.

В предположении, что просветление поверхностей позволяет получить коэффициент пропускания на поверхность 95%, имеем

$$\mathcal{T}_{\text{опт}} = (0,95)^{14} \approx 0,5.$$

Откуда окончательно

$$E_{\text{зр.п}} = [(3,5 \cdot 10^{-2} \sqrt{1,5 \cdot 10^5}) / (66,8 \cdot 0,5)] (1/\bar{D}^*) \approx 0,4/\bar{D}^*,$$

$$E_{\text{зр.п}} (680 \text{ SW}) = 0,4/8 \cdot 10^{10} \approx 5 \cdot 10^{-12} \text{ Вт/см}^2,$$

$$E_{\text{зр.п}} (680 \text{ LW}) = 0,4/1,2 \cdot 10^{10} \approx 3,3 \cdot 10^{-11} \text{ Вт/см}^2.$$

11.5.2. РАСЧЕТ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ШУМУ РАЗНОСТИ ТЕМПЕРАТУР

Используем соотношение, приведенное в разд. 11.3.2,

$$\Delta T_n = \frac{4f^2 \sqrt{\Delta\nu}}{\phi_p^2 \sqrt{A} \mathcal{T}_{\text{опт}} \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} [d(R/d\lambda)/dT] D^*(\lambda) d\lambda},$$

где $\phi_p = 9,2 \text{ см}$ — диаметр входного зрачка и $f = 16,6 \text{ см}$ — фокусное расстояние оптики, $\Delta\nu = 150 \text{ кГц}$, $\sqrt{A} = 3,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, $\mathcal{T}_{\text{опт}} \approx 0,5$.

$D^*(\lambda) \approx \bar{D}^*$ — величина удельной обнаружительной способности, усредненная по интервалу $\Delta\lambda$, может рассматриваться как постоянная, а, следовательно, ее можно вынести за знак интеграла:

$$\int_{5,5}^{5,5} [d(R/d\lambda)/dT] d\lambda = 3,52 \cdot 10^{-5} \text{ Вт/(см}^2 \cdot \text{К)} \quad \text{при } T = 300 \text{ К.}$$

$$\int_8^{12} [d(R/d\lambda)/dT] d\lambda = 1,94 \cdot 10^{-6} \text{ Вт/(см}^2 \cdot \text{К)}$$

Величины этих интегралов были приведены в разд. 3.1.

Используя приведенные численные значения, получим

$$\Delta T_n = 2,87 \cdot 10^4 / \bar{D}^* \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} [d(R/d\lambda)/dT] d\lambda$$

$$\text{и окончательно } \Delta T_{n(680 \text{ SW})} \approx 0,10^\circ \text{C}, \quad \Delta T_{n(680 \text{ LW})} \approx 0,12^\circ \text{C}.$$

Заметим, что ΔT_n зависит от электрической полосы пропускания и, следовательно, от пространственного разрешения. Можно улучшить температурное разрешение (т. е. пони-

зять ΔT_n), уменьшив $\Delta\nu$, что будет соответствовать уменьшению числа точек в строке. Таким образом, для разрешения, соответствующего угловому размеру приемника $d\theta$ (разрешение при 100%-ной модуляции):

$$d\theta = \sqrt{A}/f = 3,5 \cdot 10^{-2}/16,6 \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ рад},$$

число точек в строке для поля $8^\circ = 0,14$ рад падает до

$$n = \theta/d\theta = 0,14/2 \cdot 10^{-3} = 70.$$

Полезная электрическая полоса пропускания равна тогда $\Delta\nu \approx 80$ кГц, и ΔT_n уменьшается в $\sqrt{150/80} = 1,37$ раза. Для увеличения пространственного разрешения, наоборот, следует расширить электрическую полосу пропускания $\Delta\nu$ до высоких частот, но этого недостаточно, так как глубина модуляции слишком быстро уменьшается. Необходимо дополнительно уменьшить размер чувствительного элемента приемника $\sqrt{A}$.

Действительно, как видно из формулы, ΔT_n пропорциональна $\sqrt{\Delta\nu/A}$, в то время как $\Delta\nu$ сама пропорциональна числу точек на строку n , т. е. обратно пропорциональна $d\theta = \sqrt{A}/f$:

$$\sqrt{\Delta\nu/A} \text{ является функцией } \sqrt{f/A\sqrt{A}}.$$

С уменьшением размеров чувствительного элемента приемника (увеличивающим пространственное разрешение) повысится ΔT_n и соответственно уменьшится температурное разрешение.

Этот расчет показывает, что для данной системы существует компромисс между температурным и пространственным разрешением. В зависимости от требований к системе приоритет отдается той или иной величине.

Можно улучшить сразу оба параметра, используя многоэлементный приемник (линейку с числом элементов x). Параллельное сканирование позволяет уменьшить $\Delta\nu$ в x раз, в результате температурное разрешение улучшится в $\sqrt{x}$ раз. При последовательном сканировании повышается в $\sqrt{x}$ раз отношение сигнала к шуму, что приводит к такому же улучшению температурного разрешения ($D_T^* = D^* \sqrt{x}$).

11.3.3. ИЗМЕРЕНИЕ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ШУМУ ОБЛУЧЕННОСТИ

Используем формулу, приведенную в разд. 11.4.1:

$$E_{\text{экв}} = E_{\text{эк}}(\nu_h/\nu_r),$$

где $E_{\text{эк}} = R_{\lambda_a}^{\lambda_b} d\theta^2/4$ — облученность в плоскости входного зрачка в экспериментальной установке, описанной в разд. 11.4.1. Для черного тела с температурой $T = 300$ К

$$R_{3,3}^{5,5} = \int_{3,3}^{5,5} [dR(\lambda, 300 \text{ К})/d\lambda] d\lambda = 1,09 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/см}^2,$$

$$R_8^{12} = \int_8^{12} [dR(\lambda, 300 \text{ К})/d\lambda] d\lambda = 1,22 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/см}^2,$$

$$d\theta = \sqrt{A}/f = 2 \cdot 10^{-3} \text{ рад, откуда}$$

$$E_{\text{эк(5W)}} = 1,09 \cdot 10^{-3} (2 \cdot 10^{-3})^2/4 = 1,09 \cdot 10^{-9} \text{ Вт/см}^2,$$

$$E_{\text{эк(12W)}} = 1,22 \cdot 10^{-2} (2 \cdot 10^{-3})^2/4 = 1,22 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/см}^2.$$

Измерение напряжений сигнала и шума даст следующие величины:

$$\text{THV}(680 \text{ SW}) \begin{cases} v_s = 0,35 \text{ В} \\ v_b = 1,4 \text{ мВ (эфф.)} \end{cases}$$

$$\text{THV}(680 \text{ LW}) \begin{cases} v_s = 0,7 \text{ В} \\ v_b = 2,6 \text{ мВ (эфф.)} \end{cases}$$

откуда получим выражение для $E_{\text{ср.п}}$ по результатам измерений:

$$E_{\text{ср.п}(680 \text{ SW})} = 1,09 \cdot 10^{-9} (1,4 \cdot 10^{-3})/0,35 = 4,3 \cdot 10^{-12} \text{ Вт/см}^2,$$

$$E_{\text{ср.п}(680 \text{ LW})} = 1,22 \cdot 10^{-8} (2,6 \cdot 10^{-3})/0,7 = 4,5 \cdot 10^{-11} \text{ Вт/см}^2.$$

Эти результаты близки к полученным в разд. 11.5.1 из расчетов. Иногда удобно использовать более высокую температуру черного тела; напряжение сигнала при этом получается более высоким и измерения становятся точнее.

11.5.4. ИЗМЕРЕНИЕ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ШУМУ РАЗНОСТИ ТЕМПЕРАТУР

Используем соотношение и метод, описанные в разд. 11.4.2:

$$\Delta T_n = (T_0 - T_f)/(v_s/v_b).$$

Температура объекта

$$T_0 = 300 \text{ К}$$

Температура фона

$$T_f = 273 \text{ К}$$

$$\text{SW} \begin{cases} \text{Напряжение сигнала} & v_s = 0,35 \text{ В} \\ \text{Эффективное напряжение шума} & v_b = 1,9 \text{ мВ} \end{cases}$$

$$\text{LW} \begin{cases} \text{Напряжение сигнала} & v_s = 0,7 \text{ В} \\ \text{Эффективное напряжение шума} & v_b = 5,2 \text{ мВ} \end{cases}$$

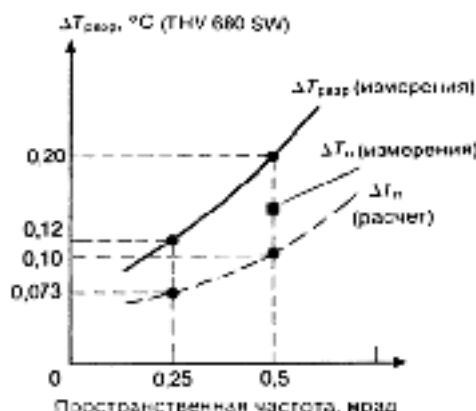
$$\Delta T_{n(680 \text{ SW})} = (300 - 273)/(0,35/1,9 \cdot 10^{-3}) = 0,15 \text{ }^\circ\text{C},$$

$$\Delta T_{n(680 \text{ LW})} = (300 - 273)/(0,7/5,2 \cdot 10^{-3}) \approx 0,2 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Эти величины измерены для объектов, температуры которых близки к окружающей температуре ($T = 300 \text{ К}$). Для более высоких температур ΔT_n обычно меньше.

С помощью мвр с пространственной частотой $0,25 \text{ мрад}^{-1}$ и $0,5 \text{ мрад}^{-1}$ для камеры THV 680 SW зарегистрированы следующие значения $\Delta T_{\text{разр}}$:

$$\text{THV 680 SW} \begin{cases} \Delta T_{\text{разр}} = 0,12 \text{ }^\circ\text{C} \text{ для } 0,25 \text{ мрад}^{-1} \\ \Delta T_{\text{разр}} = 0,20 \text{ }^\circ\text{C} \text{ для } 0,5 \text{ мрад}^{-1} \end{cases}$$



Величина $\Delta T_{\text{разр}}$ больше, чем ΔT_n . Действительно, ΔT_n измеряется непосредственно по видеосигналу, тогда как в $\Delta T_{\text{разр}}$ учитывается дополнительная потеря информации в блоке визуализации и при считывании точек в процессе измерений.

11.5.5. ИЗМЕРЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ

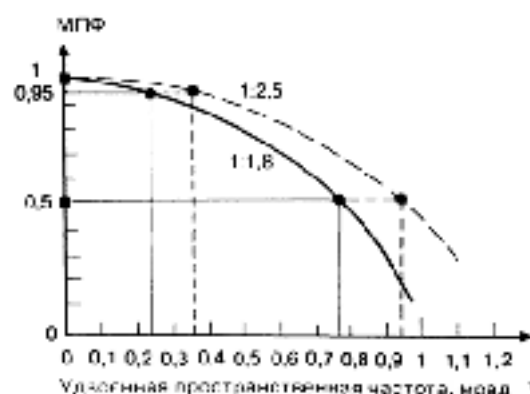
При использовании метода измерений, описанного в разд. 11.4.6, получим для камеры THV 680 SW с объективом $8 \times 8^\circ$:

При относительном отверстии 1:1,8 $\begin{cases} d\theta = 1,3 \text{ мрад для 50\%-ной модуляции} \\ d\theta = 4,2 \text{ мрад для 95\%-ной модуляции} \end{cases}$

При относительном отверстии 1:2,5 $\begin{cases} d\theta = 1,05 \text{ мрад для 50\%-ной модуляции} \\ d\theta = 2,8 \text{ мрад для 95\%-ной модуляции} \end{cases}$

Относительное отверстие	Пространственное угловое разрешение $d\theta$, мрад	Пространственная частота, мрад^{-1}	Контраст, с которым восстанавливается изображение
1:1,8	1,3	0,38	0,50
	4,2	0,12	0,95
1:2,5	1,05	0,48	0,50
	2,8	0,18	0,95

Тогда можно построить функцию МПФ, считая, что ширина щели равна полупериоду пространственной частоты.

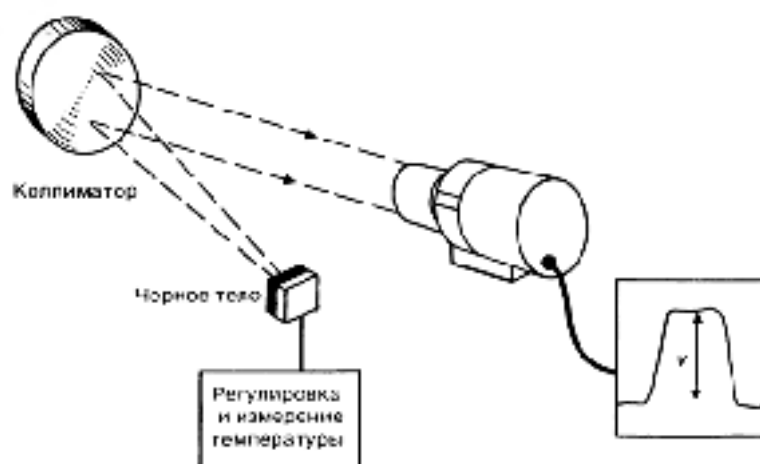


В этих измерениях температурный перепад между черным телом и щелью выбирается большим, чтобы получить максимальный контраст объекта, но без насыщения приемника.

11.5.6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ СИГНАЛ — ТЕМПЕРАТУРА

Экспериментальная установка

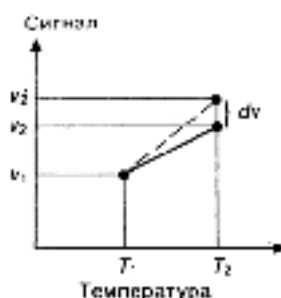
Термографическую камеру градуируют либо непосредственно (если позволяет фокусировка объектива), либо с помощью коллиматора по черному телу, температура которого известна и может регулироваться. При каждом выбранном значении температуры регист-



рируют амплитуду v видеосигнала по строке, пересекающей источник. В результате можно построить градуировочную кривую $v = f(T)$.

При низких температурах с целью исключения влияния дрейфа, если он существует, нужно использовать для регистрации источника излучения, температуру которых можно быстро изменить (регулировка с помощью эффекта Пельтье) или применить несколько черных тел с различной температурой, визируемых поочередно. В случае единственного черного тела нужно работать, изменяя температуру небольшими ступеньками, так как в течение небольших интервалов времени влияние дрейфа незначительно. Возврат к начальным условиям позволяет контролировать влияние дрейфа.

Если время, необходимое для перехода от данной температуры к следующей, относительно велико, следует в каждой измерительной точке корректировать полученное напряжение видеосигнала. Например, если температура T_1 соответствует сигналу v_1 , а для температуры T_2 мы получили сигнал v'_2 , то из v'_2 следует вычесть (или прибавить) малую величину dv , равную дрейфу, происшедшему за время, необходимое для перехода от температуры источника T_1 к температуре T_2 . Мы найдем тогда величину $v_2 = v'_2 \pm dv$ сигнала, соответствующего температуре T_2 , для системы, находящейся в тех же условиях, что и при измерении в первой точке. Для следующих точек процедура повторяется.

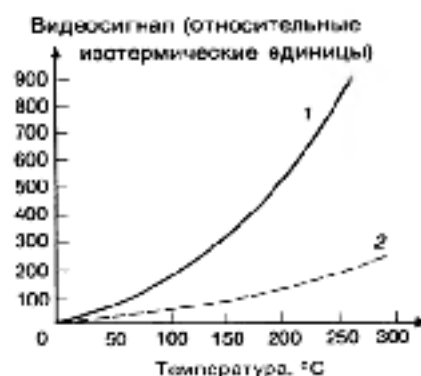


Величина дрейфа dv в функции времени измеряется по источнику с постоянной температурой. Если дрейф линеен и стабилен, нетрудно найти dv для каждого временного интервала.

Полученная таким образом кривая сигнал — температура представляет градуировку системы на данный момент времени. Измерения можно производить только путем сравнения с эталонным источником, расположенным в поле зрения термографической камеры. Этот источник, температура которого известна, фиксирует одну рабочую точку на граду-

Градировочные кривые камер.

1 — THV 680 SW, объектив $8 \times 8^\circ$, относительное отверстие 1:2,5; 2 — THV 680 LW, объектив $8 \times 8^\circ$, относительное отверстие 1:2,5.



ировочной кривой, что позволяет поставить в соответствие каждому из полученных значений напряжений видеосигнала в картине определенную эффективную температуру.

Замечание. Описанная методика позволяет устранить влияние любых составляющих дрейфа, связанных с температурой камеры.

12.

Получение изображения и проведение измерений в инфракрасной термографии

Радиометрические измерения с инфракрасной тепловизионной системой связаны с мгновенным полем зрения системы. Это поле, содержащее мгновенное значение мощности излучения, воспринимаемой инфракрасным приемником, определяется телесным углом, стягиваемым чувствительным элементом приемника от основной оптики. Пространственное разрешение системы определяется также другими факторами, такими, как качество оптики, скорость анализа пространства, с которой связана полоса пропускания электрических частот, и различная фильтрация при обработке сигнала.

12.1. ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ

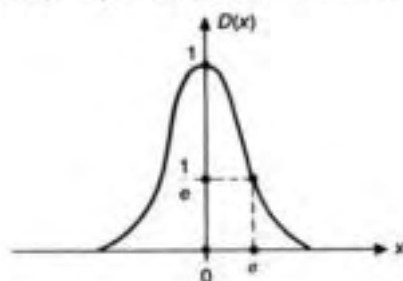
Пространственное разрешение системы дает число раздельно различаемых точек в изображении в функции выбранного критерия различения, тогда как понятие мгновенного поля зрения определяет измеряемую зону, но в течение бесконечно короткого промежутка времени. Результирующий сигнал — это свертка импульсной реакции системы и теплового распределения по объекту.

Линейная импульсная реакция $D(x)$ по направлению x развертки учитывает размер приемника, изменения его локальной чувствительности вдоль направления x , пятно рассеяния оптики (за счет aberrаций и дифракции) и полосу пропускания применяемого усилителя. Эксперимент показывает, что совокупное влияние всех этих параметров системы обуславливает импульсную реакцию в форме гауссоиды, описываемой функцией

$$D(x) = \exp(-x^2/\sigma^2),$$

где σ — абсцисса, соответствующая уменьшению этой функции до $1/e = 0,368$.

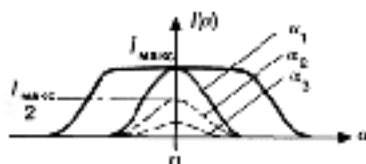
Тогда можно измерить пространственное разрешение системы, придавая объекту форму узкой щели с высоким тепловым контрастом и угловой шириной α , определяемой функцией $\text{rect}(x/\alpha)$. Реакция на такой объект или изображение ще-



ля, создаваемое системой, описывается сверткой

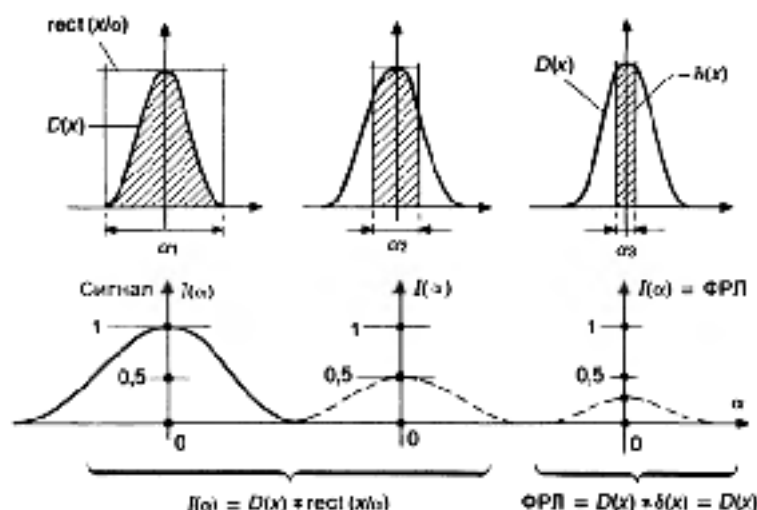
$$I(\alpha) = \text{rect}(x/\alpha) * D(x) = \int_{-\alpha/2}^{+\alpha/2} D(x - x_0) dx.$$

Заметим, что для очень узкой щели, т. е. для очень малого α , эта функция называется функцией рассеяния линии (ФРЛ), которая стремится к $D(x)$, когда α стремится к нулю.



Максимальная чувствительность системы получается при $x_0 = 0$ и выражается относительной величиной, соответствующей угловой величине α :

$$I_{\text{max}}(\alpha) = \frac{\int_{-\alpha/2}^{+\alpha/2} \exp[-(x^2/\sigma^2)] dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} \exp[-(x^2/\sigma^2)] dx} = \frac{\int_0^{\alpha/2} \exp(-x^2) dx}{\int_0^{\infty} \exp(-x^2) dx}.$$



Эта функция дает относительную максимальную величину сигнала от щели — функцию реакции на щель (ФРЩ). Она рассчитана здесь численным интегрированием. Некоторые полученные значения приведены в следующей таблице:

$I_{\text{max}}(\alpha)$	0,5	0,8	0,9	0,99
α	0,96σ	1,8σ	2,32σ	3,64σ

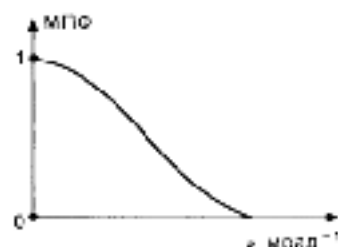


Пространственное разрешение определяется также оптической передаточной функцией (ОПФ), которая является нормированной величиной преобразования Фурье импульсной реакции $D(x)$, т. е.

$$\text{ОПФ} = \exp(-\pi^2 \sigma^2 \nu^2),$$

где ν — пространственная частота.

Модуль ОПФ — модуляционная передаточная функция (МПФ) определяет контраст изображения, формируемого системой на каждой пространственной частоте ν , содержащейся в объекте. Можно также выразить эту величину в функции временной частоты f . Скорость анализа при сканировании позволяет определить связь между пространственными и временными координатами. Тогда временная импульсная реакция системы будет характеризоваться новым временным коэффициентом σ_t .



Если τ_j — эффективная продолжительность одной строки в поле зрения изображения θ , то

$$\tau_j = (1/f_j)\rho,$$

где f_j — частота строк, а ρ — часть строки, используемая в изображении. Число пространственных периодов, содержащихся в поле зрения θ , равно числу временных периодов сигнала, содержащихся в используемой строке, т. е.

$$\theta \nu = \tau_j f.$$

ОПФ, выраженная в функции временной частоты, запишется в виде

$$\text{ОПФ}_f = \exp[-\pi^2 \sigma^2 (\tau_j f / \theta)^2] = \exp(-\pi^2 \sigma_t^2 f^2),$$

где $\sigma_t = \sigma(\tau_j / \theta)$.

Заметим, наконец, что одномерная ОПФ системы является преобразованием Фурье ФРЛ.

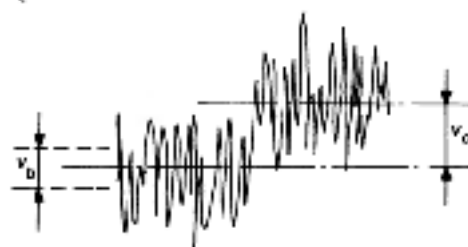
12.2. ТЕМПЕРАТУРНОЕ РАЗРЕШЕНИЕ

Температурное разрешение, так же как и пространственное разрешение, определяется рядом характеристик.

Эквивалентная шуму разность температур ΔT_n представляет собой разность температур двух черных тел (объекта и фона), при которой пиковый сигнал v_c равен эффективной величине шума v_b системы

$$\Delta T_n = T_2 - T_1 \text{ при } v_c = v_b,$$

$$\Delta T_n = (T_2 - T_1)(v_b/v_c).$$

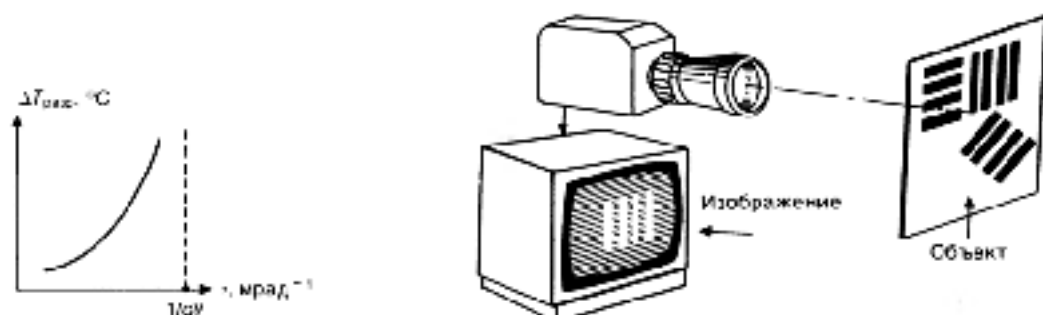


Величина ΔT_n вычисляется по формуле

$$\Delta T_n = \frac{4\sqrt{\Delta f}}{(\phi/f)^2 \sqrt{n} \sqrt{A} D_{\lambda \max}^* \int_0^{\infty} \mathcal{S}_{\text{пр } \lambda} \mathcal{S}_{\text{опт } \lambda} \frac{dR}{d\lambda} (a, T_{\text{об}}) d\lambda}$$

где R — энергетическая светимость объекта, ϕ/f — относительное отверстие, Δf — полоса пропускания (3 дБ), A — площадь чувствительной поверхности приемника, $\mathcal{S}_{\text{пр } \lambda}$ — спектральная чувствительность приемника, n — число чувствительных элементов приемника.

Минимальная разрешаемая разность температур $\Delta T_{\text{разр}}$ получается при наблюдении миры, состоящей из четырех штрихов на равномерном фоне при температуре окружающей среды. Эти измерения проводятся в центре и на краю поля зрения системы для горизонтальной, вертикальной и наклонной ориентаций штрихов миры. Система регулируется так, чтобы оптимизировать наблюдение



Зависимость $\Delta T_{\text{разр}}$ от угловой пространственной частоты ν .
 $\delta\theta$ — мгновенное поле зрения.

миры на экране блока визуализации на пределе различения. Величина $\Delta T_{\text{разр}}$ — это такая разность температур между штрихами миры и фоном, которая на данной пространственной частоте ν достаточна для визуального восприятия изображения миры на пределе различения (визуальный контраст почти равен нулю). Эта величина даст связь между температурным и пространственным разрешением. Другими словами, речь идет о видимом температурном контрасте, необходимом для различения деталей изображения. Очевидно, что детали, воспринимаемые с контрастом, практически равным нулю, не могут быть объектом радиометрических измерений.

12.3. ПОЛУЧЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ И ИЗМЕРЕНИЯ

Существуют две совершенно различные концепции при оценке задач и возможностей термографии — получение изображения, позволяющего производить обзор, определять местоположение объектов и распознавать их формы, и проведение радиометрических измерений, связанных с определением яркостной температуры поверхности данного объекта.

12.3.1. ПОЛУЧЕНИЕ ТЕПЛОВОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

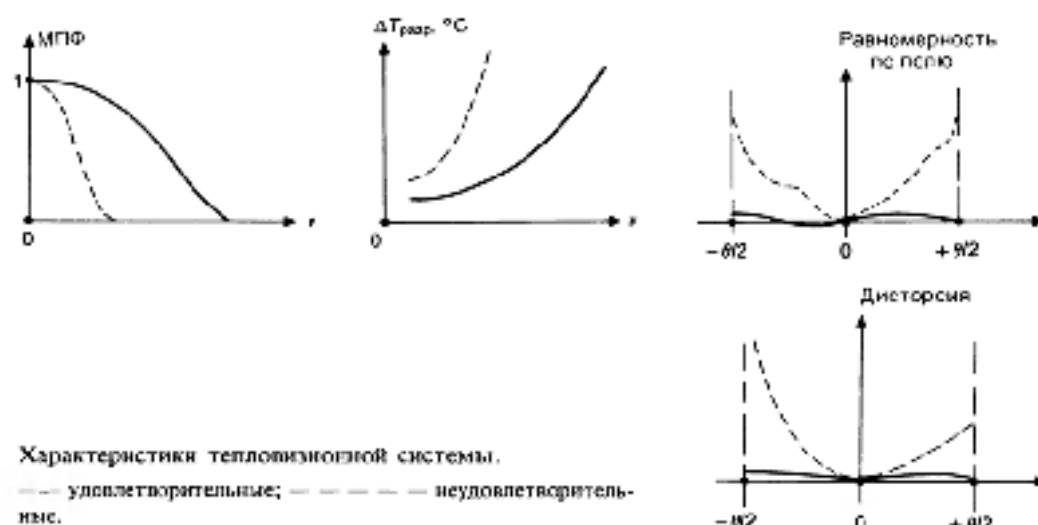
Речь идет о преобразовании тепловых контрастов в видимые глазом, т. е. о преобразовании энергетических яркостных контрастов в инфракрасной области в яркостные контрасты в видимой области спектра. Конечным средством наблюдения является глаз и критерии качества изображения те же, что и при наблюдении традиционных изображений глазом (оптического, фото- или телевизионного изображений и т. п.).

Эти критерии следующие:

- четкость или пространственное разрешение (МПФ),
- динамический рабочий диапазон,
- яркостные контрасты в изображении,
- чувствительность к предельным температурным контрастам ($\Delta T_{\text{горч}}$),
- отсутствие искажений,
- равномерность чувствительности по полю.

Система для получения теплового изображения (тепловизионная система) должна иметь возможно более высокие значения перечисленных критериев, из которых в количественном отношении наиболее важными являются характеристики МПФ и $\Delta T_{\text{разр}}$. Резюмируя, можно сказать, что общие принципы построения систем, например с одноэлементным приемником, должны обеспечивать высокую четкость, для чего требуется чувствительный элемент приемника малого размера (как можно более близкого к определяемому дифракционным пределом оптики), большое число строк и большое число точек в строке. Частота мельканий изображения должна лежать за пределами граничной для глаза частоты мельканий, чтобы обеспечить комфортность наблюдения.

Все это приводит к необходимости использовать очень широкую полосу пропускания. Постоянную составляющую сигнала сохранять невыгодно. Шумы в широкой электрической полосе в конечном счете не очень портят температурное визуальное разрешение $\Delta T_{\text{разр}}$, так как глаз мало чувствителен к шумам на высоких частотах, которые он интегрирует.



12.3.2. ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ

Система должна иметь характеристики, отвечающие общим требованиям к измерительным приборам. Должно быть исключено влияние дрейфа и обеспечены условия стабильности во времени. Пространственное разрешение приобретает здесь другой смысл, так как здесь важно не восприятие разрешаемой точки, а численная характеристика информации, содержащейся в изображении. Для этого нужно выбрать такое значение углового размера α , которое соответствовало бы величине ФРШ, равной $1 - \epsilon$, где ϵ — выраженная в долях единицы допустимая ошибка измерений, т. е. точность определения системой температуры.

Например, пространственное разрешение инфракрасной термографической системы AGA 780 определено изготовителем путем наблюдения сигнала, получаемого от тонкой щели с высоким температурным контрастом. Когда ширина щели уменьшается до такой величины, что амплитуда сигнала становится равной половине своего значения, получаемого при полном открытии щели (иными словами, когда разрешение соответствует 50%-ной модуляции) получаем угловой размер α_0 ширины щели

$$\text{ФРШ}(\alpha_0) = 0,5.$$

Тогда $\sigma = \alpha_0/0,96$ (см. разд. 12.1)

и

ФРШ(α)	0,5	0,8	0,9	0,99
α_0		$1,9\alpha_0$	$2,4\alpha_0$	$3,8\alpha_0$

Таким образом, максимальный сигнал от щели, получаемый с точностью $\epsilon = 1\%$ (ФРШ = 0,99), имеет место при ширине щели, в 3,8 раза превышающей ширину, соответствующую 50%-ной модуляции. Ошибка $\epsilon = 1\%$ для системы с относительным отверстием 1:1,8 соответствует 0,2 изотермической единицы при

температуре около $20\text{ }^{\circ}\text{C}$, т. е. $0,25\text{ }^{\circ}\text{C}$, и приблизительно характеризует температурную точность системы при этих условиях. Заметим, что для достижения максимальной точности $0,13\text{ }^{\circ}\text{C}$ необходимы $\varepsilon = 0,5\%$ и $\text{ФРЦ} = 0,995$. Отсюда видно, что обычно получаемое разрешение порядка 128 точек на строку при решении измерительных задач не сохраняется, так как в действительности для достижения теоретической точности $0,25\text{ }^{\circ}\text{C}$ пространственное разрешение падает до $128/3,8 = 32$ точки на строку.

Подытожим требуемые для проведения температурных измерений условия.

Выбор мгновенного поля, позволяющего получить при измерениях максимальное значение сигнала, которое соответствовало бы требуемой точности измерений (ФРЦ).

Хорошее отношение сигнала к шуму (ΔT_n).

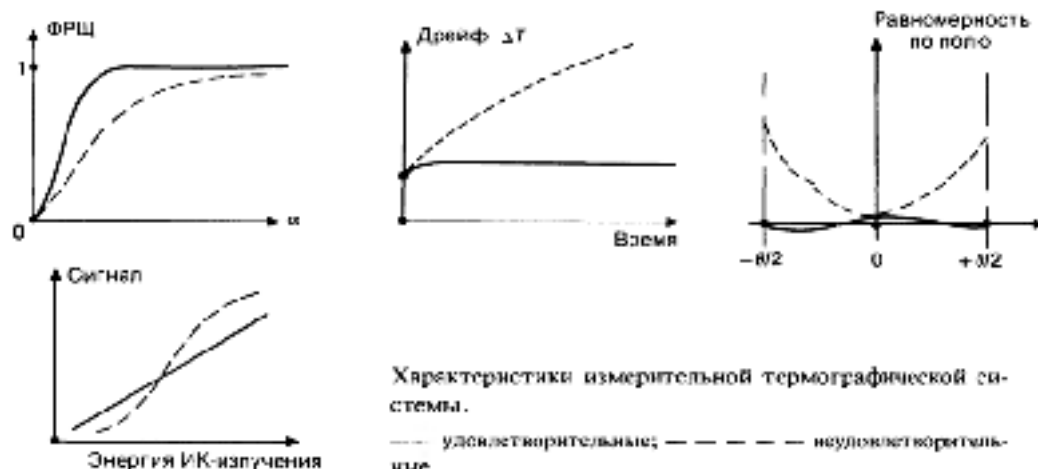
Стабильность на длительный срок при абсолютных измерениях и ста-

бильность на средний срок при относительных измерениях (дрейф).

Сохранение постоянного уровня при абсолютных измерениях.

Линейность в рабочей области.

Равномерность чувствительности по полю.



12.3.3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подытожим еще раз важнейшие параметры и характеристики, используемые для оценки тепловизионных и измерительных систем.

Термография	
Тепловизоры	Измерительные системы
МПФ	ФРЦ
$\Delta T_{\text{газр}}$	ΔT_n
Равномерность по полю	Дрейф
Дисторсия	Равномерность по полю
	Постоянная составляющая

Видно, что, за исключением равномерности по полю, среди фундаментальных критериев нет таких, которые были бы важны для обеих категорий приборов. Поэтому бессмысленно применять критерии, важные для тепловизоров, к измерительным термографическим системам и наоборот при сравнении различной аппаратуры.

12.4. ПРИМЕР ПРИМЕНЕНИЯ

Чтобы уточнить введенные выше понятия, применим описанные параметры к тепловизионным и измерительным термографическим системам (каждую группу параметров к своей категории аппаратуры) и покажем, что сравнение можно проводить только с учетом основной цели использования аппаратуры (получение изображения или измерение). Пример может дать дополнительные сведения, полезные для оптимизации параметров.

Рассмотрим следующие системы.

Аппаратура А: термографическая инфракрасная камера с одноэлементным приемником излучения и системой сканирования с двумя вращающимися преломляющими призмами.

Поле $20 \times 20^\circ$

Спектральная чувствительность в диапазоне 8—12 мкм

Относительное отверстие оптики 1:1,8

Частота кадров 25 Гц

Частота строк 2500 Гц

Число полезных строк в кадре 70

Число точек в строке ~ 100 (при 50%-ной модуляции)

Чересстрочная развертка с кратностью 4

Аппаратура Б: термографическая инфракрасная камера с одноэлементным приемником излучения и колеблющимися зеркалами.

Поле $14 \times 18^\circ$

Спектральная чувствительность в диапазоне 8—12 мкм

Относительное отверстие оптики 1:1

Частота кадров 60 Гц

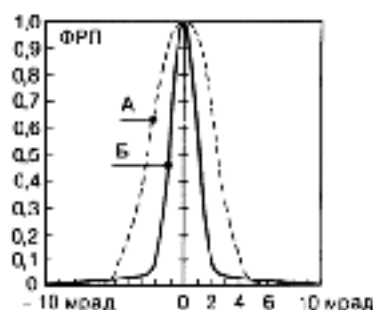
Частота строк 7866 Гц

Число полезных строк в кадре 170

Число точек в строке 220 (при 50%-ной модуляции)

Чересстрочная развертка с кратностью 2

Выход видеосигнала на телевизионный стандарт путем раздвоения инфракрасных строк на два чересстрочных полукадра.



Одномерная импульсная реакция.

12.4.1. ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ

Если при 50%-ной модуляции разрешение по горизонтали в системе Б (220 точек на строку) выше, чем в системе А (100 точек на строку), то при 95%-ной модуляции обе системы дают не более трех десятков точек на строку. При 99%-ной модуляции камера А еще сохраняет разрешение 27 точек на строку, тогда как камера Б дает не более 17.

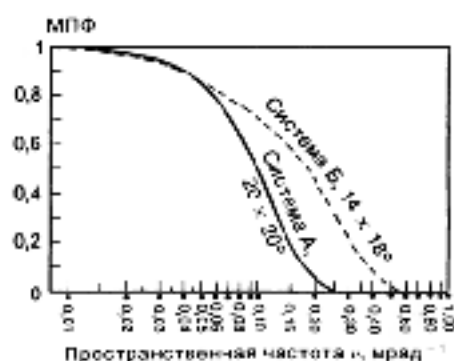
ФРЦ по горизон- тали	Число точек по горизонтали		ФРЦ по горизон- тали	Число точек по горизонтали	
	камера А	камера Б		камера А	камера Б
0,99	27	17	0,75	66	120
0,95	35	31	0,50	100	220
0,90	43	57			

При 50%-ной модуляции разрешение по вертикали у камеры Б в 1,7 раза выше, чем у камеры А. При 90%-ной модуляции разрешение становится одного порядка, тогда как при 99%-ной модуляции камера А имеет разрешение, вдвое большее, чем камера Б.

ФРЦ по верти- кали	Число точек по вертикали		ФРЦ по верти- кали	Число точек по горизон- тали	
	камера А	камера Б		камера А	камера Б
0,99	24	11	0,75	59	80
0,95	31	20	0,50	90	150
0,90	38	38			

Строго говоря для получения изображения глубина модуляции не является важным параметром: камера Б дает изображение с лучшей четкостью (33 000 точек в изображении), чем камера А (9000 точек в изображении). Это положение подтверждается видом модуляционной передаточной функции (МПФ).

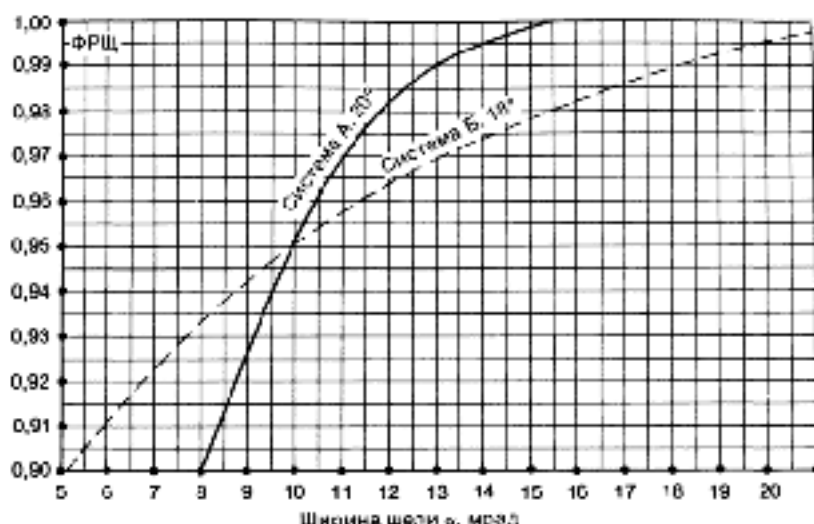
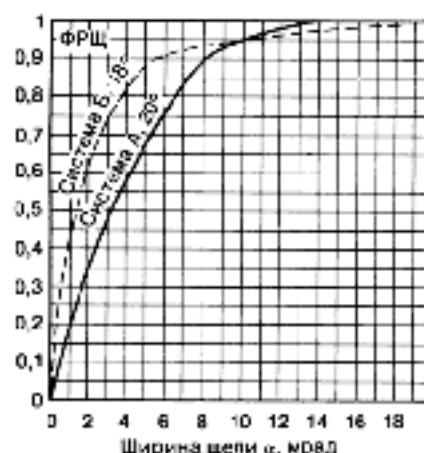
Для проведения измерений система А обладает лучшими характеристиками, поскольку при 99%-ной модуляции (ошибка 1%) число мгновенных полей зрения, в которых могут



Модуляционная передаточная функция (МПФ).

Граничная частота: 0,25 м/рад⁻¹ (камера А), 0,55 м/рад⁻¹ (камера Б).

проводятся измерения, во всем изображении равно $27 \times 24 = 648$. Система Б в тех же условиях дает только $17 \times 11 = 187$ мгновенных полей.



Замечание 1. Существенное затягивание функции ФРЦ камеры Б связано с растянутым хвостом импульсной реакции $D(x)$. Это растягивание обусловлено наличием значительных геометрических aberrаций (объектив с очень большим относительным отверстием 1:1, деформация зеркала строчной развертки, колеблющегося с очень высокой частотой 3933 Гц и т. д.).

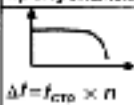
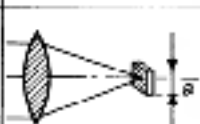
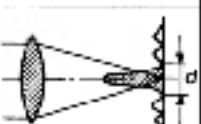
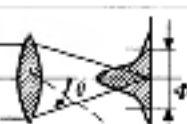
Лучшие характеристики получаются, когда система ограничена дифракцией, т. е.

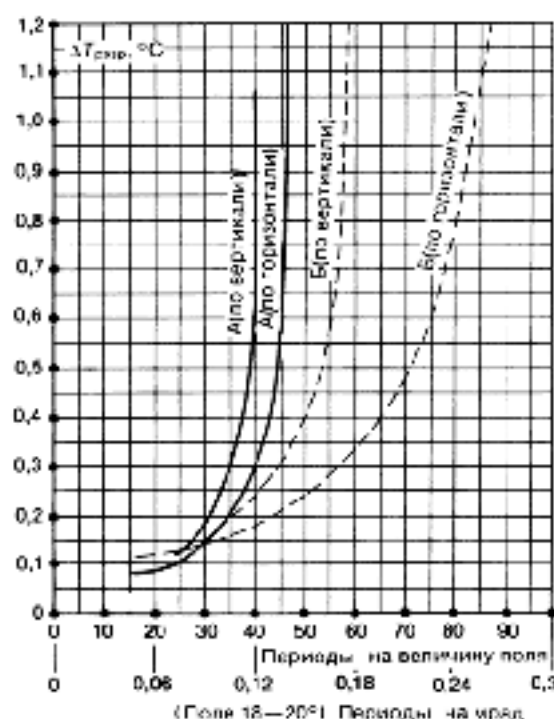
$$\Phi < d - a.$$

В обеих системах эти условия не реализуются. Действительно,

$$\begin{array}{ll} \text{камера А} & \Phi < a, \quad \text{но} \quad a \gg d \\ \text{камера Б} & d \sim a, \quad \text{но} \quad \Phi > d \sim a \end{array}$$

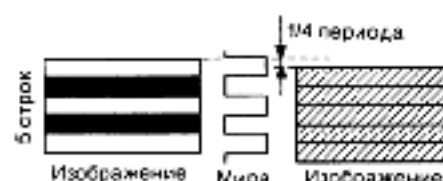
Последнее условие $\Phi > d$ особенно невыгодно с точки зрения измерений, так как это ведет к затягиванию ФРЦ.

Электричес- кая полоса пропускания	Приемник	Дифракция	Аберрации
 $\Delta f = f_{\text{ср}} \times n$			
	Размер a	Относительное отверстие σ/F $d = 2,44\lambda(F/\sigma)$	$\phi = (F/\sigma)^2 + (F/\sigma)^2 \theta +$ (85% анаглии)
Камера А (8—12 мкм)	250 мкм	1:1,8 ~ 50 мкм	~ 150 мкм
Камера Б (8—12 мкм)	25 мкм	1:1 ~ 25 мкм	> 50 мкм



Замечание 2. Из рассмотрения зависимостей $\Delta T_{\text{разр}}$ от пространственной частоты (выраженной в числе периодов на поле или в периодах на мрад) следует, что разрешение по горизонтали обычно превосходит разрешение по вертикали. Это связано с процессом получения изображения с помощью развертки.

Периодическая мира, период которой по вертикали равен ширине двух следующих друг за другом строк, воспроизводится с хорошим контрастом, если периоды миры оказываются в фазе со строками развертки. Если сместить миру на четверть периода, изображение получается с помехами и не содержит уже периодической модуляции. Только более низкие пространственные частоты по вертикали (составляющие примерно четверть частоты



ты строк по вертикали) могут быть переданы при любом положении относительно развертки (явление бией между периодическими структурами строки — мира). На практике это явление ослабляется наложением строк, т. е. частичным перекрытием одной строки соседней.

В горизонтальном направлении изображение получается в процессе свертки между миром и импульсной реакцией. Здесь отсутствует ограничение из-за бией, чем и объясняется асимметрия разрешения по горизонтали и вертикали.

Допуская снижение критерия разрешения до 50% модуляции сигнала, получим при изображении объекта в виде шели от системы А изображение с числом точек 100 по горизонтали и 90 по вертикали (т. е. 1,5 строки на точку). Система Б дает изображение с числом точек 220 по горизонтали и 150 по вертикали (т. е. 1,7 строки на точку).

Для системы Б существует более ярко выраженная разница между $\Delta T_{\text{разр}}$ по горизонтали и $\Delta T_{\text{разр}}$ по вертикали, в значительной мере обусловленная форматом поля ($14 \times 18^\circ$), которое не квадратное, а имеет отношение вертикального размера к горизонтальному 0,8. Однако часть этой разницы обусловлена, возможно, системой представления изображения на мониторе после преобразования в стандарт, где каждая строка инфракрасного изображения занимает две телевизионные строки.

Замечание 3. Величина $\Delta T_{\text{разр}}$, получаемая почти для нулевого визуального контраста, может дать приемлемые результаты только в режиме получения изображения.

В заключение представим пространственное разрешение двух систем, как для получения изображения, так и для измерений (с. 332)

12.4.2. ТЕМПЕРАТУРНОЕ РАЗРЕШЕНИЕ

Величины разностей температур, эквивалентных шуму, составляют в режиме измерений

$$\Delta T_{\text{п.сист. А}} = 0,10^\circ \text{C},$$

$$\Delta T_{\text{п.сист. Б}} = 0,17^\circ \text{C},$$

т. е. система А по чувствительности превосходит систему Б. Между тем вследствие интеграции шумов в режиме визуализации температурное разрешение этих систем может быть улучшено.

Принципиальным фактором, определяющим шум, является ширина электрической полосы пропускания обеих систем, в которых используется однотипный приемник. Эта ширина может быть оценена исходя из частоты строк $f_{\text{стр}}$, умноженной на число точек в строке n :

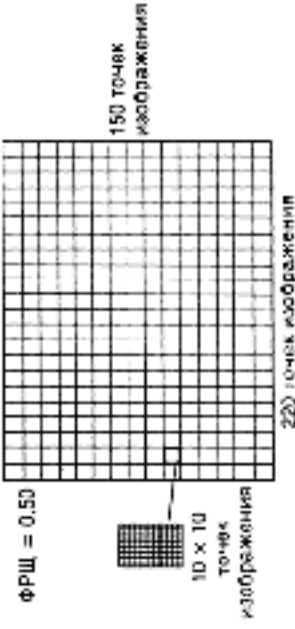
$$\Delta f = f_{\text{стр}} n.$$

$$\text{Система А: } \Delta f = 2500(100/0,70) = 360 \text{ кГц},$$

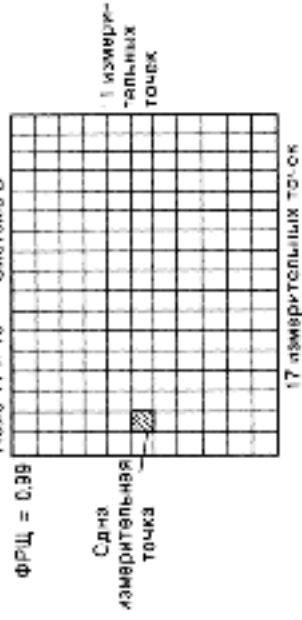
$$\text{система Б: } \Delta f = 7866(220/0,70) = 2,5 \text{ МГц}$$

(для 70% полезного времени от полного времени строки).

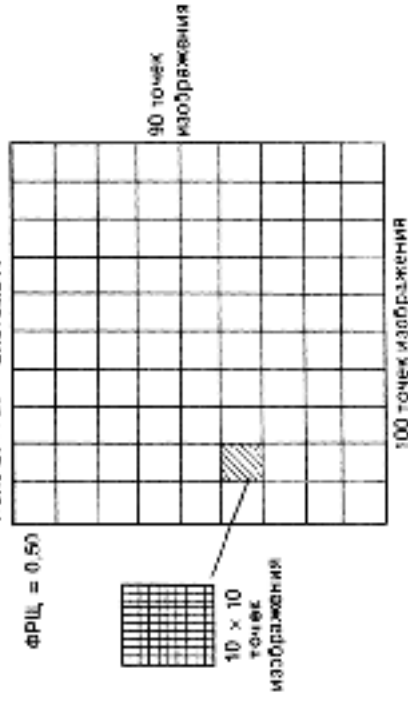
Поле 14 × 18° Система Б



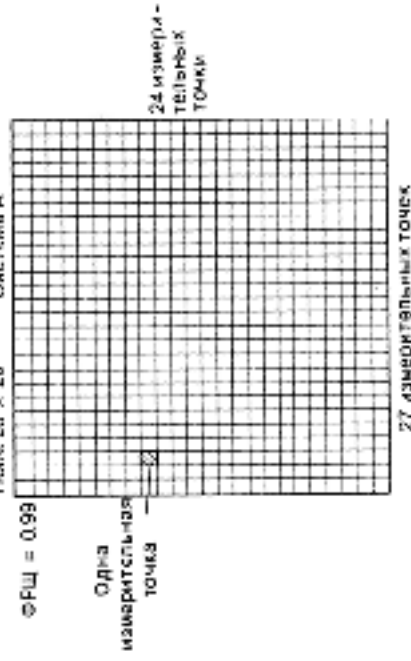
Поле 14 × 18° Система Б



Поле 20 × 20° Система А



Поле 20 × 20° Система А



Получение теплового изображения.
Пространственное разрешение.

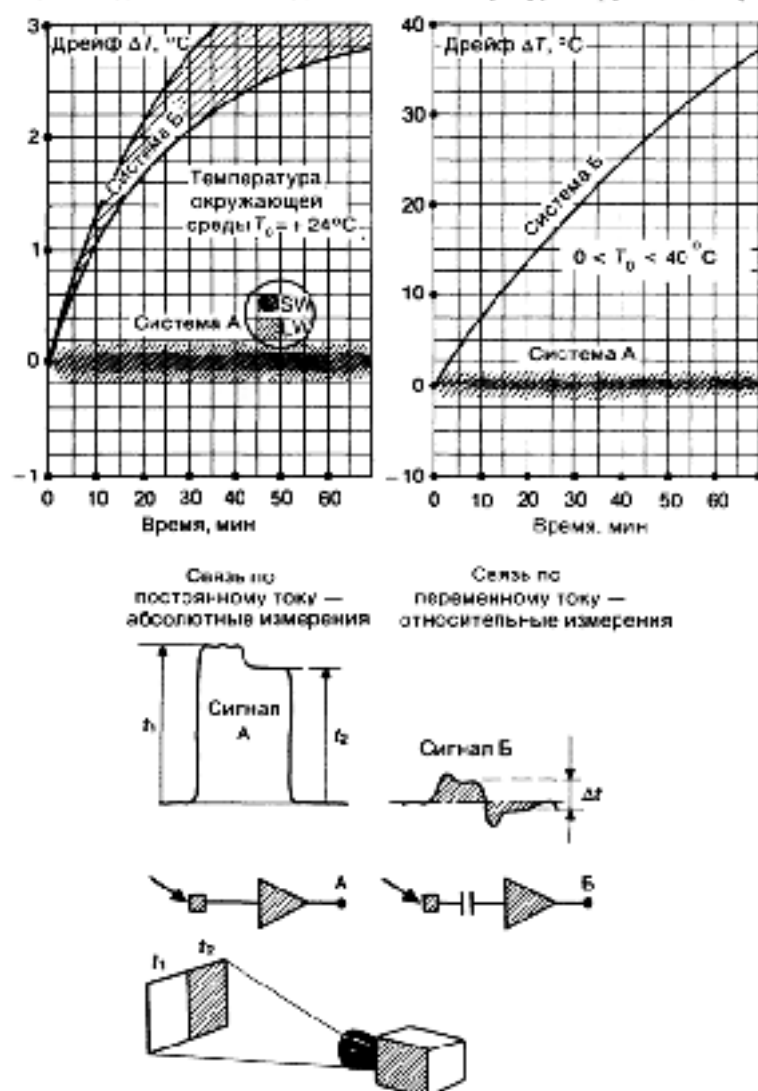
Радиометрические измерения.
Пространственное разрешение.

В режиме измерений эти данные относятся к уровню сигнала, на котором осуществляется обработка (а не к уровню визуализации!) и температурное разрешение при измерениях определяется величиной $\Delta T_{\text{из}}$ (а не $\Delta T_{\text{разр}}$!). В режиме получения изображения задача состоит в выявлении как можно более малых температурных контрастов деталей изображения, и следует рассматривать и учитывать величину $\Delta T_{\text{разр}}$.

Итак, система А, рассматриваемая применительно к измерениям, имеет лучшее температурное разрешение, тогда как с точки зрения получения изображения эта система лучше различает только протяженные объекты со слабым контрастом, а объекты небольших размеров (высокие пространственные частоты) передаются с лучшим визуальным контрастом системой В.

12.4.1. СТАБИЛЬНОСТЬ ВО ВРЕМЕНИ

Сравнение вариаций, связанных с дрейфом в двух системах при стабильной ($+24^{\circ}\text{C}$) и при изменяющейся в диапазоне от 0 до $+40^{\circ}\text{C}$ температуре окружающей среды T_0 , пока-



ывает что только система А может рассматриваться как аппаратура, пригодная для абсолютных измерений ($\Delta T_{\text{абс}} \approx 1^\circ\text{C}$). Система Б из-за ее значительного дрейфа и схемы обработки, работающей по переменному току (в результате чего исключается постоянная составляющая сигнала, содержащая информацию об абсолютных величинах), может работать только как прибор для относительных измерений, и в поле зрения системы должен находиться эталонный источник. Система А имеет схему обработки, работающую по постоянному току.

12.4.4. ДРУГИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Равномерность по полю и пропускание оптики в системе Б очень хорошие благодаря выбору системы сканирования на зеркалах. Оптическая часть системы А характеризуется значительным поглощением (30–35% пропускания), что приводит к неравномерности чувствительности по полю из-за различного поглощения в призмах развертки при сканировании изображения. Регулярный и стабильный характер этой неравномерности позволяет в принципе осуществлять локальную коррекцию.

12.4.5. РЕГИСТРАЦИЯ СИГНАЛОВ

Инфракрасные термографические системы дают аналоговые сигналы, полезный динамический диапазон которых составляет 80–85 дБ (10 000 — 18 000 различных уровней). В настоящее время используются следующие средства магнитной записи.

Аналоговые магнитофоны

Видеоманитофоны имеют плохое отношение сигнала к шуму и не сохраняют постоянную составляющую сигнала. Динамический диапазон порядка 30 дБ позволяет различить несколько десятков уровней. Полоса пропускания $\Delta f = 1\text{--}2$ МГц. Этот вид регистрации мало пригоден для измерений и в соответствии со своим первоначальным назначением используется в режиме формирования изображения.

Приборные системы магнитной записи в режиме частотной модуляции позволяют сохранить постоянную составляющую сигнала и для стандарта IRIG, группа 1 ($\Delta f = 0 \div 80$ кГц), динамический диапазон порядка 50 дБ, дают около 300 уровней. Эти приборы могут использоваться только после сжатия или разделения на зоны сигналов, идущих от камеры.

Цифровые магнитофоны

Приборные системы магнитной записи снабжены каналом импульсно-частотной модуляции (ИЧМ-каналом), обеспечивающим максимальную скорость записи (при скорости ленты 2,88 м/с), составляющую несколько Мбит/с. При подходе к кодированию можно записать весь динамический диапазон (13 двоичных разрядов) с полосой пропускания 80–150 кГц на канал.

Число уровней	Цифровое кодирование (число разрядов)	Динамический диапазон, дБ	Число уровней	Цифровое кодирование (число разрядов)	Динамический диапазон, дБ
2	1	6	256	8	48 (приборный магнитофон)
4	2	12	512	9	54
8	3	18	1024	10	60
16	4	24	2048	11	66
32	5	30	4096	12	72 (1 канал ИЧМ)
64	6	36	8192	13	78
128	7	42	16384	14	84 (инфракрасная камера)

13.

Выбор спектральных диапазонов

Дифференциальная чувствительность в режиме измерений и тепловой контраст при воспроизведении изображения зависят в каждом конкретном случае от выбора рабочей спектральной полосы. Рассмотрим параметры, влияющие на этот выбор, и оценим их важность для каждого случая измерений. К таким параметрам относятся:

- спектральный коэффициент излучения материалов,
- мощность излучения объекта,
- тепловой контраст,
- пропускание атмосферы,
- свойства приемников излучения,
- характеристики паразитных излучений.

13.1. СПЕКТРАЛЬНЫЙ КОЭФФИЦИЕНТ ИЗЛУЧЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ

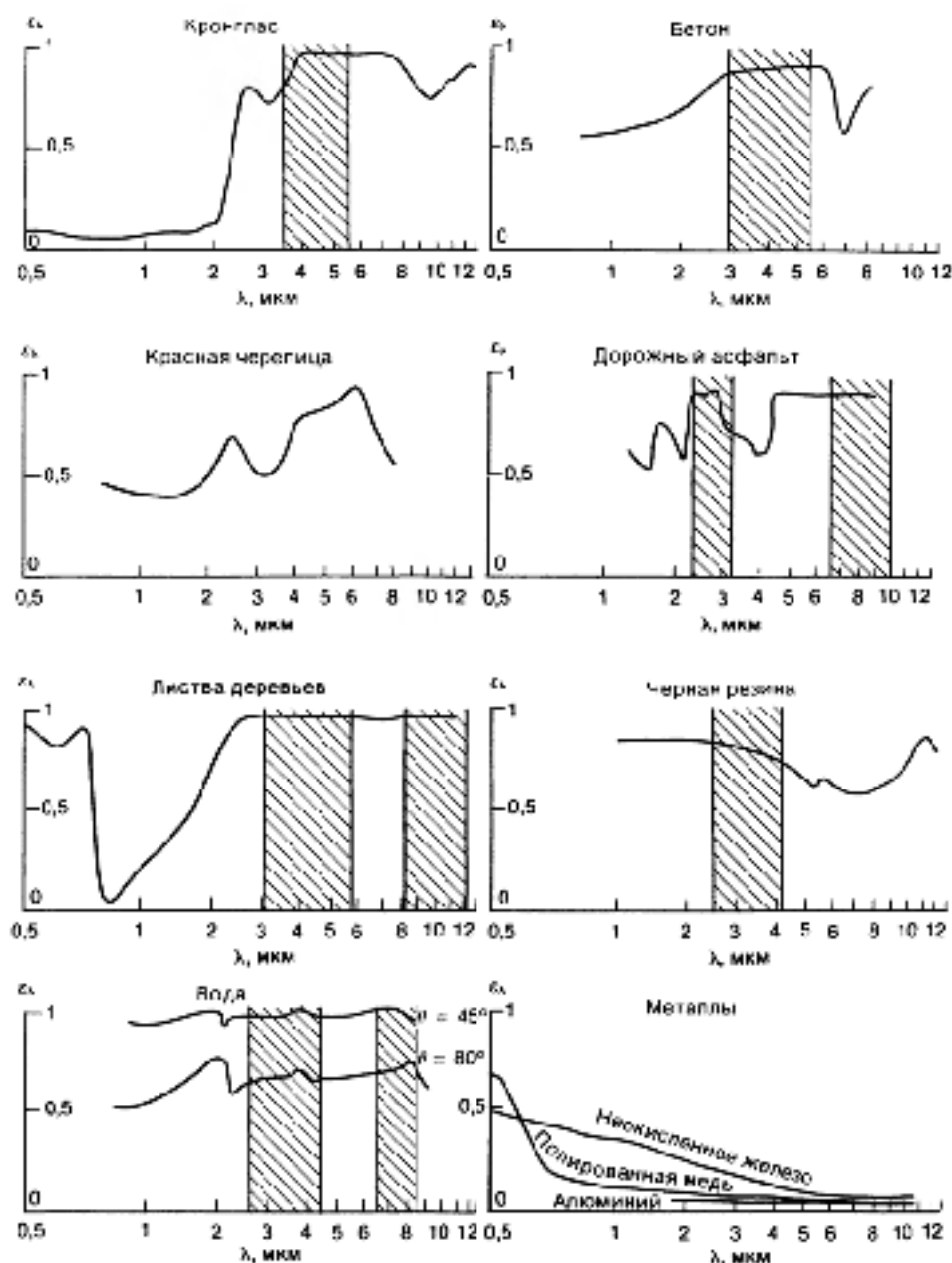
Очевидно, что энергия инфракрасного излучения, испускаемого объектом при данной температуре, наиболее велика, когда коэффициент излучения объекта близок к единице (черные тела). Некоторые материалы имеют изменяющийся по спектру коэффициент излучения, и поэтому существуют области длин волн, в которых значения коэффициента излучения более благоприятны для проведения тепловых измерений.

Ниже представлены кривые изменения спектрального коэффициента излучения некоторых материалов, обычно встречающихся в термографических применениях. Из рассмотрения этих кривых легко определить наиболее подходящие рабочие спектральные диапазоны. Следует, конечно, учесть также прозрачность атмосферы, что позволяет рекомендовать для тепловых измерений поверхностей следующие диапазоны:

Кронглас	3,8 — 5,5 мкм
Бетон	3 — 5,5 мкм
Красная черепица	2,5 — 3,5 мкм
Дорожный асфальт	3 — 4 мкм, 8—12 мкм
Листва деревьев	3 — 5,5 мкм 8—12 мкм
Черная резина	2,5 — 4,2 мкм
Вода	3,5 — 5,5-мкм, 8—10,5 мкм

Невозможно производить термографические измерения поверхностей материалов, коэффициент излучения которых меньше 0,2 (полированные металлы), из-за очень плохих соотношений между собственным излучением и отражением, а также пропусканием излучения окружающих предметов. Если такие измерения

необходимы, на поверхность следует нанести черную матовую краску с высоким коэффициентом излучения. В этом случае теплообмен с окружающей средой за счет излучения видоизменяется, и, насколько важны и допустимы эти изменения, может судить только оператор, проводящий измерения. Например, подобная



Спектральные коэффициенты излучения некоторых материалов.

проблема может возникнуть при термографическом исследовании электронной печатной схемы, компоненты которой находятся под напряжением. Действительно, измерение температуры транзисторов или интегральных схем, заключенных в металлические корпуса, делает целесообразным окраску поверхностей корпусов в черный цвет. Такая окраска благоприятствует рассеянию тепла от компонентов, смещая тем самым состояние равновесия схемы.

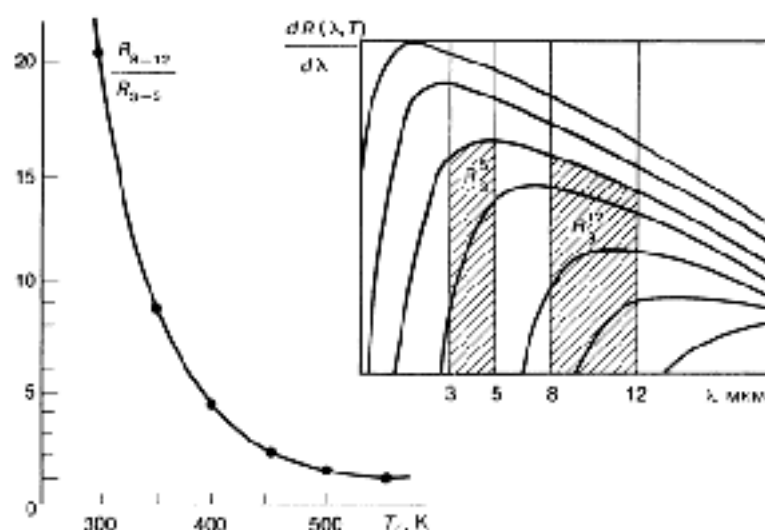
13.2. МОЩНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ ОБЪЕКТА

Мощность излучения, испускаемого единицей поверхности объекта, излучение которого предполагается аналогичным излучению черного тела, рассчитывается путем интегрирования закона Планка по рассматриваемой спектральной области $\Delta\lambda$:

$$R_{\Delta\lambda} = \int_{\Delta\lambda} \frac{dR(\lambda, T_o)}{d\lambda} d\lambda = \int_{\Delta\lambda} \frac{2\pi hc^2 \lambda^{-5}}{\exp(hc/\lambda kT) - 1} d\lambda.$$

В следующей таблице даны результаты расчета величин R_{3-5} , R_{8-12} и их отношения R_{8-12}/R_{3-5} для различных значений температуры T_o объекта

T_o R_o , Вт/см ²	300 К (27 °С)	350 К (77 °С)	400 К (127 °С)	450 К (177 °С)	500 К (227 °С)	1000 К (727 °С)
R_{3-5}	$5,97 \cdot 10^{-4}$	$2,86 \cdot 10^{-3}$	$9,51 \cdot 10^{-3}$	$2,46 \cdot 10^{-2}$	$5,32 \cdot 10^{-2}$	2,05
R_{8-12}	$1,22 \cdot 10^{-2}$	$2,47 \cdot 10^{-2}$	$4,22 \cdot 10^{-2}$	$6,46 \cdot 10^{-2}$	$9,14 \cdot 10^{-2}$	0,5
R_{8-12}/R_{3-5}	20,6	8,7	4,5	2,2	1,7	0,25



Кривая, характеризующая отношение R_{8-12}/R_{3-5} в функции температуры T_o объекта монотонно убывает, принимая значение 20 при температуре окружающей среды, значение 10 при температуре 70 °С и значение 5 при температуре

120 °С. Этот критерий, основанный только на энергетическом аспекте оценки излучения черного тела, показывает преимущество использования диапазона 8–12 мкм при невысоких температурах.

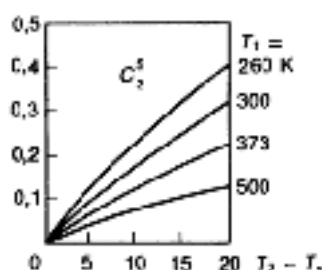
13.3. ТЕПЛОВОЙ КОНТРАСТ

Понятие теплового контраста связано с возможностью различить две зоны объекта, характеризующегося различными температурами или различными коэффициентами излучения. Этот критерий очень важен, поскольку он определяет дифференциальную чувствительность тепловых измерений, т. е. радиометрическую разрешающую способность.

Тепловой контраст в спектральной области $\Delta\lambda$ между двумя объектами, поддерживаемыми при температурах T_1 и T_2 , при условии, что излучение объектов предполагается подобным излучению черных тел, может быть описан функцией

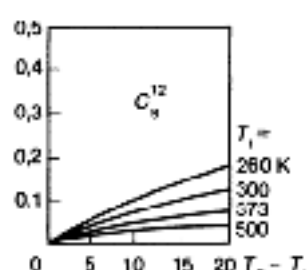
$$C = \frac{R_{\Delta\lambda}(T_2) - R_{\Delta\lambda}(T_1)}{R_{\Delta\lambda}(T_2) + R_{\Delta\lambda}(T_1)}.$$

Эта функция, рассчитанная для двух спектральных диапазонов $\Delta\lambda = 3\text{--}5$ мкм и $\Delta\lambda = 8\text{--}12$ мкм представлена следующими кривыми для различных значений T_1 и $T_2 - T_1$.



Тепловые контрасты в спектральной области $\Delta\lambda = 3\text{--}5$ мкм.

$$C_3^5 = \frac{R_3^5(T_2) - R_3^5(T_1)}{R_3^5(T_2) + R_3^5(T_1)}.$$



Тепловые контрасты в спектральной области $\Delta\lambda = 8\text{--}12$ мкм.

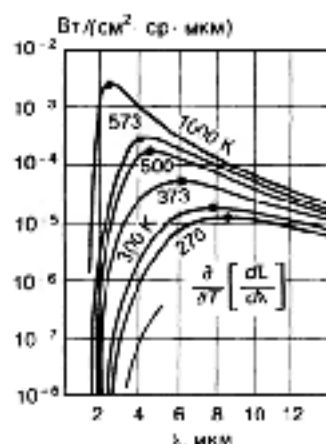
$$C_8^{12} = \frac{R_8^{12}(T_2) - R_8^{12}(T_1)}{R_8^{12}(T_2) + R_8^{12}(T_1)}.$$

Абсолютные значения температур рассчитаны в предположении, что излучение объектов подчиняется закону Планка, которому соответствует дифференциальная чувствительность, получаемая взятием производной

$$\frac{\partial}{\partial T} \left[\frac{dR(\lambda, T)}{d\lambda} \right] = \frac{hc \exp(hc/\lambda kT)}{\lambda k T^2 [\exp(hc/\lambda kT) - 1]} \frac{dR(\lambda, T)}{d\lambda},$$

где $R = \pi L$.

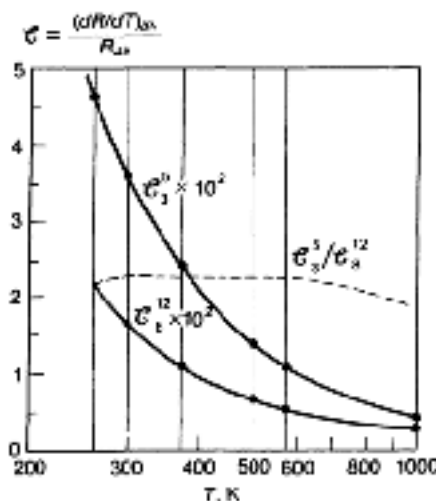
Для данной температуры максимальная чувствительность к тепловым различиям приходится на длину волны, меньшую, чем длина волны, соответствующая максимуму излучения. Понятие дифференциального теплового контраста может быть также определено из производной от закона Планка по температуре, про-



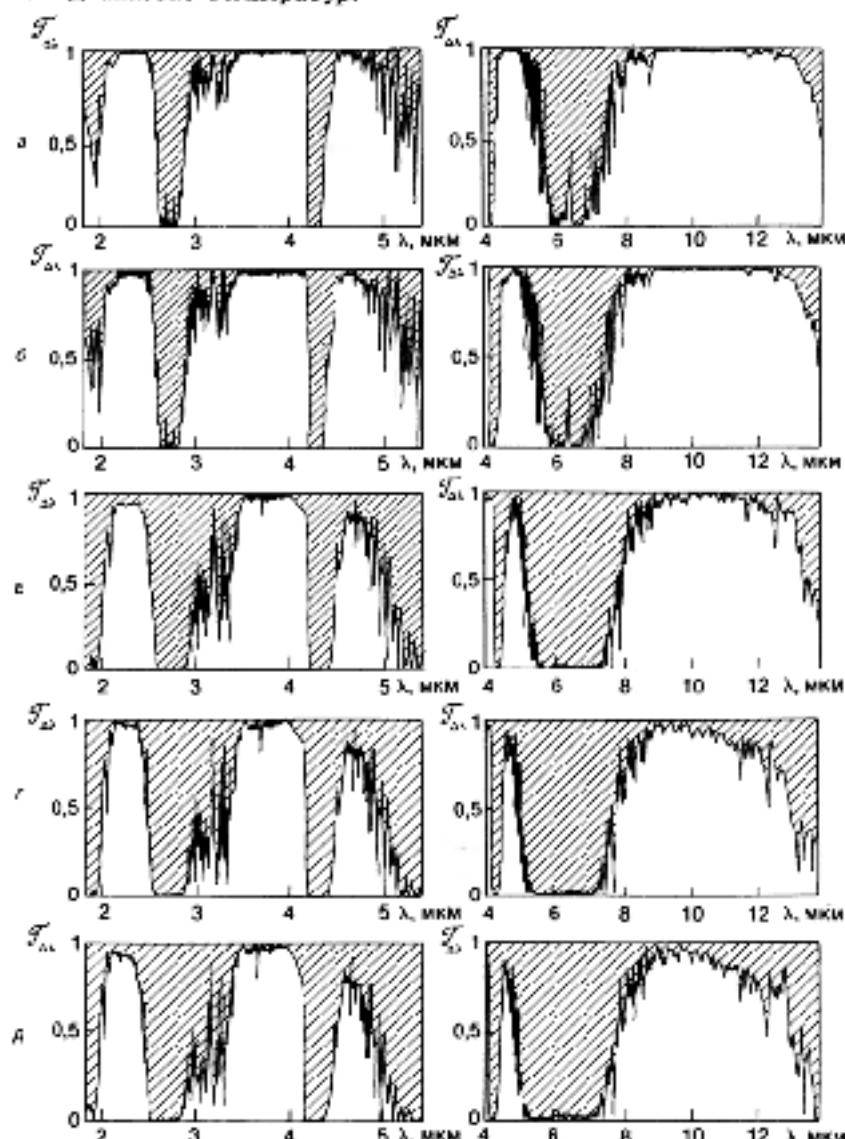
интегрированной по спектральной области $\Delta\lambda$. Тогда можно получить функцию относительного излучательного контраста

$$\epsilon = \frac{(dR/dT)_{\Delta\lambda}}{R_{\Delta\lambda}} = \frac{\int_{\Delta\lambda} (d/dT)[dR(\lambda, T)/d\lambda]d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} [dR(\lambda, T)/d\lambda]d\lambda},$$

T, K	260	300	373	500	573	1000
$[dR/dT]_3^5$, Вт/(см ² ·K)	$5,4 \cdot 10^{-6}$	$2,16 \cdot 10^{-5}$	$1,25 \cdot 10^{-4}$	$7,45 \cdot 10^{-4}$	$1,42 \cdot 10^{-3}$	$7,92 \cdot 10^{-3}$
R_3^5 , Вт/см ²	$1,14 \cdot 10^{-4}$	$5,97 \cdot 10^{-4}$	$5,19 \cdot 10^{-3}$	$5,32 \cdot 10^{-2}$	$1,31 \cdot 10^{-1}$	2,05
ϵ_3^5	$4,74 \cdot 10^{-2}$	$3,6 \cdot 10^{-2}$	$2,40 \cdot 10^{-2}$	$1,40 \cdot 10^{-2}$	$1,09 \cdot 10^{-2}$	$0,39 \cdot 10^{-2}$
$[dR/dT]_3^{12}$, Вт/(см ² ·K)	$1,24 \cdot 10^{-4}$	$1,98 \cdot 10^{-4}$	$3,48 \cdot 10^{-4}$	$5,75 \cdot 10^{-4}$	$6,79 \cdot 10^{-4}$	$9,8 \cdot 10^{-4}$
R_3^{12} , Вт/см ²	$5,76 \cdot 10^{-3}$	$1,22 \cdot 10^{-2}$	$3,21 \cdot 10^{-2}$	$9,14 \cdot 10^{-2}$	$1,37 \cdot 10^{-1}$	0,5
ϵ_3^{12}	$2,14 \cdot 10^{-2}$	$1,62 \cdot 10^{-2}$	$1,08 \cdot 10^{-2}$	$0,63 \cdot 10^{-2}$	$0,5 \cdot 10^{-2}$	$0,2 \cdot 10^{-2}$
$\epsilon_3^5 / \epsilon_3^{12}$	2,21	2,22	2,22	2,22	2,19	1,97



где $\mathcal{C} = 2C$ (для $T_2 - T_1 = 1\text{K}$). Выше в таблице приведены расчеты величины $\mathcal{C}$ для спектральных областей $\Delta\lambda_1 = 3\text{--}5\text{ мкм}$ и $\Delta\lambda_2 = 8\text{--}12\text{ мкм}$. Величины $(dR/dT)_{\Delta\lambda}$ даны в $\text{Вт}/(\text{см}^2 \cdot \text{K})$, а величины $R_{\Delta\lambda}$ — в $\text{Вт}/\text{см}^2$. Эти результаты показывают, что для малых разностей температур или коэффициентов излучения спектральный диапазон $3\text{--}5\text{ мкм}$ обеспечивает дифференциальную чувствительность примерно, в 2,2 раза большую, чем диапазон $8\text{--}12\text{ мкм}$, и это справедливо в широком диапазоне температур.



Спектральное пропускание атмосферы.

Измерения проведены 23 сентября 1972 г. в период от 00 ч 42 мин до 02 ч 18 мин восточного поясного времени при температуре воздуха $11\text{--}12^\circ\text{C}$ и относительной влажности (HR) $63\text{--}64\%$. Дания трассы: a — 57 м; $б$ — 80 м; $в$ — 600 м, $г$ — 1000 м, $д$ — 1300 м.

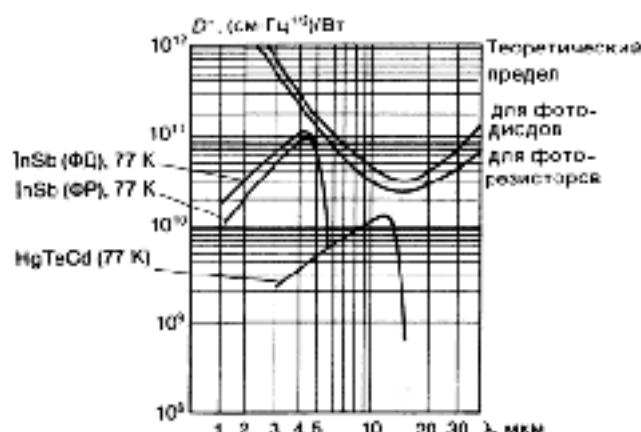
13.4. ПРОПУСКАНИЕ АТМОСФЕРЫ

Пропускание атмосферы зависит, конечно, от длины трассы, а также от метеорологических условий. Измерения и расчеты спектрального коэффициента ослабления излучения атмосферой позволяют определить наиболее благоприятные для проведения измерений спектральные области.

Если этот фактор довольно слабо действует на очень коротких дистанциях, то этого уже нельзя сказать для расстояний в несколько сотен метров, на которых атмосфера не только поглощает часть излучения, но и добавляет собственное излучение на трассе. В общем случае очень влажная атмосфера оказывает большее влияние в диапазоне 8—12 мкм, тогда как аэрозоли и дымка особенно неблагоприятны для диапазона 3—5 мкм. Необходимо также отметить очень сильное поглощение углекислым газом в интервале длин волн 4,2 — 4,4 мкм.

13.5. ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Как показывает теория, при идеальном обнаружении предел определяется не характеристиками системы приемник — предусилитель, а шумами падающего излучения, т. е. флуктуациями числа поступающих фотонов. Обнаружительная способность, непосредственно связанная с этим шумом, убывает с ростом длины волны. Рассмотренные факторы дают преимущества диапазону 3—5 мкм.



На практике фотонные приемники приближаются по характеристикам к идеальным приемникам, но, чтобы приблизиться к предельной обнаружительной способности, необходимо охлаждение, особенно глубокое в области больших длин волн. При одинаковом охлаждении приемники, чувствительные в спектральном диапазоне 3—5 мкм, в большей степени приближаются к теоретическому пределу.

Совместное действие этих двух факторов (убывание обнаружительной способности с длиной волны и роль охлаждения) приводит к тому, что приемник из антимонида индия (In Sb), охлаждаемый жидким азотом (77K) и чувствительный в диапазоне 3—5 мкм, имеет в 7 раз большую обнаружительную способность, чем приемник из КРТ (Hg Cd Te), охлаждаемый до той же температуры и чувствительный в диапазоне 8—12 мкм.

13.6. ПАРАЗИТНЫЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ

К числу факторов, определяющих ограничения, относится и сама система, так как она создает паразитный шум, связанный с собственным излучением ее компонентов. Поток, излучаемый различными частями системы (линзами, призмами, оправами, диафрагмами, зеркалами и т. п.), изменяется в зависимости от температуры внутри системы и добавляется к полезному сигналу, ограничивая возможности измерения. В соответствии с законом Планка, который показывает, что при окружающей температуре большая энергия излучения достигается в диапазоне 8—12 мкм, паразитный поток от самой системы создает особенно большие затруднения именно в этом диапазоне.

13.7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Среди упомянутых в начале главы параметров спектральный коэффициент излучения объекта прежде всего обуславливает выбор спектрального диапазона, наиболее благоприятного для проведения измерений. Для серых тел, коэффициент излучения которых постоянен по спектру, выбор рабочего спектрального диапазона зависит от других упомянутых факторов:

- мощности излучения, испускаемого объектом, $R_{\Delta\lambda}$;
- теплового контраста $\mathcal{E}_{\Delta\lambda}$;
- обнаружительной способности приемников $D_{\Delta\lambda}^*$;
- пропускания атмосферы $\mathcal{T}_{\Delta\lambda}$.

Если в прикладных задачах, связанных с измерениями на коротких дистанциях, влияние последнего фактора мало (пропускание атмосферы очень хорошее в обоих диапазонах: и в 3—5 мкм, и в 8—12 мкм), относительную важность каждого из остальных факторов определить затруднительно.

Мощность испускаемого объектом излучения после прохождения через атмосферу, оптику и фильтры должна достигнуть приемника, имея величину, превышающую величину эквивалентной шуму мощности приемника Φ_n . Следовательно, при низких температурах (или малых коэффициентах излучения) R_{3-5} меньше чем R_{8-12} , и на пороге обнаружения в канале 3—5 мкм сигнал более близок по величине к шумам. Отношение сигнала к шуму в этом канале меньше, чем в канале 8—12 мкм.

Указанные недостатки диапазона 3—5 мкм частично компенсируются лучшей обнаружительной способностью D_{3-5}^* по сравнению с D_{8-12}^* . Это означает, что при одинаковых площадях фоточувствительного элемента и одинаковых электрических полосах пропускания Φ_n приемника 3—5 мкм меньше, чем приемника 8—12 мкм. Поэтому приемники 3—5 мкм чувствительны к более слабым сигналам, чем приемники 8—12 мкм. Следовательно, логично ввести критерий качества измерений как произведение этих двух функций $R_{\Delta\lambda} D_{\Delta\lambda}^*$.

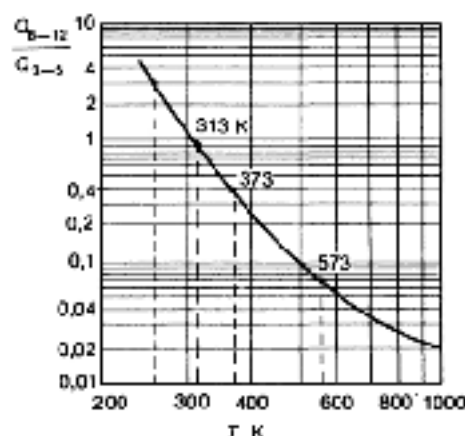
Более тонкой задачей является учет влияния теплового контраста, характеризующего дифференциальную чувствительность измерений, в то время как два предыдущих параметра характеризуют достижимые результаты абсолютных измерений. При одинаковой разности температур в спектральном диапазоне 3—5 мкм разница в коэффициентах излучения в 2,2 раза больше, чем в диапазоне 8—12 мкм, необходимое усиление сигналов 3—5 мкм меньше, и в той же полосе пропускания шум также меньше. Выгоду этого параметра можно учесть, умно-

жая $\epsilon_{\Delta\lambda}$ на два параметра, уже определенных ранее. Это приводит к симметричному выражению, в котором каждый параметр входит с одинаковым весом и позволяет определить коэффициент качества $Q_{\Delta\lambda}$:

$$Q_{\Delta\lambda} = R_{\Delta\lambda} \epsilon_{\Delta\lambda} D_{\Delta\lambda}^*$$

Конечно, можно предложить и другие выражения, учитывающие различный вес параметров в зависимости от особенностей применения аппаратуры, однако коэффициент качества в том виде, как он определен выше, соответствует общему теоретическому взгляду на явление. Ниже приведены таблица и кривая, показывающие, как меняется отношение Q_{8-12}/Q_{3-5} при различных температурах объекта.

T, K $t, ^\circ C$	260 -13	300 27	373 100	500 227	573 300	1000 727
R_{8-12}/R_{3-5}	50,5	20,5	6,2	1,7	1,05	0,24
$\epsilon_{8-12}/\epsilon_{3-5}$	0,45	0,45	0,45	0,45	0,46	0,51
D_{8-12}^*/D_{3-5}^*	0,14	0,14	0,14	0,14	0,14	0,14
Q_{8-12}/Q_{3-5}	3,2	1,3	0,4	0,1	0,07	0,02



Отношение Q_{8-12}/Q_{3-5} принимает значение, равное единице, при $T = 313 K = 40 ^\circ C$, т. е. при этой температуре безразлично, в каком диапазоне, 3—5 или 8—12 мкм, проводить термографические измерения. Необходимо отметить, что это отношение остается в пределах от 3 до 0,3 и, следовательно, не меняет порядок величины в диапазоне температур 260 — 400 К, т. е. ($-13 ^\circ C$) — ($+127 ^\circ C$). Эта область температур наиболее характерна для классической термографии; измерения здесь могут производиться с одинаковым успехом в любой из двух областей, но все-таки небольшое преимущество при низких температурах имеет диапазон 8—12 мкм.

В некоторых случаях полезно сохранить оптимальные условия в более широком диапазоне температур. Тогда выгодно работать в двухспектральном или многоспектральном режиме. Добавление второго спектрального диапазона по-

звояет, как мы увидим ниже, определить связь между температурой и коэффициентом излучения.

13.8. ДВУХСПЕКТРАЛЬНОЕ ТЕПЛОВОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ

Формирование теплового изображения, основанное на принципе локального обнаружения энергии инфракрасного излучения, испускаемого объектами, позволяет представить эти объекты их тепловыми градиентами. Действительно, энергия инфракрасного излучения объекта пропорциональна его абсолютной температуре T_o и коэффициенту излучения ϵ_o . Мы видели, что паразитные источники излучения (фон, небо, солнце, другие объекты и т. п.) с температурой T_p и коэффициентом излучения ϵ_p могут добавлять в отраженное объектом излучение помехи, связанные с собственным излучением и с коэффициентом отражения R_o объекта. Система получения инфракрасного изображения чувствительна к сумме этих составляющих, зависящей от T_o , ϵ_o , R_o , T_p и ϵ_p . Влияние этих параметров может конечно меняться в широких пределах и различных пропорциях.



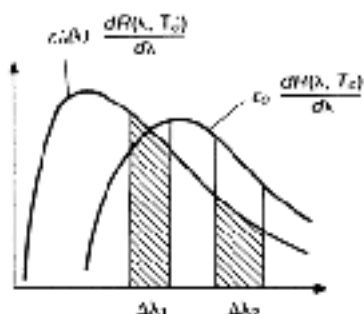
Во всех случаях исследование одних величин требует знания других, причем число величин больше, чем число соотношений между ними, которое можно установить путем моноспектральных измерений. Даже в лучшем случае, когда паразитные отражения равны нулю, энергия собственного излучения объекта, коэффициент излучения которого предполагается постоянным в спектральных диапазонах $\Delta\lambda_1$ и $\Delta\lambda_2$ (серое тело), зависит от двух величин T_o и ϵ_o , и измерение в одном спектральном диапазоне не позволяет получить соотношение между ними. Система тепловых измерений, работающая в двух диапазонах длин волн, позволяет получить два соотношения, определяющие температуру T_o и коэффициент излучения ϵ_o объекта. Такие измерения, называемые двухспектральными, обеспечивают наиболее быстрый способ определения тепловых характеристик объекта, если он излучает как серое тело (что справедливо для большинства твердых тел).

В случае когда $\epsilon_o(\lambda)$ является функцией длины волны, двухспектральное тепловое изображение дает сведения об относительном влиянии коэффициента излучения и температуры. При этом можно исследовать две различные в тепловом отношении зоны, чего нельзя сделать при работе в одном спектральном диапазоне. Если эти две зоны имеют одинаковое излучение в спектральном диапазоне $\Delta\lambda_1$, причем более высокая температура одной зоны компенсируется меньшим для нее значением коэффициента излучения, в спектральном диапазоне $\Delta\lambda_2$ соотношение указанных параметров очевидно будет другим. Таким образом, в спектральном диапазоне $\Delta\lambda_2$ между двумя зонами будет наблюдаться тепловой контраст, отсутствующий в диапазоне $\Delta\lambda_1$.

Энергетические соотношения для двух зон объекта, характеризующихся значениями температуры и коэффициента излучения T_0, ϵ_0 и T'_0, ϵ'_0 соответственно.

$$\int_{\Delta\lambda_1} \epsilon_0(\lambda) \frac{dR(\lambda, T_0)}{d\lambda} d\lambda = \int_{\Delta\lambda_1} \epsilon'_0(\lambda) \frac{dR(\lambda, T'_0)}{d\lambda} d\lambda,$$

$$\int_{\Delta\lambda_2} \epsilon_0(\lambda) \frac{dR(\lambda, T_0)}{d\lambda} d\lambda \neq \int_{\Delta\lambda_2} \epsilon'_0(\lambda) \frac{dR(\lambda, T'_0)}{d\lambda} d\lambda.$$



Поясним сказанное на следующем простом примере. Пусть два серых тела, имеющие следующие характеристики: $T_0 = 300$ К, $\epsilon_0 = 0,95$ и $T'_0 = 330$ К, $\epsilon'_0 = 0,62$, дают два тепловых изображения с общей границей. В спектральном диапазоне $\Delta\lambda_1 = 8-13$ мкм оба объекта имеют одинаковую энергетическую светимость (плотность потока излучения):

$$\int_8^{13} \epsilon_0 [dR(\lambda, T_0)/d\lambda] d\lambda = 0,95 \cdot 1,49 = 1,42 \text{ Вт/см}^2,$$

$$\int_8^{13} \epsilon'_0 [dR(\lambda, T'_0)/d\lambda] d\lambda = 0,62 \cdot 2,29 = 1,42 \text{ Вт/см}^2.$$

Изображение содержит две зоны, которые неразличимы тепловым анализатором, работающим в этом спектральном диапазоне.

В спектральном диапазоне $\Delta\lambda_2 = 3-5$ мкм значения энергетической светимости рассматриваемых объектов сильно различаются:

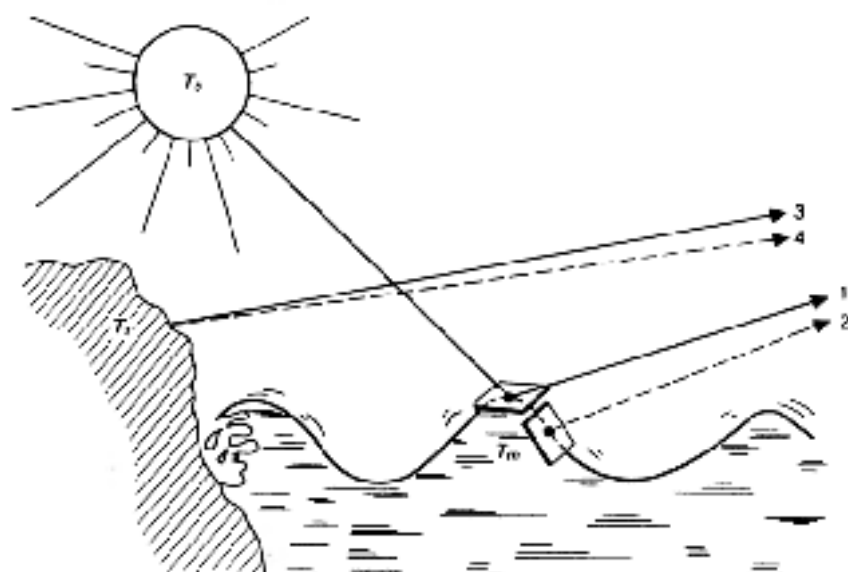
$$\int_3^5 \epsilon_0 [dR(\lambda, T_0)/d\lambda] d\lambda = 0,95 \cdot 5,95 \cdot 10^{-4} = 5,67 \cdot 10^{-4} \text{ Вт/см}^2,$$

$$\int_3^5 \epsilon'_0 [dR(\lambda, T'_0)/d\lambda] d\lambda = 0,62 \cdot 1,61 \cdot 10^{-3} = 1,00 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/см}^2.$$

Здесь в изображении имеются две хорошо различимых зоны. Рассмотренные особенности показывают важность двухспектрального опознавания целей, особенно в военной области в условиях применения маскировки или организованных помех в инфракрасной области спектра. Действительно, цель может быть спроектирована так, чтобы ее излучение в области 8—13 мкм было таким же, как и окружающий фон. Тепловой контраст для системы обнаружения, работающей в этой спектральной области, будет равен нулю. Двухспектральная система позволит обнаружить цель по ее отличному от нуля тепловому контрасту в диапазоне длин волн 3—5 мкм.

Двухспектральный анализ целей способствует более точному опознаванию их инфракрасных характеристик. Эта дополнительная информация часто оказывается полезной для определения различия между истинной и ложной тепловой целью (ЛТЦ). Трудно создать ЛТЦ, излучение которой было бы аналогично излучению рассматриваемой истинной цели в нескольких спектральных областях. Двухспектральный анализ представляет таким образом большой интерес для распознавания истинных целей и ЛТЦ.

Преобразование изображений в цифровую форму и цифровая обработка сигнала существенно улучшают использование информации, получаемой при двух-



спектральном анализе в инфракрасной области. Действительно, можно осуществить математическую или статистическую обработку каждой точки изображения в каждой из двух спектральных областей. Так, статистическое исследование взаимной корреляции двух изображений одного и того же поля в каждом из спектральных диапазонов дает весьма различные результаты в зависимости от того, что именно находится в этом поле.

Например, фон моря в районе «солнечной дорожки», рассматриваемый в диапазоне 3—5 мкм, дает излучение бликов, очень близкое по спектральному распределению к излучению солнца с эффективной температурой T_s (1). Наиболее яркие точки изображения соответствуют тем участкам поверхности волны, которые видны под углами зеркального отражения. В диапазоне 8—13 мкм доминирует тепловое излучение воды, обусловленное ее собственной температурой T_m ; максимум излучения соответствует здесь тем участкам поверхности волны, которые видны под направлениями, близкими к нормали к поверхности. Распределение ярких точек в двух рассматриваемых спектральных диапазонах определяется различными источниками, и между двумя изображениями корреляция по спектру очень слабая.

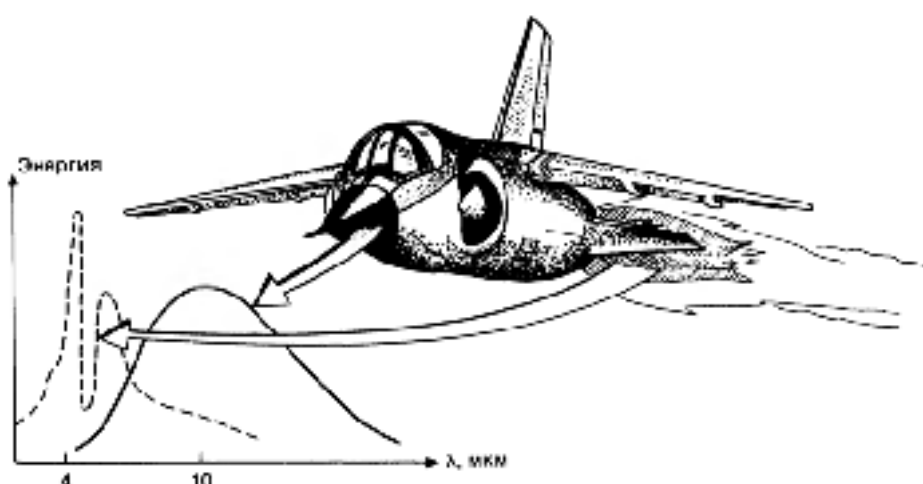
Фон земли или неотражающий объект дает гораздо более сильную корреляцию по спектру; процессы излучения в обоих спектральных диапазонах имеют тепловую природу и связаны с температурой T_f фона: (3 и 4). Таким образом, есть возможность различить большинство фонов на основе корреляции строк изображения, соответствующих одному и тому же полю, анализируемому в двух спектральных диапазонах.

Использование особенностей каждого из диапазонов для волн позволяет также согласовать тепловые измерения с различными уровнями температур. Так, диапазон 8—13 мкм лучше подходит для различения довольно низких температур, тогда как диапазон 3—5 мкм дает лучшие результаты при высоких температурах. С другой стороны, для данного температурного градиента диапазон 3—5 мкм позволяет измерить больший градиент энергий и, следовательно, более

высокие контрасты. Двухспектральный анализ одного и того же поля обеспечивает повышенную точность тепловых измерений в широком диапазоне температур.

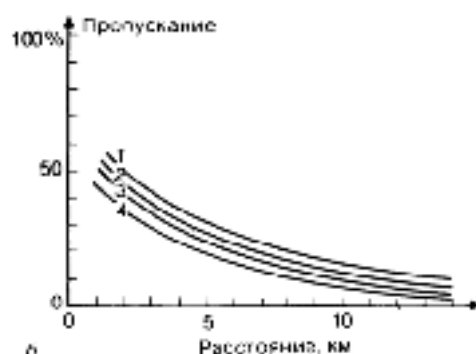
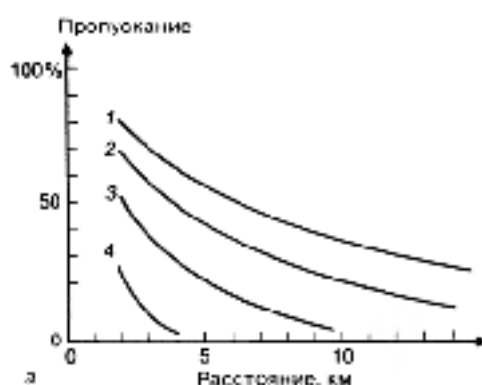
Два изображения одного и того же поля, полученные с помощью двухспектральной системы, можно представить на цветном телевизионном мониторе как линейную комбинацию. Такое представление, которое вводит дополнительную степень свободы, обеспечивает более точную визуализацию тепловых явлений (даст карту температур или коэффициентов излучения).

Наконец, некоторые объекты характеризуются пространственно некоррелированным спектральным распределением энергии излучения. Например, в случае самолета излучение газов, истекающих из сопла, преобладает в области 3—5,5 мкм, тогда как собственное тепловое излучение, обусловленное аэродинамическим нагревом конструкции, происходит главным образом в диапазоне 8—13 мкм. Следовательно, характеристики инфракрасного излучения самолета



будут различными в разных спектральных областях. Кроме того, на излучение самолета будет влиять пропускание атмосферы на трассе; на рисунке представлены четыре кривые пропускания для различных температур и влажности. Необходимо отметить, что для этих довольно тяжелых метеоусловий сравнительно хорошее пропускание в диапазоне 8—12 мкм быстро и резко уменьшается с ростом абсолютной влажности.

В диапазоне 3—5,5 мкм, напротив, семейство кривых более независимо от содержания паров воды. Выгода двухспектрального режима работы здесь очевидна; она позволяет оптимизировать условия наблюдения в части влияния атмосферы: для случая 1 ($T = 5^\circ\text{C}$, $HR = 80\%$) за счет использования диапазона 8—12 мкм и для случая 4 ($T = 30^\circ\text{C}$, $HR = 90\%$) за счет использования диапазона 3—5,5 мкм. Некоторые рассмотренные здесь аспекты измерений в двух диапазонах длин волн показывают выгоду использования двухспектральной системы для распознавания целей и объектов по их инфракрасному излучению в области военных и промышленных применений.



а — пропускание в диапазоне 8—12 мкм; 1 — $T = 5\text{ }^{\circ}\text{C}$, $HR = 80\%$; 2 — $T = 10\text{ }^{\circ}\text{C}$, $HR = 90\%$; 3 — $T = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$, $HR = 90\%$; 4 — $T = 30\text{ }^{\circ}\text{C}$, $HR = 90\%$.
 б — пропускание в диапазоне 3—5,5 мкм; 1 — $T = 5\text{ }^{\circ}\text{C}$, $HR = 80\%$; 2 — $T = 10\text{ }^{\circ}\text{C}$, $HR = 90\%$; 3 — $T = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$, $HR = 90\%$; 4 — $T = 30\text{ }^{\circ}\text{C}$, $HR = 90\%$.

14.

Применение в промышленности и военном деле

14.1. ИНФРАКРАСНАЯ ТЕРМОГРАФИЯ КАК СРЕДСТВО НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ

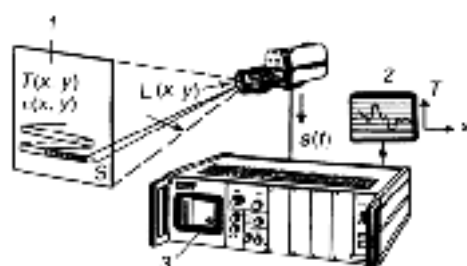
Термография — это средство видеть невидимое, обнаруживать объекты и оценивать их размеры, расширять за пределы чувствительности глаза его способность видеть. Невидимое излучение, т.е. излучение объектов не воспринимаемое непосредственно глазом, преобразуется в информацию, воспринимаемую нашими органами чувств с помощью оптико-электронной системы обнаружения.

14.1.1. ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Используемая система обнаружения, преобразующая инфракрасное изображение в видимое, должна быть способна сформировать изображение, в котором распределение видимой яркости было бы пропорционально инфракрасной яркости объекта, т.е. пространственному распределению температуры $T(y, z)$ или коэффициента излучения $\varepsilon(y, z)$.

Это преобразование обычно осуществляют, последовательно анализируя различные точки объекта мгновенным элементарным радиометрическим полем зрения, вырезающим в плоскости объекта площадь S . Мгновенное поле выбирают малым и быстро перемещают его по объекту, чтобы перекрыть всю площадь объекта. Распределение инфракрасной яркости $L(y, z)$ объекта при сканировании его площадкой S формирует в приемнике сигнал $s(t)$, амплитуда которого изменяется во времени в соответствии с изменениями визируемой яркости (видеосигнал). Сигнал $s(t)$ после усиления поступает на блок визуализации, развертка которого синхронизирована со сканированием при анализе. Видимая яркость каждого небольшого участка восстановленного изображения пропорциональна тогда инфракрасной яркости исследуемого объекта. При таком методе получения изображения предполагается, что изменения теплового распределения во времени происходят медленнее по сравнению с временем полной развертки изображения объекта.

В заключение можно сказать, что в инфракрасной системе формирования изображения устройство пространственного анализа (сканирующее устройство) позволяет путем соответствующего кодирования (по закону развертки) получить видеосигнал, т.е. сигнал, амплитуда которого изменяется во времени в соответствии с пространственным распределением тепла в рассматриваемой тепловой картине. Этот видеосигнал может записываться или одновременно визуализироваться путем декодирования.



Инфракрасная камера.

1 — объект (рассматриваемая тепловая картина); 2 — профиль температуры; 3 — видимое изображение.

Особенно просто применять термографические методы, когда нужно осуществить обзор объекта, движущегося относительно системы анализа. Анализ двумерного изображения получается просто путем добавления системы сканирования в одном направлении, перпендикулярном направлению движения объекта. Эти системы сканирования, называемые обычно линейными сканерами, позволяют благодаря перемещению объекта относительно системы получить двумерное изображение путем одной строчной развертки.

14.1.2. МЕТОД

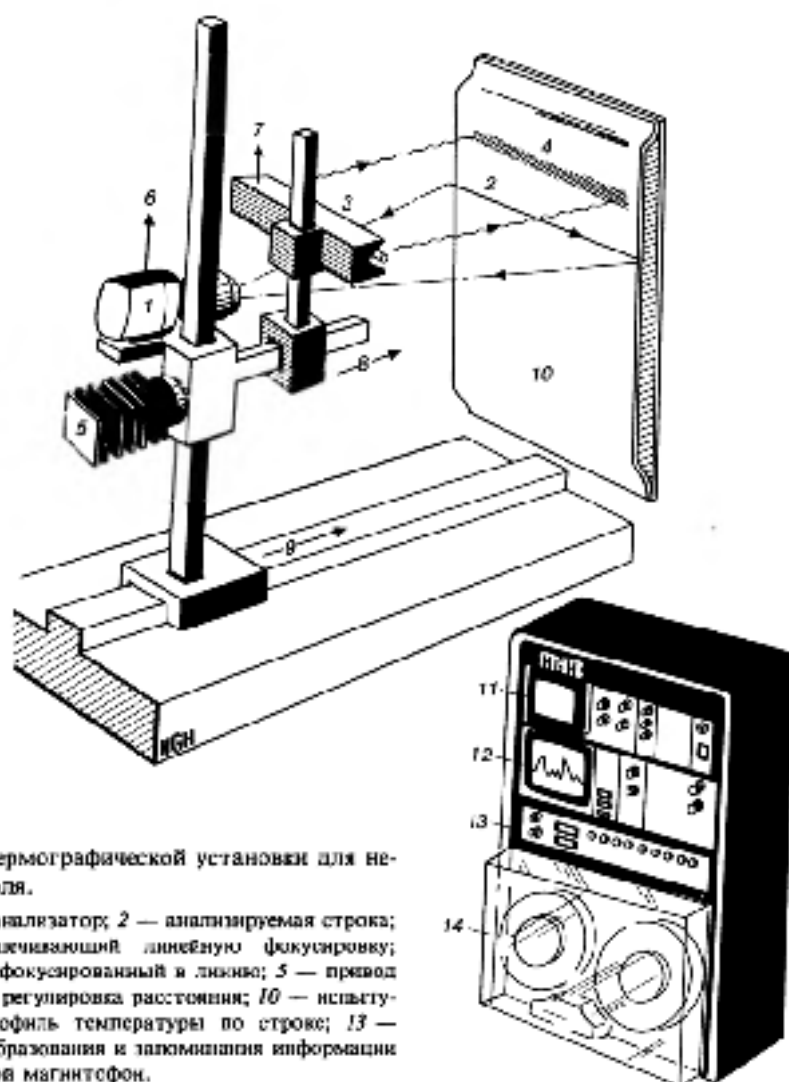
Метод воспроизведения инфракрасного изображения путем строчного анализа позволяет быстро получить тепловую карту наблюдаемой зоны. Тепловая карта отражает связь между теплообменом в среде и ее строением. Этот метод весьма эффективен для неразрушающего контроля, позволяя выявить неоднородности в распространении и рассеянии теплового импульса, связанные с нарушением внутреннего строения образца исследуемого материала.

Неразрушающие испытания композитных материалов, таких, как углеродное волокно и сотовые наполнители, используемых в авиации, и некоторых монолитных материалов, таких, как алюминий, каучук и различные смолы, часто бывает трудно довести до благополучного конца обычными методами. Инфракрасная техника позволяет развить методы, основанные исключительно на обнаружении теплового излучения, испускаемого испытуемым объектом, и в принципе не влияющие на объект. На практике производится наблюдение тепловых явлений на поверхности, вызванных распространением тепла по материалу, благодаря чему можно получить информацию о его внутренней структуре. Для успеха метода очень важен способ, которым поток тепла передается в материал.

Вообще говоря, наблюдения могут производиться только в переходном режиме, когда выявляются относительные скорости распространения теплового потока внутри материала. По достижении температурного равновесия тепловые контрасты уже не наблюдаются. Из изложенного ясно, что нагрев исследуемого образца материала должен иметь импульсный характер. Иногда трудно подвергнуть равномерному нагреву объект с большой поверхностью. В этом случае осуществляется локальный подвод тепла, и перемещение участка подвода тепла по объекту сопровождается соответствующим перемещением системы обнаружения излучения.

В заключение заметим, что метод зависит от большого числа параметров, которые должны быть оптимизированы для каждого применения. К ним относятся:

коэффициент излучения испытуемого материала (должен быть постоянным и иметь высокое значение);
 тип инфракрасного приемного устройства (обычно — линейный сканер);
 поле зрения и разрешение приемного устройства;
 скорость перемещения приемного устройства относительно объекта;
 природа и интенсивность нагрева (с помощью обычных источников или лазеров);
 фокусировка теплового потока (было бы желательно осуществлять фокусировку в линзу, согласуя ее со строчным анализатором);
 расстояние между источником тепла и испытуемым объектом;
 расстояние между источником тепла и инфракрасной приемной системой.



Пример применения термографической установки для неразрушающего контроля.

1 и 11 — инфракрасный анализатор; 2 — анализируемая строка;
 3 — нагреватель, обеспечивающий линейную фокусировку;
 4 — локальный нагрев, сфокусированный в линзу; 5 — привод перемещения;
 6; 7 — 9 — регулировка расстояния; 10 — испытуемый образец; 12 — профиль температуры по строке; 13 — АЦП и пакет для преобразования и запоминания информации по строке; 14 — цифровой магнитофон.

Все эти параметры зависят от типа испытываемых материалов, формы изделий из них и их толщины. Ясно, что испытания изделий из композитных материалов сложной формы потребуют изменения динамического диапазона перечисленных параметров в ходе проведения испытаний.

Определение требований к системе в целом на основе рассмотрения указанных параметров показывает, что необходимая аппаратура является уже не просто инфракрасной установкой, а устройством с соответствующей автоматической следящей системой и использованием принципов робототехники. В данном случае очень важна обработка сигнала, позволяющая правильно интерпретировать наблюдаемые явления. Значительная часть решаемых задач относится к специфическим областям информатики, поскольку часто приходится сравнивать действительно наблюдаемые явления с моделью, построенной и считающейся удовлетворительной на основе предварительных исследований. Цифровая обработка тепловых изображений, предварительно записанных в память в виде последовательных строк, является подходящим методом решения таких задач. Кроме того, запоминание информации в строках совершенно необходимо для фиксации явлений, происходящих в материалах с высокой теплопроводностью.

Эти методы разработаны фирмой HGN для контроля технологии производства композитных структур в авиастроении, труб для нефтепроводов, контроля различных операций проката, в частности, производства оконного стекла (таким испытаниям, например, систематически подвергаются стекла кабин автобусов, что позволяет проконтролировать эффективность работы системы охлаждения).

14.2. ТЕРМОГРАФИЯ В ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ В ПРОМЫШЛЕННОСТИ

14.2.1. ВОЗМОЖНОСТИ ТЕРМОГРАФИИ КАК СРЕДСТВА КОНТРОЛЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

Подавляющее большинство промышленных изделий, окружающих нас в повседневной жизни, производится в условиях строгого контроля тепловых режимов технологических процессов. Так, хорошо известно, что в производстве пластмасс, металлургии, стекольном производстве и перерабатывающей промышлен-

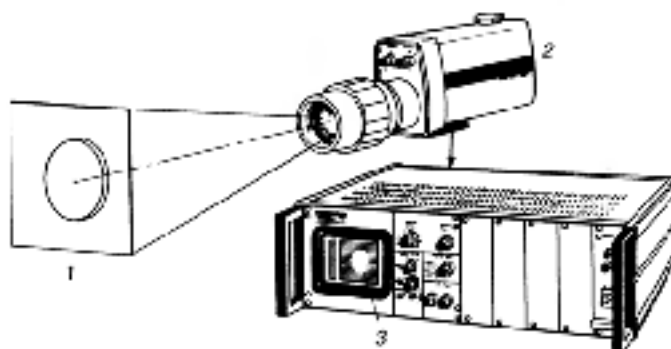


Рис. а. Аппаратура инфракрасной термографии.

1 — исследуемый источник тепла; 2 — ИК-камера; 3 — тепловое изображение.

ности очень важен энергетический режим, поддерживающий оптимальные температурные условия процессов. Инфракрасная термография как метод картографирования температур в реальном масштабе времени позволяет оценить протекание тепловых процессов на поверхности (рис. а). Это идеальный способ наблюдения и контроля технологических процессов в промышленности. Качество продукции часто в сильной степени зависит от жесткого контроля тепловых параметров процесса изготовления. Например, надзор на выходе за равномерностью охлаждения стеклянной пластины в процессе производства устраняет возможность возникновения внутренних напряжений, которые могли бы привести к чрезмерной хрупкости стекла. Инфракрасная термография даст в этом случае весьма ценную информацию (рис. б).

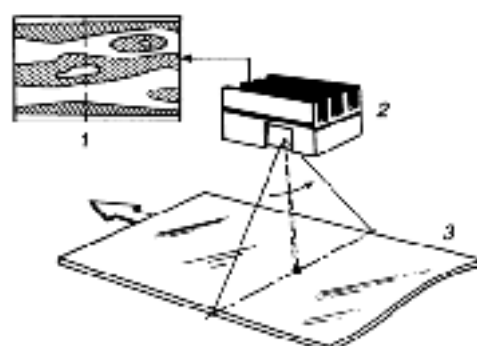


Рис. б. Контроль охлаждения стеклянной пластины.

1 — тепловое изображение; 2 — инфракрасный сканирующий датчик; 3 — стеклянная пластина.

Кроме того, инфракрасная термография — единственный метод термического анализа быстро движущихся объектов. Например, в ядерной промышленности с помощью инфракрасной термографии можно контролировать температуру охлаждающегося битума, используемого как защитная оболочка радиоактивных остатков; контроль температуры свободно падающих капель расплавленного битума производится в «полете» (рис. в). Измеренная температура запоминается и сравнивается с требуемым для идеальных условий процесса значением температуры.



Рис. в. Контроль температуры битума.

1 — линейный сканер; 2 — верхний предел; 3 — нижний предел; 4 — профиль по строке; 5 — резервуар для хранения; 6 — расплавленный битум.

В заключение можно сказать, что обеспечиваемый термографическими методами температурный анализ во времени и в пространстве делает эти методы наиболее подходящими для контроля технологических процессов в промышленности. Полученная информация может быть использована для поддержания условий, обеспечивающих максимальную эффективность процесса, или при необходимости для усовершенствования процесса.

14.2.2. ТЕРМОГРАФИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ

Контроль технологических процессов с помощью инфракрасной термографии, основанный на приеме излучения от поверхности объектов в процессе изготовления, может производиться двумя методами — пассивным и активным. Пассивный метод заключается в использовании естественного тепла, выделяющегося в процессе производства, и в наблюдении с помощью пассивного приемного инфракрасного устройства распределения температур во времени и пространстве, являющегося результатом рассеяния этого тепла внутри материала. Сравнение с идеальной моделью рассеяния тепла позволяет определить все отклонения температуры, важные для производственного процесса (рис. 2). Например, при произ-

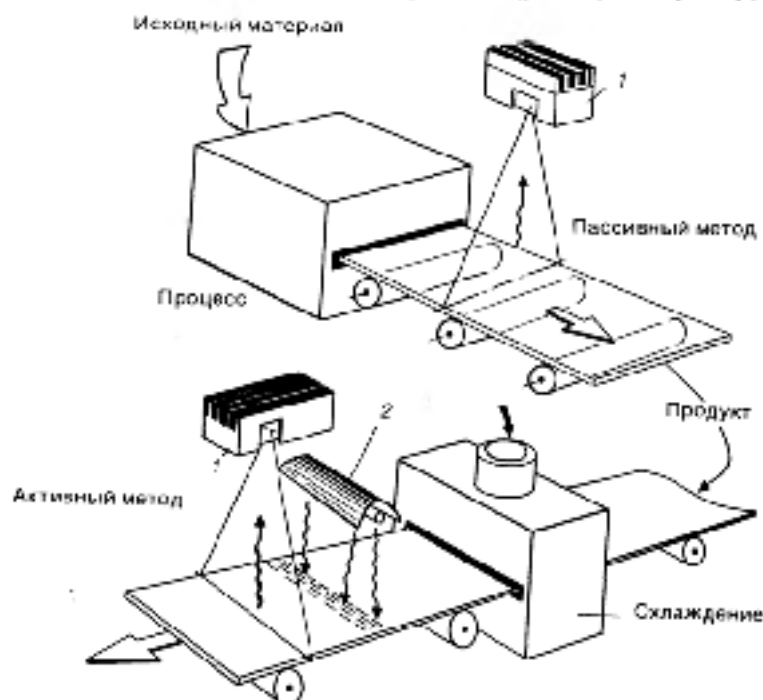


Рис. 2. Контроль непрерывного технологического процесса.

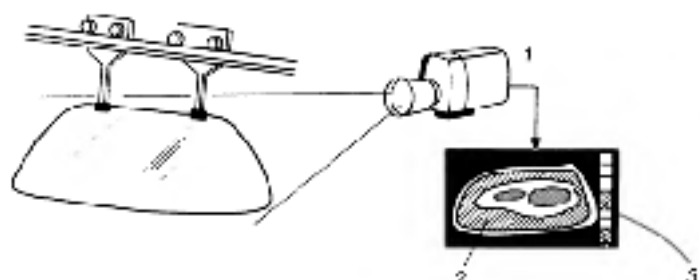
1 — инфракрасный анализатор; 2 — источник тепла.

водство ветровых стекол в автомобильной или авиационной промышленности в процессе закалки, отжига и охлаждения необходимо хорошо знать температурные градиенты на поверхности стекла, чтобы быть уверенным в высоком качестве изготовления (рис. 3). Это достигается путем анализа изменений температуры ветрового стекла на различных стадиях производства. Наблюдения проводят в спектральной области максимума излучения стекла 3,9—5,5 мкм.

Активный метод обычно применяется после охлаждения изготовленной продукции. При этом используют источник тепла (нагретый воздух, горелка с фокусирующим устройством, лазер и т. п.) и пассивную систему обнаружения. Источник тепла предназначен для создания в материале термоудара, а присылая

Рис. д. Контроль температуры ветрового стекла (при охлаждении).

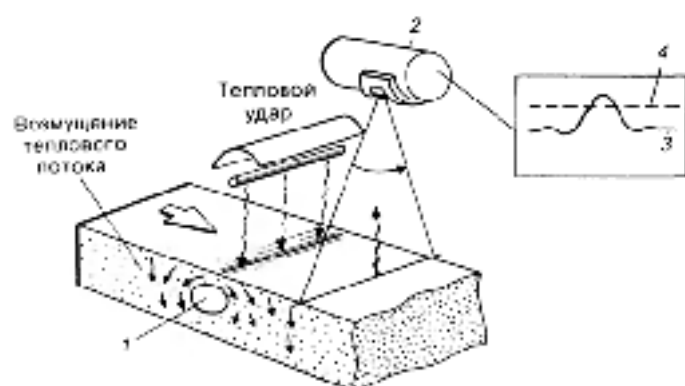
1 — тепловой анализатор;
2 — тепловое изображение;
3 — шкала температур.



термографическая система анализирует рассеяние и распространение тепловых волн. По изменению теплопроводности в изготавливаемом материале можно судить о наличии включений в материале (рис. з). Этот метод, являющийся по существу методом неразрушающего контроля с помощью инфракрасной термографии, в данном случае обеспечивает проведение производственного процесса. Например, в процессе выдавливания пластмасс при определенных обстоятельствах можно получить продукцию, содержащую включения в виде пузырей воздуха, что ослабляет механическую прочность материала. Пассивный метод регистрации динамики охлаждения при таком производстве неэффективен, поскольку температура внутри материала однородна. Активный метод благодаря резкому тепловому удару, которому подвергается материал после охлаждения, позволяет выявить все внутренние дефекты (рис. е). Чувствительность метода зависит от энергии и продолжительности нагрева, от тепловой чувствительности и пространственного разрешения приемной инфракрасной системы.

Рис. е. Контроль производства пластмассы.

1 — пузырек воздуха; 2 — линейный сканер; 3 — сигнал строки с обнаруженным «дефектом»; 4 — порог.



14.2.3. СПЕЦИАЛЬНЫЕ ТЕРМОГРАФИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ КОНТРОЛЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

Приемные термографические системы, предназначенные для контроля технологических процессов, должны работать в течение продолжительного времени. Широко распространенные и имеющиеся в продаже термографические камеры довольно плохо приспособлены для автономной работы из-за ограничений, связанных с охлаждением приемников излучения. Система на жидком азоте практически не может работать автономно, а системы, использующие расширение сжатого газа, недостаточно надежны. Для рассматриваемой задачи хорошо подходят только приемники с термоэлектрическим охлаждением (ТЭО) (рис. ж). Кроме

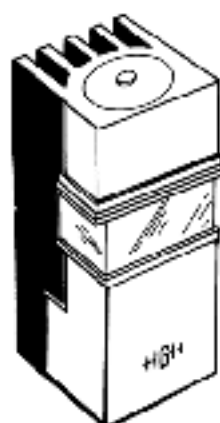


Рис. ж. Термографический линейный сканер модульной конструкции с приспикам, охлаждаемым ТЭО.

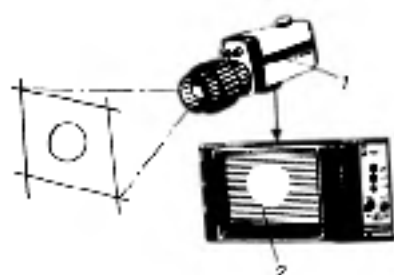


Рис. з. ИК-камера, формирующая двумерное изображение.

1 — камера; 2 — двумерное тепловое изображение.

того, нужно обратить особое внимание на надежность приводов движущихся частей, таких, как оптико-механические системы сканирования. Наконец, учитывая окружающие условия при использовании аппаратуры в производственных помещениях, необходимо повышать прочность приемной поверхности, защищая ее от сильных температурных перепадов, воздействия пыли или загрязняющих веществ, от помех электромагнитных промышленных полей, а иногда и от радиоактивного воздействия. В настоящее время проектируется весьма мало систем, которые удовлетворяли бы всем этим требованиям. Приходится приспособливать имеющуюся аппаратуру, в максимально возможной степени повышая ее надежность и способность к автономной работе, или, что еще лучше, разрабатывать специальные приемные устройства.

Термографическая аппаратура, используемая для контроля технологических процессов, бывает двух видов.

Анализаторы, формирующие двумерное изображение (рис. з), используются, когда нужно визуализировать изображение всего объекта или получить тепловую информацию о поверхности за очень короткое время порядка нескольких десятков миллисекунд (быстро движущийся объект или малое время восприятия оптикой).

Линейные сканеры (рис. и), представляющие особый интерес, когда контро-

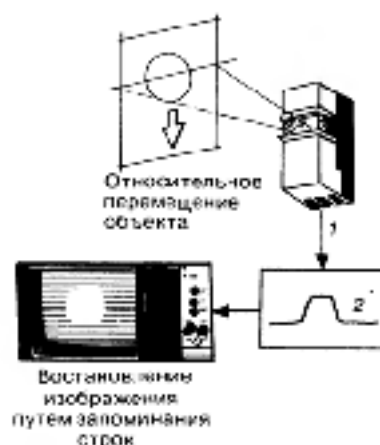


Рис. и. Линейный сканер.

1 — линейный сканер; 2 — профиль температуры по строке.

лируемая продукция перемещается относительно системы контроля. В результате сложения движений получается двумерное изображение. Этот способ пригоден для контроля продукции на выходе производственного цеха (прокат, пластмассы, листовое стекло, бумага и т. п.). Техника строчного сканирования применяется также при обследовании внутренней огнеупорной футеровки вращающихся печей в цементном производстве путем анализа тепловых изображений и сравнения между собой изображений, полученных при каждом обороте печи (рис. к).

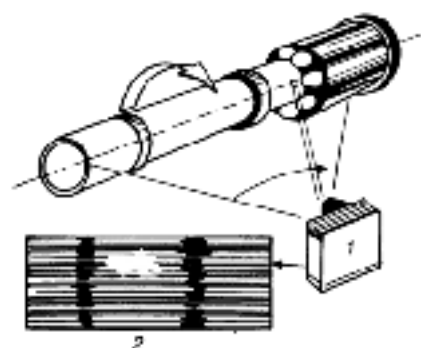


Рис. к. Обследование вращающихся печей в цементном производстве.

1 — линейный тепловой сканер; 2 — тепловое изображение.

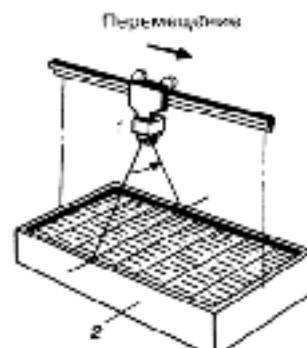


Рис. л. Обследование электролитических ванн.

1 — линейный сканер; 2 — электролитические ванны.

В электрохимии также используются тепловые анализаторы со строчной разверткой; анализатор перемещается над электролитическими ваннами, чтобы обнаружить и предотвратить перегрев из-за коротких замыканий (рис. м). Наконец, строчный анализ позволяет восстановить тепловое изображение по сокращенной выборке оптической информации (длинная тонкая щель). В зависимости от осо-



Рис. м. Пример обработки сигнала.

бенностей приемной инфракрасной системы должна производиться обработка сигнала. В отличие от обработки в обычной термографии, которая рассчитана на значительное участие человека, обработка сигнала в аппаратуре контроля технологических процессов должна быть полностью автоматической. В общем случае сигнал усиливается, градуируется на наблюдаемую температуру по эталонному источнику и затем подвергается логической обработке с определенными пороговыми уровнями, что позволяет выработать сигнал тревоги (рис. м).

14.2.4. НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕРЫ ПРИМЕНЕНИЯ

Рассмотрение различных термографических методов, применяемых для контроля в промышленности, позволяет привести некоторые примеры применения:

- контроль охлаждения листового стекла при его протягивании (рис. б);
- контроль листового материала на выходе прокатного, стана; обследование закалки и отжига ветровых стекол (рис. д);
- контроль за созданием защитной оболочки из битума при захоронении радиоактивных остатков путем оценки излучения охлаждающегося битума (рис. в);
- контроль производства пластмасс (рис. е);
- обследование вращающихся печей в цементном производстве (рис. к);
- обследование электролитических ванн (рис. л).

Можно привести некоторые другие примеры.

Контроль в реальном масштабе времени процесса сварки и металлургии (рис. н).

Обнаружение инфракрасного излучения позволяет контролировать два важных параметра процесса: глубину проникновения и положение границы шва. Действительно, наблюдение разницы в рассеянии тепла на одной и другой границах шва позволяет судить о степени симметричности шва, а сумма этих параметров дает сведения о средней температуре, связанной с глубиной проникновения. Используя эти данные для управления держателем электрода, можно оптимизировать проведение процесса сварки.

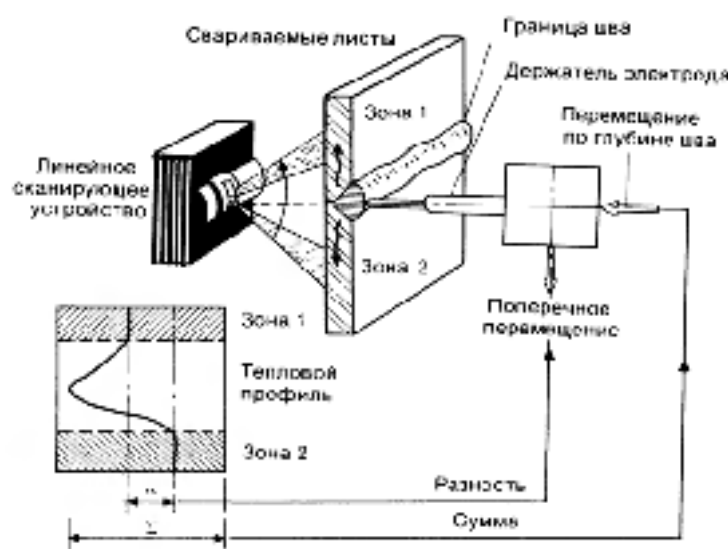


Рис. н. Контроль процесса сварки.

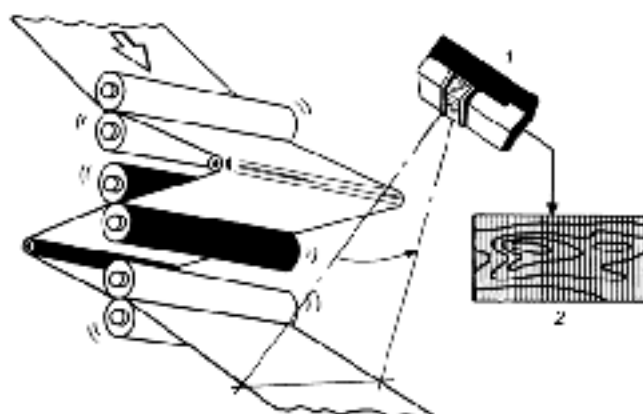


рис. 6. Операция контроля каландрирования бумаги.

1 — линейный сканер; 2 — тепловое изображение.

Контроль процесса каландрирования в бумажной промышленности (рис. 6).

Каландрирование бумаги, т. е. операция придания бумаге глянца, производится путем протяжки бумаги сквозь ряд прижимных валиков. Тепловой контроль поверхности бумаги очень важен, так как вытягивание при прокатке сопровождается выделением тепла. Валики, расширяясь, увеличиваются в объеме, давление на бумагу возрастает и бумага на выходе может оказаться неодинаковой толщины. Тепловой линейный сканер на выходе позволяет контролировать равномерность температуры поверхности бумаги.

14.2.5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По приведенным примерам видно, что инфракрасная термография может рассматриваться как один из наиболее эффективных методов контроля производственных процессов. Это сравнительно новый перспективный метод. Довольно мало используемая в настоящее время в промышленности инфракрасная термография достигнет в этой сфере своего полного развития по мере совершенствования приемных устройств и способов обработки получаемых с их помощью данных. Области применения могут также расширяться по мере развития всей промышленности в целом. Развитие конкретных методов для данного технологического процесса очень часто дает дополнительную полезную информацию для усовершенствований в соответствующей отрасли промышленности.

14.3. ПРИЕМ, ПРЕОБРАЗОВАНИЕ В ЦИФРОВУЮ ФОРМУ И ОБРАБОТКА ДВУХСПЕКТРАЛЬНЫХ ИНФРАКРАСНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Система приема и обработки данных в цифровой форме описаны в этом разделе применительно к двухспектральной тепловизионной аппаратуре. Такая аппаратура пока редко применяется, однако ее рассмотрение позволит по достоинству представить в аналитической форме все существенные особенности работы тепловизионных систем. Двухспектральная система допускает, с одной стороны, непосредственную обработку термограммы от инфракрасного анализатора пространства и, с другой стороны, обработку термограмм, записанных на цифровой магнитофон. В следующих разделах описаны средства, необходимые для обработки любых записанных тепловых изображений; при регистрации время записи

одновременно фиксируется с помощью генератора меток времени. Опишем теперь принципы работы системы.

14.3.1. ДВУХСПЕКТРАЛЬНАЯ ТЕПЛОВИЗИОННАЯ КАМЕРА

а. Основные характеристики

Речь идет об инфракрасной термографической аппаратуре со следующими основными проектными характеристиками.

Тепловизионная камера с двумя спектральными каналами, работающая в реальном масштабе времени, с системой сканирования с вращающимися призмами и одноэлементным приемником излучения (AGA THV 780, двухспектральная).

Поле зрения переменное, обеспечиваемое сменными объективами со следующими характеристиками:

Поле зрения	Фокусное расстояние, мм	Разрешение, мрад (ФРП = 0,5)	Поле зрения	Фокусное расстояние, мм	Разрешение, мрад (ФРП = 0,5)
$3,5 \times 3,5^\circ$	191	0,5	$20 \times 20^\circ$	33	3,4
$7 \times 7^\circ$	99	1,1	$40 \times 40^\circ$	17	5,8
$12 \times 12^\circ$	52	1,9			

Спектральная чувствительность

Коротковолновый диапазон (SW) 3,5—5,6 мкм

Приемник — фотодиод InSb

$$D^*(\lambda_{\text{мкс}} = 5,3 \text{ мкм}, 9 \text{ кГц}) = 2,5 \cdot 10^{11} \text{ (см} \cdot \text{Гц}^{1/2})/\text{Вт}$$

$$\mathcal{J}_i = 0,2 \pm 0,5 \text{ А/Вт}$$

$$\tau < 1 \text{ мкс}, R = 10^7 \text{ Ом при } 77 \text{ К}$$

$$\text{Площадь чувствительного элемента } A = 250 \times 250 \text{ мкм}^2$$

Длинноволновый диапазон (LW) 8—14 мкм

Приемник — фоторезистор КРТ

$$D^*(\lambda_{\text{мкс}} = 11,5 \text{ мкм}, 9 \text{ кГц}) = 4,5 \cdot 10^{10} \text{ (см} \cdot \text{Гц}^{1/2})/\text{Вт}$$

$$\mathcal{J}_e = (3 \pm 30) \cdot 10^3 \text{ В/Вт}$$

$$\tau < 1 \text{ мкс}, R = 50 \text{ Ом при } 77 \text{ К}$$

$$\text{Площадь чувствительного элемента } A = 250 \times 250 \text{ мкм}^2$$

Относительное отверстие от 1:1,8 до 1:20 с восемью сменными позициями.

Частота кадров 25 Гц.

Частота строк 2500 Гц.

Число полезных строк в кадре 70.

Полное изображение содержит 4 кадра с чересстрочной разверткой (280 строк).

Число точек в строке 120.

Тепловая чувствительность 0,1 °С при 30 °С.

Диапазон измерения температур (−20 °С) + = 00 °С (с возможностью расширения диапазона до 1600 °С).

Охлаждение приемника жидким азотом.

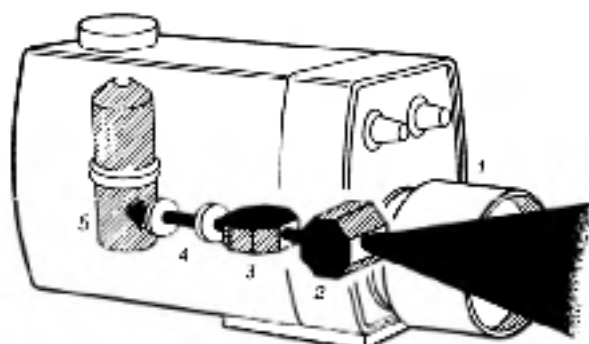
Полоса пропускания 300 кГц.

6. Описание камеры

Входной объектив фокусирует инфракрасное излучение из пространства объектов на приемник; при этом излучение проходит через систему сканирования из двух преломляющих призм и через коллимирующую систему с фильтрами и диафрагмами.

Инфракрасная камера.

1 — объектив; 2, 3 — призмы системы сканирования (разводки по горизонтали и вертикали, соответственно); 4 — коллиматор; 5 — приемник излучения.



Восьмигранные призмы системы сканирования приводятся во вращение двумя разными двигателями (± 12 В, согласованный по фазе привод), соотношение скоростей вращения призм определяет число строк в кадре. Положение призм отмечается кодирующим оптическими датчиками.

Приемник излучения смонтирован в сосуде Дысара. Схема предусилителя позволяет сохранить постоянную составляющую сигнала. Предусмотрена система компенсации дрейфа с помощью «зажима» (англ. clamping), сигнала, т. е. путем определения положения эталонного уровня. Делается это следующим образом. В конце каждой строки, когда ребро призмы проходит через оптическую ось, приемник визирует эталонную зону внутри камеры и получает информацию от внутреннего эталонного источника.

Этап зажима (корректировка сигнала). Сигнал приемника суммируется из сигнала U_n от внутреннего излучения, образующегося между эталоном и приемником, сигнала U_R , соответствующего излучению эталона, и сигнала U_E , соответствующего дрейфу электроники:

$$U_1 = U_n + U_R + U_E.$$

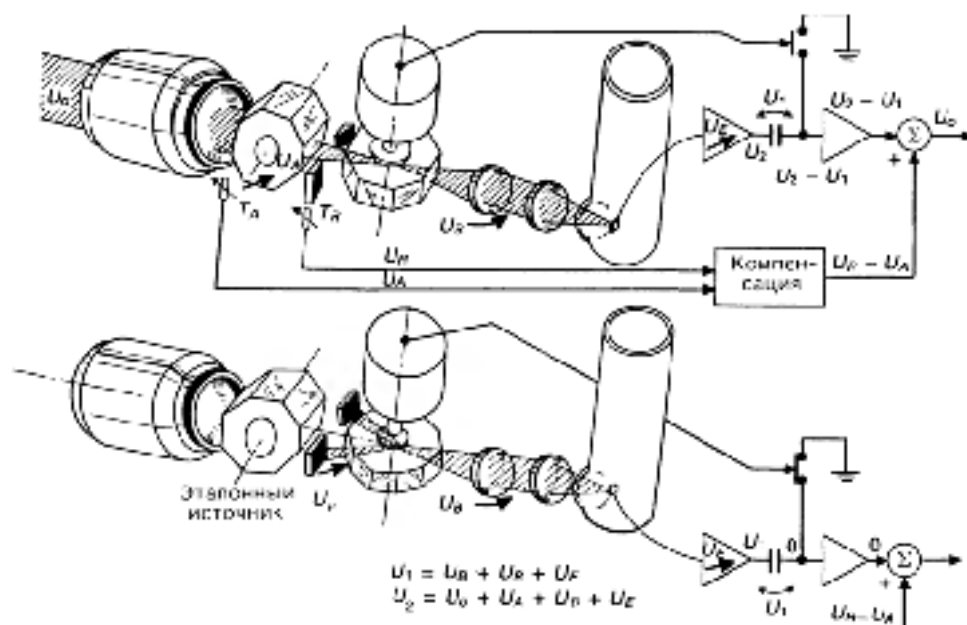
Этап анализа. Приемник получает сигнал от наблюдаемого объекта U_0 вместе с полным внутренним излучением системы $U_A + U_B$ (U_A — собственное излучение входной оптики) и сигналом дрейфа U_E :

$$U_2 = U_0 + U_A + U_B + U_E.$$

Сигнал U_1 накапливается на емкости памяти за время зажима (~ 8 мкс), а за время анализа (~ 400 мкс) производится операция вычитания $U_2 - U_1$, устраняющая влияние внутренней температуры и дрейфа:

$$U_2 - U_1 = U_0 + U_A - U_R.$$

Влияние входной оптики U_A и эталона U_R исключается путем компенсации за счет вычитания сигналов, получаемых от двух термисторов T_A и T_R , находящихся соответственно вблизи входной оптики и эталонного источника (напряжение компенсации получается, конечно, с учетом излучения диафрагм и фильтров).



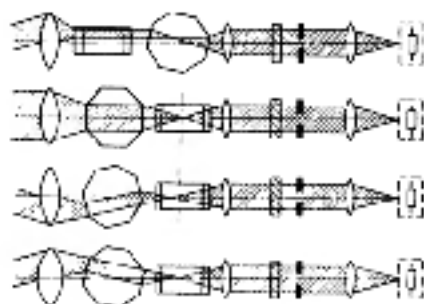
Выходной сигнал во время анализе определяется при этих условиях только членом U_0 , относящимся к объекту.

в. Описание блока визуализации

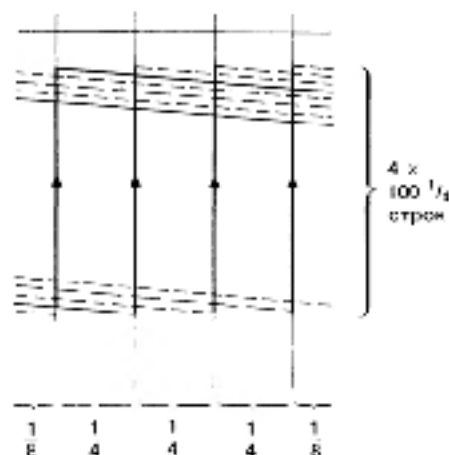
Сигнал (видео А) направляется затем к блоку контроля и визуализации, связь с блоком по постоянному току. К положительному видеосигналу добавляется регулируемое стрижательное постоянное напряжение (тепловой уровень). Затем сигнал усиливается (коэффициент усиления — регулируемый, что позволяет регулировать диапазон температур или чувствительности) (видео Б) перед подачей его на другие органы обработки (выбор изотерм) и для модуляции яркости на экране электронно-лучевой трубки. Сигналы синхронизации развертки изображения поступают в форме кода от датчиков положения призм анализатора. Назначение «температурного диапазона», или диапазона чувствительности, — задать пределы области тепловых измерений и обеспечить усиление, согласующееся с



динамическим диапазоном обработки. Регулировка «теплого уровня» позволяет центрировать эту область посередине динамического диапазона обработки. Система, формирующая кадры продолжительностью порядка 40 мс, обеспечивает в кадре сотни строк продолжительностью около 400 мкс. Для анализа поля используется только 70 строк — в каждой строке полезным является 70 % ее продолжительности. Полное изображение получается из четырех кадров чересстрочной развертки за 160 мс и состоит из 280 строк.



Прямая развертка.



Чересстрочная развертка.

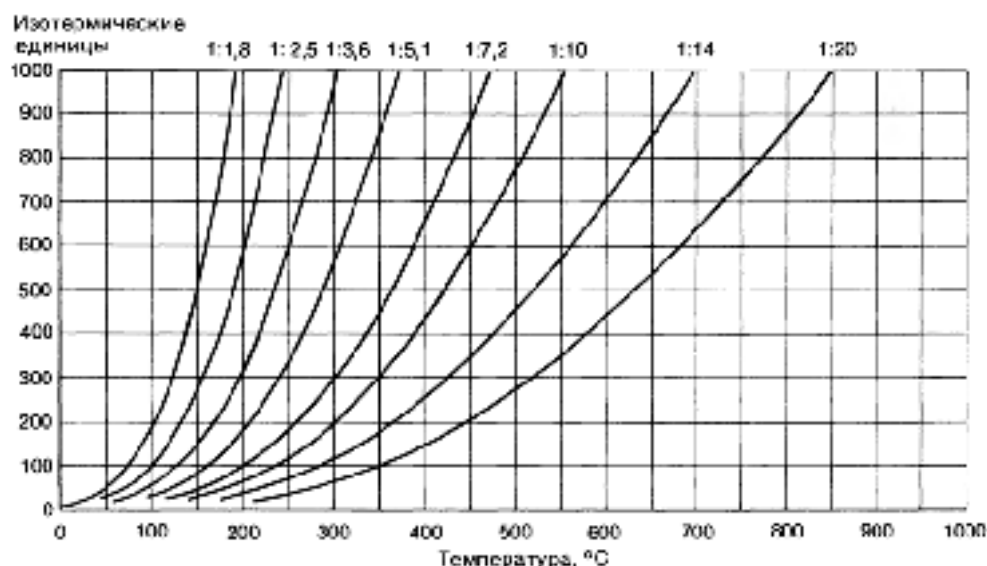
г. Градуировочные кривые

Соответствие сигналов и температур дается в форме градуировочных кривых, представленных по оси ординат в произвольных единицах сигнала, или в изотермических единицах, в зависимости от температуры наблюдаемого черного тела. Математически эти кривые можно приближенно выразить в виде

$$\text{Сигнал в изотермических единицах} = \frac{p}{\exp(q/T) - 1},$$

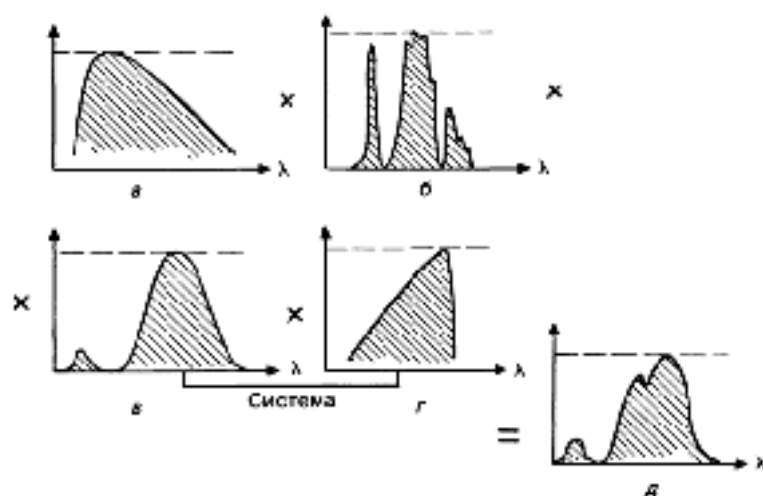
где p и q — константы, зависящие от используемой аппаратуры, относительного отверстия оптики и применяемых фильтров, а T — абсолютная температура черного тела.

Полный динамический диапазон на выходе предусилителя по постоянному току (видео А) заключен между нулевым уровнем, получаемым при наблюдении поверхности жидкого азота (77 К), и максимальным уровнем на выходе 5В, т. е. 1000 изотермических единиц (и.е.) (1 и.е. = 5 мВ). Собственный шум системы при комнатной температуре имеет порядок 0,5 мВ; полезный динамический диапазон составляет тогда 10 000 уровней, или 80 дБ. Компенсация дрейфа сигнала в системе обеспечивает стабильность реакции системы и позволяет провести абсолютную градуировку. Абсолютная точность имеет порядок градуса, в то время как относительная точность имеет порядок десятой градуса.



Градуировочные кривые.

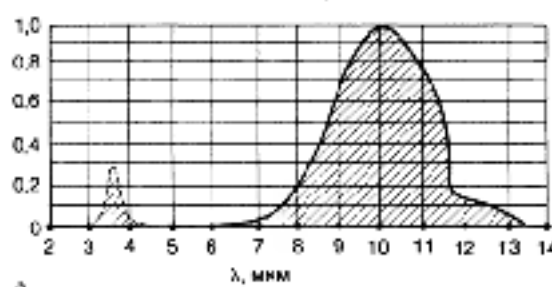
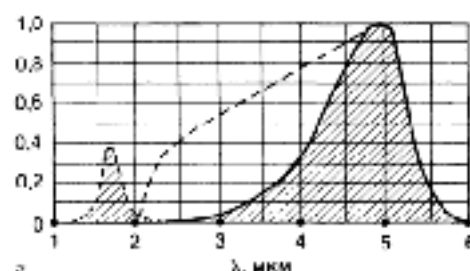
д. Спектральная чувствительность



Спектральная чувствительность.

a — спектральный коэффициент излучения объекта; b — спектральный коэффициент пропускания атмосферы; v — спектральный коэффициент пропускания оптики; z — спектральная чувствительность приемника; d — результирующая кривая спектральной чувствительности.

Относительная спектральная чувствительность в каждом канале характеризуется следующими кривыми.



Относительная спектральная чувствительность системы АГА 780 SW (а); относительная спектральная чувствительность системы АГА 780 LW (б).

Вид кривых связан с селективностью спектральной чувствительности приемника и пропускающей оптики.

Просветление оптики существенно повышает пропускание на 5 или 10 мкм, но дает дополнительный максимум пропускания на трети длины волны, т. е. на 1,7 и 3,3 мкм. При нормальных применениях эти выбросы спектральной чувствительности должны отсекаться фильтрами, не пропускающими излучение с короткими длинами волн. Существует вариант применения коротковолновой аппаратуры (SW) с расширенным на область 2—3 мкм диапазоном чувствительности, что улучшает общую чувствительность системы. Можно, конечно, и уменьшить ширину спектрального рабочего диапазона с помощью фильтров.

14.1.2. ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ДВУХСПЕКТРАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ

а. Пространственное разрешение

Одномерная импульсная реакция $D(x)$ идентична функции рассеяния линии (ФРЛ). Когда объектом является очень узкая щель, вид этой функции регистрируется как видеосигнал на выходе предусилителя. Анализ вида этой функции позволяет аппроксимировать ее ход гауссовой кривой.

$$D(x) = \exp(-x^2/\sigma^2),$$

где $\sigma = \alpha_0/\sqrt{0,96}$, α_0 — угловая ширина щели, при которой сигнал модулируется на 50%.

Временная импульсная реакция вычисляется по формуле

$$\sigma_t = \sigma(\tau l/\theta),$$

где $\tau l = (1/f_l)\rho$, τl — полезное время строки, $f_l = 2500$ Гц — строчная частота, $\rho = 0,70$ — полезная часть строки.

$$\sigma_{\text{мкс}} = \sigma_{\text{мрад}} \times 10^6 (1/2500) 0,70 (1/\theta^\circ \cdot 17,45),$$

$$\text{откуда } \sigma_{\text{мкс}} = \sigma_{\text{мрад}} (16/\theta^\circ).$$

Значения $\sigma_{\text{мрад}}$ и $\sigma_{\text{мкс}}$ для объективов с разными полями зрения приведены в таблице

Объектив (θ)	Разрешение при 50%-ной модуляции σ_0 , мрад	$\sigma = \sigma_0/0,96$ мрад	$\sigma_\theta = \sigma(16/\theta^\circ)$ мкс
$3,5 \times 3,5^\circ$	0,5	0,52	2,38
$7 \times 7^\circ$	1,1	1,15	2,63
$12 \times 12^\circ$	1,9	1,98	2,64
$20 \times 20^\circ$	3,4	3,54	2,83
$40 \times 40^\circ$	5,8	6,04	2,42

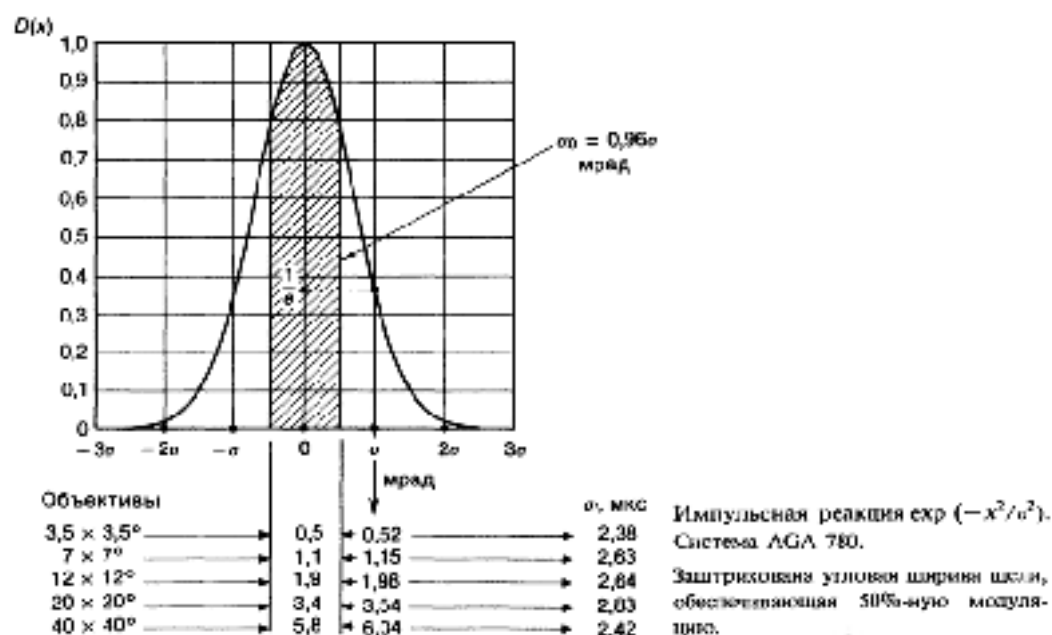
На следующих далее рисунках представлены.

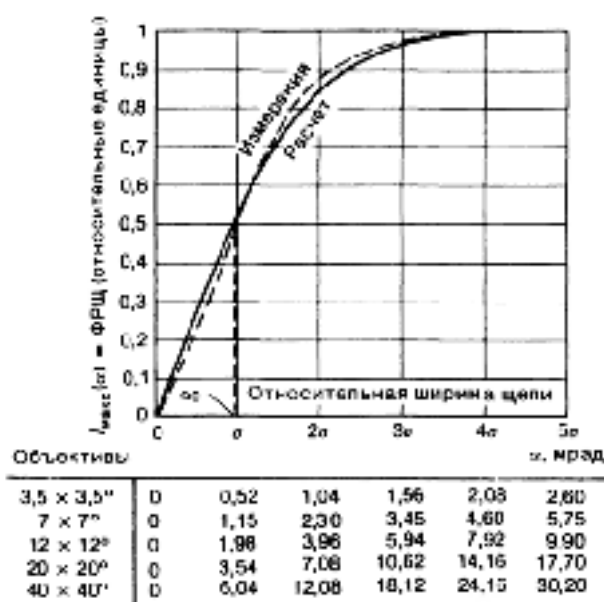
Импульсная реакция $D(x)$ системы, характеризующейся значением разрешения, заложенным при проектировании ФРЩ (σ_0) = 0,5. Функция, характеризующая относительную максимальную реакцию на щель (ФРЩ), вычисляется по формуле

$$\text{ФРЩ} = \frac{1/2}{\int_0^\infty \exp(-x^2) dx} \int_0^\infty \exp(-x^2) dx$$

или получается в результате измерений для черного тела и щели с переменной шириной. Полученные расчетные и экспериментальные результаты очень близки.

Модуляционная передаточная функция (МПФ) вычисляется как преобразова-



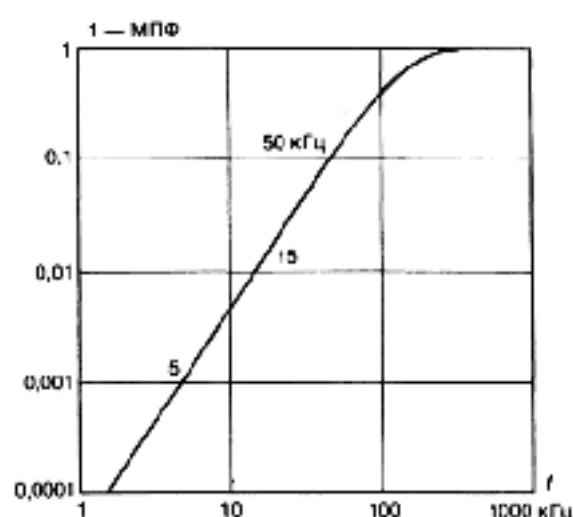


Изображение щели. Система АГА 780.

ние Фурье от ФРЛ, выраженное в функции частоты (пространственной и временной) для каждого объектива.

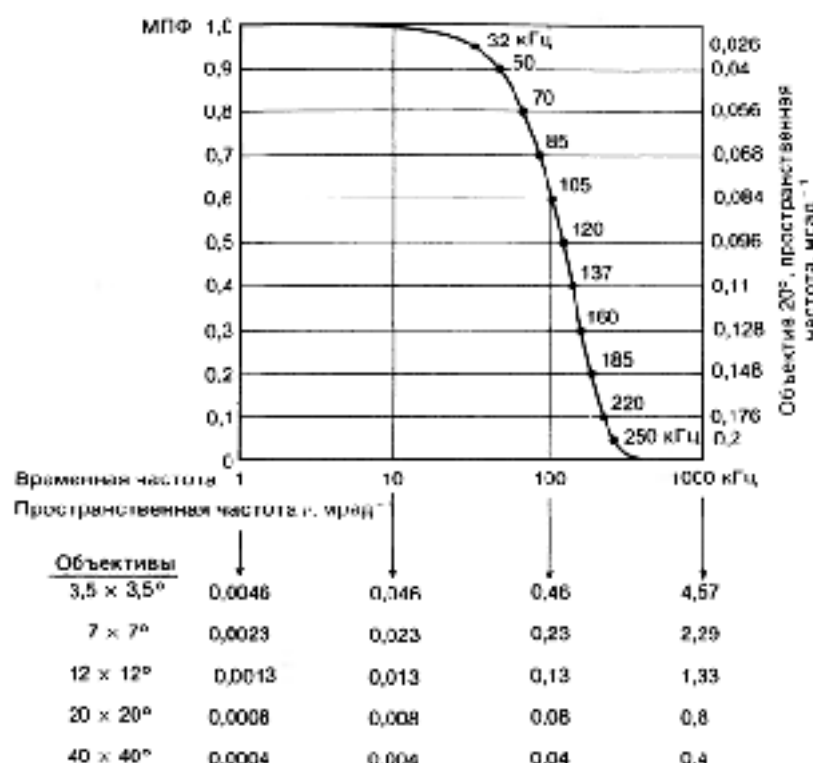
Относительная потеря сигнала $1 - \text{МПФ}$, выраженная в функции временной частоты сигнала.

Временная частота, Гц	Перегаточная функция	Относительная потеря сигнала
1000	1,0000	0,0000
1219	0,9995	0,0001
1585	0,9995	0,0001
1995	0,9998	0,0002
2512	0,9997	0,0003
3162	0,9995	0,0005
3981	0,9993	0,0007
5012	0,9988	0,0012
6310	0,9981	0,0019
7943	0,9970	0,0030
10 000	0,9953	0,0047
12 589	0,9928	0,0074
15 849	0,9883	0,0117
19 953	0,9814	0,0186
25 119	0,9707	0,0293
31 623	0,9540	0,0460
39 811	0,9281	0,0719
50 119	0,8885	0,1115
63 096	0,8292	0,1708
79 433	0,7431	0,2569
100 000	0,6247	0,3753
125 893	0,4744	0,5256
158 489	0,3067	0,6933
199 526	0,1516	0,8464
251 189	0,0514	0,9486
316 228	0,0090	0,9910
398 107	0,0006	0,9994
501 187	0,0000	1,0000



Относительная потеря контраста в функции частоты модуляции сигнала. Система АГА 780.

$$\nu_{\text{отн}} = f(\tau/\theta) = f(1/2500)0,70(1/\theta^2 \times 17,45) = f_{\Gamma_0} \times 1,6 \cdot 10^{-1}/\theta^2.$$



Передающая функция. Система AGA 780.

б. Температурное разрешение

Измерение ΔT_n . Для разности температур $\Delta T = 6^\circ\text{C}$ в окрестности 30°C градуировочная кривая дает разность пиковых значений сигнала $v_c = 6$ и.е. Эффективное напряжение шума для этой температуры равно $v_b = 0,5 \text{ мВ} = 0,1$ и.е. (для $\Delta f = 300 \text{ кГц}$),

$$\Delta T_n = \Delta T / (v_c / v_b) = 6 / (6 / 0,1) = 0,1^\circ\text{C}.$$

Измерение $\Delta T_{\text{разр}}$. $\Delta T_{\text{разр}}$ измеряют по обычно применяемой методике. Чтобы упростить сравнение различных объективов в различных систем, $\Delta T_{\text{разр}}$ представляется в функции числа периодов пространственной частоты, содержащихся в поле изображения θ/β , где β — период миры в угловой мере (заштрихованная площадь на рисунке (с. 369) представляет разброс измерений).

Измерения стабильности во времени (дрейфа). Измерения дрейфа осуществлялись для каждого канала двухспектральной камеры AGA 780. Наблюдаемый объект дает флуктуации температуры $\Delta T_{\text{об}} = T_{\text{об}} - 22,2^\circ\text{C}$ (черное тело с термоэлектрической регулировкой). Дрейф обычно начинали измерять после пятнадцатиминутной работы, чтобы обеспечить достижение теплового равновесия системы

$$\Delta T_{\text{дрейфа}} = \Delta T_{\text{изм}} - \Delta T_{\text{об}}.$$

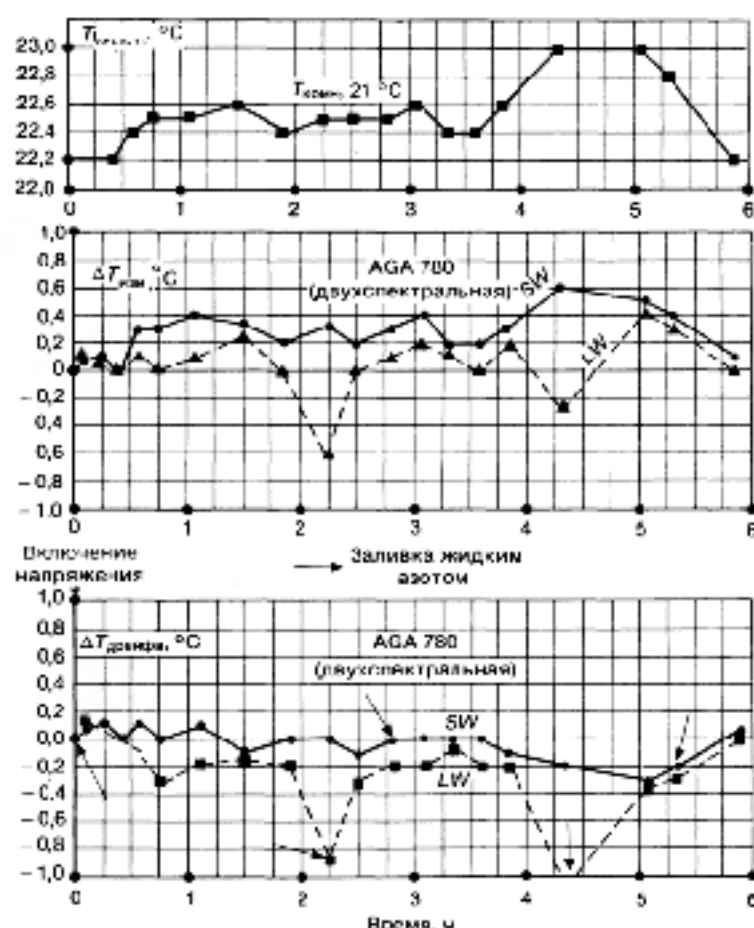


Приведенные ниже величины определяют максимальный диапазон, в который укладывался дрейф при наблюдении сигналов в течение нескольких часов. Максимальные отклонения сигнала даны в изотермических эллипсах и получены от источника со стабильной температурой; эти отклонения различны для различных окружающих условий (величины зарегистрированы стандартной аппаратурой). Измерения показывают, что абсолютная точность системы AGA 780 в окрестности значений комнатной температуры лучше градуса ($\pm 0,4^\circ$). Заметим, что практически существует определенный разброс градуировочных кривых. В окрестности температуры $+ 20^\circ\text{C}$ наклон этих кривых может изменяться в зависимости от температуры.

Температура камеры	Дрейф		Температура камеры	Дрейф	
	SW	LW		SW	LW
Комнатная температура			0—40 °C	$\pm 0,8$	$\pm 2,0$
20—55 °C	$< \pm 0,4$	$< \pm 0,8$	-15 + +40 °C	$\pm 1,0$	$\pm 4,0$
10—40 °C	$\pm 0,5$	$\pm 1,0$			

в. Точность измерений

Оценим пространственное разрешение измерений, т. е. угловой размер поля анализа, для которого радиометрические измерения достигают желаемой точности. При комнатной температуре аппаратура AGA 780 в среднем дает около одного градуса на изотермическую единицу. При температуре 25°C ошибка измерений $0,25^\circ\text{C}$ соответствует точности 0,25 и.е. на 25 и.е., т. е. $\varepsilon = 1\%$. Эта от-



посительная точность сигнала соответствует полосе пропускания, определяемой кривой 1 — МПФ, 15 кГц, что дает пространственную частоту измерений $\nu = 15 \cdot 10^3 (1,6 \cdot 10^{-5} / 20) = 0,012 \text{ мрад}^{-1}$,

т. е. 4,2 периода на изображение. Если нас больше интересует не объект с периодической структурой, а протяженный объект, то, применяя критерий ФРЦ, получим для того же объектива

По- греш- ность	1- α	Разрешение при измере- нии, мрад	Число изме- ряемых точек в строке	По- греш- ность	1- α	Разрешение при изме- рениях, мрад	Число изме- ряемых точек в строке
0,1	0,99	13	27	0,25	0,75	5,3	66
0,05	0,95	9,9	35	0,50	0,50	3,4	100
0,10	0,90	8,2	43				

14.3.3. ОПИСАНИЕ ЦЕПИ ОБРАБОТКИ

Цепь обработки можно разбить на три части:

- система приема сигнала в аналоговой форме;
- система преобразования в цифровую форму и запоминания информации;
- система обработки.

а. Система приема сигнала в аналоговой форме

Эта система состоит из:

- двухспектрального анализатора поля (AGA 780) со своими объективами;
- электроники системы визуализации с регулировкой в каждом канале;
- интерфейсов аналоговой системы записи;
- аналогового магнитофона с частотной модуляцией;
- генератора тактовых импульсов IRIG B (время с точностью до миллисекунды регистрируется на дорожке магнитофонной ленты, благодаря чему можно впоследствии найти любое изображение).

б. Система преобразования в цифровую форму и запоминания информации

Эта часть системы непосредственно связана с электроникой системы визуализации. Ниже перечислены ее составляющие.

Переключатель аналоговых каналов.

Система аналого-цифрового преобразования (АЦП), запоминания, система преобразования из цифровой формы в аналоговую «Оскар» (вспомогательная вычислительная машина, обеспечивающая выборочное считывание с генератора IRIG B, и декодирование отметок времени).

Коммутатор цифровых каналов, позволяющих выборочно считывать информацию, заложенную в память цифрового магнитофона каждого инфракрасного канала. Этот коммутатор управляется переключателем аналоговых каналов. Он содержит дополнительную схему, обеспечивающую разделение памяти «Оскара» на зоны и выполненную в виде блока для дополнительных исследований.

Блок автоматического исследования изображения. Скорость записи информации, содержащейся в тепловых изображениях, позволяет возвращаться к получаемым на аналоговой ленте изображениям. При считывании блок автоматического исследования изображения используется для нанесения меток времени на запись перевода термограммы в цифровую форму. При анализе рассматриваемый блок может работать, управляя аналоговой системой записи; выбор последовательностей может производиться вручную или по программе от ЭВМ. Управляющие команды могут также формироваться системой «Периколор».

Два цифровых магнитофона (620 мм/с, 32/64 бит/мм).

в. Система обработки («Периколор»)

Обработка инфракрасных изображений может начинаться уже в процессе преобразования в цифровую форму и запоминания данных. Для этого можно использовать систему обработки изображений в цифровой форме «Периколор», которая содержит набор основных программ и специальную логику для градуировки термограмм по температуре. Система «Периколор» может быть присоединена к большинству существующих и имеющихся в продаже мини-ЭВМ согласно паспортной инструкции. Когда система подключена к мини-ЭВМ, она может рассматриваться как терминал (оконечное устройство).

14.3.4. ОПИСАНИЕ РАБОТЫ СИСТЕМЫ

а. Работа двухспектральной камеры 780

Система, анализирующая поле зрения, состоит из двухспектральной камеры, которая позволяет принимать и обнаруживать энергию инфракрасного излучения, испускаемого телом одновременно в диапазонах 2—5,5 и 8—12 мкм. Эта система сканирует плоскость объекта XY и дает в каждом диапазоне изображение с частотой кадров 25 Гц. Мгновенное поле определяется проекцией чувствительного элемента через оптику в пространство объектов.

Поступающие от приемников электрические сигналы пропорциональны энергии инфракрасного излучения. Они обрабатываются основной электронной системой и одновременно визуализируются на двух экранах электронно-лучевых трубок. Развертка XY блока визуализации синхронизирована с разверткой системы сканирования анализатора. Модуляция яркости Z передает уровень сигнала, который соответствует уровню энергии инфракрасного излучения. Интерфейс согласует уровни сигналов (видеосигнала и импульсов синхронизации XY) таким образом, чтобы их можно было записать в память аналогового магнитофона (широкополосный с частотной модуляцией магнитофон IRIG группы I).

б. Запись аналоговых сигналов

Аналоговая магнитная запись необходима для запоминания информации, полученной с каждого канала анализатора, и для считывания информации, чтобы перевести ее в цифровую форму. Этот тип магнитофона обычно 14-дорожечный. Интерфейс магнитофона обеспечивает запись в каждом инфракрасном канале двух сигналов: видеосигнала и мультиплексированного сигнала синхронизации (XY). В момент приема усиление и постоянная составляющая видеосигнала отмечаются реперами «диапазон» и «уровень», различимыми на выходе записи. Во время записи термограмм генератор тактовых импульсов IRIG B выдает импульсы, записываемые на одну из дорожек аналогового магнитофона. Если аналоговый магнитофон имеет канал с частотной модуляцией, то можно выбрать два вида записи.

Видео А. Запись сигнала на выходе предусилителя перед обработкой в блоке визуализации (динамический диапазон 85 дБ).

Видео Б. Запись сигнала после выбора уровня и чувствительности («уровень» и «диапазон»).

В режиме видео А в память записывается сигнал, полученный с приемника и усиленный предусилителем. При считывании нужно выбрать чувствительность и уровень, исключая таким образом возможное насыщение. При этом методе записи в сигнал вносятся шум, и температурное разрешение при считывании в 5—10 раз хуже, чем при считывании в режиме видео Б; в последнем случае сохраняется температурное разрешение системы анализа.

Запись в режиме видео Б производится после выбора уровня и чувствительности; при этом утрачивается полученная при измерении постоянная составляющая сигнала. Эту постоянную составляющую можно записать отдельно. Можно использовать режим видео А с сохранением температурного разрешения, используя методы записи с высокой плотностью (кодово-импульсную модуляцию). Этот метод позволяет записать благодаря применяемому цифровому коду сигналы, динамический диапазон которых составляет около 80 дБ. (Динамический диапа-

зон аналогового магнитофона, использующего частотную модуляцию, составляет в среднем 48 дБ и, следовательно, недостаточен для записи в режиме видео А из-за шумов, вносимых в запись по этому методу.)

в. Аналого-цифровое преобразование и запоминание термограмм

Блок преобразования в цифровую форму и записи в память обеспечивает перевод аналоговых сигналов в цифровые с помощью системы «Оскар». Преобразование в цифровую форму осуществляется для каждого канала путем преобразования и запоминания информации, приходящей по каналу 2—5,5 мкм, на первом цифровом магнитофоне и после возвращения назад аналоговой ленты путем преобразования в цифровую форму и запоминания информации, приходящей по каналу 8—12 мкм на втором цифровом магнитофоне.

Ниже перечислены элементы аппаратуры, используемой для преобразования данных в цифровую форму и запоминания их.

Аналоговое устройство для магнитной записи и считывания.

Электроника двухспектральной системы AGA 780 и промежуточные устройства записи.

Считывающее устройство временного кода, которое позволяет декодировать считанную информацию о времени, записанную в момент испытаний. Оно позволяет также визуализировать и восстановить данные о времени в цифровой форме и указать таким образом дату и время получения каждого преобразованного в цифровую форму и записанного в память изображения.

Блок автоматического исследования изображения, который получает от считывающего устройства кодированные данные о времени. Этот блок содержит логическое устройство, сравнивающее все время поступающие от считывающего устройства временные отметки с временными данными, задаваемыми оператором для восстановления изображения с аналогового магнитофона. Таким образом, можно восстановить и преобразовать в цифровую форму любое изображение, которое было записано в аналоговой форме. Обозначение изображения временем его получения можно осуществить двумя способами: или вручную оператором, который отмечает время, соответствующее выбранному изображению (для каждого следующего одно за другим изображения счетчик выдает соответствующее время), или автоматически, управляя блоком исследования с помощью ЭВМ или с помощью устройства «Периколор»; для управления нужна специальная программа. Преобразованные в цифровую форму последовательно выдаются тогда устройством «Периколор» или ЭВМ.

Цифровой преобразователь изображения «Оскар», который осуществляет преобразование аналоговых данных в цифровую форму и их запоминание.

Два устройства для цифровой записи и считывания, получающие данные от цифрового преобразователя. Данные каждого канала записываются и запоминаются магнитофоном.

При обработке изображения относящиеся к каждой спектральной полосе (2—5,5 и 8—12 мкм) данные последовательно берутся с каждого магнитофона.

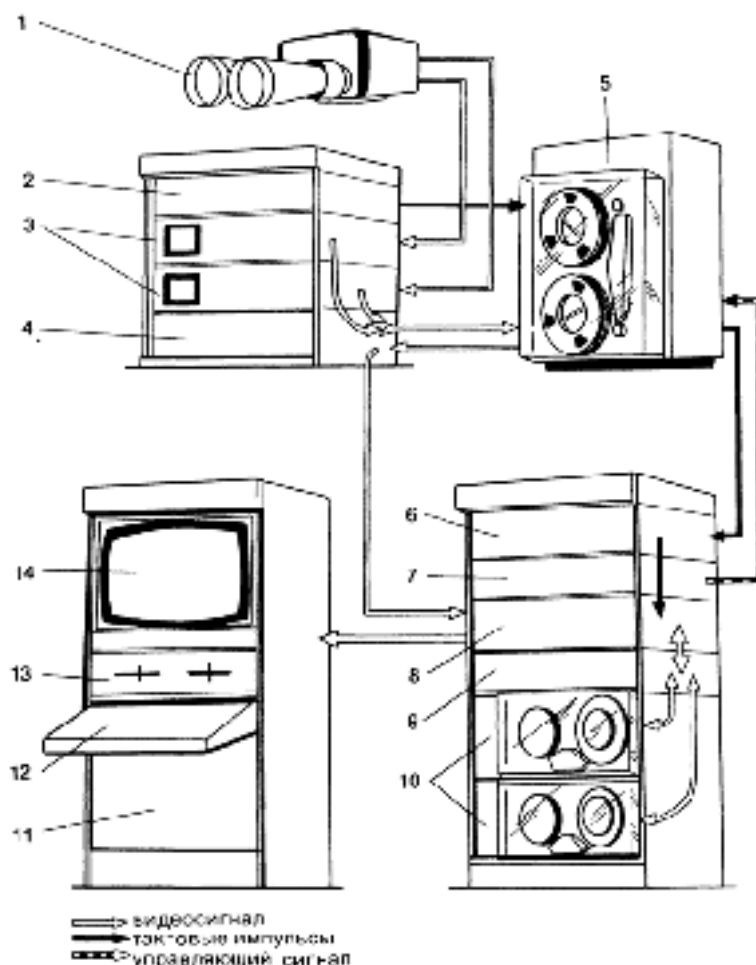
Основные характеристики этой записывающей аппаратуры следующие:

- скорость протяжки 620 мм/с,
- плотность записи 32/64 бит/мм,
- ширина ленты 12,7 мм,
- число дорожек 9.

Выбор записывающего устройства производится оператором с помощью специального переключателя.

г. Система цифровой обработки «Периколор»

Система цифровой обработки изображений, содержащая устройство запоминания изображения, микропроцессор, алфавитно-цифровую клавиатуру и цветной телевизионный экран, соединена с системой «Оскар».



Структурная схема двухспектральных измерений.

1 — двухспектральная инфракрасная система AGA THV 780; 2 — генератор тактовых импульсов; 3 — электронная система визуализации и управления команд системы AGA 780; 4 — переключатель аналоговых каналов; 5 — аналоговый магнитофон; 6 — считывающее устройство времени кода; 7 — блок автоматического исследования изображений; 8 — «Оскар»; 9 — переключатель цифровых каналов; 10 — цифровые магнитофоны; 11 — «Периколор»; 12 — алфавитно-цифровая клавиатура; 13 — выключатели на магнитных дисках; 14 — экран цветного телевизора. 1 — 5 — прием; 3 — 10 — преобразование в цифровую форму; 8 — 14 — обработка.

Обработка термограмм в конечном счете осуществляется оператором путем использования различных программ и подпрограмм, входящих в систему.

Система обработки включает

- два цифровых устройства для записи и считывания, систему «Оскар», переключатель цифровых каналов,
- систему «Периколор», обеспечивающую выполнение следующих функций:
 - прием и хранение в памяти данных,
 - считывание заложенной в памяти информации и преобразование ее в телевизионный стандарт.

Процедура обработки изображений дополняется логическим анализом.

14.4. ИНФРАКРАСНАЯ СИГНАТУРА ОБЪЕКТОВ — НОВЫЙ МЕТОД ОБНАРУЖЕНИЯ ЦЕЛЕЙ И ОБРАБОТКИ ПОЛУЧЕННЫХ ДАННЫХ

Развитие в последнее время оптико-электронной техники позволило существенно повысить эффективность военных систем, предназначенных как для обнаружения различных вражеских движущихся объектов, так и для обороны от нападения. Так, например, для разведки, обнаружения и опознавания объектов широко применяются пассивные средства инфракрасной техники, а для дальнометрии, подсветки и сопровождения целей — лазерные системы (Рис. а).

Чтобы оценить, каковы должны быть параметры системы, удовлетворяющие этим требованиям, необходимо заранее знать характеристики излучения и отра-

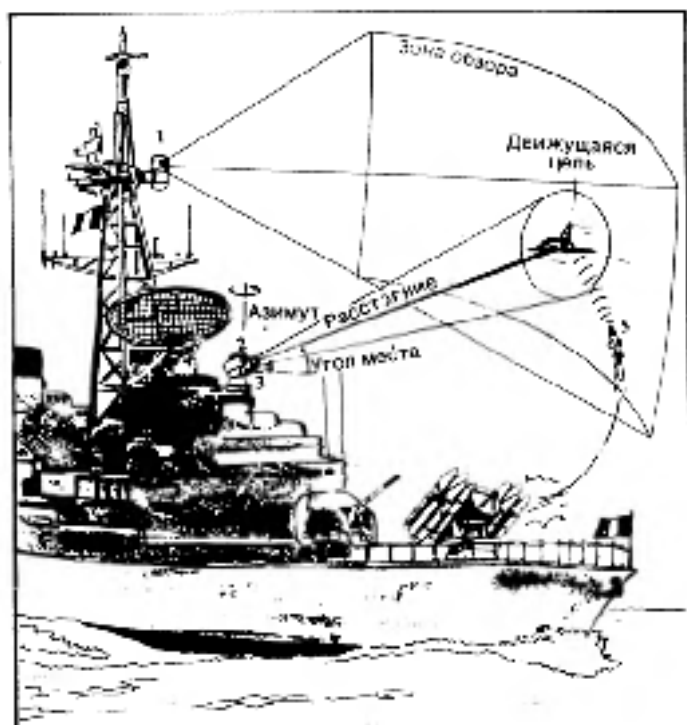


Рис. а.

1 — пассивная ИК-система наблюдения и обнаружения; 2 — инфракрасная система слежения; 3 — телевизионная система слежения; 4 — система лазерного облучения и дальнометрирования; 5 — сопровождение цели активной лазерной или пассивной инфракрасной системой.

жательные свойства представляющих интерес движущихся объектов и их окружения. Речь идет о характеристиках оптического излучения целей и фонов.

Понятие присущей рассматриваемому объекту характеристики излучения, так называемой сигнатуры объекта, охватывает набор данных, относящихся к различным аспектам описания этого объекта. В случае инфракрасной сигнатуры речь может идти о следующем:

тепловом изображении или температурной карте (Рис. б),
интегральной или спектральной силе излучения (Рис. в),
распределении силы излучения в пространстве (Рис. г),
статистических характеристиках тепловой картины (средних величинах, гистограммах и т. п.).

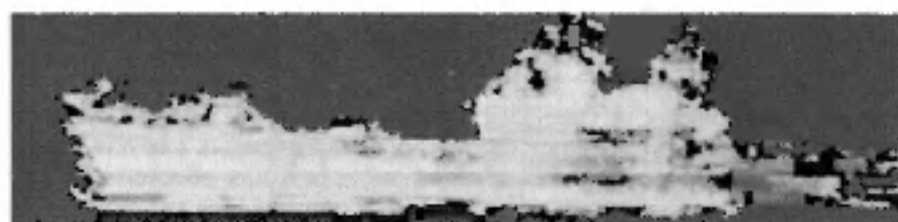


Рис. б.

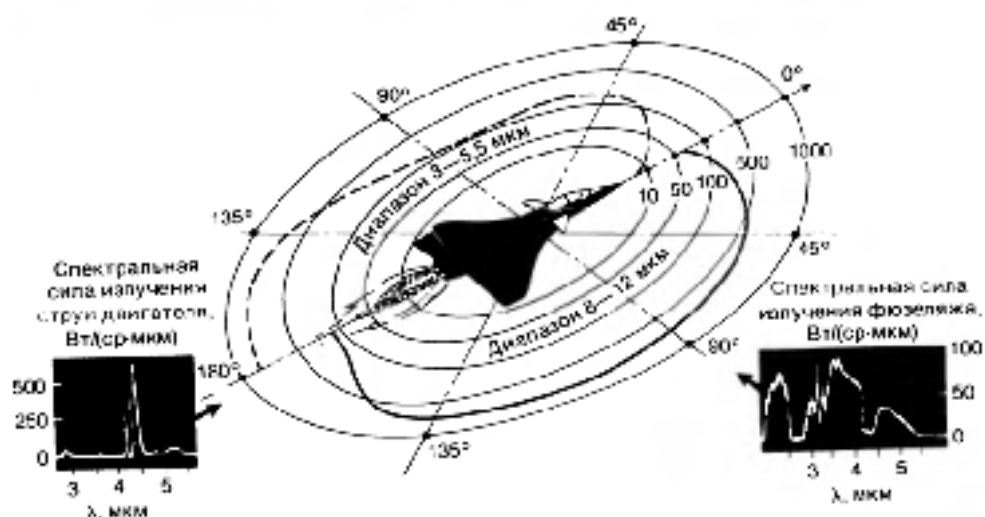


Рис. в. Полярная диаграмма силы излучения самолета (Вт/ср).

Восприятие и оценка распределения испускаемого излучения по поверхности объекта — наиболее эффективный подход к выявлению инфракрасной сигнатуры объекта. Речь идет о получении теплового изображения, обусловленного температурными контрастами, связанными с теплообменом между объектами и фонами.

Системы, формирующие тепловые изображения, работают в спектральных диапазонах 3—5,5 и 8—12 мкм, т. е. в окнах прозрачности атмосферы, и создают изображения, контраст которых пропорционален воспринимаемому излуче-

нию. Эта величина зависит, с одной стороны, от собственного излучения целей, являющегося их собственной характеристикой, связанного с внутренними источниками тепла и зависящего от режима работы (тяги) двигателя и особенностей его установки на летательном аппарате, а с другой стороны, от окружающей среды (аэродинамического нагрева, отражения солнечного излучения и т. п.). Получение и накопление таких данных должно производиться с помощью соответствующих приемных и записывающих информацию об излучении устройств.

Инфракрасное излучение тел, зависящее от их температуры, коэффициентов излучения и окружающих условий, может быть обнаружено с помощью систем, обеспечивающих измерение с очень высоким температурным разрешением. Особенно это важно, например, при обнаружении излучения двигателей при пуске, когда требуемый динамический диапазон превышает 80 дБ, что приводит к необходимости обеспечить обнаружение более 10 000 различных уровней с передачей их в 13-14-разрядном цифровом коде.

Термографические инфракрасные системы, предназначенные для измерений, дают двумерные тепловые изображения, содержащие более чем 128×128 измеримых точек, с кадровой частотой от 10 до 50 Гц. Размер каждой элементарной «точки» изображения определяется из условия, что уровень сигнала от нее становится равным половине сигнала от протяженного источника с той же температурой. На практике измерения проводятся только для таких элементарных полей, размер которых позволяет получить сигналы, практически не отличающиеся от сигналов, обеспечиваемых протяженным источником. При этих условиях в изображении оказывается 30×30 элементарных измеримых «точек» (см. разд. 12.4). Однако, чтобы сохранить характер изображения при приеме, приходится регистрировать последовательность из 128×128 точек, каждая из которых может характеризоваться любым из более чем 10 000 возможных уровней. Такой темп поступления информации соответствует потоку информации в цифровом коде, превышающему 3 Мбит/с; подобный объем информации во всей его полноте в реальном масштабе времени записать современными транспортабельными средствами нельзя.

Из других методов обычно применяют метод автоматического или ручного раскодирования сигналов в пределах существенно меньшего динамического диапазона (включающего как правило 8 двоичных разрядов). При таком решении нельзя принять с первоначальной точностью, определяемой приемным устройством, изображения, содержащие флуктуации или характеризующиеся существенными переходными процессами. Создание транспортабельной системы приема и записи информации с высокой плотностью позволит уже в настоящее время решить проблему и сохранить весь динамический диапазон сигналов.

Двухспектральный инфракрасный анализатор дает аналоговые сигналы. Эти сигналы подвергаются сжатию, чтобы уложить их динамический диапазон в 12 двоичных разрядов и обеспечить постоянную относительную точность при измерениях. После преобразования в цифровую форму сигнал записывается в режиме, называемом высокой плотностью записи, или с импульсно-кодовой модуляцией. Этот метод магнитной записи обеспечивает плотность информации 2150 бит/мм и действительно оправдывает свое название, если сравнить эту цифру с 65 бит/мм при обычной записи.

Такая пропускная способность может быть получена путем разбиения после-

ловательного потока информации на несколько параллельных каналов, записываемых на разных дорожках магнитофона. При этом приходится решать проблемы, связанные со сдвигом восстанавливаемых сигналов при считывании с каждого канала. Действительно, например, плотность порядка 1000 бит/мм соответствует длине 1 бита на магнитной ленте порядка 1 мкм. На практике нельзя надежно обеспечить выравнивание головных групп информации с такой точностью. Следовательно, необходимо включить при записи устройства синхронизации для каждой дорожки, чтобы компенсировать возможный сдвиг; это уменьшает полезный поток информации на канал. Для введения синхронизации выгодно использовать мертвое время каждой инфракрасной строки.

Спектр цифрового сигнала должен укладываться в полосу пропускания магнитофона; это определит выбор двоичного кода. Выбирают код, позволяющий передать максимум информации. Для отношения сигнала к шуму optimum достигается, когда спектр сигнала сжимается в максимально возможной степени, а постоянная составляющая устраняется. Восстановление сигналов при считывании может тогда производиться или превращением сигнала в аналоговую форму путем обратного преобразования, или в цифровой форме, чтобы можно было его обрабатывать с помощью ЭВМ. Скорость считывания выбирается в зависимости от скорости, обеспечиваемой ЭВМ, или от скорости переноса на магнитные ленты.

В заключение опишем портативную термографическую систему с высокими характеристиками. Она может к примеру включать следующие части.

Двухспектральный анализатор AGA THV 780 (Рис. 2), работающий одновременно в диапазонах 3—5,5 и 8—12 мкм; каждый канал дает 25 изображений в секунду и 128×64 точки в изображении (при 50%-ной модуляции). Видеосигнал, частотный спектр которого заключен в диапазоне частот 0—300 кГц, имеет динамический диапазон 80 дБ (температурная чувствительность ~ 0,15 °С в диапазоне температур 30—1500 °С). Сигнал стабилизирован по дрейфу, и прибор отградуирован для абсолютных измерений температуры. Сигналы синхронизации строк и кадров позволяют восстановить тепловые изображения.

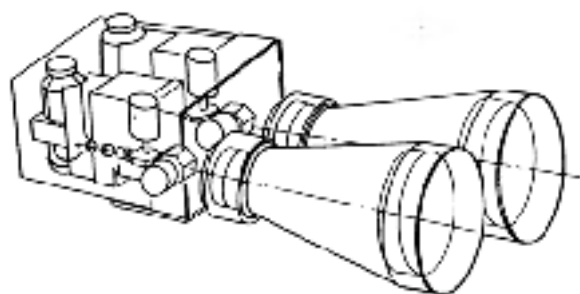
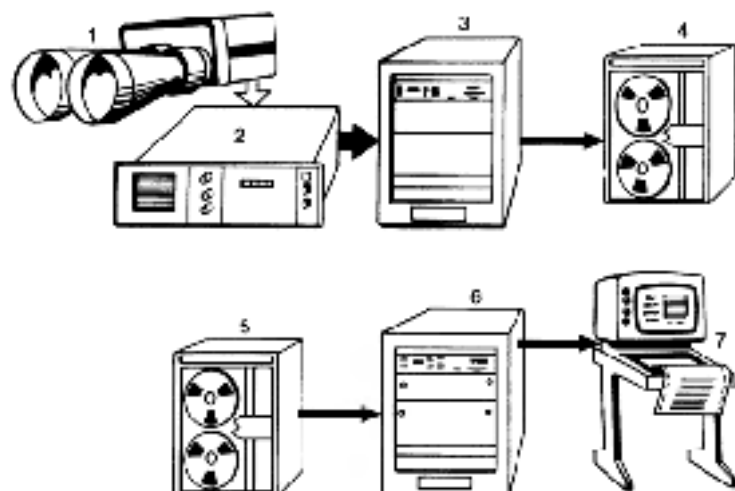


Рис. 2.

Приборная стойка AMPEX HBR-ES с высокой плотностью записи (Рис. 3), в которой аналоговые видеосигналы преобразуются в цифровую форму. Здесь осуществляется разделение информации на параллельные каналы по дорожкам приборного магнитофона. После введения данных для синхронизации информация используется в цифровой форме в режиме высокой плотности. Такая же стойка обеспечивает считывание с дорожек магнитофона и расшифровку сигналов синхронизации, чтобы восстановить видеосигнал в первоначальной аналоговой форме или в параллельном цифровом коде. Определение количества внешних параметров, относящихся к приемному устройству, цели и условиям испытаний может быть включено в общий объем информации в цифровой форме.

Рис. 8.

Приемная часть: 1 — двухспектральный инфракрасный анализатор; 2 — аналого-цифровой преобразователь; 3 — приборная стойка с высокой плотностью обрабатываемой информации; 4 — приборный магнитофон. Обработка: 5 — приборный магнитофон; 6 — приборная стойка с высокой плотностью обрабатываемой информации; 7 — мини-ЭВМ.



Приборный магнитофон IRIG ENERTEC 4115 (рис. 8), имеющий 14 дорожек, 8 скоростей от 238 до 364 см/с, максимальный поток информации на канал 4 Мбит/с (для кода NR2 и скорости 304 см/с), относительную ошибку 10^{-6} при 2 Мбит/с (доводится до 10^{-8} при использовании кода, корректирующего ошибки), максимальную плотность информации на дорожке 1,3 кбит/мм.

ЭВМ обработки сигнала (рис. 8) — мини- или микро-ЭВМ, обеспечивающая параллельный прием 12-разрядной информации и сваяженная логикой, позволяющей обрабатывать термограммы и производить расчеты, обеспечивающие их интерпретацию с целью получить исчерпывающее представление об инфракрасной сигнатуре исследуемых объектов. Речь идет о логике, позволяющей выполнять следующие операции:

- кодирование уровней в условных цветах;
- градуировку в эффективных температурах;
- градуировку по испускаемому излучению;
- расчет средних величин и фильтрацию;
- получение гистограмм;
- приведение линейных комбинаций к изображениям (сложение, направленное на уменьшение шумов, вычитание с целью выявления изменений в картине);
- проведение двухспектральной обработки;
- внесение поправок на атмосферные условия;
- отправку информации в архив.

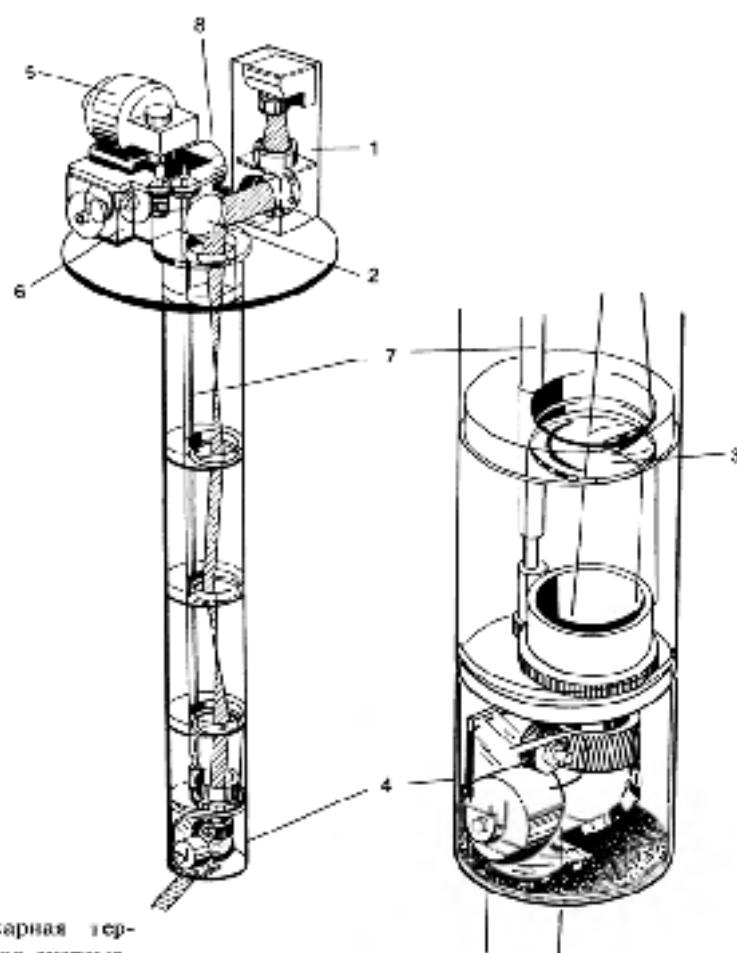
Описанная техника полностью сохраняет и использует динамический диапазон информации, получаемой изначально инфракрасным анализатором, работающим в режиме измерений, и дает возможность восстановить «сигнатуру» объекта. Использование техники записи на магнитных кассетах в системах с вращающейся головкой позволяет сделать приемную часть аппаратуры весьма компактной и заметно снизить стоимость самой аппаратуры и ее применения.

14.5. СИСТЕМЫ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ В ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКЕ

Обследование условий хранения магния после освобождения от оболочки стержней ядерного горючего.

Среди проблем, встречающихся в области переработки ядерного горючего,

проблема обнаружения горячих точек при обследовании хранящегося магния может быть решена термографическими методами. В процессе переработки ядерного горючего необходимо освободить урановые стержни от магниевой оболочки. Эта магниевая оболочка затем раздробляется и направляется для хранения. Риск загорания, связанный с высокой воспламеняемостью материала, заставляет



Противопожарная термографическая система.

1 — ИК-камера с линейкой приемников из 48 элементов, имеющих термоэлектрическое охлаждение. Анализируемое 30 раз в секунду поле имеет размер $6 \times 12^\circ$. Камера расположена вне оптической оси перископа, чтобы уменьшать поступающую в нее долю излучения; 2 — неподвижное зеркало, отражающее инфракрасные лучи, идущие из перископа в

ИК-камеру; 3 — первое изображение пятаю линзы из фтористого магния MgF_2 ; 4 — оптическая головка, анализирующая пространство посредством собственного вращения вокруг оси перископа и вращения зеркала вокруг перпендикулярной оси. Эти два движения определяют в совокупности картину развертки — спираль на сфере. Оптическая головка

приводится во вращение двигателем, расположенным к верхней части системы; 5 — двигатель, приводящий во вращение оптическую головку; 6 — корпус редуктора с выходом на две оси; 7 — вал, передающий движение к оптической головке; 8 — угловой датчик, позволяющий отмечать и кодировать относительное положение головки и зеркала.

инженеров, ответственных за хранение, изыскивать средства обнаружения точек нагрева в объеме, ограниченном стенками хранилища и поверхностью отходов магния. Системы, которая полностью соответствовала бы предъявляемым требованиям, в виде стандартного оборудования пока не существует. Перечислим предварительно выбранные условия работы системы, учитывающие ограничения при эксплуатации, и набор необходимых параметров.

Расположение датчика под бетонной плитой толщиной в 1 м.

Перенос изображения по типу перископа.

Определенное время обзора пространства во всей полусфере под бетонной плитой.

Полная доза ионизирующего облучения, которому подвергаются оптические компоненты системы (зеркала, линзы).

Температурный уровень объектов с элементарной площадью порядка 1 см^2 , при котором должен срабатывать сигнал тревоги.

Способ локализации в пространстве обнаруженных точек.

Работа системы круглые сутки в течение нескольких лет.

Возможность обслуживания и ухода за материальной частью.

Подача сигналов тревоги при различных нарушениях в работе системы.

Применение материалов, способных работать в загрязненной среде.

Высокая степень надежности в работе.

Принципы работы системы поясняются рисунком. Полученные сигналы подвергаются предварительной обработке на месте и доводятся до уровня, необходимого для дальнейшей обработки электронными блоками, расположенными на расстоянии нескольких метров. Сигналы тревоги с угловыми координатами опасных точек передаются в контрольный зал.

14.6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Тепловые измерения путем обнаружения инфракрасного излучения, испускаемого веществом, позволяют определить температуру поверхности объектов бесконтактным методом. Испускание излучения связано с возбуждением молекул внутри вещества и зависит от абсолютной температуры и коэффициента излучения поверхности рассматриваемых тел. Связь между излучением и температурой объекта, испускающего излучение, определяется законом Планка. Этот закон устанавливает однозначную связь между излучением черного тела и его абсолютной температурой. Данную связь можно использовать для любого выбранного спектрального диапазона. Таким образом, каждому уровню энергии обнаруженного инфракрасного излучения можно поставить в соответствие определенную температуру черного тела.

Черное тело представляет собой идеальный излучатель с коэффициентом излучения поверхности, равным единице. Реальные объекты в большей или меньшей степени отклоняются по свойствам от черного тела; их коэффициенты излучения могут принимать любые значения от нуля (зеркала) до единицы (черное тело). Энергия инфракрасного излучения, испускаемого такими реальными объектами, пропорциональна, с одной стороны, энергии излучения, испускаемого черным телом при той же температуре, и, с другой стороны, коэффициенту излучения их поверхности. Коэффициент излучения входит при этом как множитель

при величине энергии излучения черного тела. Этот меньший единицы множитель учитывает меньшее, чем у черного тела при данной температуре, излучение. Таким образом, одинаково нагретые тела могут испускать излучение с практически нулевой энергией, если их коэффициент излучения очень мал (зеркала). В этом случае следует обращать внимание на их высокую отражательную способность, в результате чего они могут направлять к наблюдателю инфракрасное излучение, испускаемое другими близлежащими объектами.

Практически тепловые измерения, связанные с количеством обнаруживаемого излучения, наиболее выгодно проводить для поверхностей, имеющих высокий коэффициент излучения. В этих условиях сводится к минимуму влияние паразитного отраженного излучения. Термографические системы, приспособленные для проведения таких измерений, дают тепловое изображение, состоящее из большого числа точек, распределенных по исследуемому объекту; измерения можно проводить в каждой точке. Это изображение обновляется с частотой в несколько герц.

В заключение можно сказать, что метод тепловых измерений с помощью инфракрасной термографии эквивалентен одновременному получению данных о температуре от тысяч термометров, распределенных по поверхности. Каждый из этих термометров выдает информацию несколько раз в секунду. В отличие от термометрического зондирования методом непосредственного контакта, локально нарушающего температуру поверхности вследствие поглощения тепла из-за теплопроводности, измерение инфракрасного излучения является пассивным методом, не влияющим на тепловые свойства объекта. С другой стороны, проблемы, связанные с коэффициентом излучения, требуют весьма квалифицированного подхода при термографических измерениях.

В процессе абсолютных измерений температуры количественные характеристики аппаратуры должны сохраняться неизменными в течение длительного времени обнаружения, что накладывает весьма жесткие требования на термографическую систему. В настоящее время разрабатывается ряд формирующих изображение инфракрасных систем, отвечающих сформулированным высоким требованиям.

Телевизионная камера с пирозлектрическим видиконом

В этих камерах, аналогичных телевизионным, используется трубка с пирозлектрической мишенью и электронным считыванием. Речь идет о приемнике теплового излучения, в котором повышение температуры, вызванное поглощением падающего инфракрасного излучения, приводит к возникновению электрических зарядов. Во Франции пировидикон, разработанный фирмой Thomson CSF под названием «Пириков», использован фирмой SOFRETEC в камере «Термокам». В других странах, например в Англии, изготавливается аналогичная аппаратура (English Electric Valve — EEV).

Камеры с пирозлектрическим видиконом обычно чувствительны в диапазоне 8—14 мкм; границы диапазона определяются характеристиками оптики и используемого в трубке окна.

Преимущества системы:

- не требует охлаждения;
- сравнительно низкая стоимость.

Недостатки:

низкая чувствительность;

тепловое разрешение порядка 1—2 °C;

аппаратура реагирует только на изменение излучения, и требуется механический обтюратор для прерывания постоянного потока. Эта особенность исключает возможность проведения абсолютных измерений с помощью такой аппаратуры;

весьма неравномерное распределение чувствительности по мишени пирометриона;

малый динамический диапазон обнаружения (20—30 дБ).

Инфракрасные камеры с оптико-механическим сканированием и фотонными приемниками

Применяемые приемники являются обычно полупроводниками, непосредственно преобразующими падающие фотоны в электрический сигнал. Эти приемники чувствительны в диапазоне 3—5,5 мкм (InSb, PbSe, HgCdTe) или в диапазоне 8—13 мкм (HgCdTe). Их необходимо охлаждать до температуры жидкого азота (−196 °C) или до промежуточных температур способом термоэлектрического охлаждения (от −40 до −80 °C). Приемники характеризуются высокой чувствительностью и очень малой постоянной времени, часто менее одной микросекунды.

С помощью оптико-механической развертки камера просматривает приемником каждую точку объекта. Основные фирмы, изготавливающие такие системы для промышленных применений: AGA Infrared Systems (Швеция)¹⁾, Inframatrix & Hughes (США). Аппаратура различная, но по выходным характеристикам и стоимости она примерно одинаковая. Вся выпускаемая аппаратура обеспечивает визуализацию изображения на экране электронно-лучевой трубки, иногда в телевизионном стандарте, а иногда — нет. Полученные изображения можно фотографировать (динамический диапазон 20 дБ) или записывать на видеомаягнитофон (динамический диапазон 30 дБ). Если же требуется получить более широкий динамический диапазон, их следует записывать с помощью приборного маягнитофона (50 дБ) или цифрового маягнитофона с высокой плотностью записи (80 дБ).

Всю гамму обработки термограмм можно проводить как в аналоговой, так и в цифровой форме. Интерпретация полученных после обработки данных — задача инженера или исследователя, хорошо понимающего связи полученных данных с изучаемыми явлениями.

¹⁾ В настоящее время преобразована в фирму AGEMA Infrared Systems. — *Прим. перев.*

Библиография

Born M., Wolf E., Principles of Optics, Pergamon Press, 1975. [Имеется перевод с первого издания: Борн М., Вольф Э. Основы оптики. — М.: Наука, 1970.]

Брамсон М.А. Инфракрасное излучение нагретых тел. — М.: Наука, 1964.

Dauguet A., La détection des radiations infrarouges, Dunod, Paris, 1964.

Driscoll W., Handbook of Optics, McGraw, 1978.

Hadni F., Essential of Modern Physics Applied to the Study of the Infrared, Pergamon Press, 1976.

Houghton J.T., Smith S.D., Infrared Physics, Clarendon Press, Oxford, 1966.

Hudson R., Infrared System Engineering, Wiley, Interscience, 1969. [Имеется перевод: Хадсон Р. Инфракрасные системы. — М.: Мир, 1972.]

Hudson R., Hudson J., Infrared Detectors, Dowden, Hutchinson and Ross, Wiley, 1975.

Jamieson J., McFee R., Plass G., Grube R., Richards R., Infrared Physics and Engineering, McGraw, 1963. [Имеется перевод: Джемисон Дж. и др. Физика и техника инфракрасного излучения. — М.: Советское радио, 1965.]

Jenkins F., White H., Fundamentals of Optics, McGraw, 1957.

Keyes R.J., Optical and Infrared Detectors, Topics in Applied Physics, vol. 19, Springer, 1977. [Имеется перевод: Фотоприемники видимого и ИК-диапазонов./Под ред. Р.Дж. Кнеса. — М.: Радио и связь, 1985.]

Kingston R.H., Detection of Optical and Infrared Radiation, Series in Optical Sciences, vol. 10, Springer, 1978.

Kruse R., McGlauchlin L., McQuistan R., Elements of Infrared Technology, Wiley, 1963. [Имеется перевод: Круз Р., Макглоулин Л., Макквистан Р. Основы инфракрасной техники. — М.: Воениздат, 1964.]

Lloyd J.M., Thermal Imaging Systems, Plenum Press, 1975. [Имеется перевод: Ллойд Дж. Системы тепловидения. — М.: Мир, 1978.]

Mullard L.T.D., London, Applications of Infrared Detectors, 1971.

Robinson L.C., Physical Principles of far-Infrared Radiation, Method of Experimental Physics, vol. 10, Academic Press, 1973.

Smith R.A., Jones F.E., Chasmar R.P., *The Detection and Measurement of Infrared Radiation*, Second Ed., Oxford, Clarendon Press, 1968. [Имеется перевод с первого издания: Смит Р., Джонс Ф., Чесмер Р. Обнаружение и измерение инфракрасного излучения. — М.: ЕИЛ, 1959.]

Smith W., *Modern Optical Engineering*, McGraw, 1966.

Stimson A., *Photometry and Radiometry for Engineers*, Wiley, Interscience, 1974.

Vanzetti R., *Practical Applications of Infrared Techniques*, Wiley, Interscience, 1972.

Vasco A., *Infrared Radiation*, Iliffe Book LTD, London, 1963.

Willarsen R.K., Beer A., *Semi conductors and Semi metals, Infrared Detectors*, vol. 5, Academic Press, 1970.

Wolfe W., *Handbook of Military Infrared Technology*, Office of Naval Research, Department of the Navy, Washington, D.C., 1965.

Wolfe W., Zissis G., *Infrared Handbook*, Office of Naval Research, Department of the Navy, Arlington, V.A. 1978.

Зуев В.Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. — М.: Советское радио, 1970.

Приложение

Термограммы в условных цветах (см. вклейку в середине книги).

Окраска изотермических или изоэнергетических зон позволяет интерпретировать термограммы количественно.

РИС. 1. Термограмма военного корабля. (Документация DCAN, сокр. Direction des constructions et armes navales — Управление кораблестроения и морского вооружения, Тулон.)

РИС. 2. Термограмма траулера. (Документация DCAN, Тулон.)

РИС. 3. Термограмма автомобиля на стоянке перед домом. (Документация NGH.)

Здесь заметно влияние паразитных отражений. Потеря тепла через окно дома, излучение которого, отражаясь от капота и крыши автомобиля, может привести к ошибкам при интерпретации термограммы. Рассматривая тепловое изображение, можно предположить, что мотор теплый, хотя снимок сделан утром, после того как автомобиль простоял всю ночь.

РИС. 4. Искусственное изображение. Имитация теплового изображения военного корабля.

РИС. 5. Инфракрасное изображение, полученное с целью проверки тепловой изоляции дома. (Документация фирмы Daedalus Entreprises).

РИС. 6. Термограмма военного корабля.

РИС. 7. Термограмма бронетранспортера.

РИС. 8. Термограмма в диапазоне 8—13 мкм парома «Прованс» на рейде Тулона на фоне едва различимого острова Сен-Мандре.

РИС. 9. Термограмма в диапазоне 3—5,5 мкм той же картины. Заметим, что в диапазоне 8—13 мкм лучше выделяются контуры и тепловые градиенты при низких температурах, а на термограмме 9 — лучшее тепловое разрешение при высоких температурах; в частности труба на термограмме 9 прорисована пятью-шестью изотермическими уровнями, а на термограмме 8 различимы только три уровня.

РИС. 10. Раскадрирование термограмм 8 и 9 в динамическом диапазоне визуализации.

РИС. 11. Выделение контуров изображений на пороге восприятия.

РИС. 12. Двухспектральное представление тех же изображений, полученное путем их линейной комбинации.

РИС. 13—15. Представление изображения в диапазоне 8—13 мкм с различным пространственным разрешением: 0,25 мрад, 1 мрад, 2 мрад.
Черно-белые термограммы.

РИС. 16. Результаты термографического исследования промышленного здания. Визуализация тепловых потерь путем выделения изотермических зон. (Документация фирмы AGA.)

РИС. 17. Визуализация вывода дымовой трубы по внутренней стороне стены. (Документация HGH.)

РИС. 18. Результаты термографического исследования здания. Анализ потерь энергии на стыках стен и кровли. Статистическое исследование зоны стыка: гистограмма уровней. (Документация фирмы AGA.)

РИС. 19. Выявление дефектов термоизоляции трубы промышленного предприятия. (Документация HGH.)

РИС. 20—21. Видимое изображение и термограмма линии электропередачи при проходе через опоры. Термограмма позволяет контролировать линию под напряжением и обнаруживать дефекты, проявляющиеся локальными перегревами.

РИС. 22. Термограмма изолятора на электрическом трансформаторе высокого напряжения.

РИС. 23. Результаты термографического исследования швда электрических проводов в трансформаторную будку, выявившего плохое соединение проводников в левой фазе.

РИС. 24. Термограмма ненормально нагретого электрического севционного выключателя.

РИС. 25. Видимое и инфракрасное изображения промышленных трубопроводов. Термографическое исследование позволяет обнаружить дефекты тепловой изоляции трубопроводов.

РИС. 26. Термограмма, позволяющая выявить потери энергии промышленной печи.

РИС. 27. Визуализация потока тепла в системе труб турбокомпрессора автомобильного двигателя. (Документация фирмы «Джисерал моторс».).

РИС. 28. Пример обработки двухспектральных изображений с помощью эффекта лупы, позволяющего выделить часть изображения (трубу парама «Прованс»), и гистограмма уровней внутри зон. (Документация DCAN, Тулон.)

РИС. 29. Термограмма электронной схемы. (Документация фирмы AGA.)

РИС. 30. Результаты термографического исследования электронной микросхемы под напряжением, позволяющие определить рабочую температуру различных компонентов. (Документация HGH.)

РИС. 31. Термограмма мощного транзистора. (Документация HGH.)

РИС. 32. Неразрушающий контроль с помощью метода активной термографии пленки эпоксидной смолы, наклеенной на сотовый наполнитель. Дефекты наклейки проявляются в наличии тонких воздушных прослоек, которые замедляют рассеяние тепла с поверхности и образуют зоны повышенного нагрева. Можно отметить высокую чувствительность метода, что позволяет визуализировать сотовую структуру. (Документация HGH.)

РИС. 33. Неразрушающий контроль с помощью метода активной термографии включений произвольного и определенного размера в полученной путем выдавливания пластмассе. (Документация HGH.)

РИС. 34. Результаты термографического исследования вращающейся печи цементного производства, выявляющие дефекты огнеупорного материала внутри печи.

РИС. 35. Термографическое исследование внутренности печи, используемой в нефтехимии. Применение фильтра, отсекающего излучение пламени, позволяет исключить влияние нагретого газа или пламени при измерениях. На снимке выявлен перегрев двух трубок. (Документация фирмы AGA.)

РИС. 36. Визуализация газа NO_2 по его излучению в инфракрасной области спектра в интервале 3—5,5 мкм. (Документация HGH.)

РИС. 37. Термография в медицине. Анализ теплового распределения кожного покрова как метод медицинской диагностики.

РИС. 38. Термограмма-портрет автора книги. (Документация HGH.)

РИС. 39. Тепловое изображение набережной Сены в Париже, полученное с высоким разрешением в диапазоне 8—12 мкм. Сканирование последовательно-параллельное (Документация французской фирмы SAT (Société anonyme de télécommunications)).

РИС. 40. Тепловое изображение торгового корабля. Можно отметить дефекты неравномерности чувствительности, характерные для параллельного сканирования при использовании линейки приемников с разным уровнем чувствительности.

РИС. 41. Тепловое изображение Парижа с контрастом обратного знака (более нагретые точки — черные). (Документация TRT.)

РИС. 42. Тепловое изображение, полученное ночью с помощью аппаратуры «Ланго» производства французской фирмы TRT (Télécommunications radio-électriques et téléphoniques) (диапазон 8—12 мкм, последовательно-параллельное сканирование). Приемник—фотодиод КРТ, охлаждаемый холодильной машиной, работающей по циклу Силант—Стирлинга.

РИС. 43. Тепловое изображение с контрастом обратного знака, полученное в диапазоне 8—12 мкм аппаратурой с последовательно-параллельным сканированием. Снимок получен ночью с помощью камеры «Афродита». (Производство фирмы SAT, документация SAT.)

РИС. 44. Инфракрасное изображение грузового судна. Получено с помощью аппаратуры, построенной по системе SMT (от *Système Modulaire Thermique* — французский стандарт построения модульных тепловизоров). Можно отметить высокую чувствительность тепловизора, позволяющую различать в деталях корпус судна, особенно его заднюю часть. (Документация TRT.)

РИС. 45. Полученное модульным тепловизором системы SMT изображение лошманского судна в порту Гагр. Можно отметить высокую тепловую чувствительность, обусловленную разностью коэффициентов излучения, позволяющую различить надпльс на рубке, и четко выделяющиеся ребра жесткости в «освещенной» части корпуса. (Документация TRT.)

РИС. 46. Судно прикрытия. (Документация TRT.)

РИС. 47. Буксирное судно. (Документация TRT.)

РИС. 48. Тепловое изображение самолета вертикального взлета (получено модульным тепловизором системы SMT). Чувствительность позволяет видеть неровности внутри корпуса. (Документация TRT.)

РИС. 49. Истребитель. Изображение получено модульным тепловизором системы SMT в диапазоне 8—12 мкм. (Документация TRT.)

РИС. 50. Вертолет. Виден стробоскопический эффект на лопастях винта. Изображение получено модульным тепловизором системы SMT. (Документация TRT.)

РИС. 51. Тепловое изображение цирка в Арле, полученное с воздуха системой «Танго». (Документация TRT.)

РИС. 52. Тепловое изображение набережной Сены, полученное модульным тепловизором системы SMT. Уровень жидкости в резервуарах на переднем плане различим благодаря разности температур на вертикальных стенках, верх кажется очень холодным из-за отражения неба. Исключительно хорошая прозрачность атмосферы позволяет различить детали на заднем плане (дальность до 35 км). (Документация TRT.)

Предметный указатель

- Аббе число 102
Аберрации 125, 126
— астигматизм и кривизна поля 128, 137, 152, 181
— — сферического зеркала 140
— геометрические 127
— — расчет 143
— дисторсия 128, 141, 153, 183
— кома 128, 133, 151, 181
— — коррекция 135
— тонких линз 130, 136, 139, 142
— хроматические 125, 126
Аберрация сферическая 128, 129, 149, 181
Абсолютно черное тело 17
— черного тела изучение 19, 20, 22—27
Аналого-цифровой преобразователь 273, 276
Аномальная дисперсия 100
Апертурный луч 144
Апланатизм 150
Астигматическая разность 137
Асферическая поверхность 133, 143
Аэрозоли 81, 82
- Болометры 235
Больцмана постоянная 18
Боросиликатный крон 108, 219
Бугера закон 12
Бугера — Ламберта закон 65
- Валентная зона 242, 244, 245
Видеосигнал 191
- Виллюмье цикл 265
Вина закон 18
— — смещения 18
Волновая аберрация 124, 130, 134, 138
Волновое число 16
Волновой фронт 124, 154
Вращательные уровни молекул 67, 68
Вращающиеся оптические клинья 198, 201
Вращение барабана с объективами 197
— зеркального барабана 195
- Геометрическая оптика 125
Геометрический фактор пучка лучей 9
— шум 207
Германий 121, 126, 219
Глобар 54
Головная группа 278
Градиент температуры 52
- Джиффорда — Мак-Магона цикл 265
Джоуля — Томсона эффект 263
Динамический диапазон тепловизионного изображения 271
Дисперсия 102
— обратная 102, 126
Дифракция 71, 154
Диффузное отражение 13
Дождь 88, 91
Дрейф 227, 289, 311, 318
— компенсация с помощью зажима 361
Дымка 88

Запрещенная зона 242
 Зеркальные телескопы 167, 168
 Зеркально-линзовые телескопы 173, 174
 Зона проводимости 242, 244, 245

Идеально поглощающая поверхность 17
 Изотермические елианцы 319, 325, 362, 363
 Инверсия населенности 57
 Индикатриса рассеяния 13
 Интегральный коэффициент излучения 40
 Инфракрасная область 16
 Инфракрасное излучение 7, 8, 15, 16
 Иртран 107, 110—113

Кварц 123
 Керамика 107, 108
 Колебательные уровни молекул 67
 Корреляционная функция 72
 Коэффициент дисперсии 104
 — излучения 30, 40, 44, 45, 46—48
 — — интегральный 40—44
 — — спектральный 29, 40, 41, 335, 336
 — — таблицы 49—51
 — — линейного теплового расширения 106
 — отражения 13, 32, 102—104, 209
 — поглощения 53
 — пропускания 10, 51
 — — атмосферы см. Пропускание атмосферы
 — формы линзы 131
 Кремний 121, 126
 Кристаллы 107, 114
 Кружок наименьшего рассеяния 129
 — рассеяния 174
 KRS-5, KRS-6 120

Лазер 58
 — аргонный 61
 — гелий-неоновый 60
 — неодимовый 60
 — полупроводниковый 61
 — рубиновый 59
 — CO₂ 61
 Линейная фильтрация 158
 Линейный сканер 356
 Линза с минимальной aberrацией 131
 Линзовая оптика 176
 Ложная тепловая цель (ЛТЦ) 345
 Лоренцевское уширение линий 75

Магнитофон аналоговый 274, 334
 — цифровой 276, 280, 334
 Мгновенное поле зрения 183, 269
 Металлы 108
 Метеорологическая дальность видности 51
 Мидделтона формула 92
 Моделирование спектральных линий 76
 Модуляционная передаточная функция (МПФ) см. Передаточная функция модуляционная
 Молекулярное поглощение 77
 Мощность, эквивалентная шуму, 230, 290
 Мультиплексор 207
 NEP см. Мощность, эквивалентная шуму

Нормальная дисперсия 100

Облученность 11
 — эквивалентная шуму 288, 291, 300, 313, 315
 Обнаружительная способность 230, 239, 250, 291
 Окислы 122
 Оптика для инфракрасной области спектра 166
 — — — — апланатический телескоп 172
 — — — — зеркально-линзовые телескопы 174
 — — — — зеркальные телескопы 167
 — — — — телескоп Кассегрена 167
 Оптическая завязка 57
 — передаточная функция (ОПФ) см. Передаточная функция оптическая
 — плотность 67
 Оптические материалы 98
 — — алмазоплавно-кальцевое стекло 109
 — — аморфный селен 113
 — — арсенид галлия 122
 — — боросиликатный кварц 108, 219
 — — бромистый калий 116
 — — — таллий 120
 — — — цезий 117
 — — германий 121, 126, 219
 — — иодистый калий 116
 — — — таллий 120
 — — — цезий 117
 — — иртран 107, 110—113
 — — кварц 123

- Оптические материалы, кремний 121, 126
 — — мышьяковистое трохсернистое стекло 110
 — — плавленый кварц 109
 — — полиэтилен 123
 — — сапфир 122
 — — селенисто-мышьяковистое стекло 113
 — — стекла 107, 108
 — — стекло из оксида германия 114
 — — стоимость 106
 — — теплофизические свойства 106
 — — толстый флинт 109
 — — фтористый барий 119
 — — — кальций 119
 — — — литий 117
 — — хлористый натрий 114
 — — хлористое серебро 118
 «Оскар» 374
 Отношение сигнала к шуму 228, 234, 295
 Отражение света 102
- Параксимальное изображение 147, 148
 Параксимальный луч 147, 178
 Пассивация чувствительных элементов 253
Пассивный термоэлектрический эффект 266
 Передаточная функция блока визуализации 165
 — — модуляционная (МПФ) 304, 307, 317, 322, 328, 367
 — — оптическая (ОПФ) 160
 — — приемника 164
 — — системы 165
 — — электрическая 164
 «Периклор» 280, 371, 374
 ПЗИ-приборы 260—261
 ПЗС-приборы 256—260
 Пирозлектрический датчик 382
 Плавленый кварц 109
Планка закон 18, 22
 — постоянная 15, 18
 Пластические материалы 108
p—n-переход 61
 Поглощение 102
 — излучения атмосферой 63
 Показатель преломления 11, 104
 — — воздуха 68
 — — комплексный 99
 Порог чувствительности 294
 Поток излучения 9
 Преломление света 101
- Превосходство излучения 225
 — — антимонид индия 8, 249, 251, 252, 255
 — — болометры 235
 — — вольт-амперные характеристики 226
 — — идеальные 231
 — — кадмий — ртуть — теллур (КРТ) 8, 249, 251, 252, 255
 — — локальная чувствительность 231
 — — многоэлементные 207, 208, 254
 — — обнаружительная способность 230
 — — охлаждение 261—268
 — — пирозлектрические 236
 — — питание 252
 — — пневматические 237
 — — полная проводимость 226
 — — полное сопротивление 226
 — — постоянная времени 290
 — — свинец — олово — теллур (СОТ) 249, 255
 — — селенид свинца 249, 251, 255
 — — сульфид свинца 8, 249, 251, 255
 — — тепловые 232
 — — термоэлементы 237
 — — фотоны 234
 — — фотоэлектрические полупроводниковые 244—247
 — — — с *p—n*-переходом 246
 — — — фотоидол 252
 — — — фоторезисторы 244
 — — фотоэмиссионные 240
 — — частотные характеристики 232, 251, 252
 — — чувствительность интегральная 232, 289
 — — — спектральная 231, 248
- Применение термография 350
 — — для контроля калабирования бумаги 259
 — — — непрерывного технологического процесса 354
 — — — охлаждения стекловидной пластины 353
 — — — печей в цементном производстве 357
 — — — производства пластмассы 355
 — — — процесса сварки 358
 — — — температуры битума 353
 — — — ветрового стекла 355
 — — — электростатических ванн 357
- Проводимость примесная 243, 245
 — собственная 243, 245
 Пропускание атмосферы 63, 64, 77, 93—96, 340

- — таблицы 82—88
- в атмосферных окнах 64, 79, 80
- Просветляющие покрытия 103, 215—219
- Пространственная когерентность 70
- фильтрация 185
-
- Радиометр 185
- Разность температур минимальная обнаружимая 303
- — разрешаемая 302
- — эквивалентная шуму 296, 301, 314, 316
- Разрешение пространственное 288, 328
- температурное 288, 323, 331
- Расстояние излучения 13
- на частотах 68
- Растр 187
- Расходимость лазерного пучка 59
- Рэлея — Дрейфа закон 18
-
- Сапфир 122
- Свертка 159
- Светодиоды 204, 205
- Серое тело 33, 35
- Сигналы в аналоговой форме 269—273
- — цифровой форме 273
- Сигнатура инфракрасная 375
- Сила излучения 12
- Сканирование 193, 200—203
- двумерное 206
- искажения в системе со светодиодами 205
- кадровая развертка 200
- параллельное 206
- последовательное 203
- последовательно-параллельное 209
-
- Стекла 107, 108
- Стербага — Больцмана закон 20
- Стимулированное излучение 56
- Стиллинга цикл 264
- Структурная функция 72
- Сфера сравнения 124
- Сдвиг фазы 70
-
- Твердость по Кюпу 105
- Тележизн *Kassgren* 167
- аплазменный 172
- Манжера 175
- Шмидта 174
- Телесный угол 9
- Темновой ток 227
- Телескопическая система с визуализацией 203, 204, 324, 332
- — двухспектральная 144, 359
- — измерение характеристик 365
- Тепловой контраст 28, 338
- Термографическая измерительная система 190, 327, 332
- Термография 350—352
- контроль технологических процессов 352—359
- Термоэлектрическое охлаждение 266
- Термосенсоры 237
- Толщина слоя осадочной воды 78
- Туман 88, 90
- Турбулентность атмосферы 68
- Тяжелый флюит 109
-
- Угол поля зрения 147
- Уравнения Максвелла 97, 213
- Уровень Ферми 61, 242, 244
- белого 271
- среднего серого 271
- черного 271
- Условие синусов 150
-
- Фильтры 219
- интерференционные 222
- использующие дисперсию, рассеяние или дифракцию 223
- отражающие 221
- поглощающие 221
- спектральные оптические 305
- Флуктуации показателя преломления 69
- Флюорит см. Оптические материалы, фтористый кальций
- Фокусировка пучка в атмосфере 69
- Фокусное расстояние 148
- Фотоэлектроды 242, 248
- Фотоэлектронный умножитель 241
- Фотоэлемент 241
- Функция рассеяния линии (ФРЛ) 306, 321, 327
- реакция на шель (ФРШ) 321, 322, 366, 367
- Фурье преобразование 156

Характеристическая матрица 214

Штифт *Нернста* 53

Шумы 227, 228, 250

Электролюминесценция 54

Электромагнитный спектр 15

Электронная накачка 58

Эммансера модель 76

Энергетическая светимость 11

— экспозиция 12

Энергия излучения 12

Эффект *Доплера* 65

Эффективная температура 35, 270, 284,
286, 287, 310

Яркость 10

Оглавление

Предисловие редактора перевода	5
Предисловие	7
Историческая справка	8
1. РАДИОМЕТРИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ И ЕДИНИЦЫ	9
1.1. Радиометрическая цепочка	9
1.2. Поток излучения	9
1.3. Геометрический фактор пучка лучей	9
1.4. Яркость	10
1.5. Облученность	
1.6. Энергетическая светимость (поверхностная плотность потока излучения)	11
1.7. Сила излучения источника в данном направлении	12
1.8. Энергия излучения и энергетическая экспозиция	12
1.9. Закон Бутера	12
1.10. Рассеиватели излучения	13
1.11. Замечания о единицах	14
2. ПРИРОДА ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	15
3. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ	17
3.1. Излучение черного тела	17
3.2. Типы излучателей	28
3.3. Проблемы, связанные с излучательной способностью материалов	29
3.4. Термодинамическое равновесие	30
3.5. Проблемы, связанные с отражательной способностью материалов	31
3.6. Пример применения	34
3.7. Коэффициенты излучения материалов	40
3.8. Излучение внутренних слоев среды	51
3.9. Другие источники инфракрасного излучения	53
4. ПРОПУСКАНИЕ АТМОСФЕРЫ	63
4.1. Поглощение газами	63
4.2. Рассеяние на частицах	68
4.3. Атмосферная турбулентность	68
4.4. Методы расчета прозрачности атмосферы	74
4.5. Описание практического метода расчета пропускания атмосферы	77
5. ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ	97
5.1. Распространение электромагнитных волн в веществе	97
5.2. Оптические свойства среды	101
5.3. Физические свойства оптических материалов	105
5.4. Типы используемых материалов	107
5.5. Свойства некоторых оптических материалов	108
6. ОПТИКА. ФОРМИРОВАНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ	124
6.1. Геометрическая оптика	124
6.2. Аберрация оптических систем	125
6.3. Расчет геометрических аберраций	143
6.4. Дифракция	154
6.5. Оптика, используемая в инфракрасной области	166

7. СИСТЕМЫ ПРОСТРАНСТВЕННОГО АНАЛИЗА	185
7.1. Радиометры	185
7.2. Радиометры для пространственного анализа	186
7.3. Термографическая система	190
7.4. Различные типы систем сканирования	192
7.5. Восстановление изображения	203
7.6. Различные способы анализа изображения при использовании много- элементных приемников	204
7.7. Электронный анализ	209
8. СПЕКТРАЛЬНАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ	211
8.1. Спектральное пропускание материалов	211
8.2. Свойства тонких слоев	212
8.3. Тонкослойные просветляющие покрытия	215
8.4. Фильтры	219
9. ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ	225
9.1. Общие соображения	225
9.2. Характеристики приемников излучения	226
9.3. Шум	228
9.4. Чувствительность приемников излучения	231
9.5. Тепловые приемники излучения	232
9.6. Типы тепловых приемников излучения	235
9.7. Фотоэные приемники излучения	238
9.8. Типы фотонных приемников излучения	240
9.9. Применение приемников излучения	247
9.10. Многоэлементные приемники излучения	254
9.11. Наиболее употребительные в термографии приемники излучения	255
9.12. Приборы с переносом заряда	256
9.13. Охлаждение приемников излучения	261
10. ОБРАБОТКА СИГНАЛА	269
10.1. Аналоговый сигнал	269
10.2. Обработка аналогового сигнала	272
10.3. Обработка цифрового сигнала	273
10.4. Пример применения	273
11. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИНФРАКРАСНЫХ СИСТЕМ	287
11.1. Общие соображения	287
11.2. Параметры, характеризующие приемники инфракрасного излучения	289
11.3. Расчеты параметров, характеризующих инфракрасные системы	293
11.4. Измерение характеристик инфракрасных систем	298
11.5. Пример определения характеристик системы	312
12. ПОЛУЧЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ И ПРОВЕДЕНИЯ ИЗМЕРЕНИЙ В ИНФРАКРАСНОЙ ТЕРМОГРАФИИ	320
12.1. Пространственное разрешение	320
12.2. Температурное разрешение	323
12.3. Получение изображения и измерения	324
12.4. Пример применения	327
13. ВЫБОР СПЕКТРАЛЬНЫХ ДИАПАЗОНОВ.....	335
13.1. Спектральный коэффициент излучения материалов	335
13.2. Мощность излучения объекта	337
13.3. Тепловой контраст	338
13.4. Пропускание атмосферы	341
13.5. Приемники излучения	341

13.6. Паразитные излучения от измерительной системы	342
13.7. Заключение	342
13.8. Двухспектральное тепловое изображение	344
14. ПРИМЕНЕНИЕ В ПРОМЫШЛЕННОСТИ И ВОЕННОМ ДЕЛЕ	349
14.1. Инфракрасная термография как средство неразрушающего контроля ..	349
14.2. Термография в технологических процессах в промышленности	352
14.3. Прием, преобразование в цифровую форму и обработка двухспек- тральных инфракрасных изображений	359
14.4. Инфракрасная сигнатура объектов — новый метод обнаружения целей и обработки полученных данных	375
14.5. Системы, применяемые в ядерной энергетике	379
14.6. Заключение	381
Библиография	384
Приложение	386
Предметный указатель	392

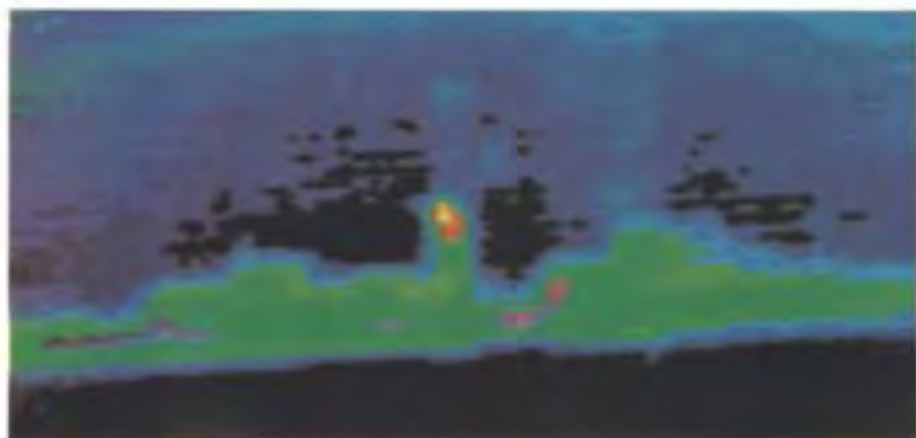




2



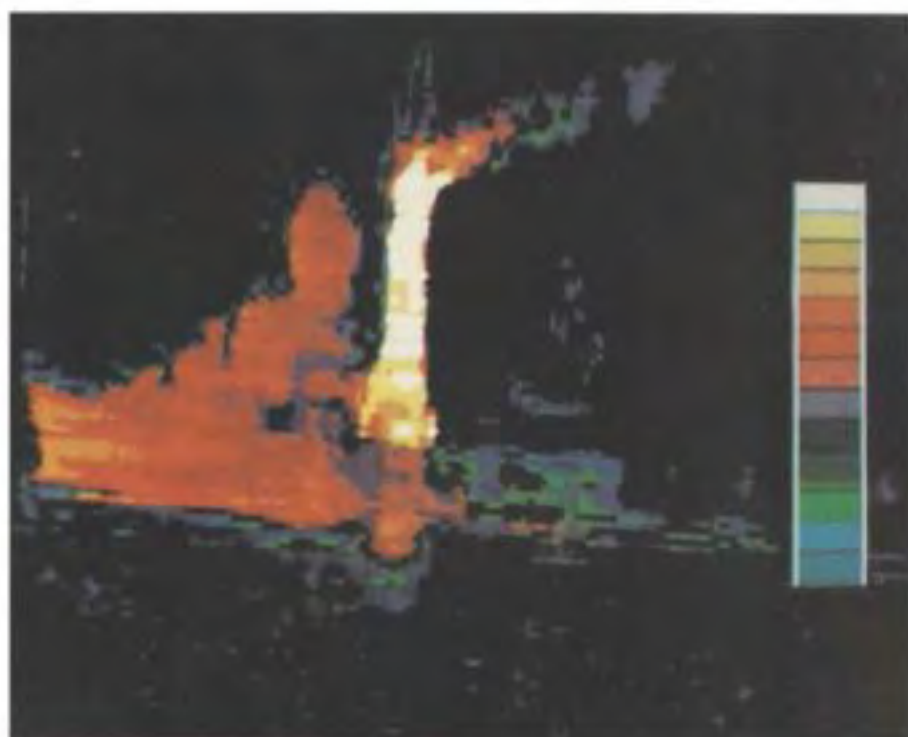
3



4



5



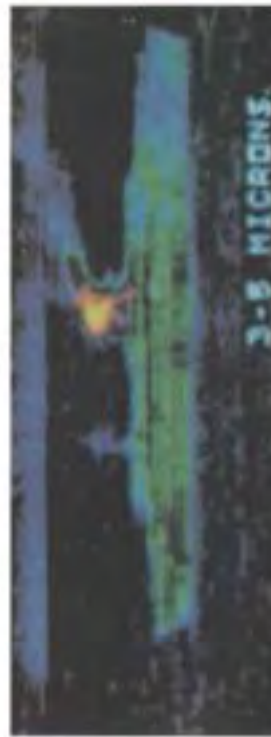
6



7



8



9



10



11



12



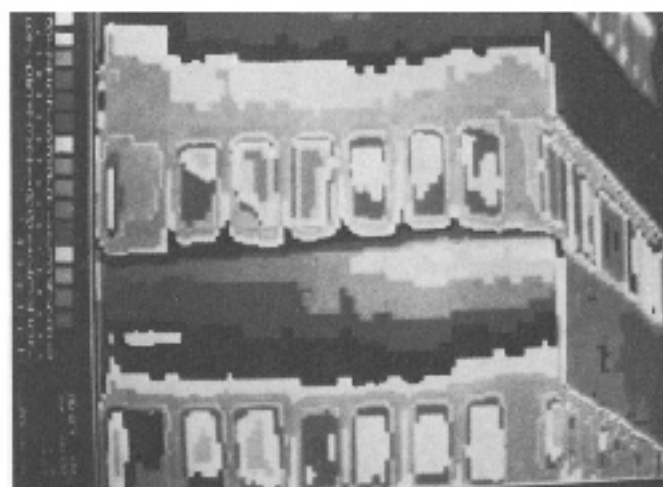
13



14



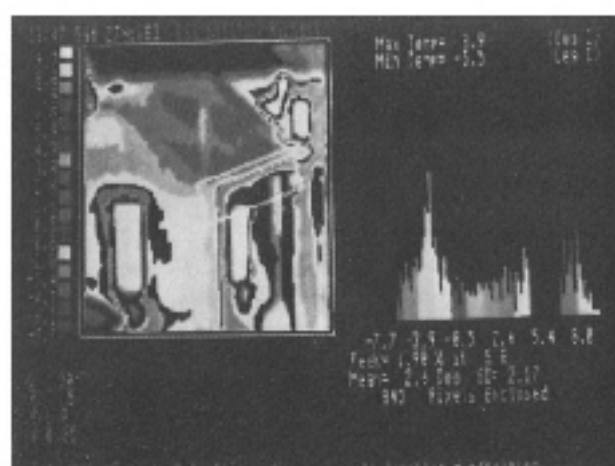
15



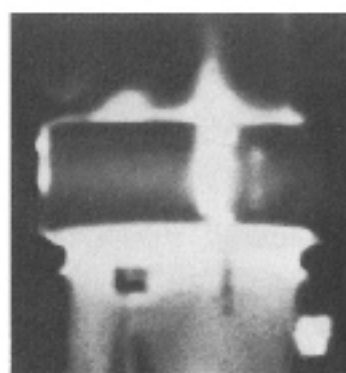
16



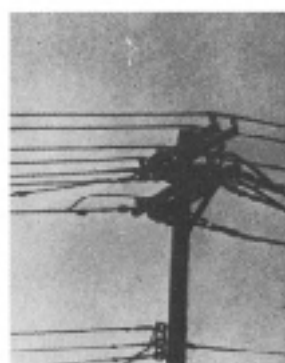
17



18



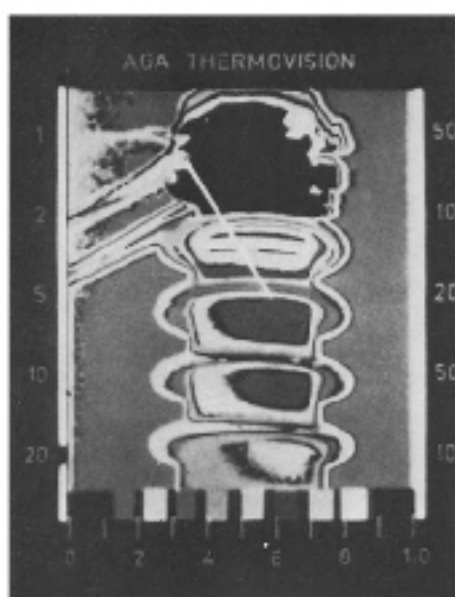
19



20



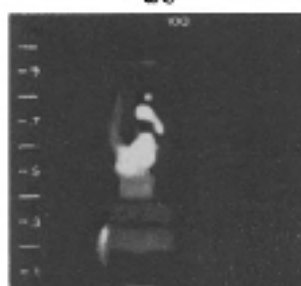
21



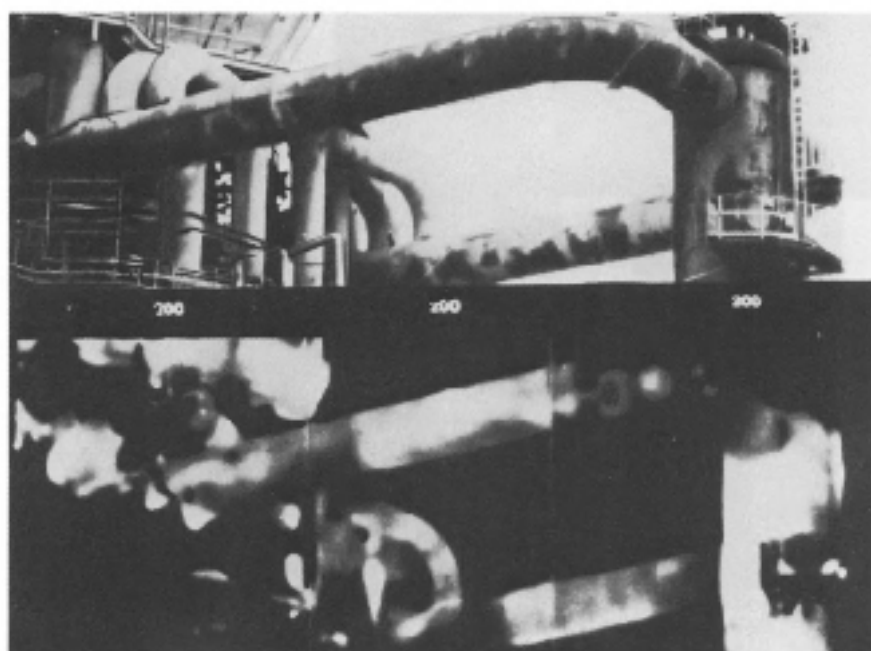
22



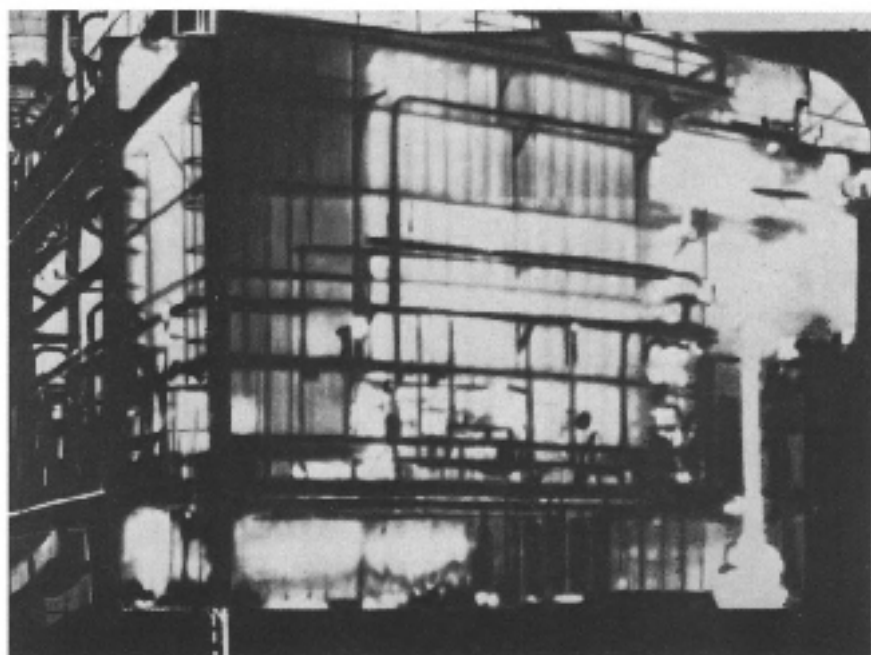
23



24



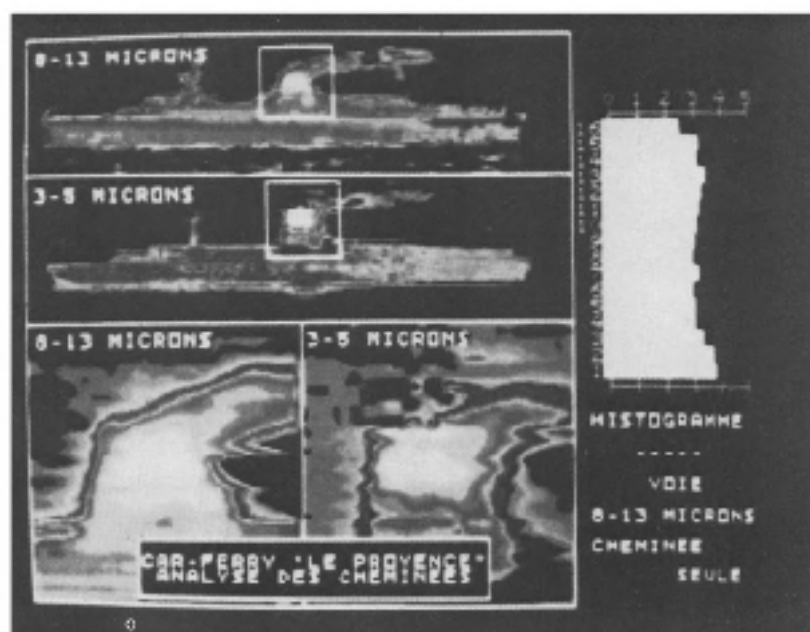
25



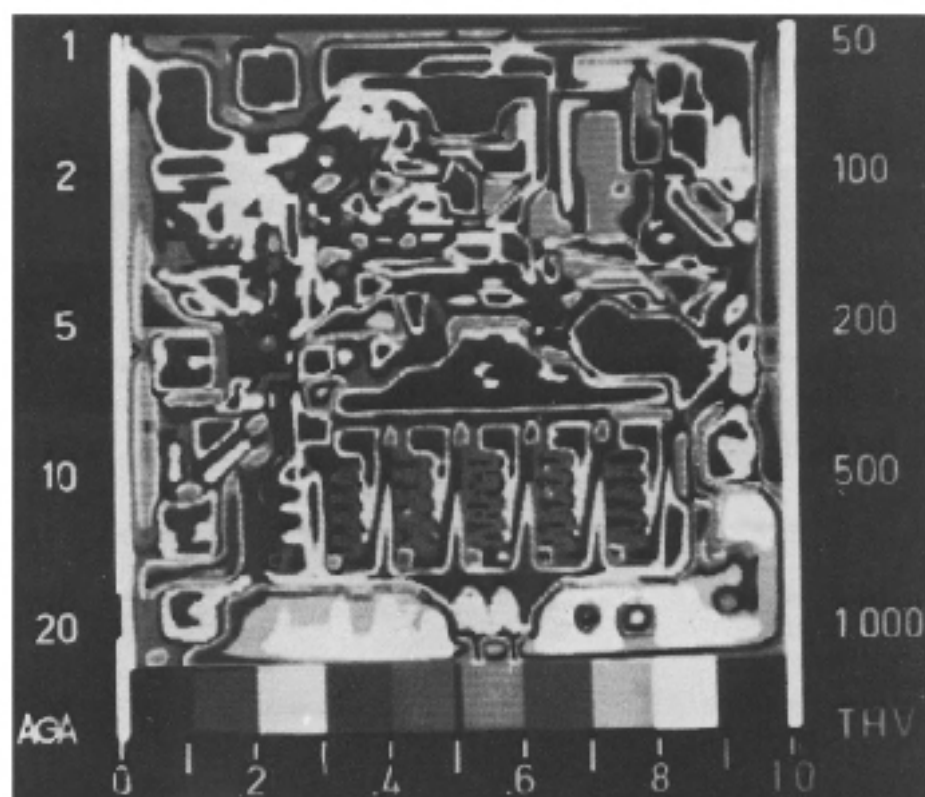
26



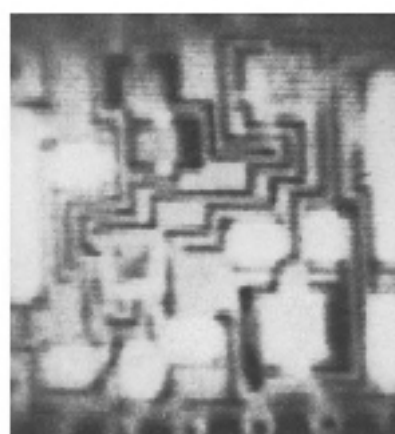
27



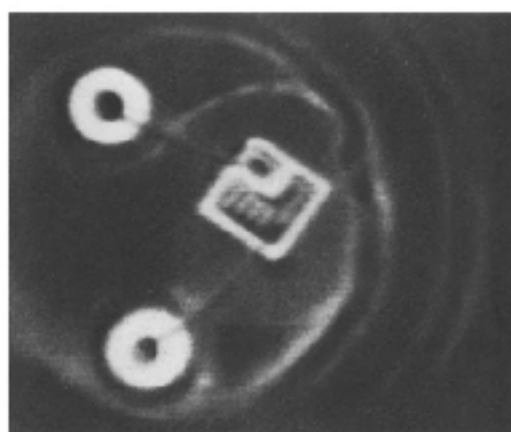
28



29



30



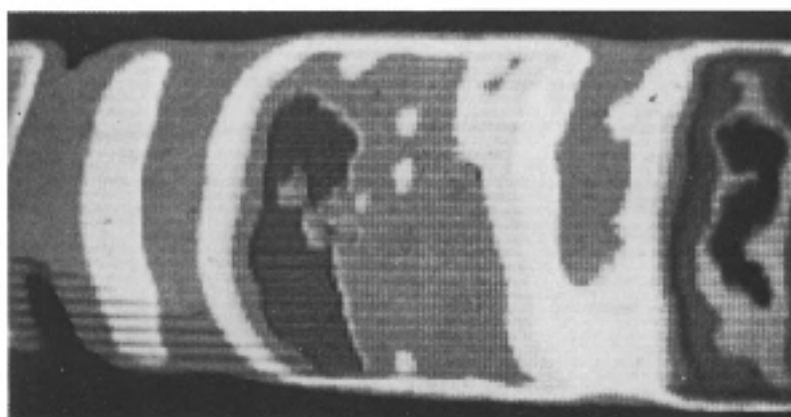
31



32

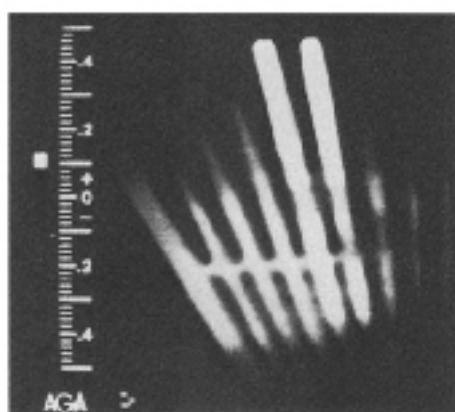


33



34

35



36

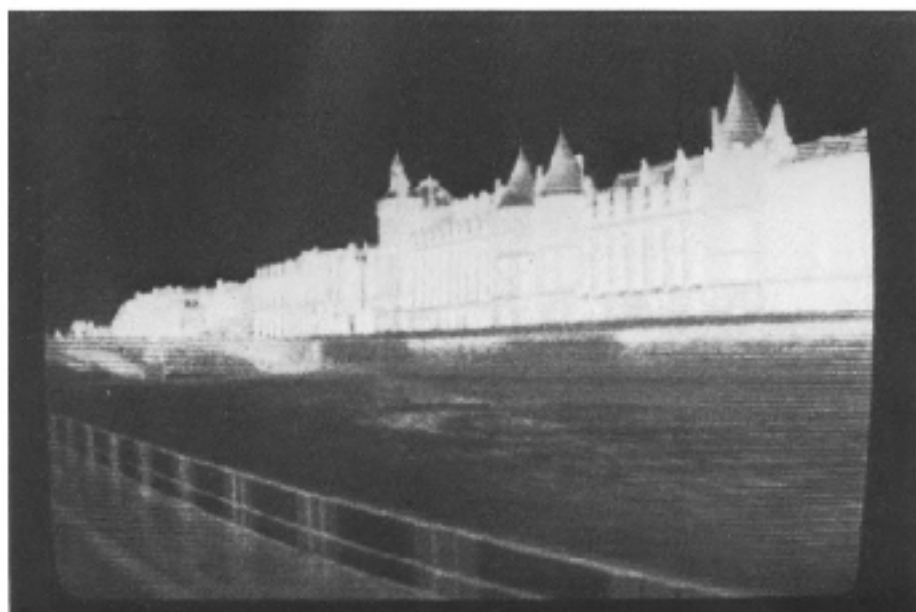


37

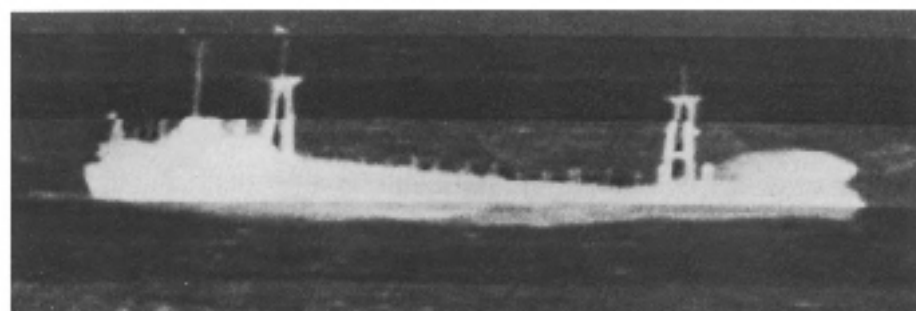


38





39



40



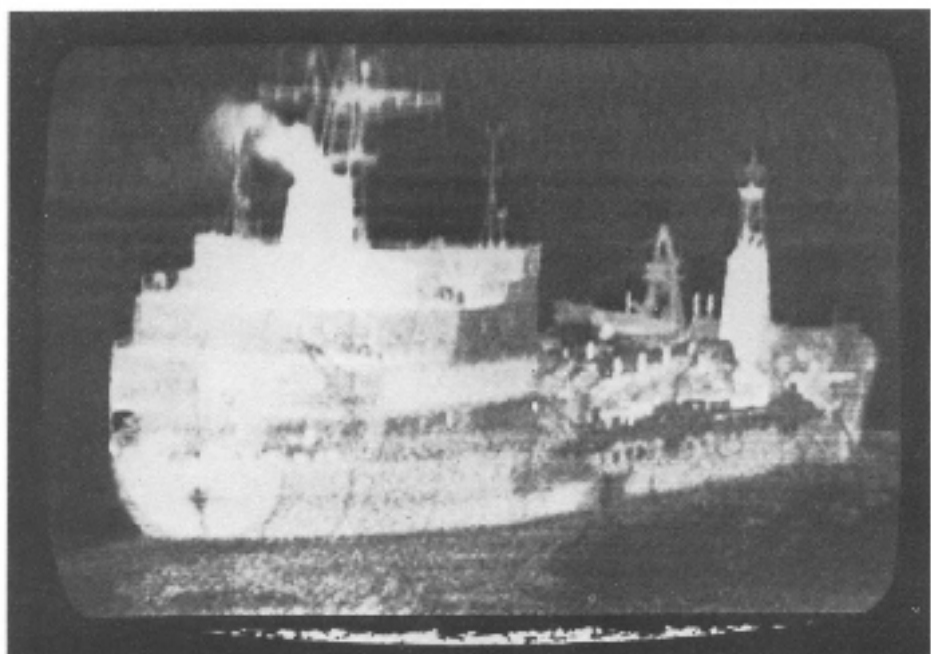
41



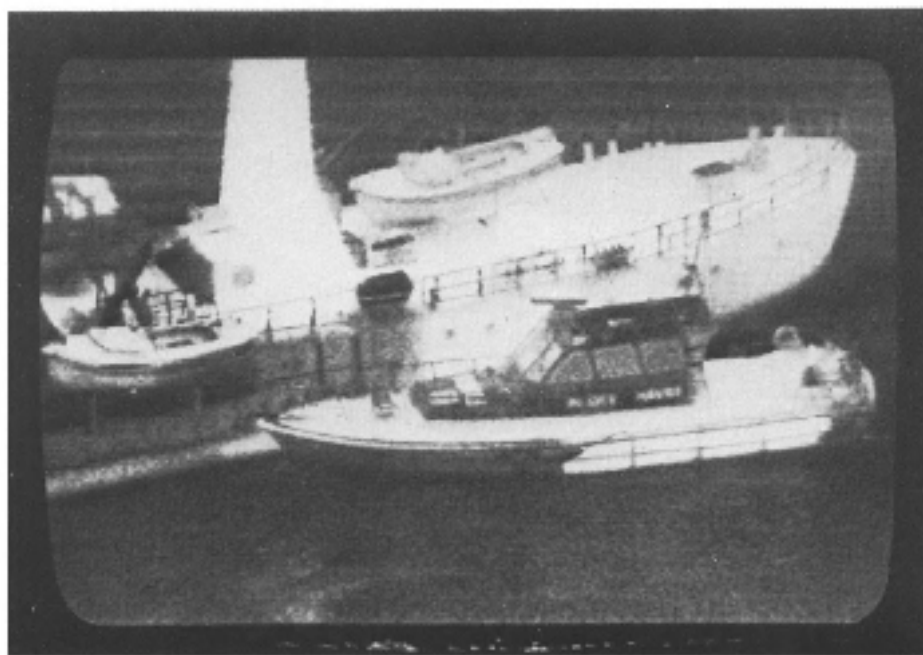
42



43



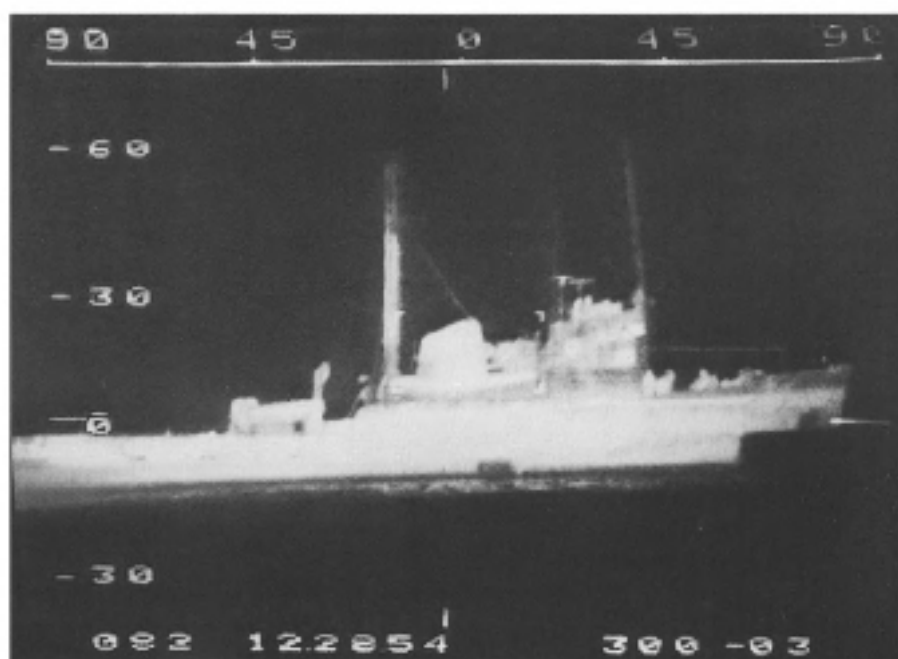
44



45



46



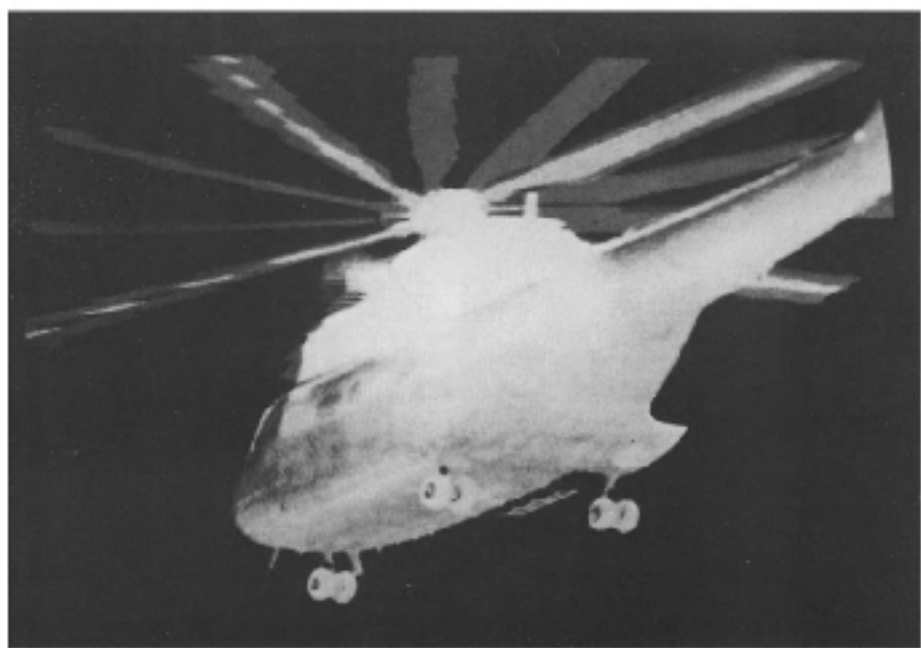
47



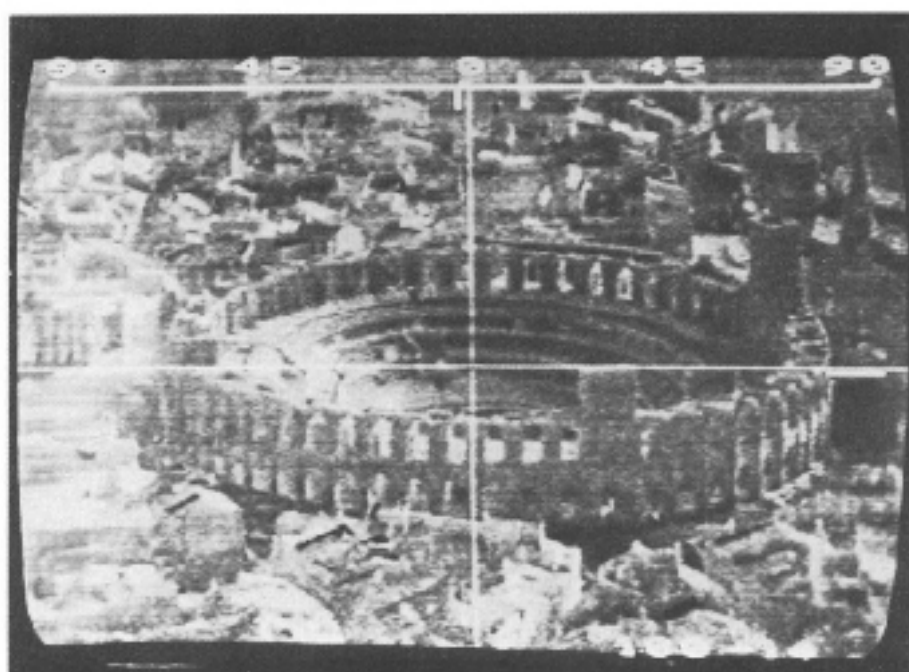
48



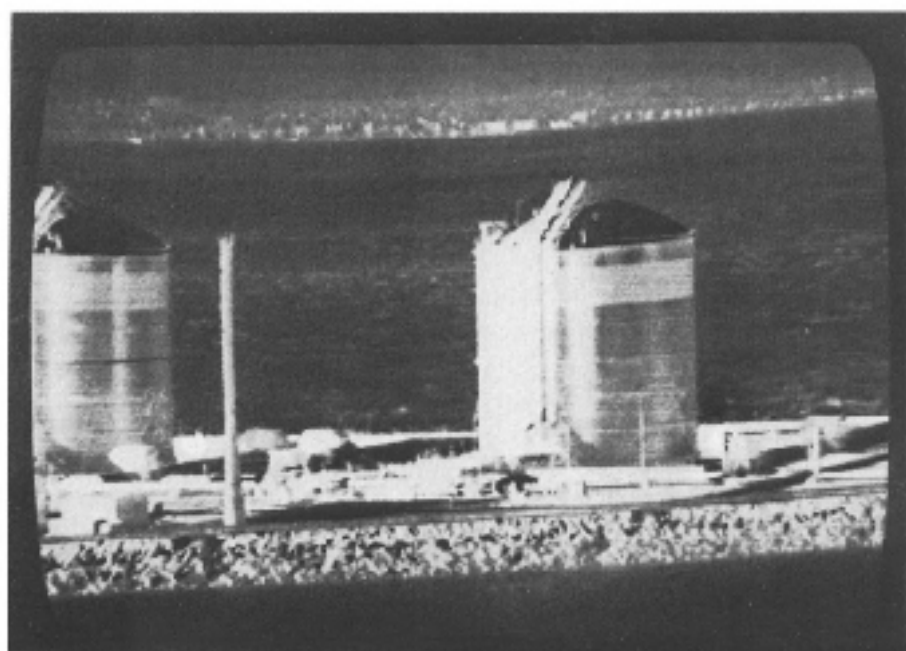
49



50



51



52

Научное издание

Жильбер Гессорг

ИНФРАКРАСНАЯ ТЕРМОГРАФИЯ
Основы, техника, применение

Заведующий редакцией академик В.С. Авдуевский

Зам. зав. редакцией В.И. Протей

Ст. научный редактор О.Н. Виноградова

Мл. научный редактор Л.Л. Савинова

Художник Е.Д. Дроздов

Художественный редактор Н.М. Иванов

Технические редакторы Н.Б. Панфилова, В.Н. Ефросимова

Корректор Р.Л. Вибке

ИБ № 6347

Подписано к печати 28.09.88. Формат 70 x 100 1/16. Бумага офсетная № 1.
Гарнитура таймс. Печать офсетная. Объем 125 бум. л. Усл. печ. л. 33,88, в т. ч. 1,38 усл. п. л. вкл.
Усл. кр.-отт. 101,40. Уч.-изд. л. 34,48. Изд. № 7/5375. Тираж 3700 экз. Зак1280. Цена 4 р. 10 к.

ИЗДАТЕЛЬСТВО "МИР"

В/О "Совэкспортинга" Государственного комитета СССР
по делам издательства, полиграфии и книжной торговли.

Набрано в Межиздательском фотонаборном центре издательства "Мир"
129820, ГСП, Москва, И-110, 1-й Рижский пер., 2.

Можайский полиграфкомбинат В/О "Совэкспортинга"
Государственного комитета СССР по делам издательства, полиграфии и книжной торговли.
143200, Можайск, ул. Мира, 93.