

Дж. ЛЛОЙД

СИСТЕМЫ

ТЕПЛОВИДЕНИЯ



Thermal Imaging Systems

J. M. Lloyd

Honeywell Inc.

Radiation Center

Lexington, Massachusetts

Plenum Press

New York and London

1975

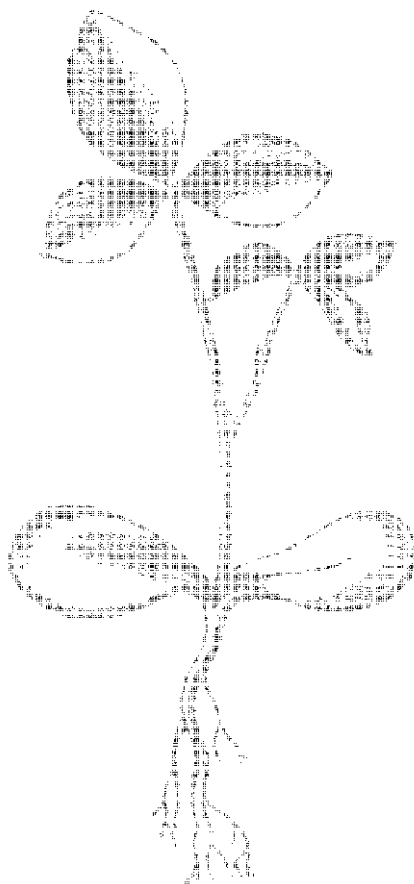
Дж. Ллойд

СИСТЕМЫ ТЕПЛОВИДЕНИЯ

Перевод с английского
канд. техн. наук
Н. В. Васильченко

Под редакцией
канд. техн. наук
А. И. Горячева

с предисловием
чл.-корр. АН СССР
Л. Н. Курбатова



Издательство
«Мир»
Москва 1978

В книге изложены физические основы тепловидения и принципы построения тепловизионных приборов. В ней достаточно подробно описаны все основные процессы, происходящие в системах тепловидения, — от генерирования теплового излучения до зрительного восприятия тепловизионных изображений. Помимо энергетических характеристик приборов рассматриваются проблемы воспроизведения изображений с заданным качеством.

Книга предназначена для научных работников, инженеров и студентов, специализирующихся в области разработки и исследования систем тепловидения, а также для лиц, использующих такие приборы.

Редакция литературы по новой технике

© 1975 Plenum Press, New York

© Перевод на русский язык. «Мир», 1978

Предисловие к русскому изданию

В послевоенные годы широкое применение получили оптико-электронные системы на основе полупроводниковых приемников излучения и оптико-механического сканирования. Первоначально эти системы применялись в качестве тепlopеленгаторов, предназначенных для обнаружения различных объектов по их тепловому излучению и определения направления на них. Затем в связи с бурным развитием полупроводниковых приемников излучения их чувствительность практически достигла теоретического предела, а инерционность существенно уменьшилась. Это дало возможность использовать подобные оптико-электронные системы не только для обнаружения объектов, но и для их опознавания. Совершился логический переход от систем тепlopеленгации к системам тепловидения. В настоящее время системы тепловидения широко применяются как в военной технике, так и в промышленности, медицине, научных исследованиях и т. п.

Физические основы тепловидения в части, касающейся энергетических соотношений, близки к физическим основам тепlopеленгации. Однако в тепlopеленгации решение об обнаружении объектов как правило принимается автоматическими устройствами. Задача автоматического распознавания образов еще не решена, поэтому в системах тепловидения решение об опознавании объектов принимается человеком на основе информации, поступающей через зрительный аппарат, и предшествующего опыта. В связи с этим для систем тепловидения главное значение приобретают вопросы качества воспроизведения изображения в сочетании с физиологией их зрительного восприятия.

Энергетические соотношения в оптико-электронных приборах с использованием полупроводниковых приемников излучения и оптико-механического сканирования достаточно подробно изложены в ряде монографий, например Джемисон Дж. Э. и др., Физика и техника инфракрасного излучения, «Советское радио», 1965; Криксунов Л. З., Усольцев И. Ф., Инфракрасные системы,

«Советское радио», 1968; Хадсон Р., Инфракрасные системы, «Мир», 1972; Павлов А. В., Оптико-электронные приборы, «Энергия», 1974, и др. В последние годы появилось большое количество литературы, посвященной анализу качества изображения в оптических системах с использованием методов линейных преобразований как в пространственной, так и в пространственно-частотной области, например Марешаль А., Франсон М., Структура оптического изображения, «Мир», 1964; О'Нейл Э., Введение в статистическую оптику, «Мир», 1966; Гудмен Дж., Введение в фурье-оптику, «Мир», 1970; Папулис А., Теория систем и преобразований в оптике, «Мир», 1971, и др. Вопросы использования методов линейных пространственных и пространственно-частотных преобразований применительно к оптико-электронным системам изложены в монографии Н. С. Шестова «Выделение оптических сигналов на фоне случайных помех» (изд-во «Советское радио», 1967). Обширные, но пестрые и разнородные данные по качеству изображения в оптико-электронных системах с учетом физиологии их зрительного восприятия разбросаны в большом числе журналов, специальных сборников, отчетов и, следовательно, труднодоступны.

В предлагаемой книге Дж. Ллойда выполнены систематизация и анализ этих данных. В ней изложены физические основы тепловидения и принципы построения тепловизионных приборов. В книге рассматриваются:

закономерности теплового излучения объектов, прохождение излучения через атмосферу, теория линейных пространственных и пространственно-частотных преобразований, физиология зрительного восприятия;

основы расчета оптических элементов приборов, возможные способы сканирования изображения, методы электронной обработки сигнала;

энергетические соотношения в приборах, воспроизведение изображений, критерии оценки качества изображения, используемые в США;

технические пути построения приборов тепловидения;

краткая история развития систем тепловидения в США (в основном типа FLIR);

методы испытания приборов.

Кроме того, в книге имеется значительное количество справочных данных и обширная библиография.

Рассмотрение большинства вопросов доведено в книге до практического уровня. В ней содержится целый ряд конкретных практических рекомендаций, которые разработчики, конструкторы и потребители могут непосредственно использовать каждый в своей области.

Хотя не все бесспорно в физическом и фактическом материале по вопросам оценки качества изображения с учетом физиологии зрительного восприятия, тем не менее собранный автором и изложенный в книге материал по этим вопросам может послужить серьезной базой для дальнейших исследований в данной области.

Книга представляет собой первую монографию, в которой на современном научном уровне рассмотрены основные проблемы тепловидения. Она, несомненно, будет полезна для всех специалистов, имеющих отношение к одному из наиболее перспективных направлений инфракрасной техники — визуализации тепловых изображений.

Л. Н. Курбатов

Предисловие к американскому изданию

Эта книга была задумана как введение в технику тепловидения и как краткое руководство, содержащее основные положения современной практики разработки тепловизионных систем с быстрой разверткой изображения (FLIR). Важные для тепловидения общие вопросы, изложенные на соответствующем уровне в других книгах, здесь не обсуждаются. Поэтому специально не рассматриваются такие элементы систем, как приемники излучения, системы охлаждения, электронные схемы, индикаторные устройства телевизионного типа. Полезная информация из малоизвестных публикаций упомянута в ссылках на литературу как полученная из частных сообщений.

По-видимому, каждый, с кем я сотрудничал в области тепловидения, внес определенный вклад в эту книгу, делясь со мной своими соображениями и идеями. Я выражаю свою признательность всем, кто таким образом помог появлению данной книги. Пятеро из них заслуживают, однако, специального упоминания. Это — Р. Сендалл, Л. Биберман, П. Лаакман, Дж. Хоппер и Н. Стетсон. Они в большей степени, чем другие, содействовали формированию моих суждений.

Многие официальные лица оказывали мне поддержку в течение трех лет работы над книгой. Я особенно благодарен Э. Шиэну и Р. Луфту из военной лаборатории ночного видения, поддержавшим эту работу в самом начале, а также Р. Норлингу, Р. Райнирсону и Ш. Бузанскому из фирмы «Ханиуэлл» за помощь в последующей работе. Издание книги стало возможным благодаря включению ее в серию книг по физической и технической оптике. За это выражаю признательность редактору серии У. Уолфу. Его доверие, терпение и благожелательная критика заслуживают высокой оценки. Я также благодарю г-жу Э. Уиттмор (фирма «Ханиуэлл») за неоднократную перепечатку рукописи и г-жу Г. Логен (фирма «Фрэнк Томпсон ассошиейтс») за подготовку окончательного варианта рукописи. Наконец, приношу глубокую благодарность моему «домашнему редактору», Ла Вонн, чье редакторское искусство придало стилистическую законченность тексту книги.

Я обращаюсь к читателям с просьбой сообщить мне в фирму «Ханиуэлл» свои замечания, соображения, а также сведения о новых источниках информации по вопросам, затронутым в книге.

Дж. Ллойд

Обозначения

- a — размер чувствительного элемента приемника излучения по горизонтали, см;
- A — размер поля зрения системы по горизонтали, град;
- A_c — площадь корреляции шума на индикаторе, см²;
- A_d — площадь чувствительного элемента приемника излучения, см²;
- A_o — эффективная площадь входного зрачка оптической системы, см²;
- A_t — площадь объекта на индикаторе, см²;
- $\arg ()$ — оператор «аргумент комплексного числа»;
- b — размер чувствительного элемента приемника излучения по вертикали, см;
- B — размер поля зрения системы по вертикали, град;
- c — скорость света в вакууме, см/с;
- c_1, c_2, c_3 — постоянные в законе Планка;
- C — контраст; емкость, Ф; коэффициент сложности приемного устройства, см;
- C_R — радиационный контраст;
- ${}_0C_{40}$ — коэффициент сферической аберрации, см⁻³;
- $\text{Circ} ()$ — круговая функция;
- $\text{Comb} ()$ — периодическая последовательность дельта-функций;
- d — линейный диаметр кружка рассеяния, см;
- $D^* (\lambda)$ — удельная обнаружительная способность в функции длины волны, Вт⁻¹·см·Гц^{1/2};
- $D^* (\lambda_p)$ — удельная обнаружительная способность в максимуме спектральной характеристики, Вт⁻¹·см·Гц^{1/2};
- D_o — световой диаметр входного зрачка оптической системы, см;
- D/f — относительное отверстие оптической системы;
- $e(t)$ — напряжение в функции времени;
- E — коэффициент полезного действия приемного устройства;
- f — фокусное расстояние оптической системы, см; временная или пространственная частота (в зависимости от контекста) соответственно Гц или мрад⁻¹;
- f_R — характеристическая частота эталонного фильтра, Гц;
- f_T — пространственная частота объекта, мрад⁻¹;

- f_x, f_y — пространственные частоты по двум взаимно перпендикулярным осям с угловым масштабом, мрад⁻¹;
 $f_c, f_\tau, f_1, f_2, f_0$ — характеристические частоты, Гц или мрад⁻¹;
 f_c — предельная пространственная частота, мрад⁻¹;
 Δf — эквивалентная шумовая полоса, Гц;
 $F_{кр}$ — критическая частота мельканий, Гц;
 $\dot{F}$ — частота кадров, Гц;
 $F \{ \}$ — оператор прямого преобразования Фурье;
 $F^{-1} \{ \}$ — оператор обратного преобразования Фурье;
 $g(f)$ — спектр напряжения шума, В·Гц^{-1/2};
 G — коэффициент усиления;
 h — постоянная Планка, Вт·с²;
 H_a — абсолютная влажность, г·см⁻³;
 H_a — абсолютная влажность в условиях насыщения, г·см⁻³;
 H_r — относительная влажность;
 i — расстояние до изображения, см;
 $i(t)$ — ток в функции времени;
 I — кратность чересстрочной развертки; относительный температурный коэффициент показателя преломления, К⁻¹;
 $\text{Im} ()$ — оператор «мнимая часть комплексного числа»;
 $I(x, y)$ — распределение яркости изображения в декартовых координатах с угловым или линейным масштабом;
 J — энергетическая сила света, Вт·ср⁻¹;
 $k(\lambda)$ — показатель поглощения излучения атмосферой, км⁻¹;
 k — постоянная Больцмана, Вт·с·К⁻¹;
 K — волновой вектор, см⁻¹;
 L — (световая) яркость, кд·м⁻²; число строк, укладываемых по высоте изображения объекта;
 L_B — яркость фона, кд·м⁻²;
 M — оптическое угловое увеличение;
 n — показатель преломления; число чувствительных элементов приемника излучения;
 N — угол нормали к поверхности (отсчитываемый от горизонтали), рад; энергетическая яркость, Вт·см⁻²·ср⁻¹;
 N_e — эквивалентное число линий, или эквивалентная полоса частот системы, мрад⁻¹;
 $O(x, y)$ — распределение яркости объекта в декартовых координатах с угловым или линейным масштабом; O — расстояние до объекта, см;

- O_h — гиперфокальное расстояние, см;
 $p(x, y)$ — функция входного зрачка;
 P — оптическая сила линзы или поверхности линзы, см⁻¹; поток излучения, Вт; парциальное давление водяного пара, мм рт. ст.; показатель качества приемного устройства с^{-1/2}·мрад⁻¹·К⁻¹;
 P_C — вероятность события в функции критерия C ;
 Q — электрический заряд, Кл;
 Q_B — плотность потока фотонов от фона, фотон·см⁻²·с⁻¹;
 Q_λ — спектральная плотность потока фотонов, фотон·см⁻²·с⁻¹·мкм⁻¹;
 $r(x)$ — импульсная реакция;
 $\tilde{r}(f)$ — ОПФ или МПФ в зависимости от контекста;
 $\tilde{r}_0(f)$ — МПФ оптической системы;
 $\tilde{r}_d(f)$ — МПФ приемника излучения;
 $\tilde{r}_e(f)$ — МПФ электронной системы;
 $\tilde{r}_m(f)$ — МПФ видеоконтрольного устройства;
 $\tilde{r}_s(f)$ — МПФ системы;
 $\tilde{r}_{\square}(f)$ — реакция на прямоугольную волну;
 R — сопротивление, Ом; радиус, м; наклонная дальность до объекта, м; чувствительность, В·Вт⁻¹;
 R_p — радиус Петцваля, см;
 $\text{Re}(\)$ — оператор «действительная часть мнимого числа»;
 $\text{Rect}(\)$ — прямоугольная функция;
 S — площадь поверхности, см²;
 $S\{ \}$ — оператор системы;
 $\text{Sinc}(\)$ — функция $(\sin x)/x$;
 t — время, с; толщина оптического элемента, см; толщина в центре линзы, см;
 T — абсолютная температура, К;
 T_e — постоянная времени глаза, с;
 T_f — время кадра, с;
 T_T, T_B, T_a — абсолютная температура объекта, фона и атмосферы соответственно, К;
 ΔT — разность температур, К;
 $\Delta T_{\text{обн}}$ — минимальная обнаруживаемая разность температур, К;
 $\Delta T_{\text{пор}}$ — эквивалентная шуму разность температур, К;
 $\Delta T_{\text{разр}}$ — минимальная разрешаемая разность температур, К;
 U — энергия излучения, Дж;

- V — напряжение, В; показатель дисперсии;
 w — толщина слоя осажденной воды, см·км⁻¹;
 w' — толщина слоя осажденной воды в условиях насыщения, см·км⁻¹;
 W — поверхностная плотность потока излучения, Вт·см⁻²;
 W_λ — спектральная плотность потока излучения, Вт·см⁻²·мкм⁻¹;
 $W(x, y)$ — абберационная функция, см;
 W_B, W_T — поверхностная плотность потока излучения фона и объекта соответственно, Вт·см⁻²;
 $\partial W/\partial T$ — дифференциальное изменение плотности потока излучения с температурой в пределах данного спектрального диапазона, Вт·см⁻²·К⁻¹;
 x, y — прямоугольные декартовы координаты с линейным или угловым масштабом (в зависимости от контекста), соответственно м или мрад;
- МПФ — модуляционная передаточная функция;
 ОПФ — оптическая передаточная функция;
 ПФС — передаточная функция сигнала, кд·м⁻²·К⁻¹;
 РСВ — реакция глаза на синусоидальную волну (штриховой тест-объект с синусоидальным распределением яркости);
- C/Π — отношение сигнала к шуму;
 $(C/\Pi)_i$ — отношение сигнала к шуму в точке изображения;
 $(C/\Pi)_p$ — воспринимаемое отношение сигнала к шуму;
 ФПФ — фазовая передаточная функция;
 ФРЛ — функция рассеяния линии;
- α — угловой размер чувствительного элемента приемника излучения по горизонтали, мрад; коэффициент теплового расширения, см·см⁻¹·К⁻¹.
 β — угловой размер чувствительного элемента приемника излучения по вертикали, мрад;
 γ — угол отклонения сканирующего зеркала, рад;
 $\gamma(\lambda)$ — показатель ослабления излучения атмосферой км⁻¹;
 δ — угловой диаметр кружка рассеяния, рад;
 $\delta(\)$ — дельта-функция Дирака;
 Δ_1, Δ_2 — расстояния между главными плоскостями и вершинами линз соответственно, см;
 ε — излучательная способность; линейная расфокусировка, см;
 $\varepsilon_{\text{пор}}$ — эквивалентная шуму излучательная способность;

- η — относительная экранировка входного зрачка;
 η_q — квантовый выход;
 η_V — коэффициент использования развертки по вертикали;
 η_H — коэффициент использования развертки по горизонтали;
 η_{cs} — коэффициент эффективности охлаждаемой диафрагмы;
 η_o — коэффициент полезного действия оптической системы;
 η_{sc} — полный коэффициент использования развертки;
 θ — угол сканирования в пространстве объектов, рад;
 θ_c — критический угловой размер объекта, мрад;
 λ — длина волны, мкм;
 μ — статистическое среднее;
 ξ, η — декартовы координаты в линейном или угловом масштабе соответственно, м или мрад;
 σ — среднеквадратичное отклонение функции рассеяния линии, мрад; постоянная Стефана — Больцмана, Вт·см⁻²·К⁻⁴;
 $\sigma(\lambda)$ — показатель рассеяния излучения атмосферой, км⁻¹;
 τ — постоянная времени, с;
 τ_d — время элемента разложения на приемнике, с;
 $\tau_a(\lambda)$ — коэффициент спектрального пропускания атмосферы;
 $\bar{\tau}_a$ — средний коэффициент пропускания атмосферы в пределах данного спектрального диапазона;
 $\tau_o(\lambda)$ — коэффициент спектрального пропускания оптической системы;
 $\bar{\tau}_o$ — средний коэффициент пропускания оптической системы в пределах данного спектрального диапазона;
 ω — оптическая частота, с⁻¹;
 Ω — телесный угол, ср;
 Ω_{cs} — апертура охлаждаемой диафрагмы, ср.

Глава 1

Введение

1.1. Назначение систем тепловидения

Системы тепловидения расширяют возможности нашего зрения, делая видимым естественное излучение нагретых объектов в диапазоне от коротковолновых красных лучей до дальней инфракрасной области спектра. За пределами области видимого света (0,4—0,7 мкм) глаз нечувствителен, поэтому необходим прибор, который будет создавать изображение, используя излучаемую ночью энергию, подобно тому, как глаз делает это днем. Такой «ночной глаз» должен быть чувствителен главным образом к фотонам, испускаемым телами, поскольку в отсутствие отраженного солнечного света доминирующим становится тепловое излучение тел. Точнее, «ночной глаз» должен иметь спектральную чувствительность на длинах волн, на которых наиболее существенным образом проявляются различия в излучательной способности и температуре, а также в отражательной способности различных элементов рассматриваемой картины. Необходимо также, чтобы получаемое изображение в достаточной мере соответствовало видимой картине, обусловленной различием в отражательной способности в видимой области спектра. Это обеспечит возможность визуального восприятия преобразованного изображения¹⁾. Кроме того, спектральный рабочий диапазон должен быть согласован с «окнами» пропускания атмосферы, в которых излучение поглощается не столь сильно.

Принимая во внимание совершенство, с которым глаз воспроизводит видимое изображение, можно в достаточной мере оценить трудности получения тепловых изображений. Глаз является оптимальным приемником видимого излучения с трех точек зрения. Во-первых, спектральный рабочий диапазон глаза (0,4—0,7 мкм) совпадает с максимумом спектральной кривой излучения солнца. На этот диапазон приходится приблизительно 38% энергии солнечного излучения²⁾, и земные материалы обычно хорошо отра-

¹⁾ Будут рассматриваться только пассивные изображающие системы, которые воспринимают собственное излучение картины, а не активные системы, воспринимающие отраженное излучение теплового осветителя.

²⁾ Для сравнения укажем, что на диапазон 8—14 мкм приходится только 0,08% солнечной энергии.

жают излучение в этой области спектра. Во-вторых, глаз является идеальным приемником, возможности которого ограничены квантовыми шумами, поскольку чувствительные элементы сетчатки имеют низкие собственные шумы. В-третьих, чувствительность элементов сетчатки к фотонам, испускаемым телами за счет собственной температуры, пренебрежимо мала, так что эта длинноволновая тепловая энергия не мешает воспринимать излучение в рабочем диапазоне. Перечисленные оптимальные свойства позволяют глазу осуществлять свои основные функции, которые заключаются в обнаружении различий в отражательной способности объектов, освещенных излучением с длинами волн $0,4-0,7$ мкм, в распознавании изображений, возникающих за счет таких различий, и в оценке их на основе предшествовавшего опыта, накопленного в процессе восприятия окружающего мира при помощи зрения и других органов чувств. Чтобы быть столь же эффективной, тепловизионная система, как и человеческий глаз, должна создавать изображение, используя доминирующее излучение, ее чувствительность должна быть ограничена квантовыми шумами, а влияние постороннего света должно быть устранено.

В то время как изображения в области видимого спектра образуются прежде всего за счет отражения и различий в отражательной способности, тепловые изображения создаются главным образом за счет собственного излучения и различий в излучательной способности. Таким образом, при получении теплового изображения для нас представляют интерес картины, создаваемые за счет энергии собственного теплового излучения. Обычно возможности тепловых систем оцениваются не по излучению, а по температуре отдельных элементов картины. Это требует некоторых пояснений. Совместное действие температуры и отражательной и излучательной способности в некоторой точке картины может быть представлено эффективной температурой в этой точке. При такой температуре достигалась бы измеренная поверхностная плотность потока излучения в районе рассматриваемой точки, если бы точка была идеальным абсолютно черным телом, т. е. если бы она испускала максимальное, теоретически возможное излучение при эффективной температуре. Аналогично поверхностную плотность потока излучения, измеренную через ослабляющий слой атмосферы, можно представить себе как результат излучения при кажущейся температуре, меньшей, чем эффективная температура.

Подобное упрощение возможно, поскольку большинство систем тепловидения имеет широкий спектральный рабочий диапазон и воспринимает излучение независимо от его поляризации. Следовательно, они не чувствительны к механизму, определяющему разность температур. Изменения эффективной температуры картины в определенной мере соответствуют деталям визуально наблюдаемой картины, и таким образом тепловизионная система

создает видимый аналог теплового изображения, обеспечивая эффективную передачу полезной информации из одного спектрального диапазона в другой. Преимущества систем тепловидения и принципы работы обычных тепловизоров описаны Уормсером [1].

Данная книга посвящена главным образом таким устройствам с механическими системами сканирования, которые преобразуют излучение дальней инфракрасной области в видимое излучение в реальном масштабе времени при скорости смены информации (или частоте кадров), сравнимой с применяемой в телевидении. Широко распространенным сокращенным обозначением в области тепловидения является FLIR (аналогично, например, сокращению TV в телевидении). FLIR — первые буквы английского термина «Forward Looking Infra-Red» — инфракрасная система переднего обзора. Этим термином обозначаются системы тепловидения с быстрой кадровой разверткой в отличие от направленных вниз одноканальных систем для получения тепловых карт местности и одноканальных термографических камер. Хотя первоначально сокращенное обозначение FLIR относилось к самолетным инфракрасным системам переднего обзора, в настоящее время оно широко используется для обозначения любой системы тепловидения с быстрой кадровой разверткой.

Тепловое изображение в системе FLIR получается следующим образом. Оптическая система собирает инфракрасное излучение картины, осуществляет спектральную фильтрацию и фокусирует его на многоэлементную мозаику чувствительных площадок приемника излучения, которая сканирует пространство. Чувствительные элементы приемника излучения преобразуют оптические сигналы в соответствующие электрические сигналы, которые затем усиливаются и воспроизводятся в виде изображения на видеоконтрольном устройстве. Внешне система FLIR подобна телевизионной системе; конечное изображение часто получают на мониторе телевизионного типа, работающем с кадровой частотой, применяемой в телевидении. Контраст (видеоусиление) и яркость (уровень фона) регулируются таким образом, чтобы изображение тепловой картины походило на соответствующее видимое изображение.

Большинство применений инфракрасных систем тепловидения в реальном масштабе времени в настоящее время относится к области военной техники. По имеющимся публикациям [2] можно судить, что вооруженные силы используют тепловые стрелковые и артиллерийские прицелы, тепловые прицелы для наведения управляемых снарядов и авиационные системы FLIR. Функции этих систем включают обзор, разведку и сбор информации, поиск и захват целей, управление огнем, аэронавигацию. Область невоенных применений систем тепловидения ограничена, но все время расширяется. Сюда относятся тепловой обзор местности в интересах охраны окружающей среды, раннее обнаружение рака молоч-

ной железы и другая медицинская диагностика, обнаружение лесных пожаров, поиск при различных спасательных работах, контроль качества продукции в промышленности, обнаружение трещин и осыпей в угольных шахтах, профилактическое обследование электроэнергетического оборудования, разведка земных ресурсов. Если учесть тенденции расширения области применения систем тепловидения, этот список можно продолжить. В частности, системы тепловидения могут найти применение в качестве вспомогательных средств при посадке самолетов гражданской авиации, в криминалистике и горном деле, а также использоваться как средства наблюдения сквозь дым для пожарных.

Преимуществом систем тепловидения по сравнению с другими пассивными электронно-оптическими и оптико-электронными изображенияющими системами является их способность работать в любое время суток в неблагоприятных погодных условиях. Основная причина такого преимущества — эффективная передача контраста и работа в оптимальных окнах прозрачности атмосферы. Для получения изображения в электронно-оптических преобразователях и системах низкоуровневого телевидения используются главным образом различия в отражательных свойствах объекта и фона. В видимом спектральном диапазоне наблюдается тенденция к уменьшению разности в отражении между характерными объектами и фонами при воспроизведении их черно-белого (нецветного) изображения, особенно когда применяются специальные меры маскировки объектов.

В системах тепловидения средняя величина яркости картины (постоянная составляющая или фон) обычно подавляется, так что на индикатор передаются только изменения яркости относительно среднего уровня. Благодаря этому достигаются высокие значения контраста изображения, особенно если учесть, что маскировку разностей температур произвести очень трудно. В гл. 10 будет показано, что способность наблюдателя эффективно воспринимать картину в очень сильной степени зависит от контраста, поэтому тепловые системы в этом отношении имеют преимущество по сравнению с большинством приборов видимого диапазона.

Небольшой недостаток систем тепловидения заключается в том, что тепловое изображение в отличие от видимого практически не имеет теней, поэтому пространственное восприятие объектов в тепловых системах хуже. Этот недостаток несколько возмещается тем, что мы видим все фронтальные поверхности объекта, поскольку все поверхности излучают тепловую энергию. Другой не очень существенный недостаток связан с тем, что тепловые излучатели не обязательно хорошо отражают видимый свет, так что яркие участки видимого изображения могут оказаться темными в тепловом изображении и наоборот. Тем не менее тепловое изображение обычно дает значительную информацию. Тепловые системы позво-

ляют, например, определять уровень жидкости в цистерне и производить обнаружение кильватерного следа судов, недавно выключенных двигателей автотранспортных средств, промышленных предприятий (по излучению горячих газов или нагретых площадей), а также опознавание объектов по картине нагрева поверхностей.

1.2. История систем тепловидения

Первым тепловизионным прибором теплового изображения был появившийся в конце 20-х годов эвапорограф — сравнительно малочувствительное устройство без сканирования, описанное в разд. 8.7. Эвапорограф не мог удовлетворить требованиям большинства задач получения теплового изображения из-за присущих ему ограничений в таких характеристиках, как контрастность, чувствительность и постоянная времени. Два различных пути получения тепловых изображений наметились в 40-е годы. Один из них — разработка систем, аналогичных телевизионным, с использованием дискретных приемников излучения и механических систем сканирования. Другой путь — развитие инфракрасных видиконов или других приборов без механического сканирования. Первый путь оказался чрезвычайно плодотворным, тогда как на втором пути к настоящему времени достигнуты сравнительно скромные результаты. В связи с тем что приборы без сканирования по своим характеристикам все еще уступают приборам со сканированием, отложим их рассмотрение до гл. 8.

Первые сканирующие приборы получили название термографических камер. Это системы с одноэлементным приемником излучения, двумерной малокадровой разверткой и регистрацией изображения на фотографической пленке, в связи с чем изображение получается не в реальном масштабе времени. В 1952 г. для Армии США была создана первая термографическая камера с двумерным сканированием, использующая прожектор с 16-дюймовым (около 40 см) отражателем и болометр в качестве приемника излучения. В период 1956—1960 гг. при поддержке вооруженных сил началось довольно быстрое развитие термографических камер, которые затем стали применяться почти исключительно в мирных целях.

До конца 50-х годов разработка тепловизоров с быстрой кадровой разверткой была практически невозможна из-за отсутствия приемников излучения с малой постоянной времени. Достижимая полоса электрических частот была ограничена несколькими сотнями герц, поскольку малая чувствительность приемников излучения при более высоких частотах приводила к очень низким отношениям сигнала к шуму в изображении. Разработка охлаждаемых малоинерционных приемников на основе антимонида индия InSb и легированного ртутью германия $\text{Ge} : \text{Hg}$ сделала возмож-

ным создание приемных устройств с быстрой кадровой разверткой.

Первая система FLIR в реальном масштабе времени была создана на основе самолетного, смотрящего вниз устройства для получения тепловых карт местности со сканированием в горизонтальном направлении. В таких устройствах, представляющих собой по существу термографические камеры, развертка по вертикали обеспечивается перемещением самолета относительно поверхности земли; наиболее интенсивно они применяются Армией и ВВС США для разведки.

Первый образец длинноволновой системы FLIR был создан в Чикагском университете в 1956 г. при поддержке ВВС. Он представлял собой модификацию системы для получения тепловых карт AN/AAS-3 и был обозначен ХА-1. Модификация заключалась в добавлении к вращающемуся с переменной направлением оптическому клину в сканирующей системе AN/AAS-3 качающегося по углу места зеркала, и в результате одноэлементный приемник сканировал пространство, образуя двумерный растр. После окончания войны в Корее дальнейшая разработка этой системы прекратилась.

Насколько известно автору, следующим прибором с разверткой в реальном масштабе времени была наземная система FLIR, созданная фирмой «Перкин — Элмер» для сухопутных войск в 1960 г. В сканирующей системе использовались две вращающиеся преломляющие призмы (клина) для получения спиральной развертки с одноэлементным приемником излучения на основе антимоноида индия. Мгновенное поле составляло 1 мрад при круглом поле обзора 0,087 рад (5°), кадровая частота 0,2 кадр/с, чувствительность — около 1°C ; в качестве индикатора использовалась электронно-лучевая трубка с длительным послесвечением экрана. С этой системы началось развитие наземных приемных устройств для военных и гражданских применений; возможности дальнейшего сокращения габаритов систем и использования их преимуществ в мирных целях еще не исчерпаны.

Интерес к самолетным системам FLIR был возрожден в двух независимых программах начала 60-х годов: ВВС совместно с фирмой «Тексес инструментс» и ВМС совместно с фирмой «Хьюз эйркрафт». Опытные образцы были созданы и прошли летные испытания в 1965 г. Результаты были столь успешными, что вызвали расширение производства самолетных FLIR и сферы их применения. С этого момента начался расцвет систем FLIR, и в период 1960—1974 гг. было разработано по меньшей мере 60 различных систем FLIR и несколько сот таких систем изготовлено. Наземные и самолетные FLIR стали функционально подобными, а во многих случаях одинаковыми, так что термин FLIR теперь практически означает любую систему тепловидения в реальном масштабе времени.

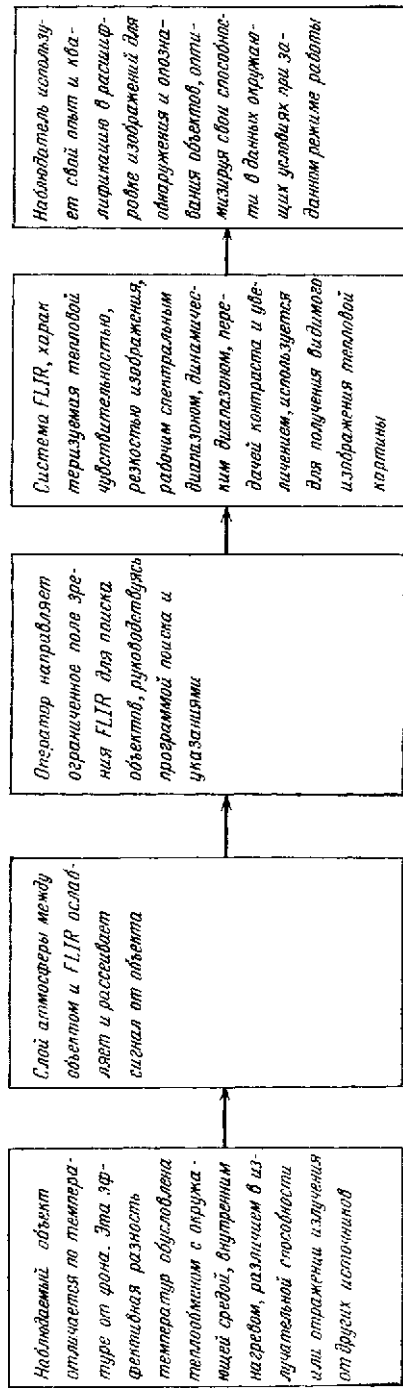
Техника создания FLIR достигла полной силы с разработкой многоэлементных приемников излучения с чувствительностью, близкой к теоретическому пределу, и с достаточно малой инерционностью, обеспечивающей широкую полосу, необходимую для получения высокого отношения общего поля зрения к мгновенному полю зрения. Малогабаритные и эффективные криогенные системы охлаждения для приемников излучения сделали возможным создание FLIR с приемлемым потреблением мощности, а постоянный прогресс в миниатюризации электроники обеспечил уменьшение габаритов блоков обработки сигнала и дальнейшее снижение потребления мощности. Техника создания FLIR быстро развивается в направлении уменьшения габаритов и потребляемой мощности и достижения умеренной стоимости, что необходимо для превращения FLIR в оптико-электронную систему широкого применения.

Для первых систем FLIR анализ и оценка качества теплового изображения базировались на таких же полуэмпирических принципах, что и конструирование самих систем. Качество изображения определялось пространственным разрешением двух точек и входной облученностью, обеспечивающей получение отношения сигнала к шуму на выходе приемного устройства, равного единице. Эти параметры обычно измерялись на выходе предусилителя, а не на индикаторном устройстве. Разрешение и тепловая чувствительность определялись низкими характеристиками приемников излучения того времени, так что качество изображения действительно неплохо соответствовало результатам измерений на выходе предусилителя.

Однако с усовершенствованием технологии и разработкой малошумящих элементов с высоким разрешением качество изображения существенно не улучшилось. Причина этого заключается в том, что не был использован опыт построения аналогичных оптико-электронных систем. Проблемы качества изображения и применение к FLIR идей, уже развитых применительно к другим устройствам, в значительной мере определяют предмет данной книги. Мы увидим, что весьма поучительным является опыт современной оптики, фотографии, телевидения и физиологии зрительного восприятия. На основе этого опыта можно получить совокупность основных параметров, определяющих качество изображения, которые применимы для FLIR и позволяют провести анализ, необходимый для получения качества изображения современных FLIR, сравнимого с качеством телевидения.

Тепловидение — интересная, но достаточно сложная область техники. Для успешного проектирования приборов тепловидения нужны знания следующих дисциплин:

теории излучения и характеристик излучения объектов;
пропускания атмосферой теплового излучения;



Фиг. 1.1. Процесс получения теплового изображения.

прикладной оптики;
приемников излучения и работы систем охлаждения приемников;
электронной обработки сигналов;
визуальных индикаторов изображения;
процессов зрительного поиска и зрительного восприятия при использовании FLIR.

В следующем разделе содержится минимум основных сведений, необходимых для понимания более подробной информации, приведенной в последующих главах.

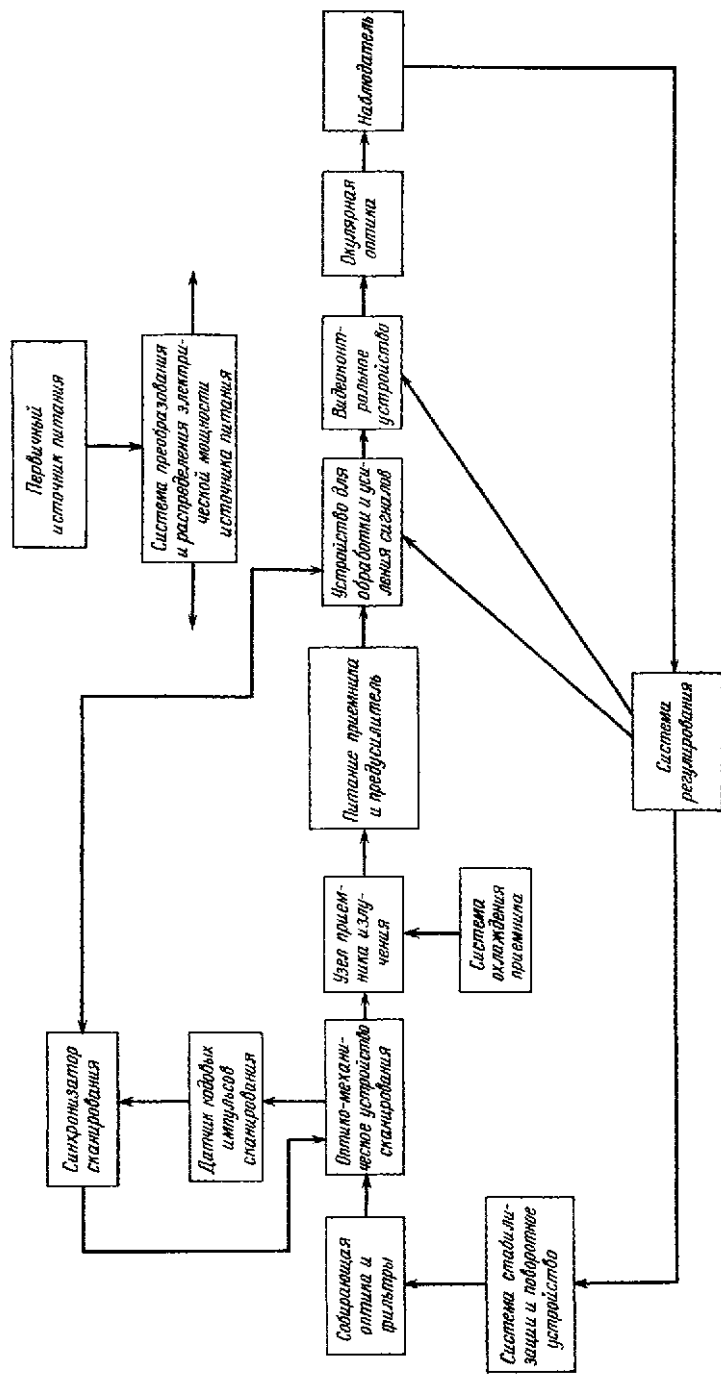
1.3. Основы получения теплового изображения

Основные составляющие процесса получения теплового изображения показаны схематически на фиг. 1.1. Эти составляющие очевидны, но недостаточно точный анализ их влияния на процесс в целом может привести к серьезным ошибкам при проектировании, поэтому вкратце остановимся на них.

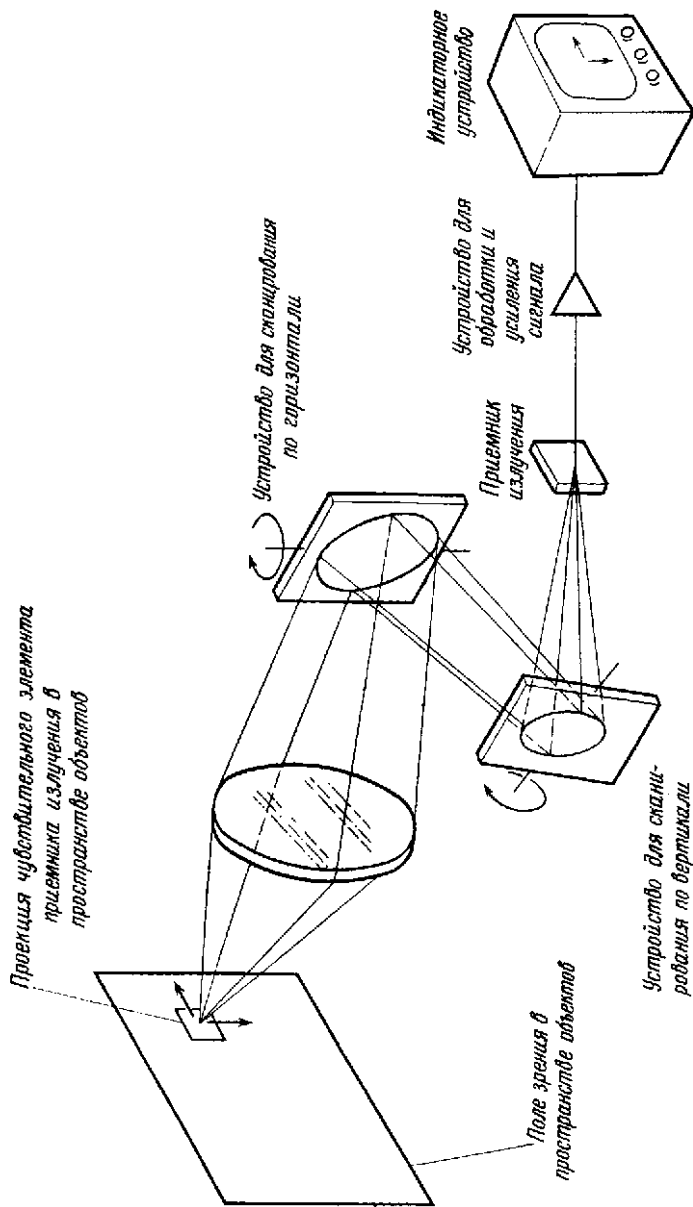
Чтобы обнаружить, а затем и опознать объект, он должен отличаться по температуре от фона на достаточную величину, которая позволила бы отделить его от других вариаций фона. Слой атмосферы, через который ведется наблюдение, не должен сильно рассеивать и ослаблять этот сигнал. Оператор должен иметь возможность осуществлять эффективный поиск, знать, что он должен искать, и ориентировать приемное устройство в соответствующем направлении. Приемное устройство должно собирать излучение с помощью оптической системы и преобразовывать его в электрический сигнал с достаточно высоким отношением сигнала к шуму с помощью приемника излучения, работающего в соответствующем спектральном диапазоне. Этот электрический сигнал должен затем вновь преобразовываться в оптический сигнал на индикаторном устройстве.

На заключительной стадии оператор должен иметь возможность оптимизировать извлечение визуальной информации, регулируя видеоусиление и яркость. Весь процесс преобразования инфракрасного изображения в видимое изображение должен происходить таким образом, чтобы восприятие контуров, ориентации, контраста и деталей объекта было сохранено или улучшено и чтобы не появлялись ложные сигналы и дополнительные шумы. Наблюдатель должен быть опытным и тренированным, иметь хорошее зрение и не отвлекаться от основной задачи при наблюдении.

На фиг. 1.2 приведена блок-схема типичной сканирующей системы тепловидения, показывающая основные функции ее элементов. В конкретных системах отдельные функции могут быть объединены или исключены, причем существует много различных способов реализации этих функций. На фиг. 1.3 показан один из воз-



Фиг. 1.2. Блок-схема сканирующей системы тепловидения.



Фиг. 1.3. Упрощенная система сканирования по двум осям с одноэлементным приемником излучения.

можных вариантов сканирующей системы FLIR. Оптическая система собирает излучение картины и осуществляет спектральную и пространственную фильтрацию и фокусировку излучения, создавая изображение картины в фокальной плоскости, где расположен небольшой чувствительный элемент одноэлементного приемника излучения. Оптико-механическая система сканирования, состоящая из двух зеркал, одно из которых качается вокруг вертикальной оси, а другое — вокруг горизонтальной оси, расположена между объективом и приемником излучения. Пучок лучей от объекта, падающий на приемник, перемещается при прокачивании зеркал, образуя в пространстве объектов растр телевизионного типа, как показано на фиг. 1.3. Этот процесс последовательного сканирования называется разложением картины.

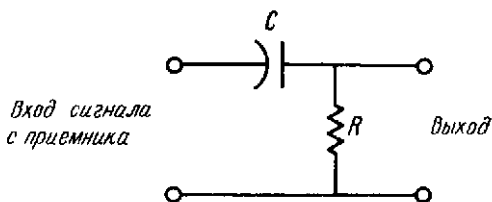
Поступающее от наблюдаемой картины электромагнитное излучение оказывает на приемник возмущающее воздействие, которое обычно пропорционально энергии излучения. Характер возмущения зависит от типа приемника и может проявляться в разделении носителей заряда, появлении фототока или изменении сопротивления. Обычно падающее излучение вызывает появление напряжения на нагрузке, и двумерное распределение яркости в пространстве объектов в результате сканирования преобразуется в одномерное распределение напряжения. Приемник инфракрасного излучения в определенной совокупности рабочих условий характеризуется двумя параметрами — чувствительностью R и удельной обнаружительной способностью D^* . Чувствительность выражается как отношение сигнала приемника на выходе в вольтах к сигналу на входе в ваттах. Удельная обнаружительная способность представляет собой приведенное к единичной площади приемника излучения и единичной полосе частот отношение сигнала к шуму на выходе приемника для сигнала на входе, равного 1 Вт.

Эти два параметра зависят от частоты электрического сигнала f , Гц; длины волны оптического излучения λ , мкм; площади приемника излучения A_d , см²; эквивалентной шумовой полосы Δf , Гц; среднеквадратичной величины напряжения шумов в полосе Δf V_n , В; сигнала приемника в функции длины волны оптического излучения и частоты электрического сигнала $V_s(\lambda, f)$, В; спектрального распределения освещенности на приемнике H_λ , Вт/(см²·мкм).

Чувствительность и удельная обнаружительная способность определяются [3] по формулам

$$R(\lambda, f) = \frac{V_s(\lambda, f)}{H_\lambda A_d}, \quad (1.1)$$

$$D^*(\lambda, f) = \frac{(A_d \Delta f)^{1/2} V_s(\lambda, f)}{H_\lambda A_d V_n} = \frac{R(\lambda, f) (A_d \Delta f)^{1/2}}{V_n}. \quad (1.2)$$



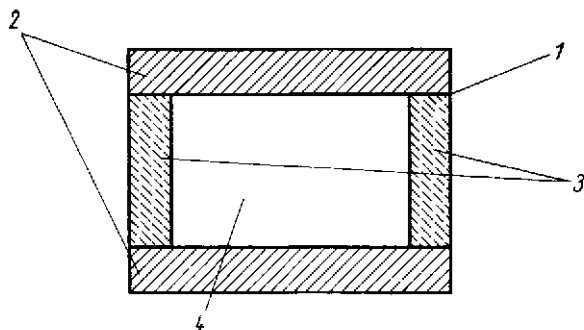
Фиг. 1.4. Схема связи по переменной составляющей сигнала.

Если наблюдение ведется на земных фонах, то, как будет показано в гл. 2, радиационные контрасты очень малы. Соответствующие контрасты, выраженные в напряжении сигнала, также малы, так что, если эти напряжения линейно преобразуются в оптические сигналы на индикаторе, наблюдатели будут испытывать трудности в обнаружении и опознавании объектов из-за низких значений контраста в изображении. Обычно контраст повышается за счет передачи от приемника излучения к предусилителю только переменной составляющей сигнала. Этим устраняется постоянная составляющая сигнала от фона. Простейшая возможная схема связи по переменной составляющей сигнала показана на фиг. 1.4. Эта схема не пропускает постоянную составляющую сигнала, т. е. через нее проходят только изменения сигнала относительно его среднего значения.

Сканирование в индикаторном устройстве должно быть строго синхронизировано со сканированием картины, так что индикатор и зеркала сканирующей системы управляются одним синхронизатором. Например, если индикатор — электронно-лучевая трубка, то синхронизирующие импульсы управляют схемами горизонтального и вертикального отклонений электронного луча.

Любую сканирующую систему тепловидения можно описать при помощи нескольких основных параметров. Фоточувствительный элемент приемника обычно имеет прямоугольную форму с размерами a по горизонтали и b по вертикали (в сантиметрах). Угловые размеры фоточувствительного элемента приемника, работающего с оптикой, имеющей эффективное фокусное расстояние ¹⁾ f (в сантиметрах), при небольших размерах приемника равны $\alpha = a/f$ и $\beta = b/f$ (в радианах). Угловые размеры обычно выражаются в миллирадианах (10^{-3} рад). Угловые размеры области в пространстве объектов, в пределах которой объекты изображаются системой, называются полем зрения приемного устройства. Системы FLIR обычно имеют прямоугольное общее поле зрения с размерами A (град) по азимуту и B (град) по углу места.

¹⁾ Различие между фокусным расстоянием и частотой, одинаково обозначенными буквой f , ясно из контекста.



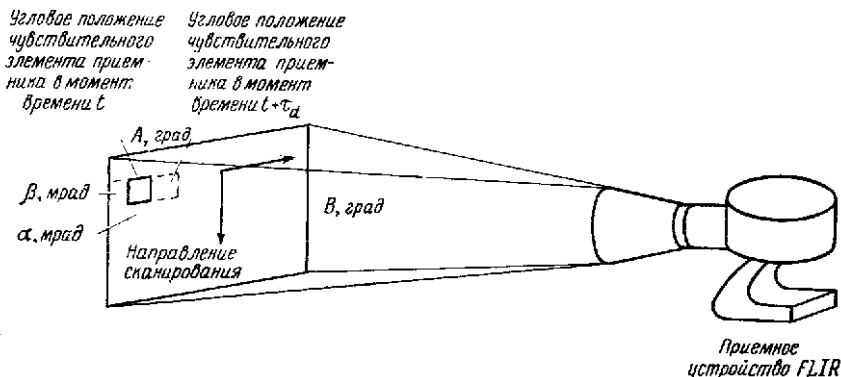
Фиг. 1.5. Эффективность сканирования.

1 — возможная площадь, если все время T_f используется для сканирования пространства; 2 — площадь потерь на обратный ход вертикальной развертки; 3 — площадь потерь на обратный ход горизонтальной развертки или на автоматическое выравнивание каналов; 4 — полезная площадь, соответствующая времени $\eta_{sc} T_f$.

Время кадра T_f — это время (в секундах) между моментом, когда система сканирования визирует первую точку поля зрения, и моментом, когда система, завершив сканирование всех остальных точек поля зрения, возвращается к первой точке. Частота, с которой система формирует полную картину, называется частотой кадров $\dot{F}$ ($\dot{F} = 1/T_f$).

Приемник (или приемники) излучения в системе не образуют информативного видеосигнала в течение полного времени кадра T_f , поскольку некоторое время требуется для автоматической регулировки усиления, восстановления постоянной составляющей и обратного хода сканирующего механизма. Соответствие между временем активного сканирования и пространственным перекрытием показано на фиг. 1.5. Большой прямоугольник на фиг. 1.5 соответствует перекрытию пространства при сканировании, если все время кадра T_f используется для сканирования картины. Сплошной штриховкой показана площадь потерь, обусловленных затратой времени на обратный ход вертикальной развертки. В этом случае имеют в виду, что система при сканировании по вертикали имеет коэффициент использования развертки $\eta_v < 1$. Пунктирной штриховкой показана площадь потерь, вызванных затратой времени на обратный ход горизонтальной развертки или на автоматическое выравнивание каналов. Эти потери учитываются коэффициентом использования развертки по горизонтали η_h . Внутренний, незаштрихованный прямоугольник определяет активную площадь сканирования; соответствующее этой площади время равно $\eta_v \eta_h T_f$. Полный коэффициент использования развертки η_{sc} равен произведению $\eta_v \eta_h$.

Другой полезный параметр, который характеризует процесс сканирования, — время элемента разложения τ_d (в секундах).



Фиг. 1.6. Время элемента разложения τ_d и угловой размер α чувствительного элемента приемника излучения в направлении сканирования.

Эту величину можно себе представить, рассматривая точечный источник тепловой энергии на пути сканирования пространства приемником излучения. Время между моментами, когда передний и задний края чувствительного элемента приемника пересекают этот точечный источник при сканировании, равно τ_d . Если угловая скорость сканирования в пространстве объектов постоянна, то величина τ_d будет постоянна по всему полю зрения; в противном случае она будет разной в различных точках поля зрения.

Например, если сканирование линейно, то система с одноэлементным приемником излучения, с коэффициентом использования развертки, равным единице, и с соприкасающимися строками сканирования будет характеризоваться постоянной величиной $\tau_d = \alpha\beta/AB\dot{F}$. Если коэффициент использования развертки отличен от единицы, то величина τ_d будет равна

$$\tau_d = \frac{\alpha\beta\eta_{sc}}{AB\dot{F}}. \quad (1.3)$$

Это иллюстрируется схемой, представленной на фиг. 1.6. В последующих главах этой книги анализируется процесс получения теплового изображения в соответствии со схемой фиг. 1.1 и рассматривается дальнейшее развитие простых систем, упомянутых выше.

Состояние элементной базы меняется так быстро, что подробное обсуждение, из каких элементов состоят отдельные компоненты систем, не имеет смысла. Цель данной книги заключается скорее в том, чтобы дать такое введение в предмет, что неискушенный читатель мог бы без затруднения отвечать на простые вопросы типа

«чем определяется поле зрения?» или «зачем нужно восстановление постоянной составляющей?». Сведения о приемниках излучения, системах охлаждения для них и индикаторных устройствах можно получить в проспектах фирм, поэтому мы сосредоточим внимание на таких аспектах получения теплового изображения, которые не охватываются книгами по оптике, сканирующим устройствам и анализу систем.

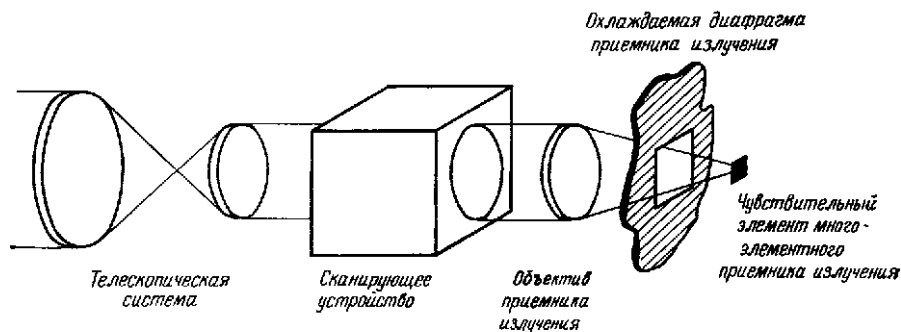
1.4. Источники информации по вопросам тепловидения

Большая часть литературы по системам тепловидения относится к разработкам военного назначения и является секретной или имеет другие грифы, ограничивающие к ней доступ. Статьи в открытой литературе по вопросам теплового изображения, физиологии зрительного восприятия, в том числе вооруженным глазом, обычно содержатся в следующих журналах: *Journal of the Optical Society of America*; *Applied Optics*; *Optica Acta*; *Proceedings of the Institute of Electrical and Electronic Engineers (IEEE)*; *IEEE Journal of Quantum Electronics*; *IEEE Transactions on Electron Devices*; *Journal of the Society of Motion Picture and Television Engineers*; *Human Factors*; *Photographic Science and Engineering*; *Vision Research*; *Оптико-механическая промышленность* (советский журнал); *Aviation Week and Space Technology*; *Infrared Physics*; *Optical Spectra*; *Optical Engineering* и *Electro-Optical System Design*.

Сведения по основным вопросам инфракрасной техники можно найти в монографиях Хадсона [3], Джемисона и др. [4], Вольфа [5], Круза и др. [6], Хадни [7], Брамсона [8], Смита и др. [9], а также Хольтера и др. [10].

1.5. Пример системы

Для ясности в последующих главах будет использован пример определенной системы, чтобы проиллюстрировать применение основных выводов теоретического рассмотрения. Это чисто гипотетический прибор, относящийся к типу систем, получивших наибольшее развитие и применение, — FLIR со схемой сканирования в параллельном ходе лучей и возможностью замены телескопической оптики в зависимости от применения. Этот тип FLIR описан в патентах Дели и др. [11] под названием «Универсальный прибор наблюдения» и Лакмана [12] под названием «Система тепловидения». Для нашего примера мы предположим, что система FLIR работает в спектральном диапазоне 8—12 мкм, имеет поле зрения с отношением сторон 4 : 3 и сканирование с частотой 30 кадров в секунду и 60 полей в секунду. Основные функциональные компоненты системы показаны на фиг. 1.7. Мы не будем уточнять тип



Фиг. 1.7. Основные функциональные компоненты системы.

телескопической системы, сканирующего устройства, объектива приемника, числа и расположения его фоточувствительных элементов и размера охлаждаемой диафрагмы. Определим только минимум необходимых параметров:

размер фоточувствительного элемента $a = b = 0,05$ мм;

фокусное расстояние объектива приемника $f_d = 50$ мм;

световой диаметр объектива приемника $D_d = 20$ мм;

число строк сканирования 300;

число элементов в строке 400;

кратность чересстрочной развертки 2 : 1.

Эти параметры в дальнейшем будут дополнены размером поля зрения 400×300 мрад ($22,9 \times 17,2^\circ$) и угловым размером фоточувствительного элемента 1×1 мрад для типичной сканирующей системы и объектива приемника без телескопа. В последующих главах мы будем по мере необходимости конкретизировать расположение фоточувствительных элементов приемника, тип телескопа и сканирующего механизма, схему обработки сигнала и рассматривать их взаимосвязь.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wormser E. M., Sensing the Invisible World, *Appl. Opt.*, 1, 1667—1685 (1968).
2. Miller B., FLIR Gaining Wider Service Acceptance, *Aviation Week and Space Technology*, 42—49 (1973); Cost Reductions Key to Wider FLIR Use, *AWAST*, 48—53 (1973).
3. Хадсон Р., Инфракрасные системы, изд-во «Мир», М., 1972.
4. Джемисон Дж. Э. и др., Физика и техника инфракрасного излучения, изд-во «Советское радио», М., 1965.
5. Wolfe W. L., Ed., Handbook of Military Infrared Technology, Superintendent of Documents, U. S. Government Printing Office, 1965.
6. Круз П., Макглоулин Л., Макквистан Р., Основы инфракрасной техники, Воениздат, М., 1964.

7. Hadni A., Essentials of Modern Physics Applied to the Study of the Infra-red, Pergamon, N. Y., 1967.
8. Брамсон М. А., Инфракрасное излучение нагретых тел, изд-во «Наука», М., 1964.
9. Смит Р., Джонс Ф., Чесмер Р., Обнаружение и измерение инфракрасного излучения, ИЛ, М., 1959.
10. Holter M. R., Nudelman S., Suits G. H., Wolfe W. L., Zissis G. J., Fundamentals of Infrared Technology, MacMillan, 1962.
11. Daly P. J. et al., United States Patent № 3760181, Universal Viewer for Far Infrared, 1973.
12. Laakmann P., United States Patent № 3723642, Thermal Imaging System, 1971.

Теория теплового излучения и прохождение излучения через атмосферу

2.1. Введение

Каждый объект с температурой, отличной от абсолютного нуля, испускает излучение, которое называется тепловым. Мы будем рассматривать тепловое излучение только в диапазоне длин волн 3—14 мкм по следующим причинам. Во-первых, большая часть энергии излучения, испускаемого объектами при земных температурах, приходится именно на этот диапазон. Во-вторых, именно в этом же диапазоне находятся окна прозрачности атмосферы, которые позволяют обнаруживать оптические сигналы на сравнительно больших расстояниях.

Тепловое излучение при земных температурах состоит главным образом из собственного излучения, обусловленного переходами между колебательными и вращательными энергетическими уровнями молекул, а также из отраженного излучения от других нагретых источников. Во многих приложениях, связанных с получением изображения, действительный механизм излучения не играет роли, важно лишь наличие обнаруживаемой разницы температур. Фундаментальным соотношением в теории теплового излучения является формула Планка излучения абсолютно черного тела. Вывод этой формулы основан на представлении, что тепловое излучение генерируется в процессе простого гармонического колебания линейных атомных осцилляторов не непрерывным образом, а дискретными квантами, энергия E которых является функцией частоты излучения ν : $E = h\nu$, где h — постоянная Планка. Теоретический вывод формулы Планка приведен в книгах Брамсона [1] и Джемисона и др. [2], а также в статье Меррита и Холла [3].

Характеризуя эффективность излучения тепловых источников, рассматривают три вида излучателей: черные тела, серые тела и селективные излучатели. Количественно эффективность излучения описывается спектральной излучательной способностью $\epsilon(\lambda)$, определяющей эффективность излучения на данной длине волны λ . Абсолютно черное тело — это идеализированное понятие. При данной температуре оно испускает и поглощает теоретически возможный максимум излучения. Черное тело имеет излучательную

способность $\varepsilon = 1$ во всем диапазоне длин волн; для [серого тела в определенном диапазоне длин волн $\varepsilon = \text{const} < 1$. Излучательная способность селективного излучателя $0 \leq \varepsilon(\lambda) \leq 1$ и может быть однозначной функцией λ того или иного вида¹⁾. Излучательная способность зависит также от угла зрения, однако в дальнейшем мы будем рассматривать сравнительно малые углы и излучательную способность будем полагать в среднем одинаковой для всех углов.

2.2. Законы излучения

Простейшие геометрические соотношения при излучении иллюстрируются с помощью фиг. 2.1, где S — двумерная излучающая поверхность; dS — площадь бесконечно малого элемента поверхности; $R(x, y)$ — расстояние от источника до точки x, y поверхности S . Конус, образующийся при движении R по границе поверхности S , определяет телесный угол Ω (в стерadianах)

$$\Omega = \iint_S \frac{dS}{R^2(x, y)} = \iint_S \frac{dx dy}{R^2(x, y)}. \quad (2.1)$$

Прежде чем сформулировать законы излучения, рассмотрим систему обозначений. Употребляется несколько различных систем, включая достаточно общую фотометрическую систему [4]. Однако вполне удовлетворительными и широко применяемыми при описании систем теплового изображения являются обозначения, рекомендуемые Хадсоном [5]. Ниже используются следующие основные обозначения: площадь поверхности S (см²), телесный угол Ω (ср), время t (с) и частные производные по этим величинам $\partial/\partial S$, $\partial/\partial \Omega$ и $\partial/\partial t$.

Если U — энергия излучения, можно определить следующие величины:

Поток излучения $= P$ (Вт) $\triangleq \partial U/\partial t$;

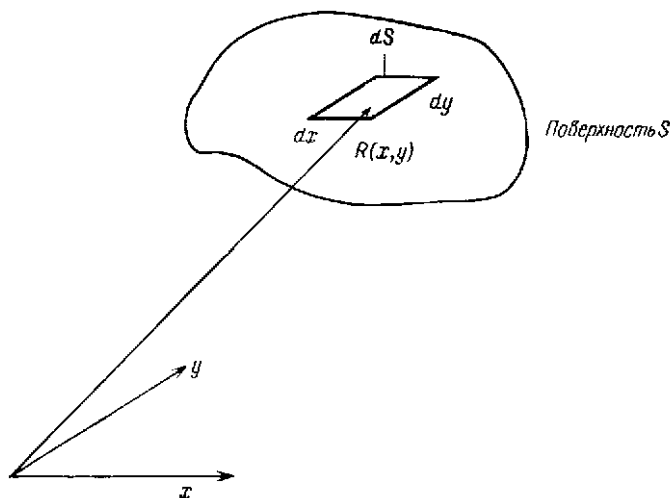
Поверхностная плотность потока излучения $= W$ (Вт/см²) $\triangleq \partial P/\partial S = \partial^2 U/\partial S \partial t$;

Энергетическая сила света $= J$ (Вт/ср) $\triangleq \partial P/\partial \Omega = \partial^2 U/\partial \Omega \partial t$;

Энергетическая яркость $= N$ (Вт/(см²·ср)) $\triangleq \partial^2 P/\partial S \partial \Omega = \partial^3 U/\partial S \partial \Omega \partial t$.

Спектральное распределение каждой из этих величин можно найти, взяв частную производную по длине волны λ ; тогда эти величины получают индекс λ , например спектральная плотность потока излучения обозначается W_λ .

¹⁾ Строго говоря, излучательная способность реальных тел всегда есть функция длины волны и температуры $\varepsilon(\lambda, T)$. Постоянной величина ε может быть в определенных пределах изменения λ и T . — Прим. перев.



Фиг. 2.1. Геометрические соотношения при излучении.

При анализе часто полагают, что справедлив один из известных законов излучения — закон Ламберта, согласно которому энергетическая сила света J (Вт/ср) идеального диффузного излучателя пропорциональна косинусу угла между нормалью к поверхности и направлением наблюдения. При близких к нормали направлениях наблюдения это приближение является достаточно точным для многих материалов. Для плоского излучателя интегрирование в пределах телесного угла 2π ср плотности потока излучения W (Вт/см²), распределенной в пространстве по закону Ламберта, дает формулу

$$W = \pi N, \quad (2.2)$$

Спектральная плотность потока излучения черного тела по закону Планка равна

$$W_\lambda(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{ch/\lambda kT} - 1} \text{ Вт/см}^3. \quad (2.3)$$

Обозначения и численные значения постоянных приведены в табл. 2.1. Чаще уравнение (2.3) записывают в единицах Вт/(см²·мкм), выражая λ в микрометрах

$$W_\lambda(\lambda, T) = \frac{c_1}{\lambda^5 (e^{c_2/\lambda T} - 1)}, \quad (2.4)$$

где c_1 и c_2 — постоянные, приведенные в табл. 2.1. Закон Планка записывается для частной производной по длине волны от плотности потока излучения черного тела $W(T)$ (Вт/см²), поскольку

Таблица 2.1

Постоянные в законах излучения

Скорость света в вакууме	$c = 2,9979 \cdot 10^{10}$ см/с
Постоянная Планка	$h = 6,6256 \cdot 10^{-34}$ Вт·с ²
Постоянная Больцмана	$k = 1,38054 \cdot 10^{-23}$ (Вт·с)/К
Постоянная Стефана — Больцмана	$\sigma = 5,6697 \cdot 10^{-12}$ Вт/(см ² ·К ⁴)
$c_1 = 3,7415 \cdot 10^4$ (Вт·мкм ⁴)/см ²	
$c_2 = 1,4388 \cdot 10^4$ мкм·К	
$c_3 = 1,8837 \cdot 10^{23}$ мкм ³ /(с·см ²)	

он описывает распределение излучения по спектру. Это связано с тем, что на данной длине волны всегда $W(\lambda) = 0$, в то время как $W_\lambda \neq 0$. Интегрирование уравнения, описывающего закон Планка, даст закон Стефана — Больцмана, первоначально полученный экспериментально:

$$W(T) = \int_0^\infty W_\lambda(T, \lambda) d\lambda = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4. \quad (2.5)$$

Постоянная этого уравнения называется постоянной Стефана — Больцмана

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3}. \quad (2.6)$$

В некоторых случаях излучение удобно количественно характеризовать числом фотонов в секунду. Любую спектральную величину, выраженную в ваттах, можно выразить в фотонах в секунду путем деления на энергию одного фотона hc/λ . Например, закон Планка, записанный для спектральной плотности потока фотонов Q_λ (фотон/(с·см³)), имеет следующий вид:

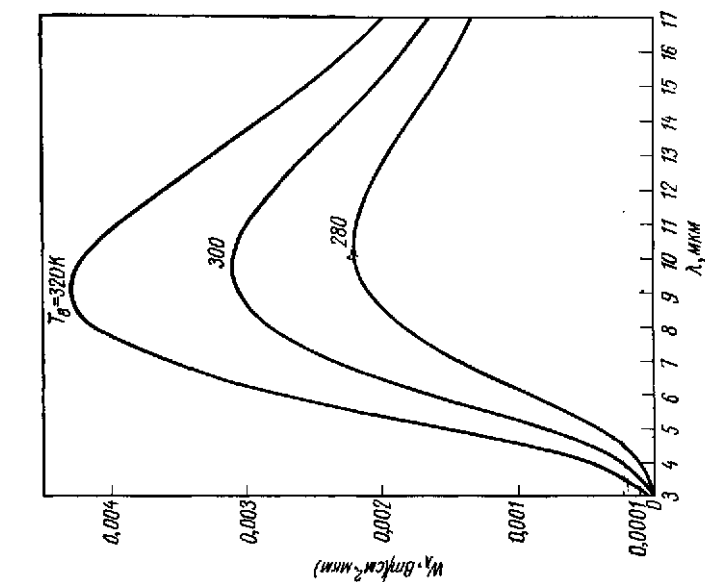
$$Q_\lambda = \frac{2\pi c}{\lambda^4} \frac{1}{e^{ch/\lambda kT} - 1}. \quad (2.7)$$

Выражение для Q_λ в единицах фотон/(с·см²·мкм), когда λ выражена в микрометрах, записывается следующим образом:

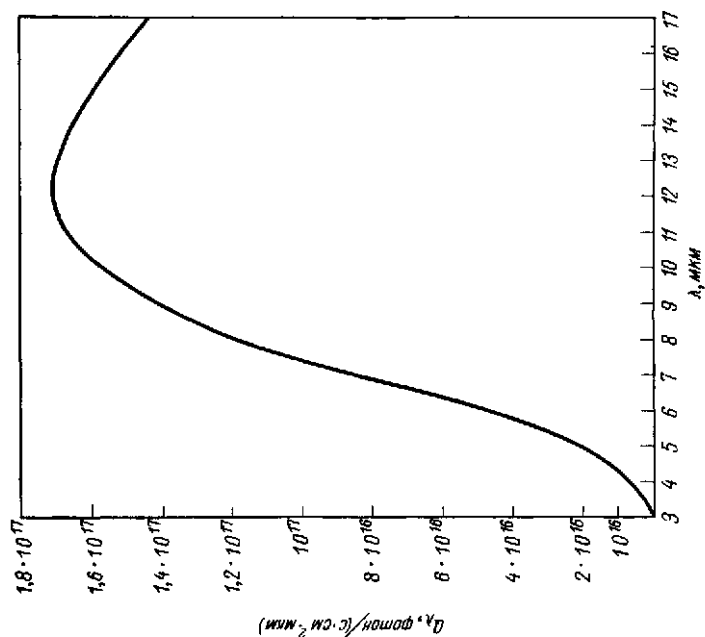
$$Q_\lambda = \frac{c_3}{\lambda^4 (e^{c_2/\lambda T} - 1)}, \quad (2.8)$$

где c_2 и c_3 — постоянные, приведенные в табл. 2.1.

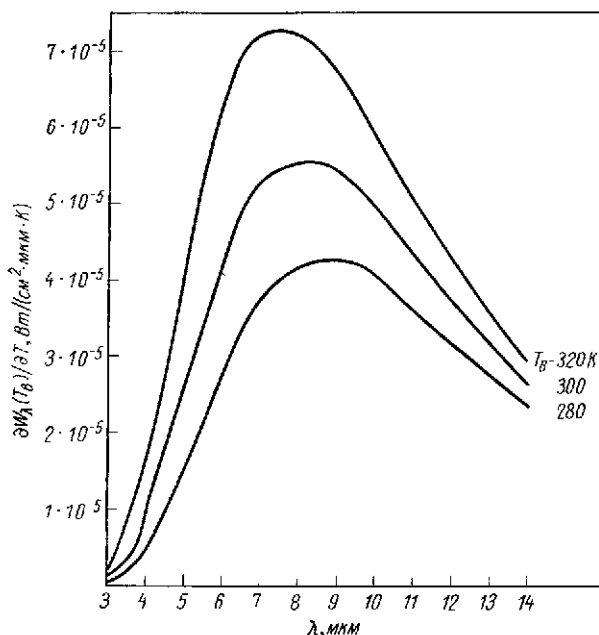
Вид функции W_λ при нескольких представляющих интерес значениях температуры приведен на фиг. 2.2. Спектральная плотность потока фотонов Q_λ при температуре $T = 300$ К показана на фиг. 2.3.



Фиг. 2.2. Закон Планка для спектральной плотности потока излучения при трех значениях температуры фона T_B .



Фиг. 2.3. Закон Планка для спектральной плотности потока фотонов при температуре фона 300 К.



Фиг. 2.4. Значения производной спектральной плотности потока излучения, соответствующей закону Планка, по температуре для трех значений температуры фона T_B .

Наблюдаемая яркость объекта определяется суммой пропускаемого и собственного излучения, а также излучения от других тепловых источников, отраженного от данного объекта. Поскольку собственное излучение является функцией температуры объекта, полезно выяснить, как изменяется W_λ с изменением температуры. Легко убедиться, что

$$\frac{\partial W_\lambda}{\partial T} = \frac{c_1 c_2 e^{c_2/\lambda T}}{\lambda^5 T^2 (e^{c_2/\lambda T} - 1)^2} = W_\lambda \frac{c_2 e^{c_2/\lambda T}}{\lambda T^2 (e^{c_2/\lambda T} - 1)}. \quad (2.9)$$

При $e^{c_2/\lambda T} \gg 1$

$$\frac{\partial W_\lambda}{\partial T} \approx W_\lambda \frac{c_2}{\lambda T^2}.$$

Зависимость точного значения $\partial W_\lambda/\partial T$ от длины волны для земных температур приведена на фиг. 2.4.

Полезно ввести также следующие величины: плотность потока излучения фона W_B , плотность потока излучения объекта W_T , дифференциальное изменение плотности потока излучения с температурой T ($\partial W/\partial T$), а также радиационный контраст C_R . Обозначая абсолютные температуры объекта и фона через T_T и T_B ,

получим для данного спектрального диапазона $\lambda_1 - \lambda_2$

$$W_B = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} W_\lambda(T_B) d\lambda, \quad (2.10)$$

$$W_T = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} W_\lambda(T_T) d\lambda, \quad (2.11)$$

$$\left[\frac{\partial W}{\partial T} \right] = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\partial W_\lambda(T_B)}{\partial T} d\lambda, \quad (2.12)$$

$$C_R = \frac{W_T - W_B}{W_T + W_B}. \quad (2.13)$$

Для упрощения спектральный диапазон в индексах не обозначен, поскольку из контекста ясно, что все величины относятся к определенному спектральному диапазону. В наземных условиях разности температур редко выходят за пределы ± 20 К, поэтому мы ограничим рассмотрение этим диапазоном.

Приведем значения W_B , W_T , $\partial W/\partial T$ и C_R , вычисленные при значениях окружающей температуры 300 К и разности температур объекта и фона $\Delta T = 10$ К, для двух обычно используемых окон прозрачности атмосферы:

Спектральный диапазон, мкм	W_B , Вт/см ²	W_T , Вт/см ²	$\partial W/\partial T$, Вт/(см ² ·К)	C_R при $\Delta T = 10^\circ \text{C}$
3,5—5	$5,56 \cdot 10^{-4}$	$7,87 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-5}$	0,172
8—14	$1,72 \cdot 10^{-2}$	$1,99 \cdot 10^{-2}$	$2,62 \cdot 10^{-4}$	0,074

В табл. 2.2 приведены значения $\partial W/\partial T$ для других спектральных диапазонов и температур фона, а на фиг. 2.5 и 2.6 те же данные для наиболее употребительных случаев представлены графически. На фиг. 2.7 сравниваются диапазоны 3,5—5 и 8—14 мкм.

Изменения радиационного контраста C_R в зависимости от разности температур объекта и фона для этих двух спектральных диапазонов представлены на фиг. 2.8 и 2.9. Полезно оценить вели-

¹) Если контраст определяется как $C = (W_T - W_B)/W_B$, то $C_R \approx C/2$ при $W_T \approx W_B$. Термин «контраст» применяется для многих фотометрических и радиометрических величин. Если яркость цели обозначить L_T и яркость фона L_B , контраст можно определить одним из следующих способов: $(L_T - L_B)/(L_T + L_B)$, $(L_T - L_B)/L_T$, $(L_T - L_B)/L_B$, L_T/L_B . Поскольку разные авторы используют различные определения, следует указывать, каким способом определен контраст, если приводится его численное значение.

Таблица 2.2

**Значения производной плотности потока излучения,
соответствующей закону Планка,
по температуре для различных спектральных диапазонов
и температур фона**

λ_1 , мкм	λ_2 , мкм	$\frac{\partial W}{\partial T} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\partial W_{\lambda}(T_B)}{\partial T} d\lambda$, Вт/(см ² ·К)			
		$T_B = 280$ К	$T_B = 290$ К	$T_B = 300$ К	$T_B = 310$ 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	$5,67 \cdot 10^{-5}$	$6,10 \cdot 10^{-5}$	$6,52 \cdot 10^{-5}$	$6,92 \cdot 10^{-5}$

чину $\partial C_R / \partial T$. Из проведенных расчетов для построения графиков на фиг. 2.8 и 2.9 следует, что величина $\partial C_R / \partial T$ составляет $\sim 0,7\%/K$ в диапазоне 8—14 мкм и $1,7\%/K$ в диапазоне 3,5—5 мкм. Это означает, что система, линейно преобразующая тепловое излучение в видимое, не может обеспечить высоких контрастов, необходимых для получения изображения приемлемого качества. Поэтому в системах тепловидения необходимо иметь схему вычитания яркости фона того или иного типа.

Проще всего оценить радиационный контраст, когда цель — черное тело, испускающее излучение на всех длинах волн. В этом случае интегральная плотность потока излучения определяется формулой (2.5)

$$W(T) = \sigma T^4,$$

так что

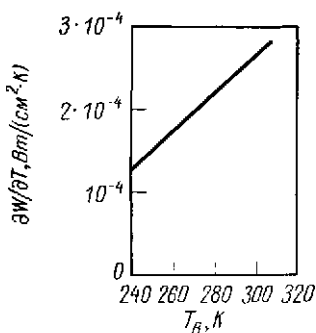
$$\frac{\partial W(T)}{\partial T} = 4\sigma T^3 \quad (2.14)$$

и

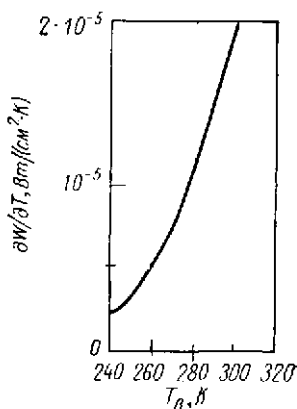
$$C_R = \frac{4\sigma T^3 \Delta T}{2\sigma T^4 + 4\sigma T^3 \Delta T} = \frac{2\Delta T}{T + 2\Delta T},$$

а при малых ΔT

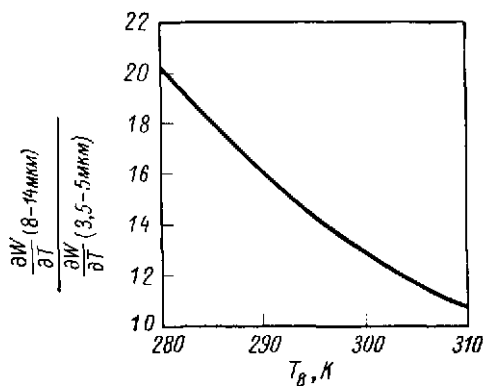
$$C_R \approx \frac{2\Delta T}{T}. \quad (2.15)$$



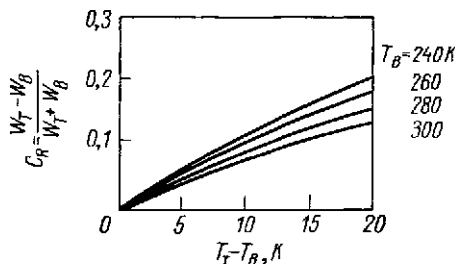
Фиг. 2.5. Значения производной плотности потока излучения, соответствующей закону Планка, по температуре для диапазона 8—14 мкм в функции температуры фона.



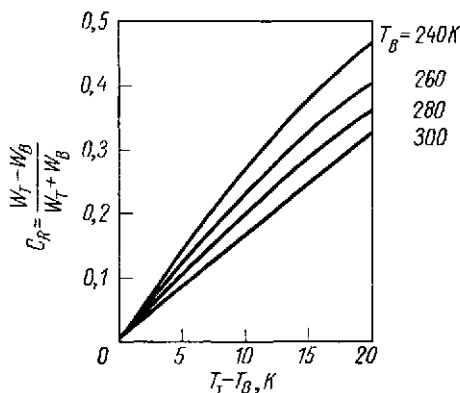
Фиг. 2.6. Значения производной плотности потока излучения, соответствующей закону Планка, по температуре для диапазона 3,5—5 мкм в функции температуры фона.



Фиг. 2.7. Сравнение производных плотности потока излучения, соответствующей закону Планка, по температуре для двух спектральных диапазонов в функции температуры фона.



Фиг. 2.8. Радиационный контраст в диапазоне 8—14 мкм в зависимости от разности температур объекта и фона для четырех значений температуры фона.



Фиг. 2.9. Радиационный контраст в диапазоне 3,5—5 мкм в зависимости от разности температур объекта и фона для четырех значений температуры фона

Таким образом, $C_R/\Delta T \approx 2/T$, и при земных температурах в широком спектральном диапазоне контрасты существенно меньше, чем в рассмотренных выше узких диапазонах. На этом мы закончим рассмотрение основных соотношений теории теплового излучения. Более подробную информацию можно найти в работах [1—9].

2.3. Пропускание излучения атмосферой

Тепловое излучение ослабляется при прохождении через земную атмосферу вследствие поглощения и рассеяния молекулами газа, скоплениями молекул (аэрозолями), дождем, снегом, а также дымом, туманом, дымкой, смогом. Следующие молекулы (перечисленные ниже в порядке важности) поглощают инфракрасное излучение в широких полосах с центрами, соответствующими указанным

ным длинам волн: воды (2,7; 3,2; 6,3 мкм), углекислого газа (2,7; 4,3; 15 мкм), озона (4,8; 9,6; 14,2 мкм), закиси азота (4,7; 7,8 мкм), окиси углерода (4,8 мкм) и метана (3,2; 7,8 мкм). Не считая ослабления в плотных дисперсных средах, молекулярное поглощение является главной причиной ослабления излучения, причем наиболее сильно излучение поглощается парами воды, углекислым газом и озоном. В нижних слоях атмосферы поглощением закисью азота и окисью углерода обычно можно пренебречь. Полосы поглощения водяного пара с центром 6,3 мкм и углекислого газа с центрами 2,7 и 15 мкм ограничивают пропускание излучения атмосферой в диапазоне длин волн 2—20 мкм, определяя положение двух окон прозрачности: 3,5—5 и 8—14 мкм.

На данной длине волны при определенном состоянии атмосферы коэффициент пропускания атмосферы определяется законом Бугера — Ламберта — Бэра

$$\tau_a(\lambda) = \exp(-\gamma(\lambda)R), \quad (2.16)$$

где R — расстояние или длина пути, а $\gamma(\lambda)$ — показатель ослабления [10]. Показатель ослабления равен сумме показателей рассеяния $\sigma(\lambda)$ и поглощения $k(\lambda)$:

$$\gamma(\lambda) = \sigma(\lambda) + k(\lambda). \quad (2.17)$$

Показатели рассеяния и поглощения в свою очередь состоят из молекулярной и аэрозольной компонент

$$\sigma(\lambda) = \sigma_m(\lambda) + \sigma_a(\lambda), \quad (2.18)$$

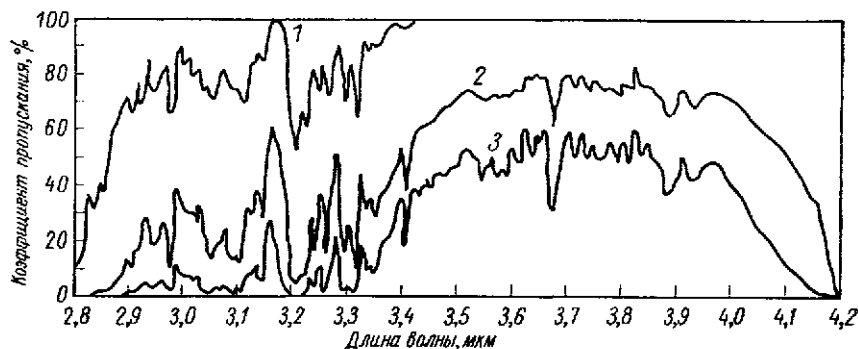
и

$$k(\lambda) = k_m(\lambda) + k_a(\lambda). \quad (2.19)$$

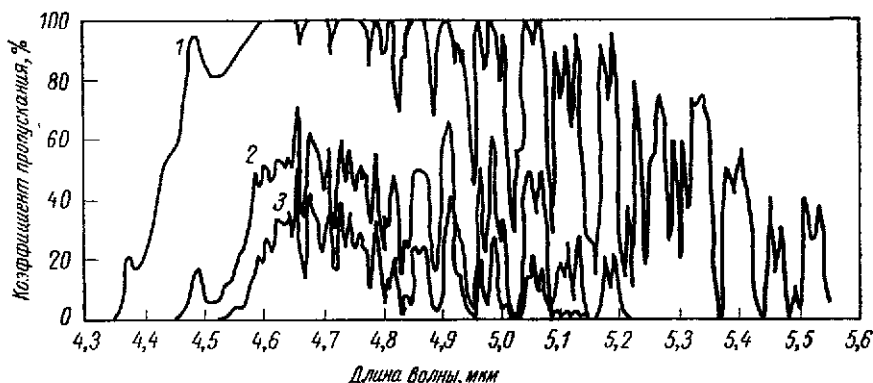
Показатель ослабления является сложной функцией λ , поэтому задача определения пропускания атмосферы в широком спектральном диапазоне состоит в интегрировании по всем длинам волн и по накоплению поглотителей на трассе. Средний коэффициент пропускания атмосферы в определенном диапазоне λ_1 — λ_2 равен

$$\tau_a = \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \exp(-\gamma(\lambda)R) d\lambda. \quad (2.20)$$

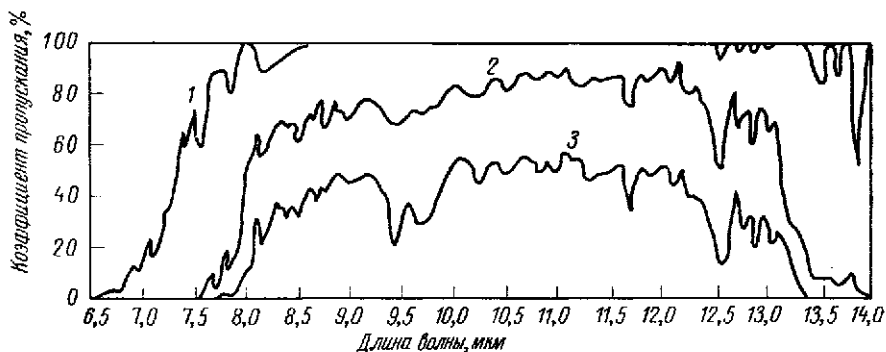
Подробный обзор по пропусканию атмосферы и соответствующие проблемы можно найти в работе Ферроу и Гибсона [11]. Надежных экспериментальных данных по пропусканию атмосферы в инфракрасной области мало. Лучшими являются хорошо известные результаты измерений Тейлора и Йетса [12] (фиг. 2.10—2.12), а также Стрита [13] (фиг. 2.13 и 2.14). Подробно механизмы ослабления излучения в атмосфере были описаны в работах [2,7],



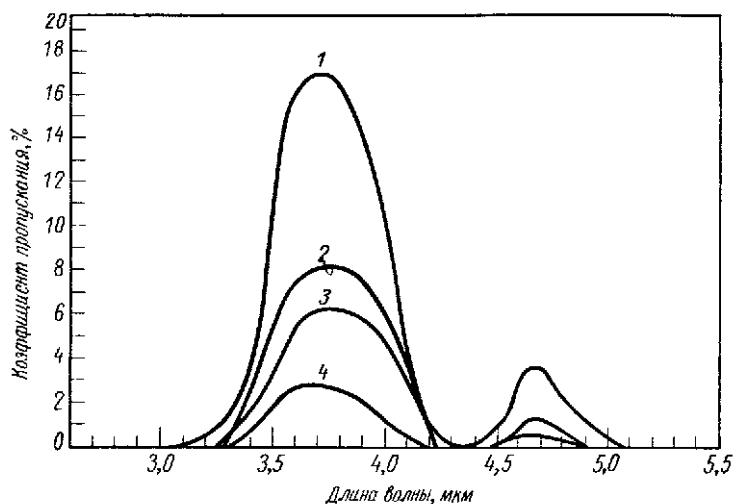
Фиг. 2.10. Пропускание атмосферы в диапазоне длин волн 2,8—4,2 мкм [12].
1 — трасса 300 м, толщина слоя осажденной воды 0,11 см; 2 — трасса 6,3 км, толщина слоя осажденной воды 1,37 см; 3 — трасса 18,7 км, толщина слоя осажденной воды 5,2 см.



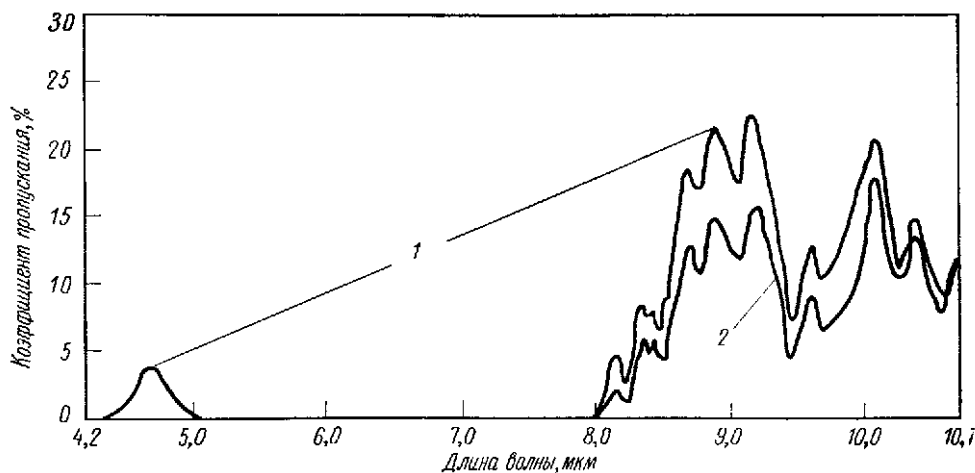
Фиг. 2.11. Пропускание атмосферы в диапазоне длин волн 4,3—5,6 мкм [12].
1 — трасса 300 м, толщина слоя осажденной воды 0,11 см; 2 — трасса 6,3 км, толщина слоя осажденной воды 1,37 см; 3 — трасса 18,7 км, толщина слоя осажденной воды 5,2 см.



Фиг. 2.12. Пропускание атмосферы в диапазоне длин волн 6,5—14 мкм [12].
1 — трасса 300 м, толщина слоя осажденной воды 0,11 см; 2 — трасса 6,3 км, толщина слоя осажденной воды 1,37 см; 3 — трасса 18,7 км, толщина слоя осажденной воды 5,2 см.



Фиг. 2.13. Пропускание атмосферы в диапазоне длин волн 3—5 мкм [13].
Длина трассы 25 км; толщина слоя осажденной воды: 1 — 21,5 см; 2 — 25,4 см; 3 — 36,2 см; 4 — 43,3 см.



Фиг. 2.14. Пропускание атмосферы в диапазоне длин волн 4,2—10,7 мкм [13].
Длина трассы 25 км; толщина слоя осажденной воды: 1 — 21,5 см; 2 — 26,7 см.

и мы их здесь рассматривать не будем. Просто мы воспользуемся наиболее подходящей из известных аналитических моделей.

Поглощение молекулами газа происходит в том случае, когда колебательные и вращательные движения атомов в молекуле вызывают изменение дипольного момента. При этом энергетическое взаимодействие молекулы с электромагнитным полем может проявляться в резонансном поглощении и испускании квантов. Следовательно, изолированным симметричным молекулам, не имеющим дипольного момента, не свойственно колебательно-вращательное поглощение. Молекулярное поглощение в электронных зонах атомов также пренебрежимо мало. По этим причинам изолированные молекулы трех основных компонентов атмосферы — двухатомные молекулы азота и кислорода и одноатомная молекула аргона — не поглощают инфракрасного излучения. В газе, однако, происходит уширение линий поглощения, вызванное давлением. Этот эффект соответствующим образом влияет на поглощение излучения в атмосфере.

Молекулярное поглощение ослабляет пучок теплового излучения, поскольку газ переизлучает поглощенную энергию во всех направлениях, а не только в направлении первоначального распространения. Четкое объяснение процесса молекулярного поглощения дается Эндином [14]. В его работе приведено описание модели Эльзассера, статистической модели и модели Эльзассера со случайным наложением полос. Эдинг дает рекомендации по применению моделей к различным молекулярным компонентам и сравнивает результаты, полученные с помощью этих моделей, с экспериментальными данными. Молекулярное рассеяние и ослабление излучения на аэрозолях хорошо описаны в работе Макклэтчи и др. [10]. Монографии по инфракрасной технике содержат обобщающие сведения о моделях поглощения в одиночных линиях и полосах.

При высокой относительной влажности молекулы паров воды собираются в скопления, образуя аэрозоль. Такое состояние атмосферы занимает промежуточное положение между влажной атмосферой и туманом или дымкой. Используя подходящие модели молекулярного поглощения и рассеяния, а также модель рассеяния на аэрозолях, Ходжес [15] сравнил расчетные и экспериментальные данные и выяснил, что при высокой относительной влажности ослабление практически полностью определяется поглощением на жидких аэрозолях. На небольших высотах и на умеренных состояниях, когда концентрация паров воды мала, ослабление, по данным Ходжеса, определяется одним молекулярным поглощением.

Рассеяние молекулами, аэрозолями, туманом, дымкой и облаками можно объяснить с помощью теории Ми. Теория Ми справедлива для рассеяния на малых частицах, размер кото-

рых значительно меньше длины волны (рэлеевское рассеяние), и для рассеяния на больших частицах, размер которых значительно больше длины волны (неселективное рассеяние). Поскольку рэлеевское рассеяние происходит по закону λ^{-4} , молекулярное рэлеевское рассеяние не играет существенной роли в области $\lambda > 2$ мкм. В результате рассеяние на молекулах ($p \ll \lambda$) в этой области можно не учитывать по сравнению с поглощением; нужно принимать во внимание только рассеяние на скоплениях молекул.

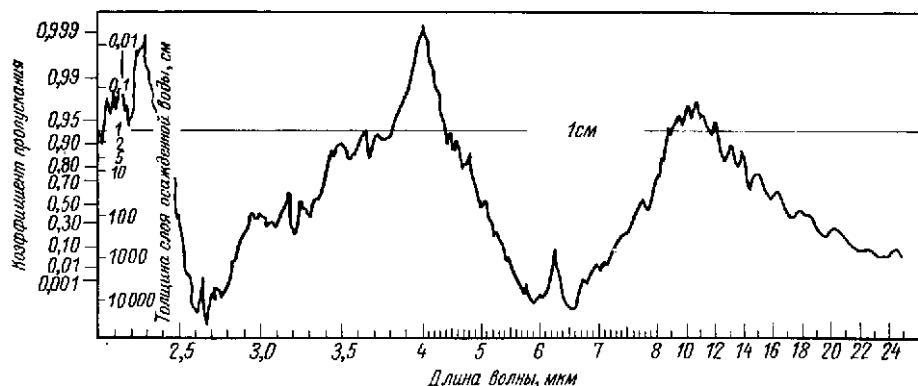
Наиболее подробное рассмотрение всех источников ослабления излучения в атмосфере содержится в работе Макклэтчи и др. [10]. Их методы расчета ослабления в интервале длин волн 0,25—25 мкм основываются на следующих механизмах:

- на молекулярном поглощении в отдельных линиях для всех основных газов;
- на молекулярном поглощении в уширенных давлением линиях паров воды;
- на молекулярном рассеянии для всех компонентов атмосферы;
- на ослаблении на аэрозолях всех типов.

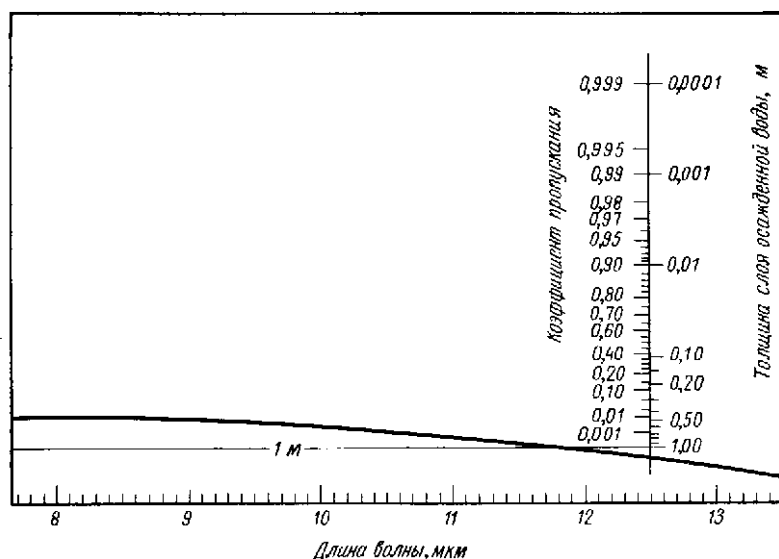
В работе [10] приведены также таблицы характеристик семи моделей атмосферы: тропические условия, лето и зима в средних широтах, субарктические зима и лето, условия чистой атмосферы (метеорологическая дальность видимости 23 км) и дымка (метеорологическая дальность видимости 5 км).

На фиг. 2.15—2.19 [10] приведены зависимости коэффициентов пропускания от длины волны для различных плотностей поглощающих компонентов или длины трассы для молекулярного поглощения в линиях паров воды, не уширенных давлением; для непрерывного спектра поглощения паров воды, уширенного давлением; для равномерно распределенной смеси газов; для молекулярного рассеяния и ослабления на аэрозолях. Для однородной атмосферы кривые можно использовать непосредственно. Если атмосфера неоднородна, необходимо сначала определить эквивалентную длину трассы по методике, приведенной в работе [10]. В этой работе содержится также много других кривых для отдельных компонентов атмосферы. Порядок определения коэффициента пропускания по кривым фиг. 2.15—2.19 следующий. Соответствующая шкала коэффициента пропускания наносится на прозрачную бумагу. Совмещая заданное количество поглотителя (или длину трассы) с горизонтальной линией и передвигая шкалу на заданную длину волны, считывают значение коэффициента пропускания для этой длины волны на пересечении шкалы с кривой.

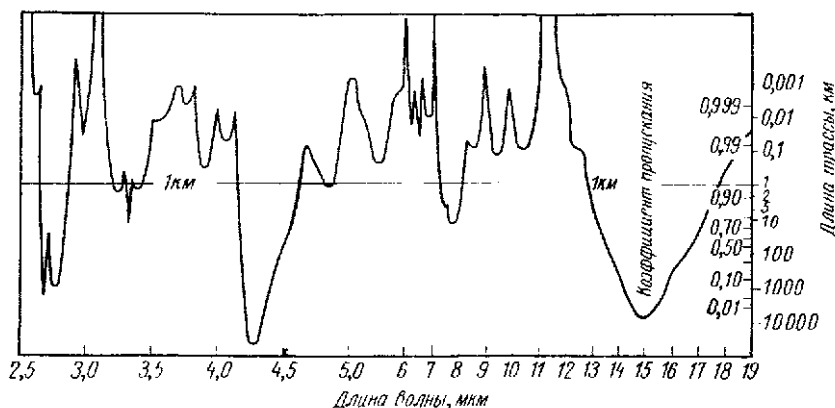
Концентрация паров воды как поглотителя выражается различными способами. Основной мерой является абсолютная влажность — масса воды в граммах на 1 см³ объема воздуха, содержащего пары воды, при определенных температуре и давлении.



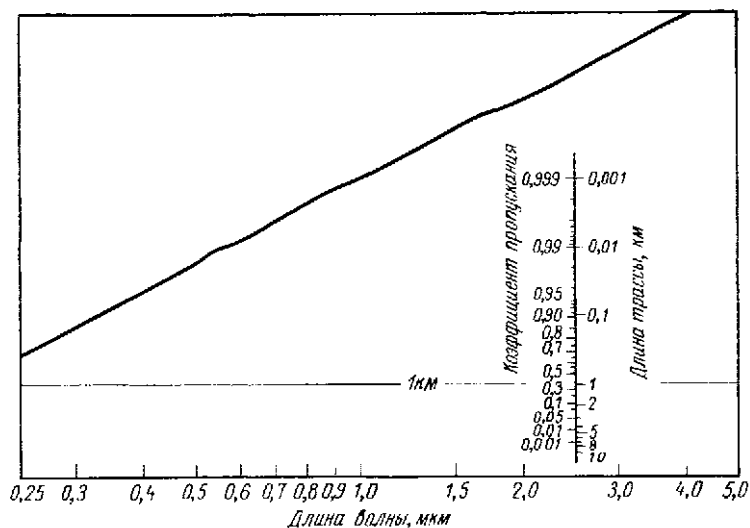
Фиг. 2.15. Молекулярное пропускание паров воды в дискретных линиях [10].



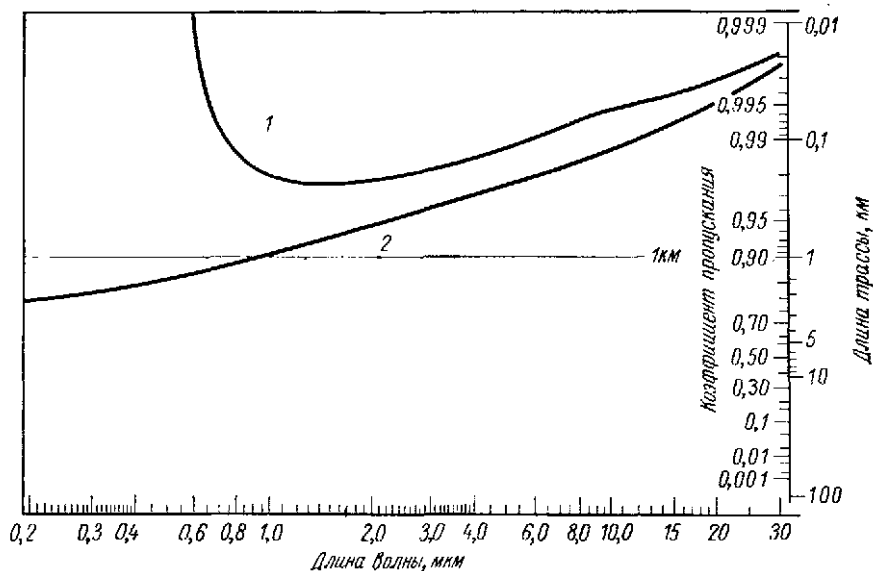
Фиг. 2.16. Молекулярное пропускание паров воды в непрерывном спектре, уширенном давлением [10].



Фиг. 2.17. Молекулярное пропускание равномерно распределенной смеси CO_2 , N_2O , CO и CH_4 [10].



Фиг. 2.18. Пропускание, обусловленное молекулярным рассеянием всех компонентов атмосферы [10].



Фиг. 2.19. Пропускание аэрозолей [10].

1 — поглощение; 2 — рассеяние.

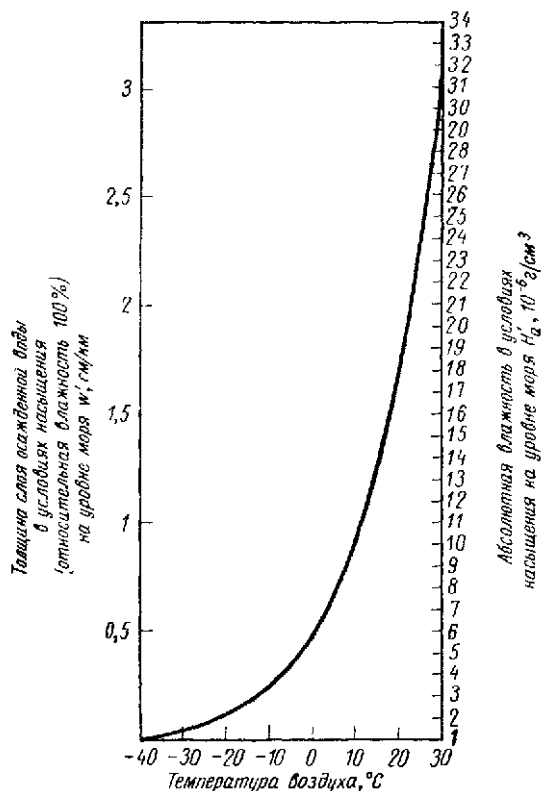
Абсолютная влажность H_a (г/см³) является функцией парциального давления P (мм рт. ст.) паров воды и температуры T_a (К). Абсолютная влажность насыщенного пара воды воздуха равна

$$H'_a = 2,89 \cdot 10^{-4} \frac{P}{T_a}, \quad (2.21)$$

где парциальное давление P также зависит от температуры T_a . Более простой мерой концентрации поглотителя является относительная влажность, представляющая собой отношение абсолютной влажности в определенных условиях к абсолютной влажности, соответствующей насыщенному объему при тех же условиях.

Абсолютная и относительная влажности не определяют непосредственно количество поглотителя на длине данной трассы. Мерой, определяющей суммарное поглощение на трассе, является количество осажженной воды, которое можно найти по относительной влажности и длине трассы. Количество осажженной воды w характеризуется толщиной слоя жидкой воды, образовавшейся при конденсации паров в цилиндре, длина которого равна длине трассы. Эта толщина обычно выражается в сантиметрах осажженной воды на километр трассы (см/км).

Величина w связана с плотностью жидкой воды d , относительной влажностью H_r (выраженной в долях единицы) и абсолютной



Фиг. 2.20. Количество осадочной воды (см/км) и а абсолютная влажность в условиях насыщения в зависимости от температуры.

влажностью H_a следующим образом:

$$w \text{ (см/км)} = \frac{H_r H_a \text{ (г/см}^3\text{)}}{d \text{ (г/см}^3\text{)}} = \frac{10^5 H_r H_a \text{ (г/(см}^2 \cdot \text{км))}}{d \text{ (г/см}^3\text{)}} = 10^5 \frac{H_r H_a}{d} \text{ (см/км)}. \quad (2.22)$$

Поскольку плотность воды d приблизительно постоянна и равна 1 г/см^3 , то

$$w = 10^5 H_r H_a \text{ (см/км)}. \quad (2.23)$$

Полное количество осадочной воды на трассе w_T выражается в сантиметрах. Если абсолютная и относительная влажности на трассе постоянны, полное количество осадочной воды получается умножением величины w (см/км) на длину трассы R (км). На фиг. 2.20 показаны толщина слоя осадочной воды и абсолютная влажность в условиях насыщения в функции температуры.

Мозер [17] нашел, что в состоянии насыщения на уровне моря величина w' определяется выражением

$$w' \text{ (см/км)} = 0,492 + 3,094 \cdot 10^{-2} T_a + \\ + 9,5 \cdot 10^{-4} T_a^2 + 2,888 \cdot 10^{-5} T_a^3 \quad (2.24)$$

с погрешностью $\pm 1,6\%$ в интервалах $0 \leq T_a \leq 40^\circ \text{C}$ и $0 \leq H_r \leq 1$ м

$$w' \text{ (см/км)} = 0,502 e^{0,06 T_a} \quad (2.25)$$

с погрешностью $\pm 3,6\%$ в интервале $0 \leq T_a \leq 35^\circ \text{C}$.

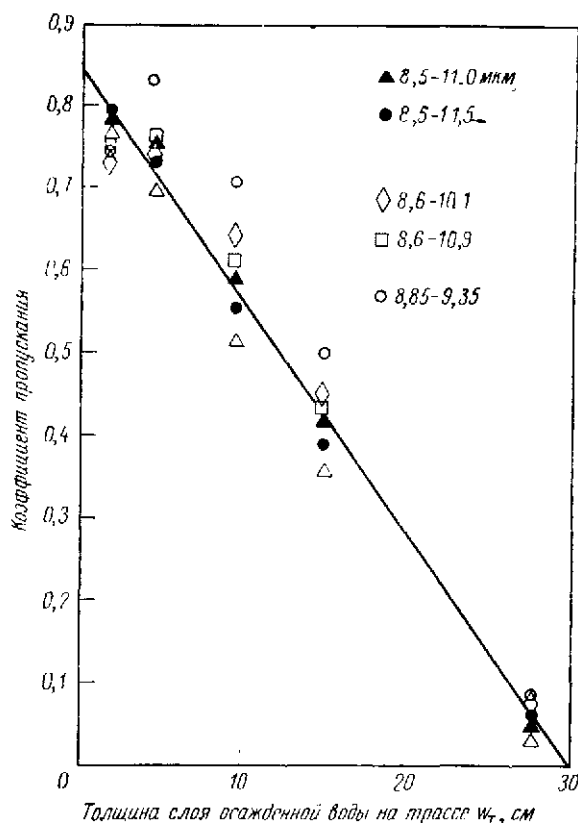
Умножая приведенные выше выражения на относительную влажность H_r , можно определить толщину слоя осажденной воды w в ненасыщенной атмосфере.

С помощью экспериментальных данных Йетса и Тейлора Ходжес [15] вычислил среднее пропускание в семи диапазонах в пределах окон 3—5 и 8—14 мкм, определил вклад каждого процесса ослабления и нашел коэффициенты, обеспечивающие хорошее согласие с данными Йетса и Тейлора. Результаты обработки Ходжесом данных Йетса и Тейлора в окне 8—14 мкм (фиг. 2.21) показывают приблизительно линейную связь между средним коэффициентом пропускания $\bar{\tau}_a$ в полосе и толщиной слоя осажденной воды w_T (см) на трассе. Этот интересный результат достаточно точно описывается выражением [16]

$$\bar{\tau}_a = 0,8326 - 0,0277 w_T. \quad (2.26)$$

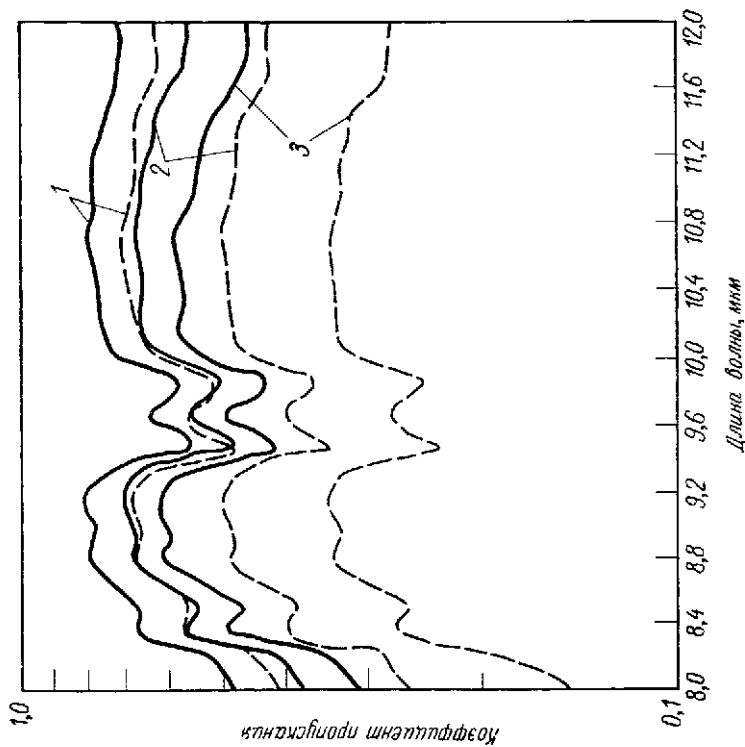
Потери на поглощение, равные 0,167 при $w_T = 0$, обусловлены ослаблением излучения другими компонентами атмосферы. Для окна 3—5 мкм не выявляется столь явной зависимости от w_T . Это связано с тем, что в окне 3—5 мкм поглощение углекислым газом проявляется в большей степени, чем в окне 8—14 мкм.

Принципы, изложенные в работе [10], были положены в основу программы для ЭВМ, разработанной Селби и Макклэтчем [18]. Эта программа была использована Макдональдом [19] для получения кривых, представленных на фиг. 2.22—2.42. Для сравнения потерь при пропускании в диапазоне 3—5 и 8—12 мкм Макдональд выбрал три наклонных трассы протяженностью 30, 15 и 7,5 км и три высоты 90, 1220 и 3660 м. Использованы две модели атмосферы: тропические условия и стандартная атмосфера США 1962 г., обе с дымкой и без дымки. Изменения пропускания при различных метеорологических дальностях видимости на различных высотах и расстояниях для диапазона 8—12 мкм показаны на фиг. 2.22—2.27, а для диапазона 3—5 мкм — на фиг. 2.28—2.33. Различия между тропическими условиями и стандартной атмосферой США для различных высот и протяженностей наклонных трасс в диапазоне 8—12 мкм показаны на фиг. 2.34—2.42.



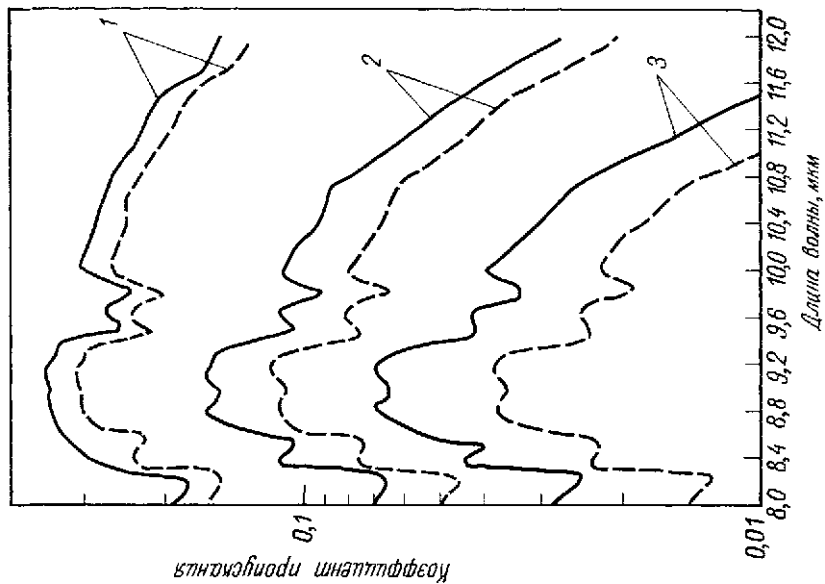
Фиг. 2.21. Средний коэффициент пропускания в зависимости от полного количества осадочной воды для пяти спектральных диапазонов [15].

Результаты свидетельствуют, что без учета характеристик источников и приемников излучения для сухого воздуха в средних широтах пропускание в диапазоне 8—12 мкм больше, чем в диапазоне 3—5 мкм, поскольку в последнем диапазоне имеет место сильное поглощение углекислым газом. В чистой тропической атмосфере с высокой влажностью пропускание выше в диапазоне 3—5 мкм, так как пары воды сильно поглощают излучение в диапазоне 8—12 мкм. Но дымка приводит к более сильному ослаблению излучения в диапазоне 3—5 мкм по сравнению с диапазоном 8—12 мкм, и именно это заставляет отдать предпочтение диапазону 8—12 мкм в связи с тем, что долгое отсутствие дымки во влажном тропическом воздухе маловероятно. Однако основной интерес представляет не абсолютная величина коэффициента пропускания, а соотношение тепловой чувствительности и коэффициента пропускания.



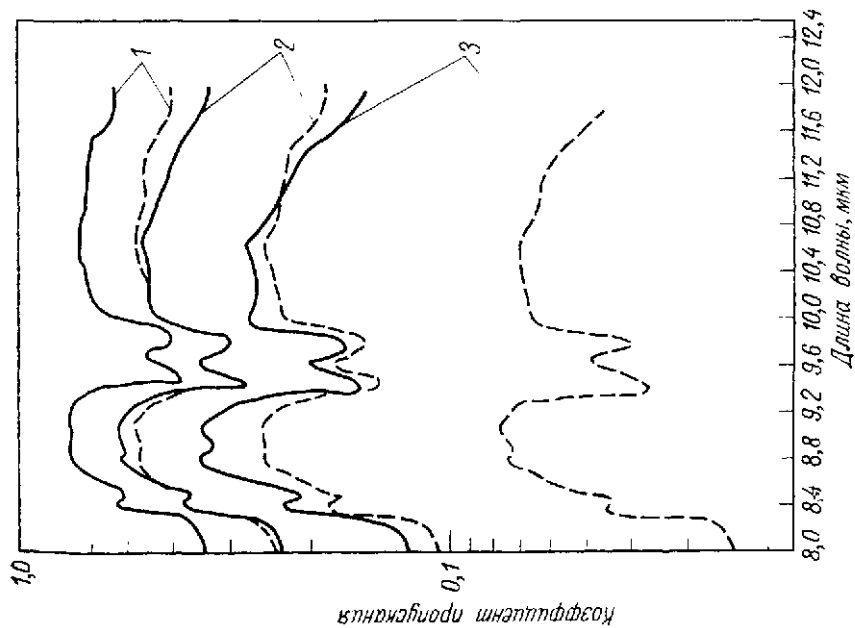
Фиг. 2.22. Пропускание атмосферы.

Наклонная трасса 7,5 км; стандартная атмосфера США 1962 г.: — дымка и аэрозоли отсутствуют; --- дымка, метеорологическая дальность видности 3 км, 1 — высота 3,66 км; 2 — высота 1,22 км; 3 — высота 90 м.



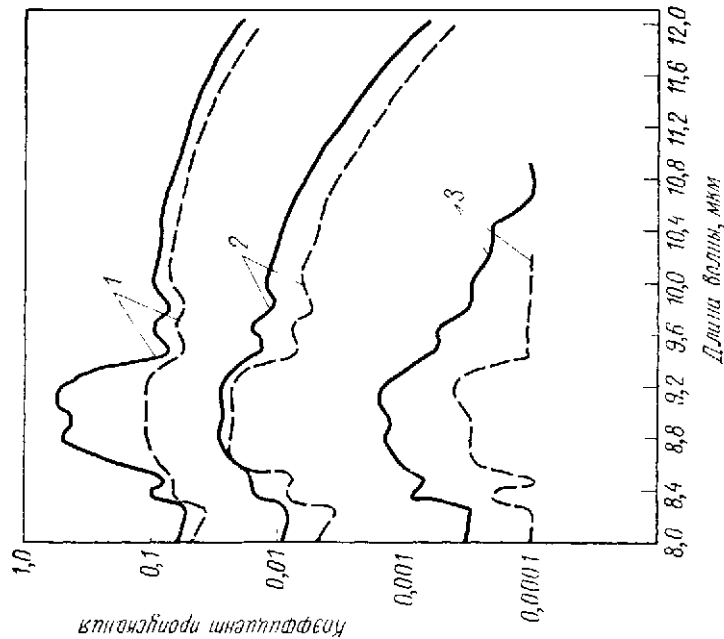
Фиг. 2.23. Пропускание атмосферы.

Наклонная трасса 7,5 км; тропическая атмосфера: — дымка и аэрозоли отсутствуют; --- дымка, метеорологическая дальность видности 5 км, 1 — высота 3,66 км; 2 — высота 1,22 км; 3 — высота 90 м.



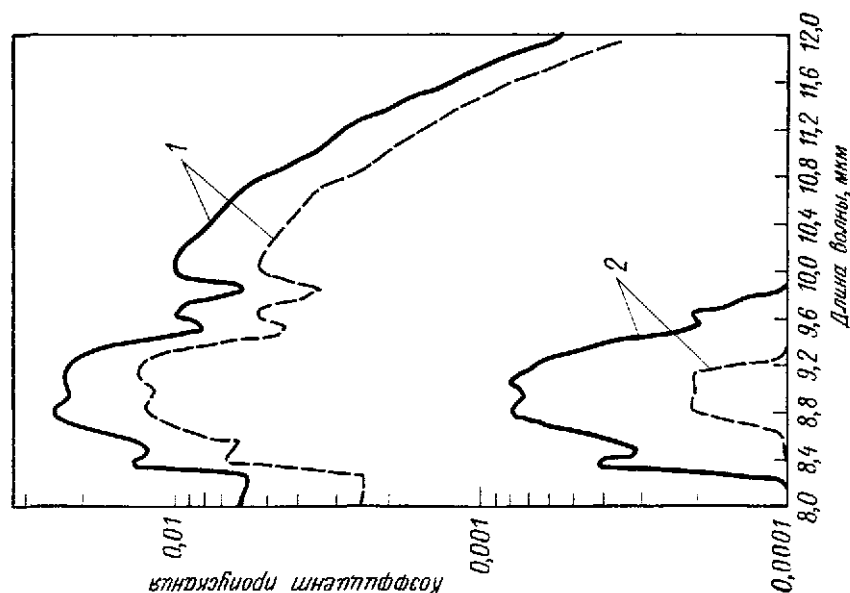
Фиг. 2.24. Пропускание атмосферы.

Наклонная трасса 15 км; стандартная атмосфера США 1962 г.; — дымка и аэрозоли отсутствуют; - - — дымка, метеорологическая дальность видности 5 км. 1 — высота 3,66 км; 2 — высота 1,22 км; 3 — высота 90 м.



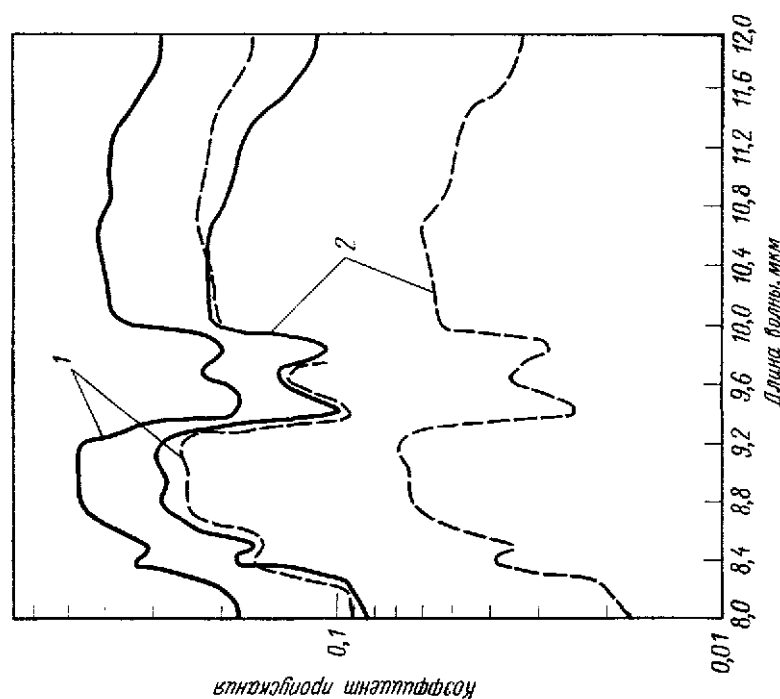
Фиг. 2.25. Пропускание атмосферы.

Наклонная трасса 15 км; тропическая атмосфера; — дымка и аэрозоли отсутствуют; - - — дымка, метеорологическая дальность видности 5 км. 1 — высота 3,66 км; 2 — высота 1,22 км; 3 — высота 90 м.



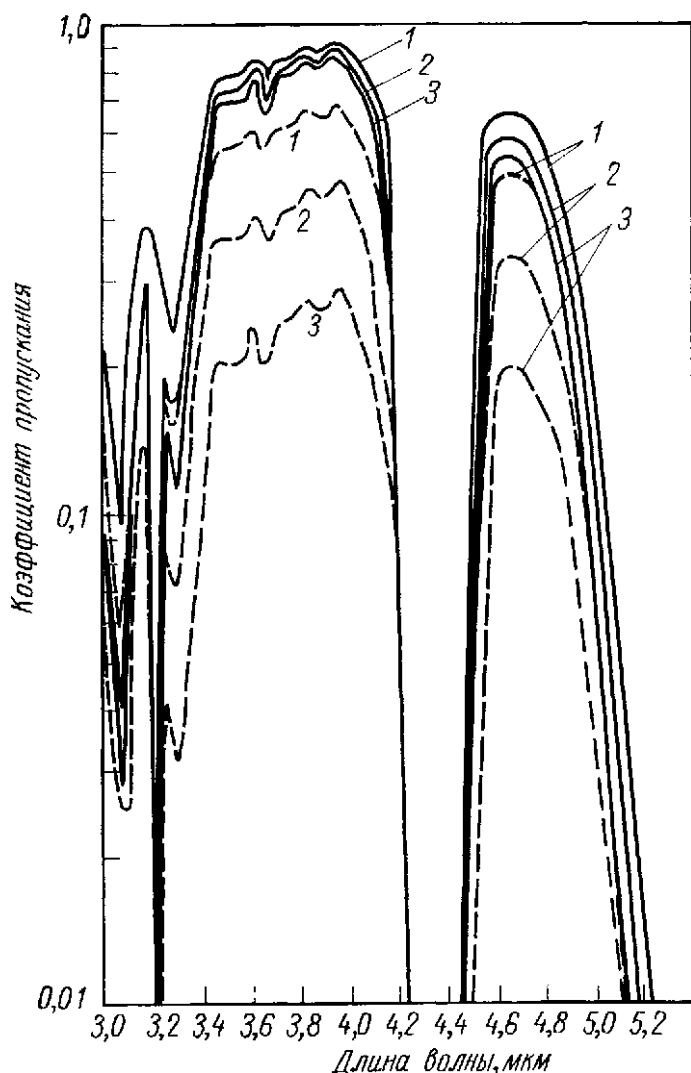
Фиг. 2.27. Пропускание атмосферы.

Наклонная трасса 30 км; тропическая атмосфера; — дымка и аэрозоли отсутствуют; — — — дымка, метеорологическая дальность видимости 5 км. 1 — высота 3,66; 2 — высота 1,22 км.



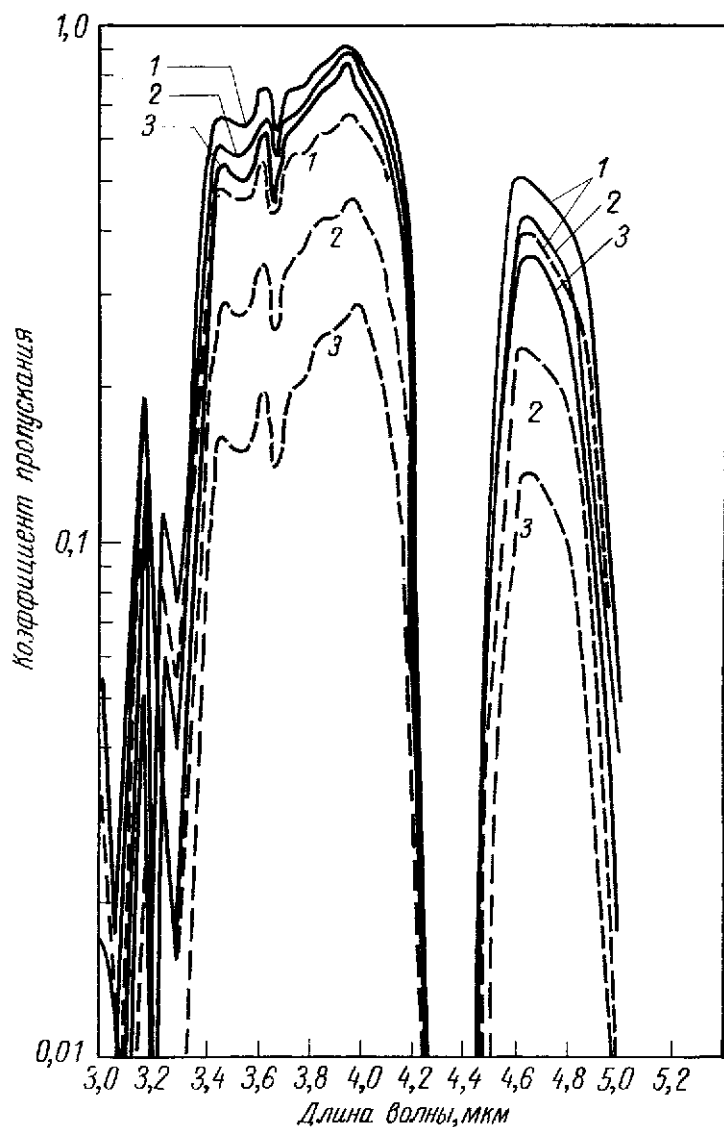
Фиг. 2.26. Пропускание атмосферы.

Наклонная трасса 30 км; стандартная атмосфера США 1963 г.; — дымка и аэрозоли отсутствуют; — — — дымка, метеорологическая дальность видимости 5 км. 1 — высота 3,66 км; 2 — высота 1,22 км.



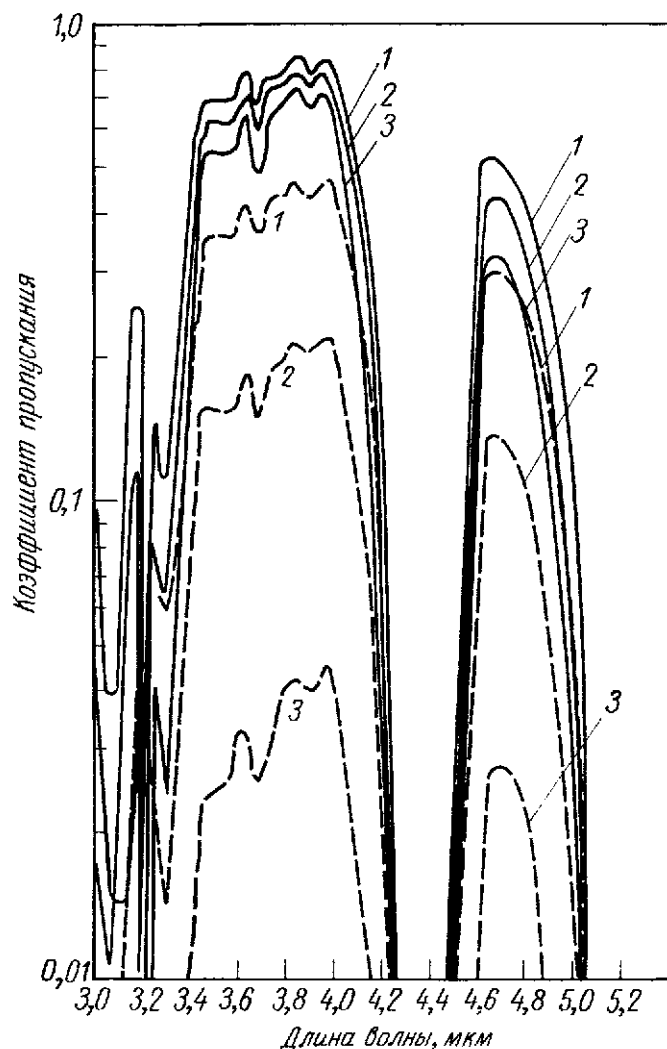
Фиг. 2.28. Пропускание атмосферы.

Наклонная трасса 7,5 км; стандартная атмосфера США 1962 г., — дымка и аэрозоли отсутствуют; -- — дымка, метеорологическая дальность видимости 5 км. 1 — высота 3,86 км; 2 — высота 1,22 км; 3 — высота 90 м.



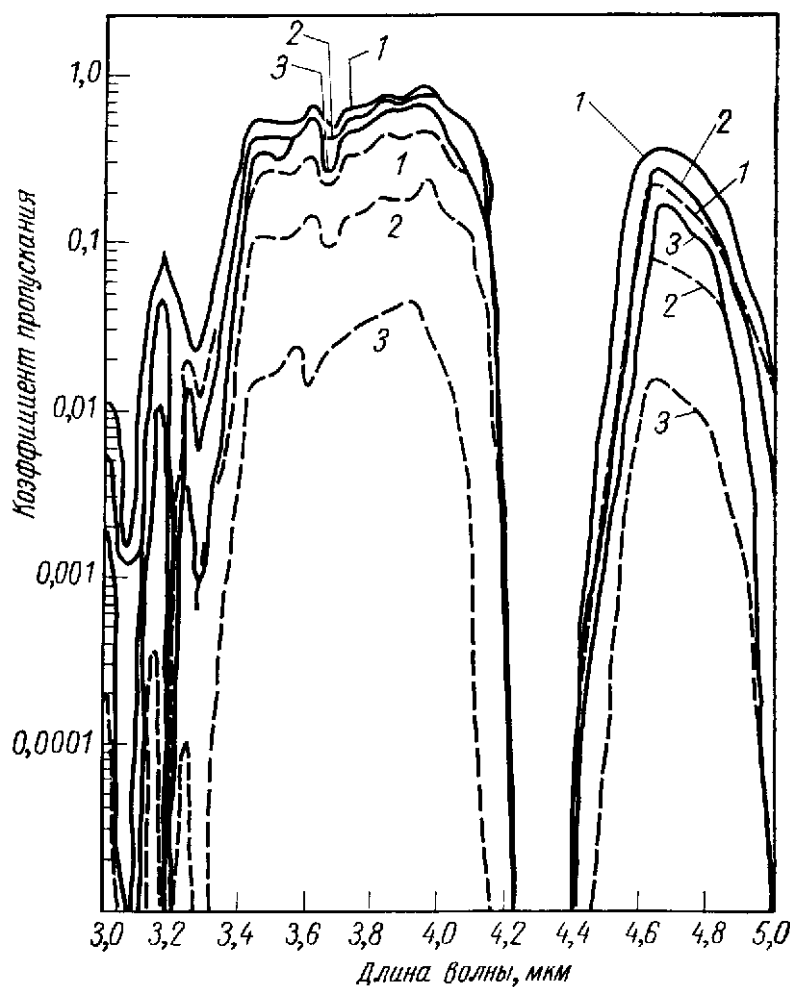
Фиг. 2.29. Пропускание атмосферы.

Павловная трасса 7,5 км; тропическая атмосфера; — дымка и аэрозоли отсутствуют; — — — дымка, метеорологическая дальность видимости 5 км. 1 — высота 3,66 км; 2 — высота 1,22 км; 3 — высота 90 м.



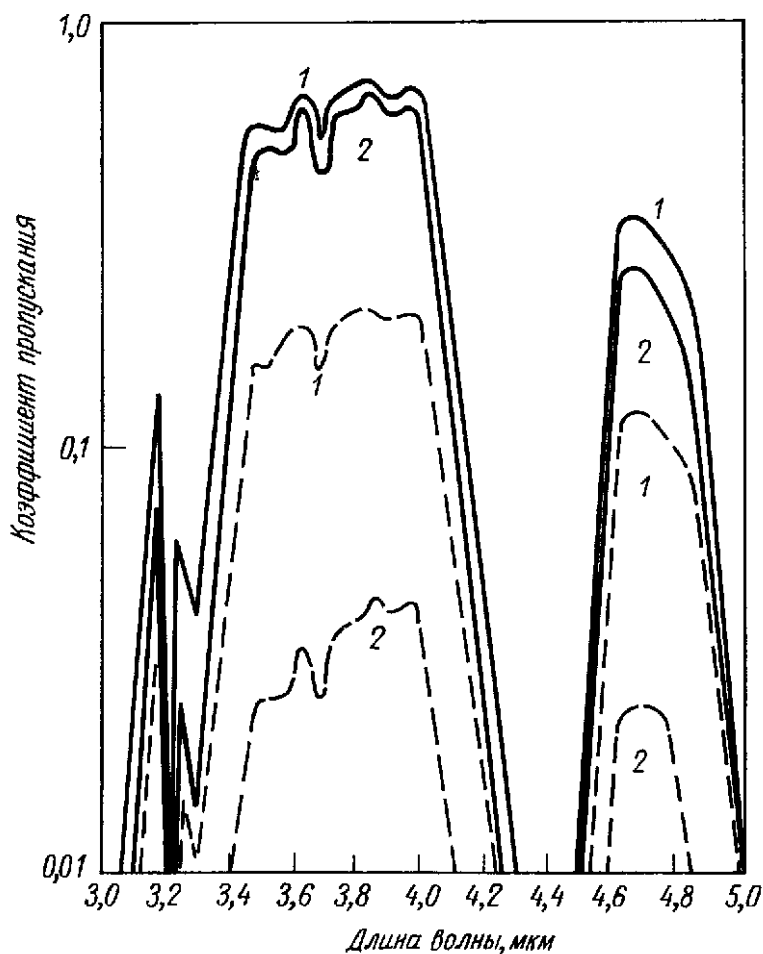
Фиг. 2.30. Пропускание атмосферы.

Наклонная трасса 15 км; стандартная атмосфера США 1962 г.; — дымка и аэрозоли отсутствуют; — — дымка, метеорологическая дальность видимости 5 км. 1 — высота 3,66 км; 2 — высота 1,22 км; 3 — высота 90 м.



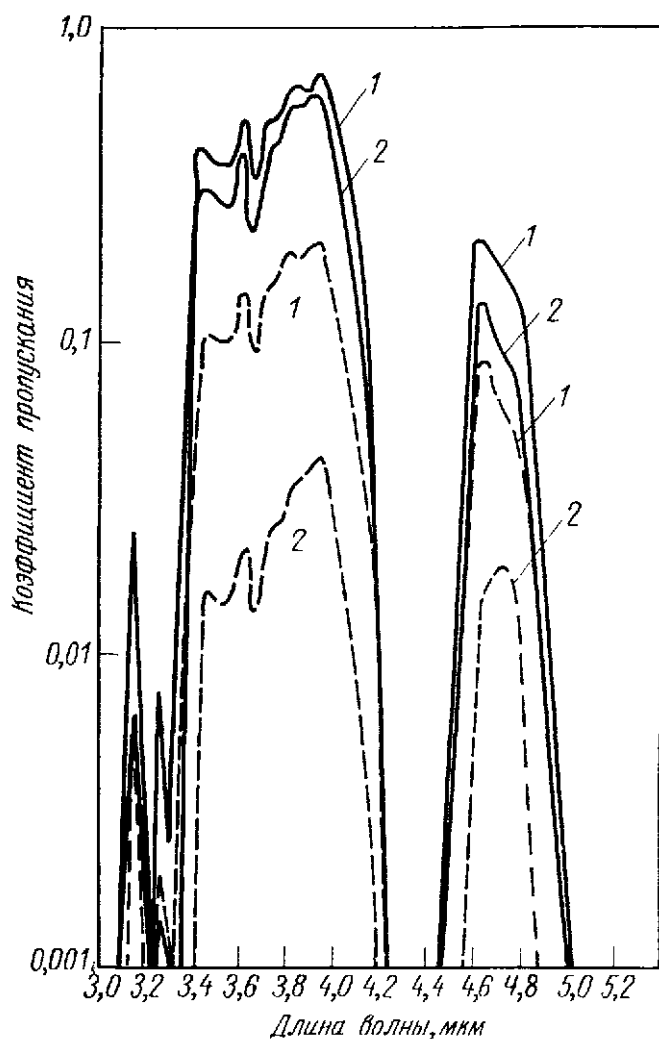
Фиг. 2.31. Пропускание атмосферы.

Наклонная трасса 15 км; тропическая атмосфера; — дымка и аэрозоли отсутствуют;
 — — — дымка, метеорологическая дальность видимости 5 км. 1 — высота 3,66 км;
 2 — высота 1,22 км; 3 — высота 90 м.



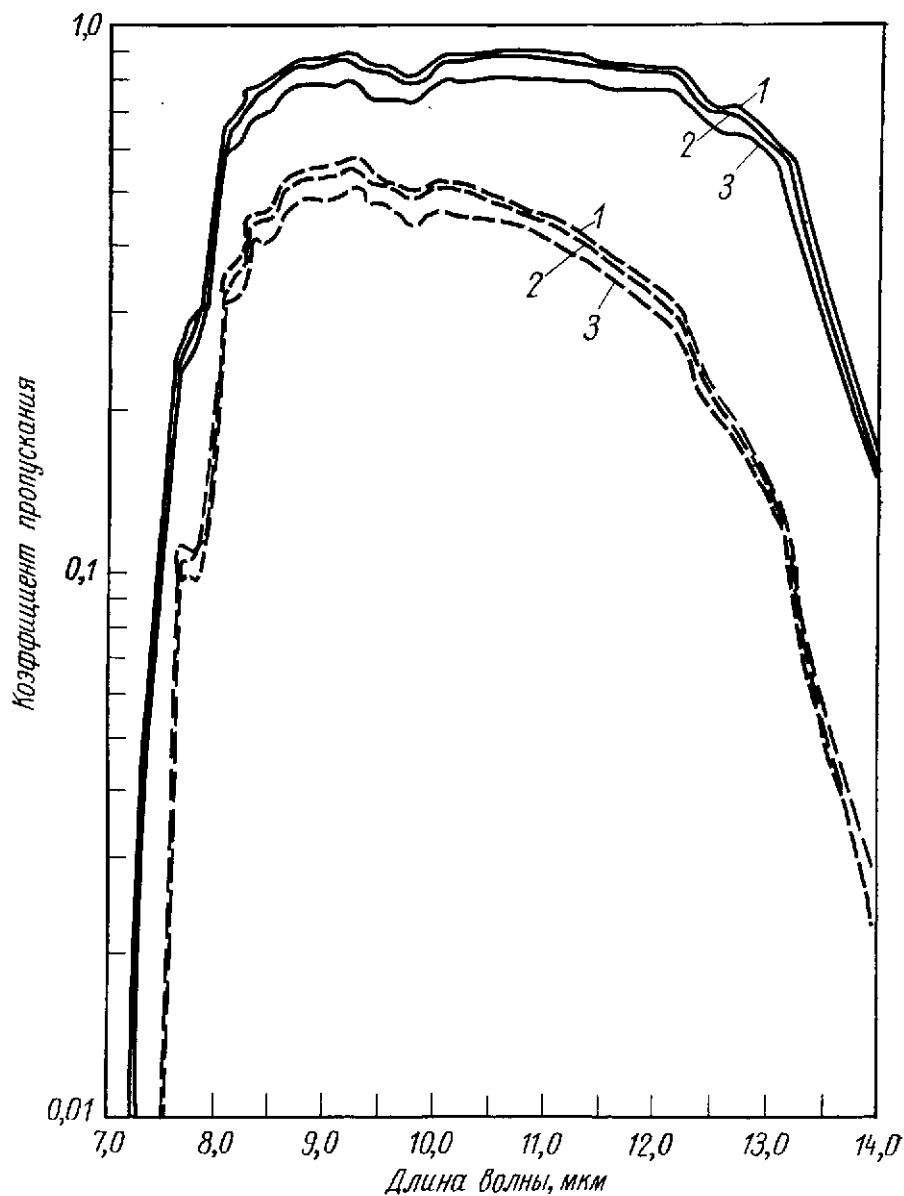
Фиг. 2.32. Пропускание атмосферы.

Наклонная трасса 30 км; стандартная атмосфера США 1962 г.; — — — дымка и аэрозоли отсутствуют; — — — дымка, метеорологическая дальность видимости 5 км. 1 — высота 3,66 км; 2 — высота 1,22 км.



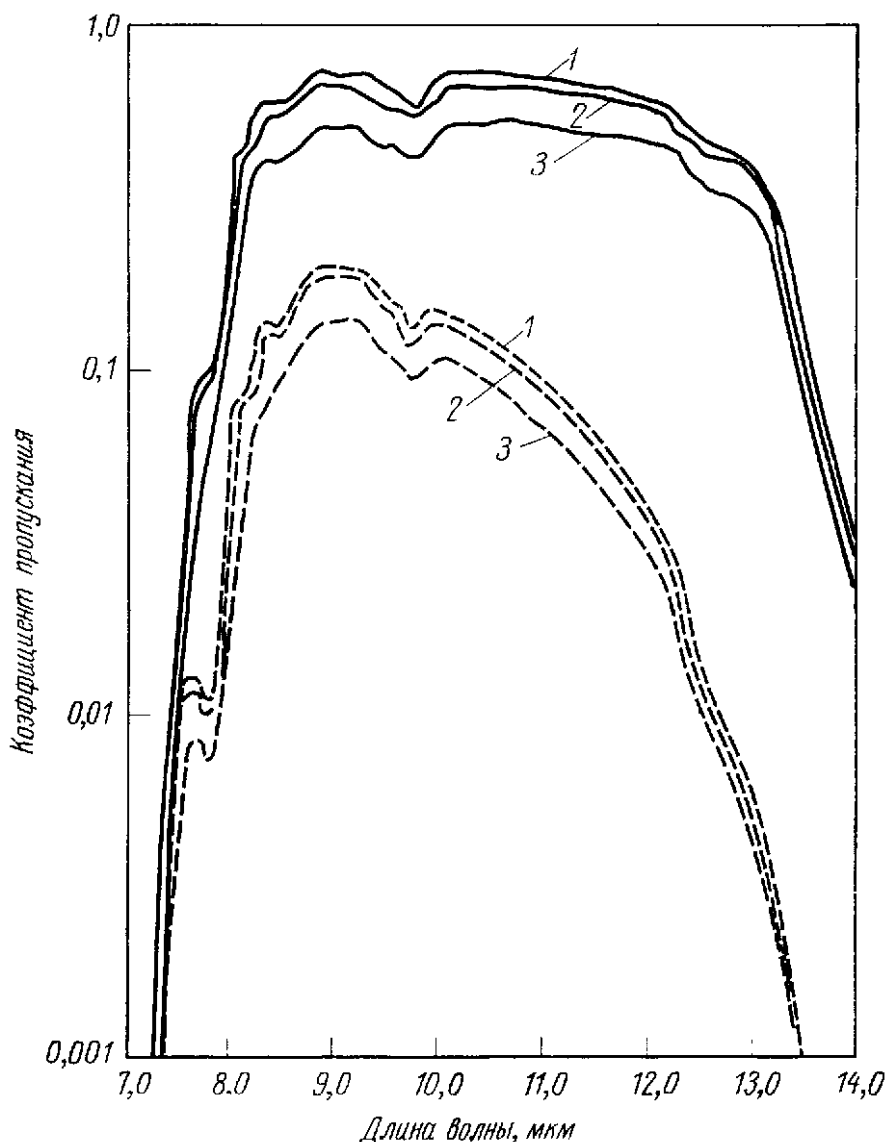
Фиг. 2.33. Пропускание атмосферы.

Наклонная трасса 30 км; тропическая атмосфера; — — — дыма и аэрозоли отсутствуют;
 — — — дыма, метеорологическая дальность видимости 5 км. 1 — высота 2,66 км;
 2 — высота 1,22 км.



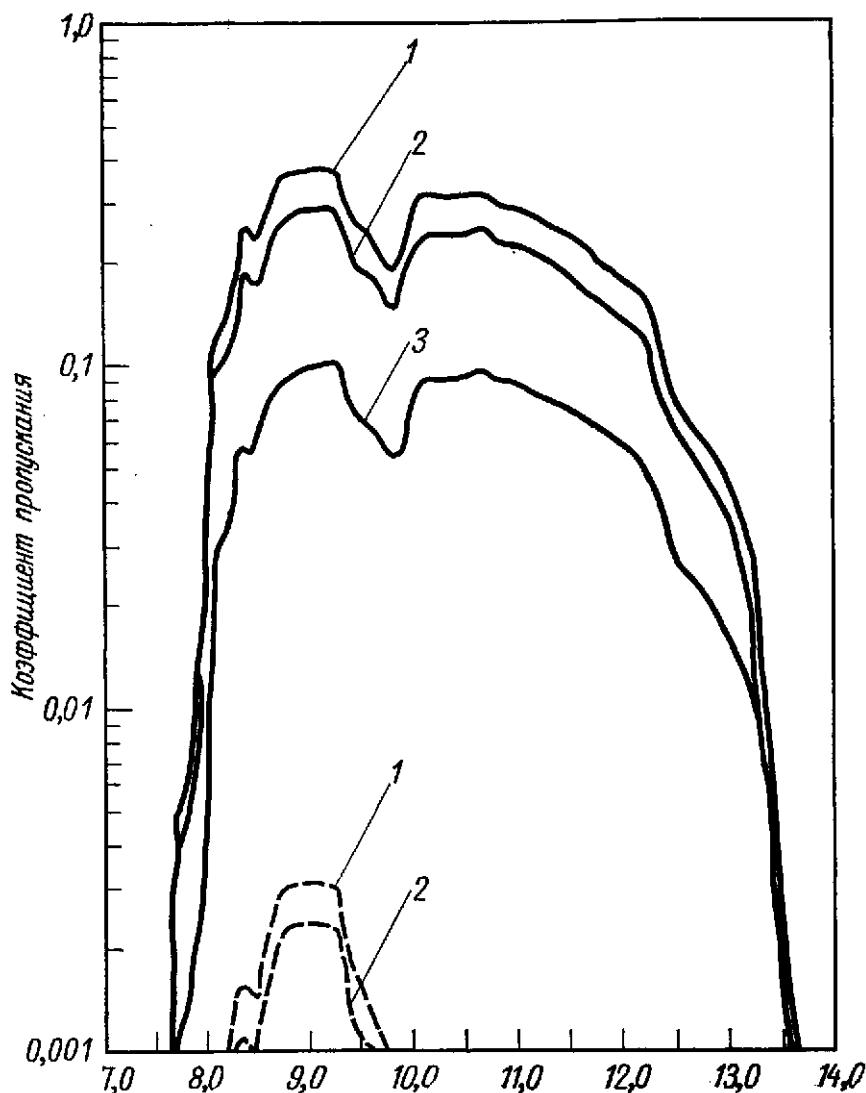
Фиг. 2.34. Пропускание атмосферы.

Высота 150 м; наклонная трасса 1,5 км; ——— стандартная атмосфера США 1962 г.; — — — тропическая атмосфера. 1 — дымка и аэрозоли отсутствуют; 2 — метеорологическая дальность видимости 23 км; 3 — метеорологическая дальность видимости 5 км.



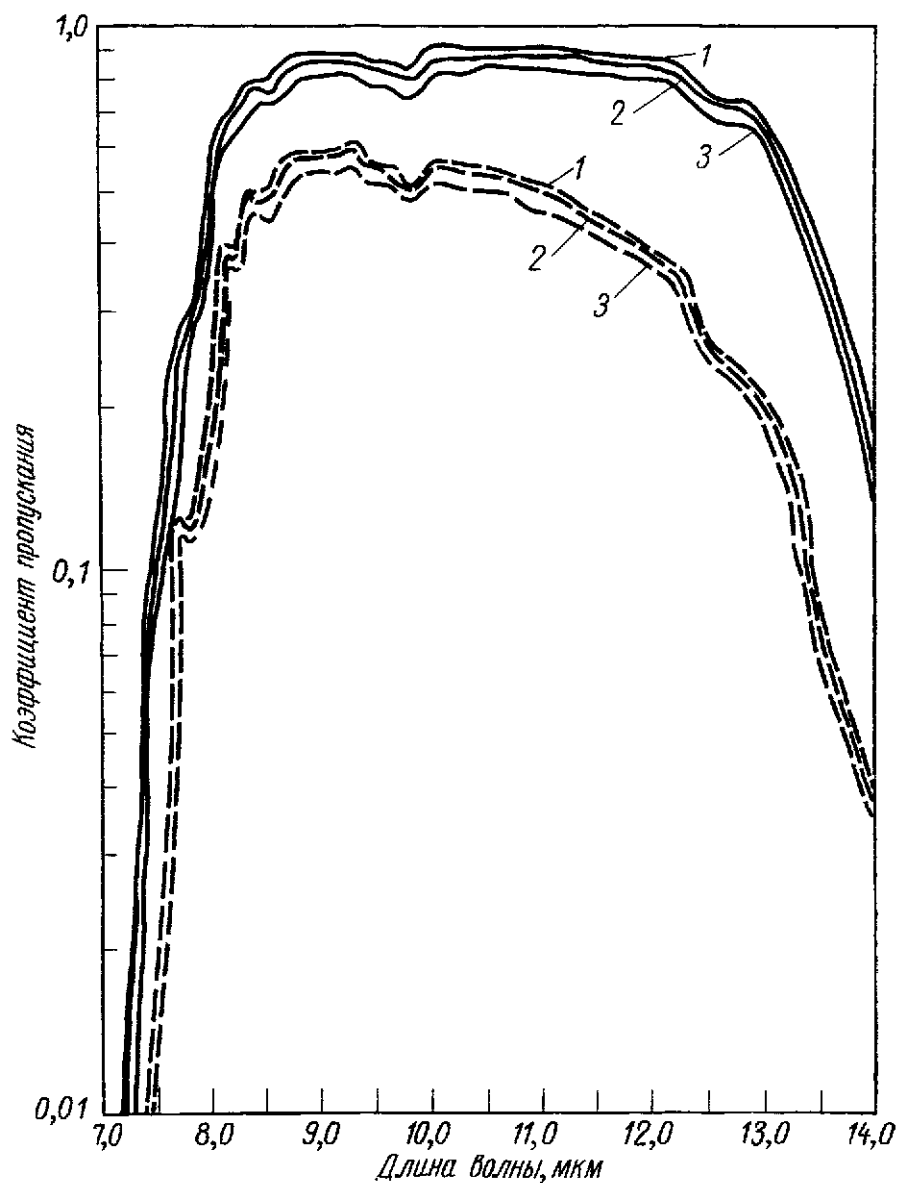
Фиг. 2.35. Пропускание атмосферы.

Высота 150 м; наклонная трасса 4,5 км; ——— стандартная атмосфера США 1962 г.; — — — тропическая атмосфера. 1 — дымка и аэрозоли отсутствуют; 2 — метеорологическая дальность видимости 23 км; 3 — метеорологическая дальность видимости 5 км.



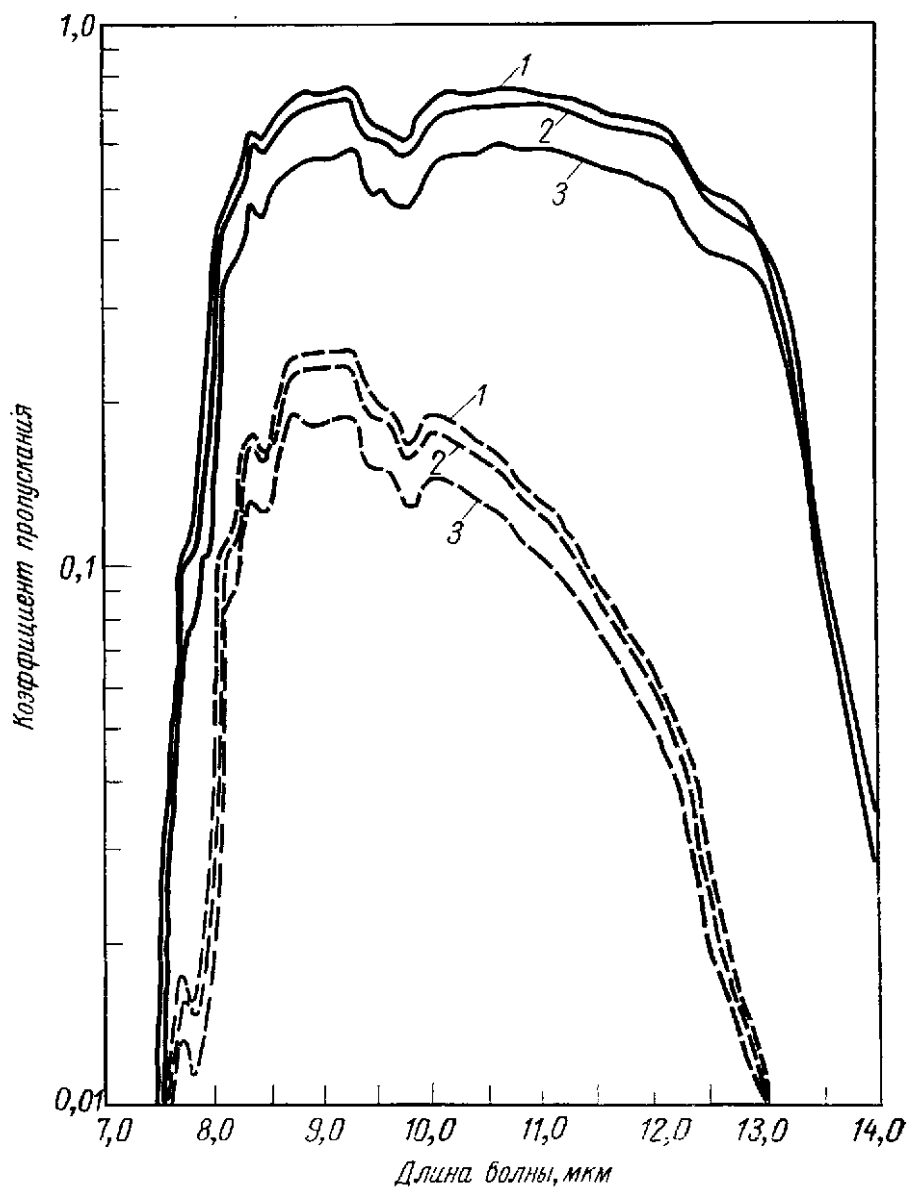
Фиг. 2.36. Пропускание атмосферы.

Высота 150 м; наклонная трасса 17,5 км; — стандартная атмосфера США 1962 г.; — — тропическая атмосфера. 1 — дымка и аэрозоли отсутствуют; 2 — метеорологическая дальность видимости 23 км; 3 — метеорологическая дальность видимости 5 км.



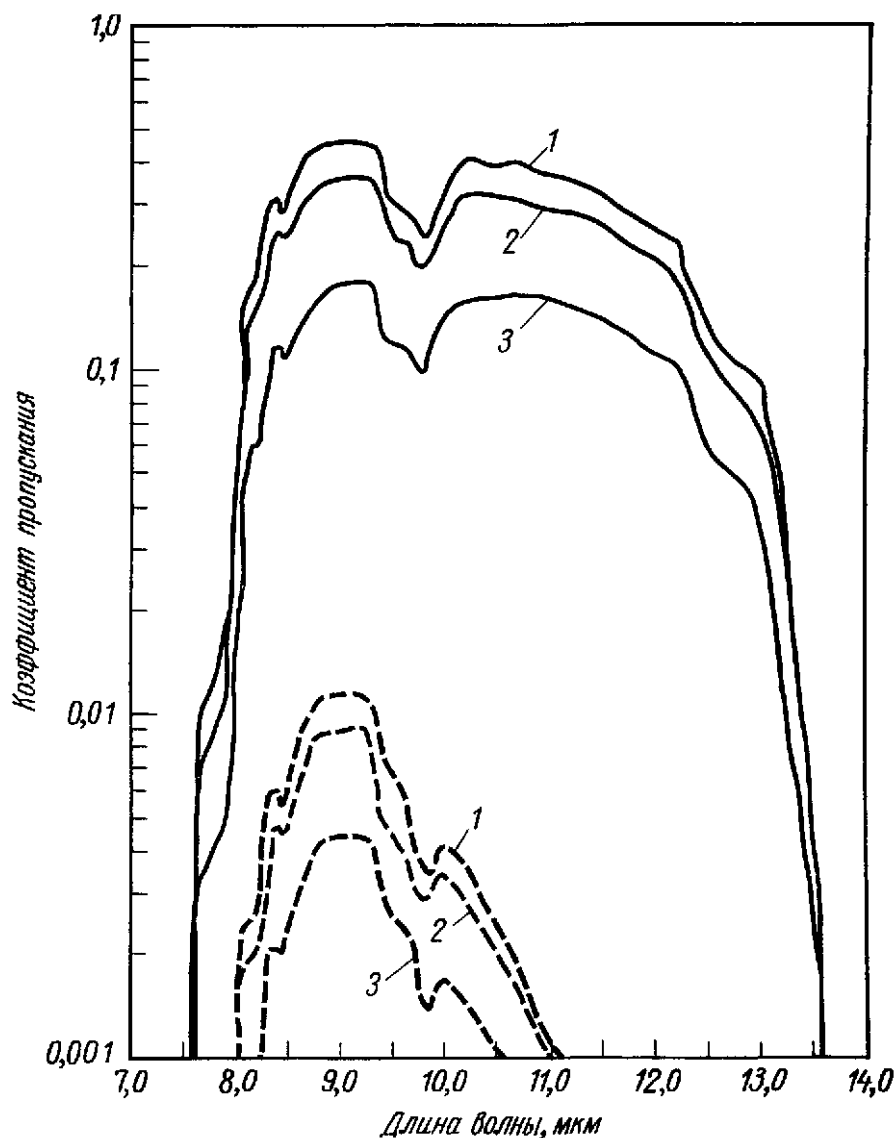
Фиг. 2.37. Пропускание атмосферы.

Высота 690 м; наклонная трасса 1,5 км; — стандартная атмосфера США 1962 г.; — — — тропическая атмосфера. 1 — дымка и аэрозоли отсутствуют; 2 — метеорологическая дальность видимости 23 км; 3 — метеорологическая дальность видимости 5 км.



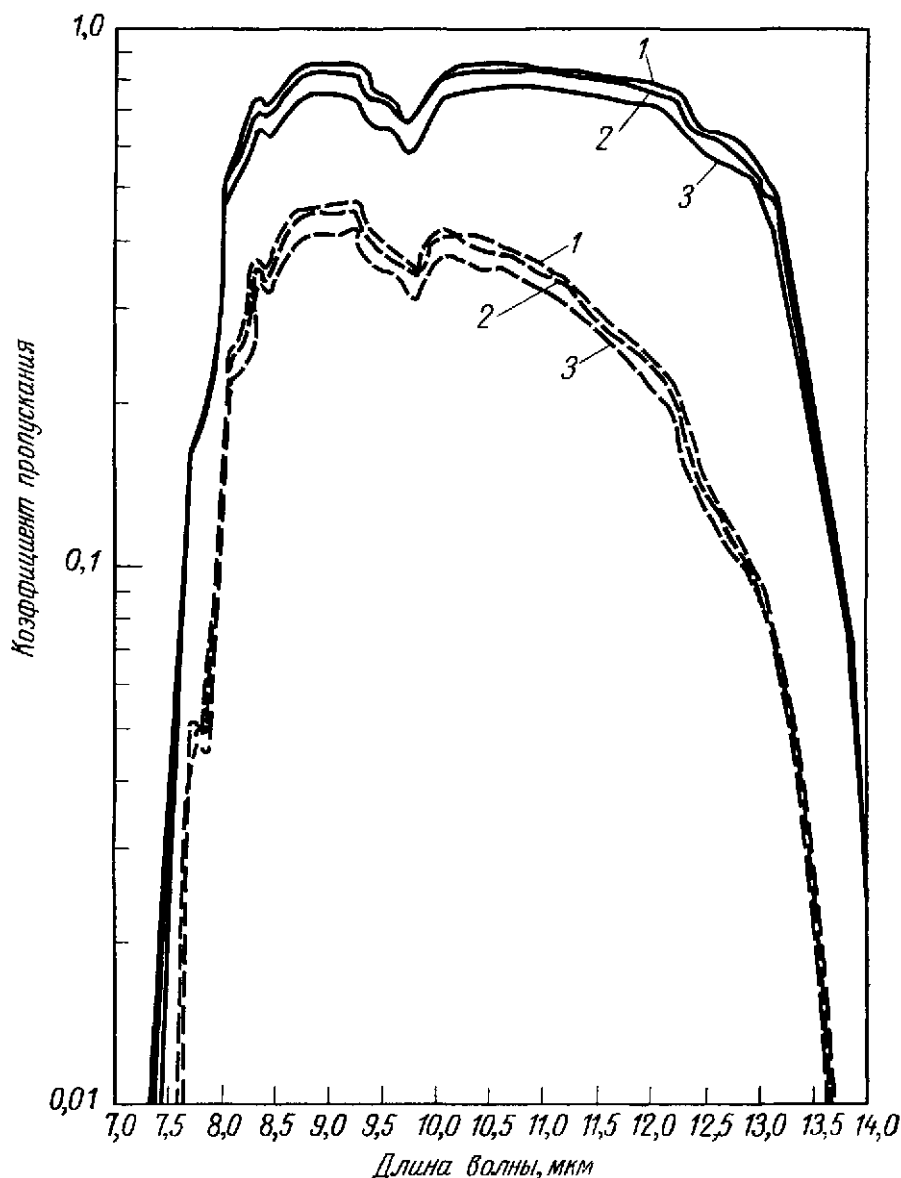
Фиг. 2.38. Пропускание атмосферы.

Высота 600 м; наклонная трасса 4,5 км; — стандартная атмосфера США 1962 г.; — — тропическая атмосфера. 1 — дымка и аэрозоли отсутствуют; 2 — метеорологическая дальность видимости 23 км; 3 — метеорологическая дальность видимости 5 км.



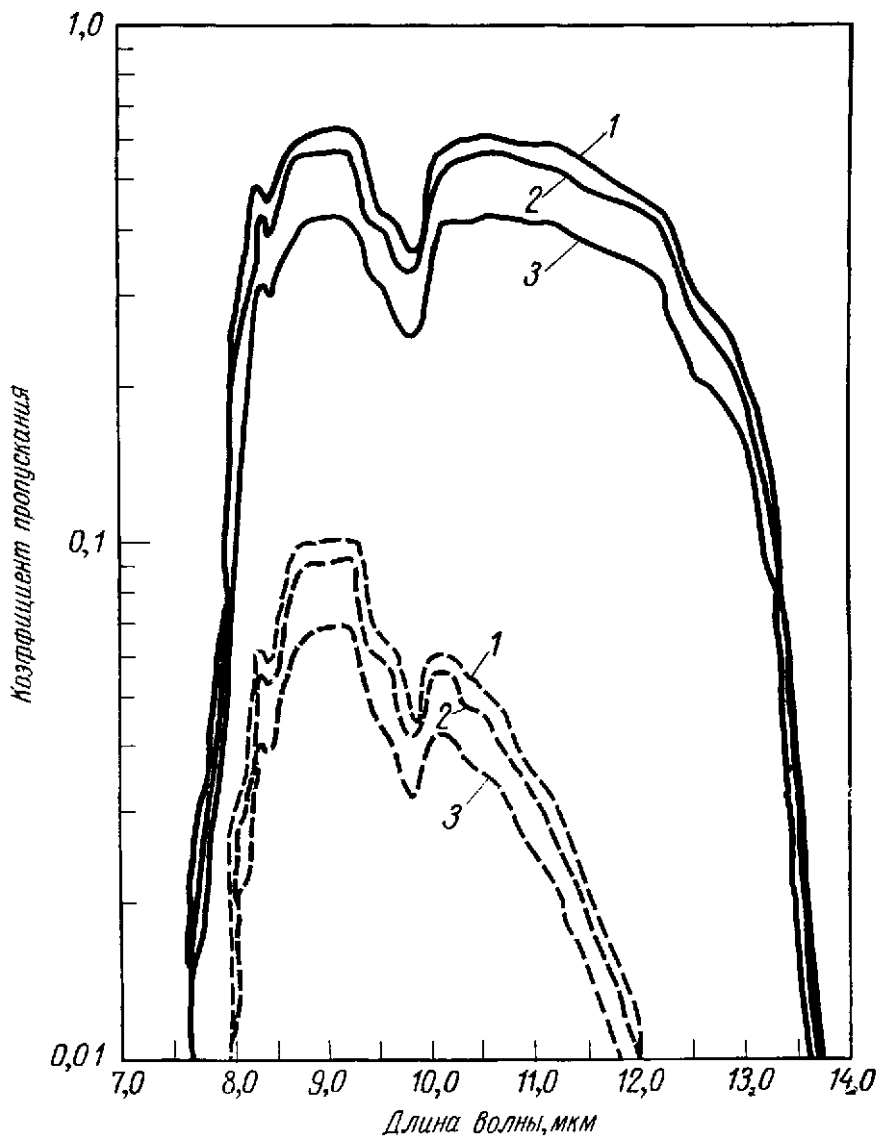
Фиг. 2.39. Пропускание атмосферы.

Высота 600 м; наклонная трасса 15 км; — стандартная атмосфера США 1962 г.; — — — тропическая атмосфера. 1 — дымка и аэрозоли отсутствуют; 2 — метеорологическая дальность видимости 23 км; 3 — метеорологическая дальность видимости 5 км.



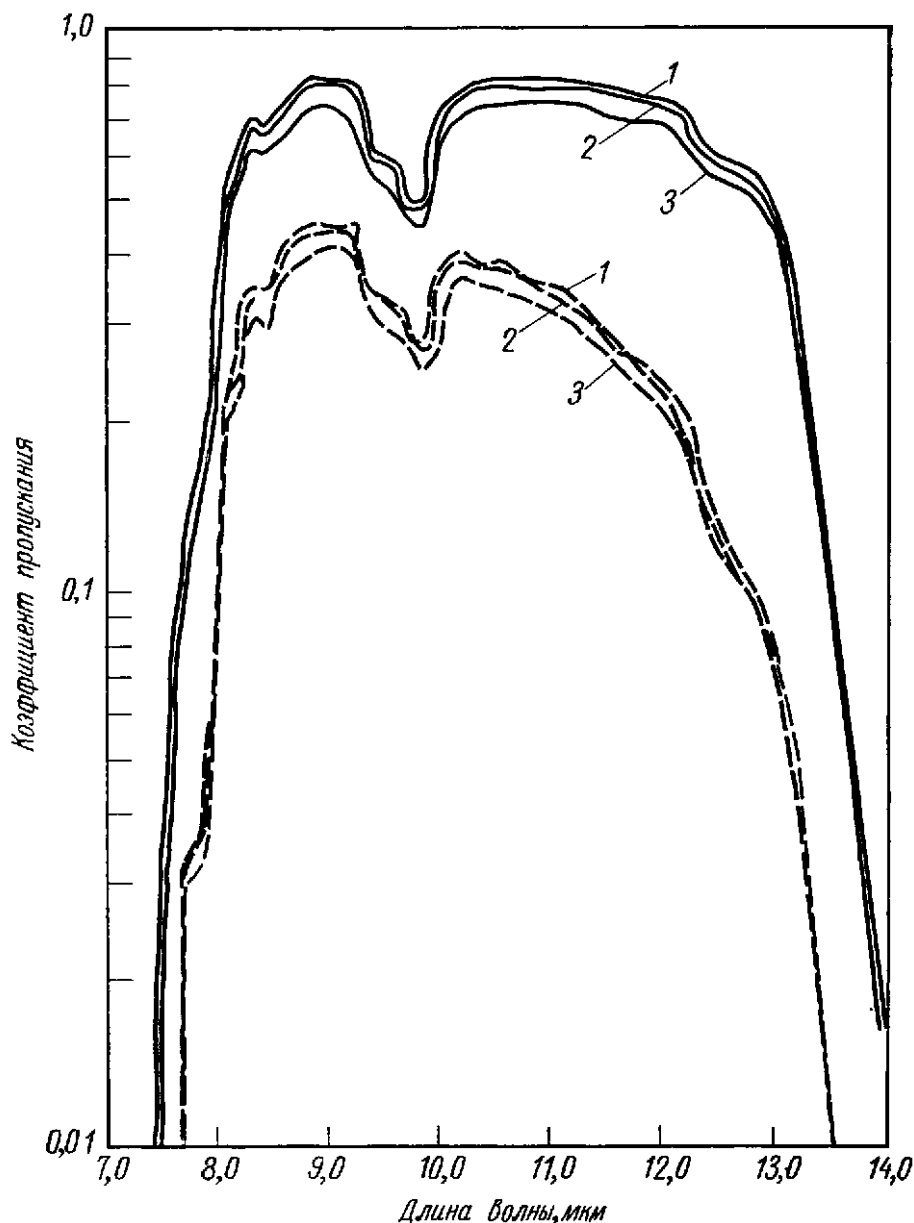
Фиг. 2.40. Пропускание атмосферы.

Высота 3 км; наклонная трасса 4,5 км; ——— стандартная атмосфера США 1962 г.; — — — тропическая атмосфера. 1 — дымка и аэрозоли отсутствуют; 2 — метеорологическая дальность видимости 23 км; 3 — метеорологическая дальность видимости 5 км.



Фиг. 2.41. Пропускание атмосферы.

Высота 3 км; наклонная трасса 15 км; — стандартная атмосфера США 1962 г.; — — тропическая атмосфера. 1 — дымка и аэрозоли отсутствуют; 2 — метеорологическая дальность видимости 23 км; 3 — метеорологическая дальность видимости 5 км.



Фиг. 2.42. Пропускание атмосферы.

Высота 11 км; наклонная трасса 15 км; ——— стандартная атмосфера США 1962 г.;
 — — — тропическая атмосфера. 1 — дымка и аэрозоли отсутствуют; 2 — метеоро-
 логическая дальность видимости 23 км; 3 — метеорологическая дальность видимости
 5 км.

С этой точки зрения диапазон 8—12 мкм предпочтительнее диапазона 3—5 мкм из-за существенной разницы в чувствительности в этих диапазонах даже при отсутствии потерь на пропускание (см. разд. 5.12).

Сравнение пропускания атмосферы в двух спектральных диапазонах на протяженных морских трассах сделано Егером и др. [20]. Используя в радиометре приемники излучения на основе InSb и (Hg, Cd)Te с высокими параметрами, авторы экспериментально подтвердили, что на трассах протяженностью 1—13 км в условиях ограничения шумами внешнего фона (изменяющаяся морская поверхность) диапазон 8—14 мкм имеет преимущества в пропускании сигнала.

ЛИТЕРАТУРА

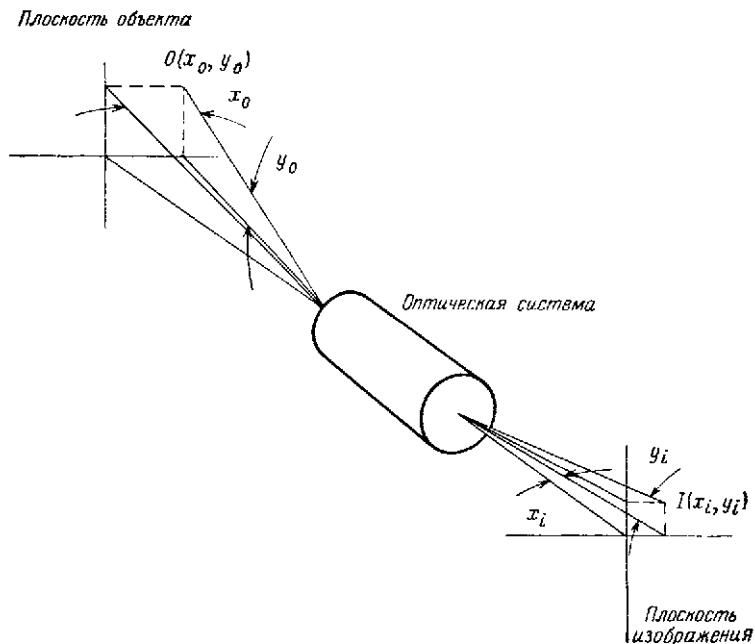
1. Брамсон М. А., Инфракрасное излучение нагретых тел, «Наука», 1964.
2. Джемисон Дж. Э. и др., Физика и техника инфракрасного излучения, изд-во «Советское радио», М., 1965.
3. Merritt T. P., Hall F. F., Blackbody Radiation, *Proc. IRE*, **47**, 1435—1441 (1959).
4. Jones R. C., Terminology in Photometry and Radiometry, *JOSA*, **53**, 1314—1315 (1963).
5. Хадсон Р., Инфракрасные системы, изд-во «Мир», М., 1972.
6. Hadni A., Essentials of Modern Physics Applied to the Study of the Infrared, Pergamon, N. Y., 1967.
7. Wolfe W. L., Ed., Handbook of Military Infrared Technology, Superintendent of Documents, U. S. Government Printing Office, 1965.
8. Круз П., Макглоулин Л., Макквистан Р., Основы инфракрасной техники, Воениздат, М., 1964.
9. Seyrafi K., Ed., Engineering Design Handbook: Infrared Military Systems, Pt. 1, U. S. Army Materiel Command Pamphlet 706—127.
10. McClatchey R. A., Fenn R. W., Selby J. E. A., Volz F. E., Garing J. S., Optical Properties of the Atmosphere, U. S. Air Force Cambridge Research Laboratories report AFCRL-72-0497, Hanscom Field, Massachusetts, 1972.
11. Farrow J. B., Gibson A. F., Influence of the Atmosphere on Optical Systems, *Optica Acta*, **17**, 317—336 (1970).
12. Taylor J. H., Yates H. W., Atmospheric Transmission in the Infrared, *JOSA*, **47**, 223—226 (1957).
13. Streete J. L., Infrared Measurements of Atmospheric Transmission at Sea Level, *Appl. Opt.*, **7**, 1545—1549 (1968).
14. Anding D., Band-Model Methods for Computing Atmospheric Slant-Path Molecular Absorption, IRIA State of the Art Report 7142-21-T, February 1967, reprinted 1969.
15. Hodges J. A., Aerosol Extinction Contribution to Atmospheric Absorption in Infrared Wavelengths, *Appl. Opt.*, **11**, 2304—2310 (1972).
16. Hodges J. A., Xerox Electro-Optical Systems, Pasadena, California (частное сообщение).
17. Moser P. A., Naval Air Development Center, Warminster, Pennsylvania (частное сообщение).
18. Selby J. E. A., McClatchey R. M., Atmospheric Transmittance from 0.25 to 28.5 μm: Computer code LOWTRAN 2, U.S.A.F. Cambridge Research Laboratories Report AFCRL-72-0745, 1972.
19. MacDonald D. A., Honeywell Radiation Center, Lexington, Massachusetts (частное сообщение).
20. Jaeger T., Nordbryhn A., Stockseth P. A., Detection of Low Contrast Targets at 5 μm and 10 μm: A Comparison, *Appl. Opt.*, **11**, 1833—1835 (1972).

3.1. Области применения

В практике тепловидения часто требуется описать реакцию системы на различные сигналы, оценить пространственное разрешение, разработать схемы для повышения качества изображения. Математический аппарат, применяемый для этих целей,— теория линейной фильтрации [1, 2], являющаяся ветвью фурье-анализа, используемого для изучения реакции на сигнал линейных инвариантных устойчивых систем. Теорию линейной фильтрации можно применять к оптическим, оптико-электронным, механическим и электронным приборам. Разработанная первоначально для описания электрических цепей и следящих систем, эта теория была распространена затем на оптические системы. Теория линейной фильтрации является частью теории анализа изображения и необходима при разработке и оценке любой тепловизионной системы.

Определяя систему, Гудмен [1] считает основным ее признаком способность преобразовывать ряд входных функций в ряд выходных функций. Будем рассматривать здесь только системы однозначных функций или взаимно однозначных преобразований, т. е. системы с шумами исключаются из рассмотрения. На фиг. 3.1 показана система координат и применяемые обозначения. Точка в пространстве объектов определяется угловыми координатами (x_o, y_o) , отсчитываемыми от оптической оси. Координаты (x_i, y_i) в плоскости изображения для системы без искажений определяются соотношениями $x_i = Mx_o$ и $y_i = My_o$, где M — угловое увеличение.

Теория линейной фильтрации применима только к таким оптическим системам, которые преобразуют распределение яркости объекта в распределение яркости изображения в результате свертки. В большинстве изображающих систем в максимально возможной степени осуществляются процессы свертки, так как именно эти процессы обеспечивают изображение наилучшего качества. Следовательно, понимание сущности процессов свертки является весьма важным; нужно также уметь отличать процессы, не подчиняющиеся закономерностям свертки.



Фиг. 3.1. Пространственные координаты в плоскости объекта и изображения.

3.2. Интеграл свертки

Рассмотрим двумерный объект, энергетическая яркость которого описывается распределением $O(x_o, y_o)$ в координатах (x_o, y_o) в пространстве объектов. Действие изображающей системы на объект обозначим оператором $S\{\}$. Тогда распределение яркости в пространстве изображения будет $S\{O(x_o, y_o)\}$.

Система называется линейной, если для любых двух функций $O_1(x_o, y_o)$, $O_2(x_o, y_o)$, взвешенных по любым комплексным скалярным постоянным c и d , выполняется условие

$$S\{cO_1(x_o, y_o) + dO_2(x_o, y_o)\} = cS\{O_1(x_o, y_o)\} + dS\{O_2(x_o, y_o)\}. \quad (3.1)$$

Следствием линейности системы является возможность представления функции распределения яркости объекта в виде ряда более простых функций или в пределе в виде интеграла. Чтобы быть уверенным, что это важное упрощение возможно, ограничим рассмотрение системами, которые являются или могут быть аппроксимированы линейными операторами во времени и пространстве, воздействующими на представляющие интерес сигналы.

В общем случае функции распределения яркости объекта являются четырехмерными функциями пространства и времени, однако при анализе обычно считают, что глубина не имеет значения, и описывают объекты функциями двух угловых пространственных координат и одной временной координаты. Функцию распределения яркости объекта удобно разложить на комбинацию взвешенных дельта-функций Дирака, используя так называемое фильтрующее свойство дельта-функции $\delta(x)$. Математически это записывается в двух измерениях в виде

$$O(x_0, y_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} O(\xi, \eta) \delta(x_0 - \xi) \delta(y_0 - \eta) d\xi d\eta, \quad (3.2)$$

а геометрическая интерпретация дана на фиг. 3.2. Смысл рассматриваемого интеграла заключается в том, что любую функцию можно представить как бесконечную сумму взвешенных и смещенных дельта-функций.

Распределение яркости изображения $I(x_i, y_i)$ определяется следующим образом:

$$I(x_i, y_i) = S\{O(x_0, y_0)\} = S\left\{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} O(\xi, \eta) \delta(x_0 - \xi) \delta(y_0 - \eta) d\xi d\eta\right\}. \quad (3.3)$$

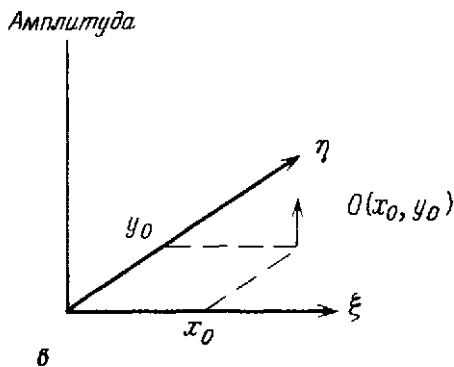
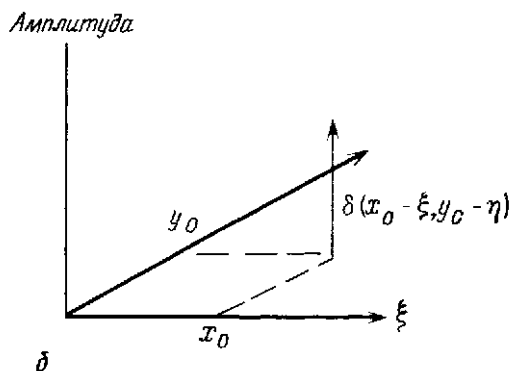
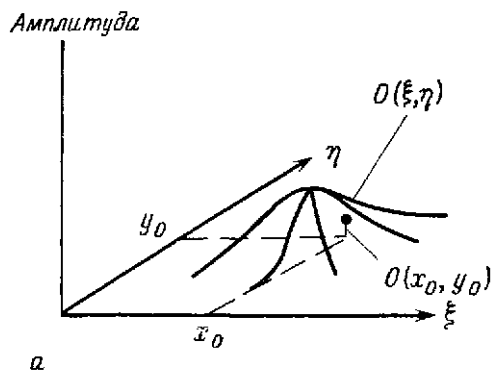
Предполагая, что выполняется свойство линейности, получаем

$$I(x_i, y_i) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} O(\xi, \eta) S\{\delta(x_0 - \xi) \delta(y_0 - \eta)\} d\xi d\eta. \quad (3.4)$$

Таким образом, функция распределения яркости изображения представляет собой взвешенную сумму реакций системы на дельта-функции, являющиеся компонентами объекта.

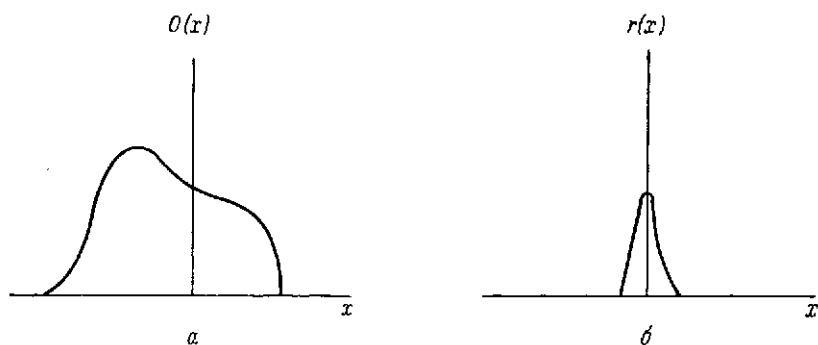
Функция $S\{\delta(x_0 - \xi) \delta(y_0 - \eta)\}$ называется функцией рассеяния точки или импульсной реакцией системы. Соотношение (3.4) называется интегралом суперпозиции, так как функция $I(x_i, y_i)$ выражается как интеграл от наложенных друг на друга реакций на дельта-функцию, соответствующих бесконечно малым пространственным интервалам. В теории электромагнитного поля количественным аналогом функции рассеяния точки является функция Грина для точечного заряда или источника тока, а в теории электрических цепей — реакция на импульс тока или напряжения.

Обобщим записанный результат на трехмерный случай, полагая, что временная задержка реакции на входной сигнал прене-



Фиг. 3.2. Фильтрующее свойство дельта-функции.

α — распределение яркости объекта; δ — дельта-функция; β — интеграл от произведения распределения яркости объекта на дельта-функцию.



Фиг. 3.3. Распределение яркости объекта (а) и функция рассеяния (б).

брежимо мала:

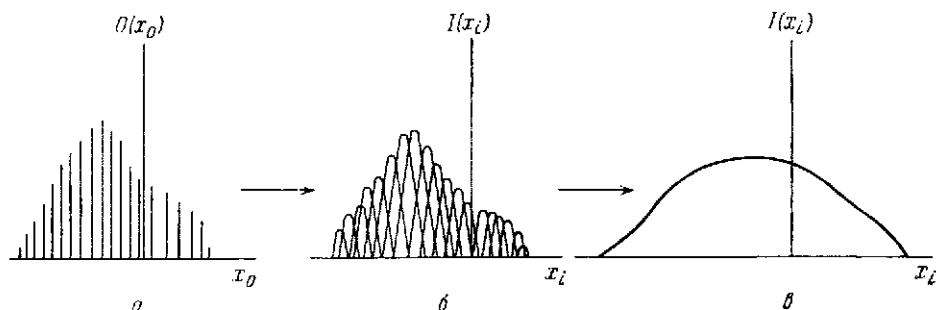
$$I(x_i, y_i, t) = S \{O(x_o, y_o, t)\} = \\ = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} O(\xi, \eta, t') S\{\delta(x_o - \xi) \delta(y_o - \eta) \delta(t - t')\} d\xi d\eta dt'. \quad (3.5)$$

Интеграл суперпозиции упрощается в случае пространственной инвариантности системы, т. е. если импульсная реакция системы не зависит от времени и положения импульса ¹⁾. Полагая для простоты увеличение M равным единице, получим

$$S\{\delta(x_o - \xi) \delta(y_o - \eta) \delta(t - t')\} = S\{\delta(x_i - \xi) \delta(y_i - \eta) \delta(t - t')\} \stackrel{\Delta}{=} \\ \stackrel{\Delta}{=} r(x_i, y_i, t; \xi, \eta, t'). \quad (3.6)$$

Приведенный ниже графический пример показывает, что интеграл суперпозиции приобретает упрощенную форму, называемую интегралом свертки, в случае, когда система пространственно инвариантна, т. е. когда форма импульсной реакции r не меняется при смещении относительно осей координат. Рассмотрим распределение яркости объекта и функцию рассеяния, показанные на фиг. 3.3. Распределение яркости изображения можно найти, разлагая распределение яркости объекта на взвешенные дель-

¹⁾ В действительности системы тепловидения с кадровой разверткой не инвариантны во времени, поскольку данная точка объекта создает сигнал только в течение малого промежутка общего времени. Однако мы рассматриваем действие системы при наблюдении интегрирующим во времени прибором, таким как зрительный аппарат человека. Следовательно, когда объект неподвижен относительно системы можно считать, что система инвариантна во времени.



Фиг. 3.4. Построение функции распределения яркости изображения путем разложения функции распределения яркости объекта (а), замены дельта-функций взвешенными функциями рассеяния (б) и суммирования (в).

та-функции, заменяя каждую из этих дельта-функций функцией рассеяния и производя суммирование, как показано на фиг. 3.4.

Таким образом, ординату распределения яркости изображения в точке x_i находят, суммируя вклады в точке x_i от импульсных реакций с центрами в $x_i - \xi$, взвешенных по величине O во всех точках ξ . Математически это записывается в виде

$$I(x_i) = \int_{-\infty}^{\infty} O(\xi) r(x_i - \xi) d\xi. \quad (3.7)$$

Выражение (3.7) является интегралом свертки, для которого применяется краткое обозначение

$$I(x) = O(x) * r(x). \quad (3.8)$$

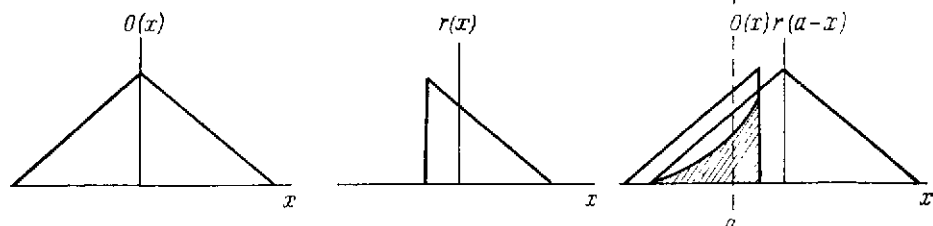
Другая, правда, не очевидная на первый взгляд, возможность убедиться в этом — учесть, что для определенного x_i переменной в уравнении (3.7) является ξ и $r(x_i - \xi) = r[-(\xi - x_i)]$ есть зеркальное отражение $r(\xi)$ с центром в x_i . Тогда интеграл свертки может быть интерпретирован (фиг. 3.5) как интеграл от произведения распределения яркости объекта на смещенное зеркальное отражение функции рассеяния. Ясно, что

$$r(x_i, y_i, t; \xi, \eta, t') = r(x_i - \xi, y_i - \eta, t - t') \quad (3.9)$$

как из приведенных выше соображений, так и потому, что функция r должна быть инвариантной при параллельном смещении относительно осей координат. Тогда для трехмерного случая интеграл свертки запишется в виде

$$\begin{aligned} I(x_i, y_i, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} O(\xi, \eta, t') r(x_i - \xi, y_i - \eta, t - t') d\xi d\eta dt' = \\ &= O(x_i, y_i, t) * r(x_i, y_i, t). \end{aligned} \quad (3.10)$$

$I(x-a)$ — площадь произведения (заштрихована)



Фиг. 3.5. Свертка.

3.3. Преобразование Фурье

В одномерном случае прямое преобразование Фурье определяется формулой

$$F\{O(x)\} = \int_{-\infty}^{\infty} O(x) e^{-2\pi i x f_x} dx \triangleq \tilde{O}(f_x). \quad (3.11)$$

Пространственная частота f_x (пространство описывается декартовыми координатами) является аналогом обычной временной или электрической, частоты f_t . Частота f_t измеряется в герцах, а пространственная частота f_x — в единицах мрад⁻¹. Смысл пространственной частоты ясен из фиг. 3.6, на которой показано синусоидальное изменение интенсивности источника света с пространственным угловым периодом θ_x . Источник рассматривается с достаточно большого расстояния R , чтобы можно было приближенно считать

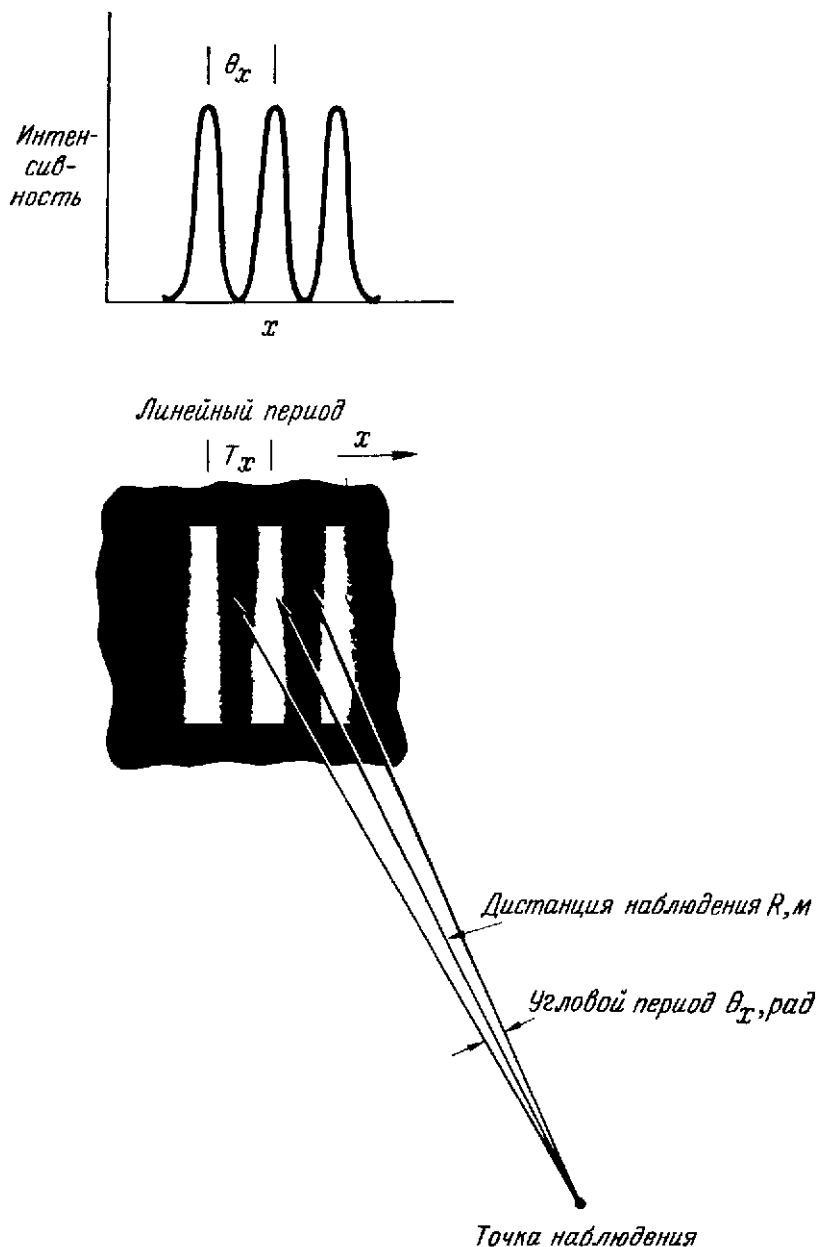
$$\theta_x = 2 \sin \frac{T_x}{2R} \approx \frac{T_x}{R}. \quad (3.12)$$

На фиг. 3.7 показана связь пространственных частот в плоскостях объекта и изображения с угловым увеличением для случая наблюдения изображения на экране. Периоды тест-объекта и его изображения равны соответственно $2a_o/R_o$ и $2a_i/R_i$, а пространственные частоты составляют $R_o/2a_o$ и $R_i/2a_i$. Угловое увеличение M равно

$$M = R_o a_i / R_i a_o. \quad (3.13)$$

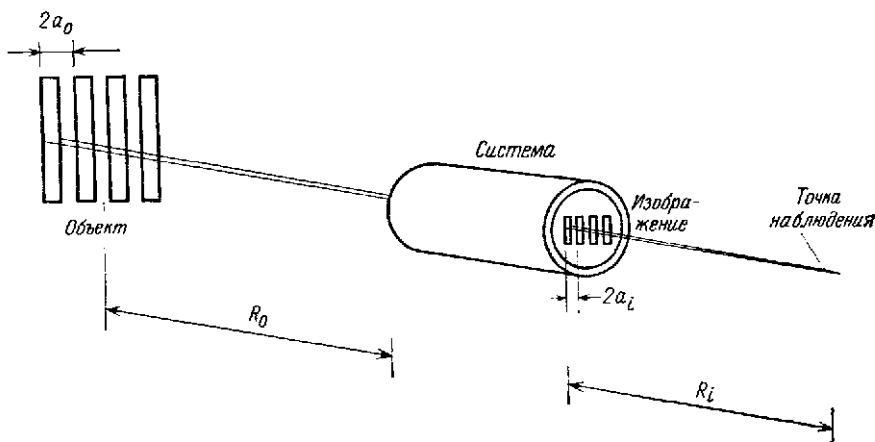
В трех измерениях

$$F\{O(x, y, t)\} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} O(x, y, t) e^{-2\pi i (x f_x + y f_y + t f_t)} dx dy dt \triangleq \tilde{O}(f_x, f_y, f_t). \quad (3.14)$$



Фиг. 3.6. Пространственная частота.

Угловой период $\theta_x = 2 \sin (T_x/2R) \approx (T_x/R)$ (рад); пространственная частот $f_x = 1/\theta_x = R/T_x$ (рад) $^{-1} = 10^3 R/T_x$ (мрад) $^{-1}$.



Фиг. 3.7. Угловое увеличение.

Обратное преобразование имеет вид ¹⁾

$$F^{-1}\{\tilde{O}(f_x)\} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{O}(f_x) e^{2\pi i x f_x} df_x = O(x) \quad (3.15)$$

для одномерного случая и

$$F^{-1}\{\tilde{O}(f_x, f_y, f_t)\} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{O}(f_x, f_y, f_t) e^{2\pi i (x f_x + y f_y + t f_t)} df_x df_y df_t \stackrel{\Delta}{=} O(x, y, t) \quad (3.16)$$

для трехмерного случая.

Последовательно проведенные прямое и обратное преобразования дают исходную функцию, т. е.

$$F^{-1}\{F\{O(x)\}\} = O(x).$$

Подробное рассмотрение преобразования Фурье и его приложений дано, например, в книге Брейсуэлла [3] ²⁾.

3.4. Теорема свертки и оптическая передаточная функция

Когда система осуществляет ряд последовательных свертки и приходится иметь дело со сложным объектом и различными функциями рассеяния, процесс трудно проанализировать и пред-

¹⁾ Нормирующий множитель $1/2\pi$ в последующих разделах для упрощения опущен.

²⁾ На русском языке см., например, Спеддон И., Преобразование Фурье. ИЛ, 1955. — Прим. перев.

ставить себе наглядно. Теорема свертки в фурье-анализе позволяет перейти в область частот, где эти операции производить намного легче. Теорема гласит, что преобразование Фурье свертки двух функций равно произведению преобразований этих функций. Применительно к уравнению (3.10), описывающему изображение, эта теорема записывается в виде,

$$F\{O*r\} = F\{O\} \cdot F\{r\}. \quad (3.17)$$

Соответствующее сокращенное обозначение имеет вид

$$\tilde{I} = \tilde{O} \cdot \tilde{r}. \quad (3.18)$$

Преобразование Фурье $\tilde{r}$ импульсной реакции r называется оптической передаточной функцией (ОПФ). Если каждая компонента системы линейна и не зависит от других компонент, то реакция системы в целом r_s есть результат ряда сверток

$$r_s = r_1 * r_2 * \dots * r_n. \quad (3.19)$$

Тогда в соответствии с теоремой свертки для получения ОПФ системы нужно перемножить последовательные передаточные функции

$$\tilde{r}_s = \prod_{m=1}^n \tilde{r}_m. \quad (3.20)$$

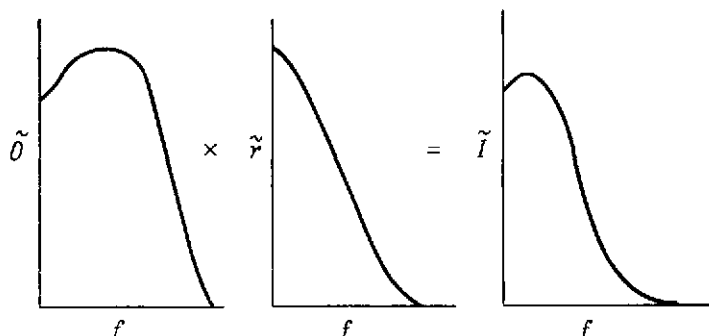
и спектр изображения оказывается равным

$$\tilde{I} = \tilde{O} \prod_{m=1}^n \tilde{r}_m. \quad (3.21)$$

Таким образом, сложную операцию многократных сверток можно заменить более простой операцией нахождения обратного преобразования произведения преобразований свертываемых функций. Это позволяет также представить процесс получения изображения как селективное взвешивание системой спектра пространственных частот объекта в частотной области (фиг. 3.8). Таким образом, ОПФ есть мера способности изображающей системы воспроизводить пространственные частоты, содержащиеся в картине.

ОПФ — комплексная функция, модуль, или абсолютная величина, которой является модуляционной передаточной функцией (МПФ)¹⁾. МПФ представляет собой амплитуду реакции системы на синусоидальную волну. Значение этой функции условно при-

¹⁾ В отечественной литературе модуляционная передаточная функция (МПФ) обычно называется частотно-контрастной характеристикой (ЧКХ), а в переводах — функцией передачи модуляции (ФПМ). В данном случае используется название модуляционная передаточная функция (МПФ) по аналогии с оптической передаточной функцией (ОПФ). — *Прим. перев.*

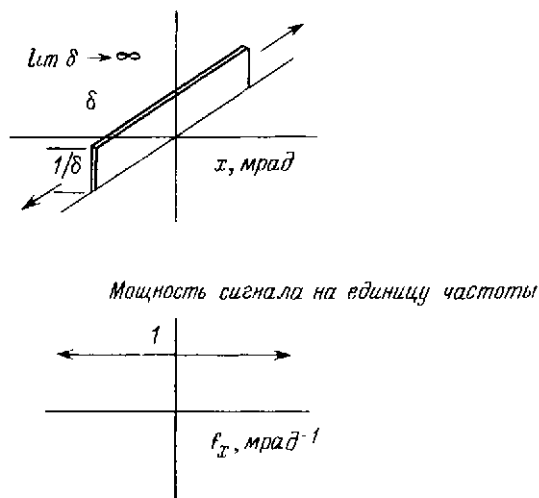


Фиг. 3.8. Ослабление частот объекта модуляционной передаточной функцией (МПФ) в зависимости от пространственной частоты f .

нято за единицу при нулевой частоте или близкой к ней. Аргумент оптической передаточной функции в радианах называется фазовой передаточной функцией (ФПФ) и определяет фазовый сдвиг пространственной частоты, вносимый системой. Комплексное выражение ОПФ имеет вид

$$\text{ОПФ}(f) = \text{МПФ}(f) e^{i \text{ФПФ}(f)}. \quad (3.22)$$

Многие из теоретических положений, относящихся к ОПФ и содержащихся в литературе по оптическим и телевизионным системам, применимы и к системам тепловидения, если выполняются следующие условия: 1) излучение воспринимается некогерентно; 2) обработка сигнала линейна; 3) воспроизведение изображения — пространственно инвариантный процесс; 4) преобразование, осуществляемое системой, однозначно (в частности, происходит без шумов). Последние три условия в тепловизорах обычно нарушаются. В инфракрасной оптической системе не выполняется условие пространственной инвариантности, если импульсная реакция меняется от центра к краю поля зрения из-за aberrаций и если сканирование нелинейно во времени, в результате чего электрические фильтры будут иметь различные значения ОПФ на одной и той же частоте в различных участках поля зрения. Линейка чувствительных элементов приемника излучения осуществляет периодическую выборку в направлении, перпендикулярном направлению сканирования, поэтому преобразование изображения не подчиняется закономерностям свертки. Каждый приемник имеет шумы, из-за чего нарушается условие однозначности преобразования. Аналоговые электронные схемы вносят как шумы, так и нелинейность. Нелинейное сжатие можно специально использовать в канале обработки видеосигнала для улучшения динами-

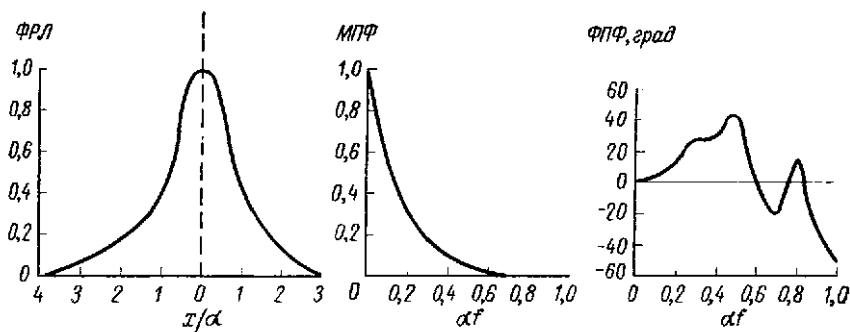


Фиг. 3.9. Липейный источник и его спектр.

ческого диапазона системы. Преобразование электрического сигнала оптическим индикатором также может быть нелинейным.

Кроме того, системы тепловидения могут отличаться от других оптических и оптико-электронных приборов по следующим четырем причинам. Во-первых (и это наиболее важно), в тепловизоре уровень, соответствующий средней яркости картины, обычно вычитается из видеосигнала и на экране индикатора отображаются только изменения яркости относительно среднего уровня, к которым добавляется по желанию любой постоянный сигнал. Во-вторых, производя формирование сигнала с помощью электронной системы или используя специальные индикаторные устройства, можно получить функции рассеяния с отрицательными амплитудами и МПФ с амплитудой, большей единицы, что вносит определенную специфику при оценке ОПФ. В-третьих, различные рабочие точки квазилинейной системы могут иметь разные ОПФ. В-четвертых, изображение может образовываться в результате процесса выборки, не обеспечивающего достаточной фильтрации, так что ОПФ проявляет себя только в направлении, перпендикулярном направлению выборки.

Поэтому, когда мы говорим об ОПФ тепловизионного прибора, то вводим, по существу, довольно ненадежную систему оценки. Тем не менее целесообразно принять эту систему как средство конструирования, анализа и описания тепловизионных приборов, так как ОПФ является удобным мерилем качества изображающей системы. В связи с этим при анализе, описании и эксперименталь-



Фиг. 3.10. Функция рассеяния линии (ФРЛ), модуляционная передаточная функция (МПФ) и фазовая передаточная функция (ФПФ).

ном определении ОПФ требуется максимум предосторожностей, чтобы убедиться, что все указанные выше отклонения от необходимых для существования ОПФ условий устранены или учтены.

Поскольку во многих системах тепловидения не выполняются условия существования ОПФ во всех направлениях, часто необходимо иметь функцию рассеяния в направлении, где условия выполняются. Это приводит к определению функции рассеяния линии (ФРЛ), которая представляет собой реакцию на источник в виде длинной, бесконечно тонкой линии, составленной из ряда следующих друг за другом дельта-функций. Такой линейный источник содержит пространственные частоты только в направлении, перпендикулярном длине линии, причем присутствуют все пространственные частоты от нуля до бесконечности с амплитудами, равными единице (фиг. 3.9). Поэтому преобразование Фурье от функции рассеяния линии одномерно.

Так как сигнал, соответствующий этой линии, проходит через каждую компоненту системы, частотный состав сигнала селективно ослабляется. Изображение на выходе не соответствует точно сигналу на входе, наблюдается размытие изображения линии. Пример ФРЛ, МПФ и ФПФ для системы тепловидения в направлении сканирования приведен на фиг. 3.10. Заметим, что асимметрия ФРЛ указывает на наличие фазового сдвига. В системах тепловидения основной вклад в ФРЛ и МПФ обычно дает конечный угловой размер приемника излучения α , поэтому координату x можно выразить в единицах α , а частоту — в единицах $1/\alpha$.

Теория фурье-анализа была введена в оптику независимо Дюфье [4] в 1946 г., Шаде [5] в 1948 г. и Сельвином [6] в 1948 г. Общие вопросы фурье-оптики рассмотрены в книгах Гудмена [1], О'Нейла [2], Франсона [7] и Линфута [8]. Основные проблемы оптики рассматриваются в работах [9—17]; в качестве руководства

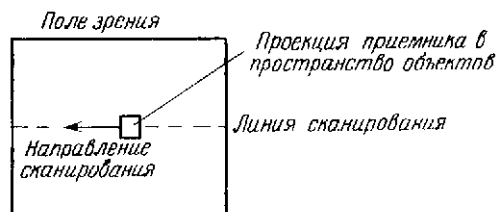
по ОПФ оптических и оптико-электронных систем можно рекомендовать ряд отличных работ [20—33].

Фурье-анализ в оптике, за немногими исключениями, аналогичен анализу Лапласа в теории электрических цепей. Как указал О'Нейл [2], временные фильтры имеют два существенных отличия от пространственных. Во-первых, временные фильтры являются односторонними во времени и должны удовлетворять требованию физической осуществимости, т. е. изменения на выходе временного фильтра не могут проявиться раньше, чем они возникли на входе. Оптические же фильтры являются двусторонними в пространстве. Как показано во многих книгах по математике и теории электрической фильтрации, вследствие этой разницы становится целесообразным использовать при анализе временных фильтров одностороннее преобразование Лапласа, а не преобразование Фурье. Во-вторых, электрические сигналы могут быть положительными и отрицательными, в то время как интенсивность оптического сигнала всегда положительна.

3.5. Применение операции свертки к процессам воспроизведения изображения

Поскольку теория линейной фильтрации является широко используемым средством анализа изображения, часто имеет смысл аппроксимировать процессы, не подчиняющиеся закономерностям свертки (несвертываемые процессы) процессами, подчиняющимися закономерностям свертки (свертываемые процессы), так чтобы отклонения от истинного поведения были незначительными. Например, процесс получения изображения, характеризующийся умеренной пространственной инвариантностью, может быть аппроксимирован свертываемым процессом по малым участкам поверхности объекта, называемым изопланатическими зонами. Изображение, образованное выборками свертки, большей частью будет достаточно хорошо отфильтровано, что делает процесс выборки близким к свертываемому. Аналогично влиянием небольших шумов и нелинейности обычно можно пренебречь.

Один из наиболее важных свертываемых процессов при получении теплового изображения — разложение изображения путем сканирования приемником излучения. Рассмотрим фиг. 3.11, где квадратный приемник с размерами $a \times a$ сканирует плоскость изображения (x, y) , причем середина линии сканирования соответствует $y = y'$. Если приемник имеет равномерную по поверхности чувствительность и мгновенно интегрирует все падающее излучение, обеспечивая получение единого электрического сигнала, то при сканировании сигнал в точке x', y' определяется величиной $I(x', y')$ и зависит от распределения энергии в плоскости изобра-



Фиг. 3.11. Сканирующий приемник излучения.

жения $O(x, y)$ следующим образом:

$$I(x', y') = \int_{x'-(a/2)}^{x'+(a/2)} \int_{y'-(a/2)}^{y'+(a/2)} O(x, y) dx dy. \quad (3.23)$$

Определим теперь импульсную реакцию приемника $r(x)$ как

$$r(x) = 1 \text{ при } -\frac{a}{2} \leq x \leq \frac{a}{2}, \quad (3.24)$$

$r(x) = 0$ для всех остальных x .

При сканировании x принимает непрерывный ряд значений x' , а y все время остается равным y' . Соответственно можно переписать уравнение (3.23) в виде

$$I(x', y') = \int_{y'-(a/2)}^{y'+(a/2)} \left[\int_{-\infty}^{\infty} O(x, y) r(x' - x) dx \right] dy. \quad (3.25)$$

Интеграл в скобках представляет собой свертку; таким образом, процесс является свертываемым в направлении сканирования. Интеграл по y указывает на пространственную инвариантность, так что в направлении, перпендикулярном сканированию, процесс является несвертываемым. Хорошо знакомый пример такого типа сканирования для получения изображения — телевизионное вещание. Можно привести множество других примеров несвертываемых процессов получения изображения. Строго говоря, к ним следует отнести и зрение, поскольку используется конечное число приемников и разрешение падает от центра к краю поля зрения. Полутонная газетная фотография — также несвертываемый процесс, поскольку в каждой точке он по интенсивности бинарный. Следовательно, это процесс одновременно нелинейный и не обладающий пространственной инвариантностью. Обычная фотография является нелинейным процессом, кроме того при проявлении наблюдаются эффекты соседства, что приводит к нарушению пространственной инвариантности. Однако такие

процессы могут рассматриваться и как свертываемые, если выбран соответствующий масштаб или анализируются только ограниченные площади.

3.6. Сокращенная система обозначений в фурье-анализе

Прежде чем обратиться к рассмотрению конкретных импульсных реакций и их преобразований полезно остановиться на системе обозначений в фурье-анализе. Во многих задачах для описания процессов формирования изображения в области частот используются ряды и интегралы Фурье, записанные в явной форме. К сожалению, такие соотношения часто трудно наглядно представить, с ними трудно манипулировать в сложных задачах, когда приходится свертывать или перемножать множество функций. Дело значительно упрощается, если использовать сокращенную систему обозначений, введенную Брейсуэллом [3] и Гудменом [1]. Эта система содержит два элемента — математические операторы и пары преобразований основных функций.

В предыдущих разделах было показано, что оператор двумерного преобразования ¹⁾ Фурье определяется формулой

$$F\{g(x, y)\} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y) \exp[-2\pi i(xf_x + yf_y)] dx dy = \tilde{g}(f_x, f_y). \quad (3.26)$$

Свертка двух функций $f(x, y)$ и $g(x, y)$ обозначается $f * g$, где

$$f(x, y) * g(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x - \xi, y - \eta) g(\xi, \eta) d\xi d\eta \quad (3.27)$$

Свертки применяются также к частотным функциям и обладают свойствами ассоциативности, коммутативности и дистрибутивности. Скалярное произведение обозначается знаком $\cdot$, например $f \cdot g$. Операции свертки и умножения представляют собой пары преобразований; таким образом,

$$F\{f \cdot g\} = F\{f\} * F\{g\}. \quad (3.28)$$

Основные функции, применяемые в тепловидении, представлены на фиг. 3.12 в мнемоническом виде; даны их определения, графическое представление и преобразования Фурье. Для сохранения простоты обозначений фильтрующее свойство

¹⁾ Всякий раз, когда процесс получения изображения подвергается временной фильтрации, будем рассматривать только стационарные картины и, не оговаривая особо, производить преобразование координат в область пространственных частот, так что необходимо только двумерное преобразование.

Функция	Определение	Графическое представление	Преобразование Фурье
$\delta(x)$	$= 1, x=0$ $= 0, x \neq 0$ для всех y		$\delta(f_y)$
$\delta(y)$	$= 1, y=0$ $= 0, y \neq 0$ для всех x		$\delta(f_x)$
$\delta(x)\delta(y)$	$= 1, xy=0$ $= 0, xy \neq 0$		1
$\text{Rect}\left(\frac{x}{a}\right)$	$= 1, \left \frac{x}{a}\right \leq \frac{1}{2}$ $= 0, \left \frac{x}{a}\right > \frac{1}{2}$ для всех y		$\text{Sinc}(af_x)\delta(f_y)$

Функция

Определение

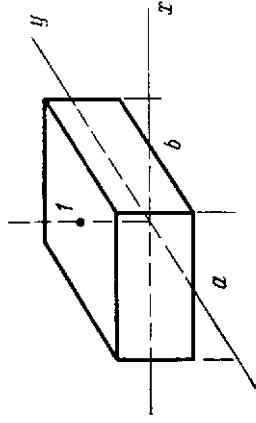
Графическое представление

Преобразование Фурье

$$\text{Rect}\left(\frac{x}{a}\right) \text{Rect}\left(\frac{y}{b}\right)$$

$$= 1, \left| \frac{x}{a} \right| \leq \frac{1}{2} \text{ и } \left| \frac{y}{b} \right| \leq \frac{1}{2}$$

$$= 0, \left| \frac{x}{a} \right| > \frac{1}{2} \text{ и } \left| \frac{y}{b} \right| > \frac{1}{2}$$

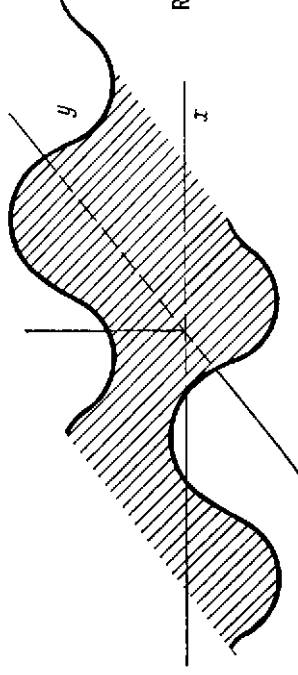


$$\text{Sinc}(af_x) \text{Sinc}(bf_y)$$

$$\text{Sinc}\left(\frac{x}{a}\right)$$

$$= \frac{\sin\left(\frac{\pi x}{a}\right)}{\left(\frac{\pi x}{a}\right)}$$

для всех y



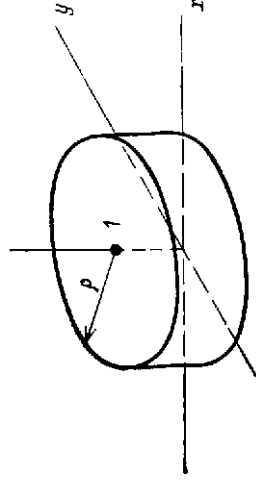
$$\text{Rect}(af_x) \delta(f_y)$$

$$\text{Circ}\left(\frac{R}{\rho}\right)$$

$$= 1, \frac{R}{\rho} \leq 1$$

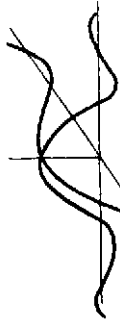
$$= 0, \frac{R}{\rho} > 1$$

$$R^2 = x^2 + y^2$$



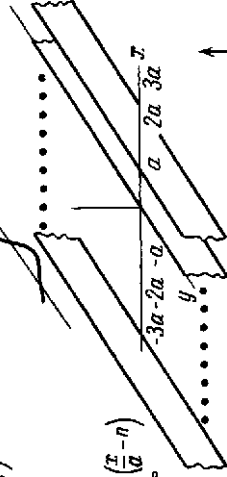
$$\text{Bessinc}(\rho f_R)$$

$$\text{Bessinc} \left(\frac{R}{\rho} \right) = \frac{2J_1 \left(\frac{\pi R}{\rho} \right)}{\left(\frac{\pi R}{\rho} \right)}$$



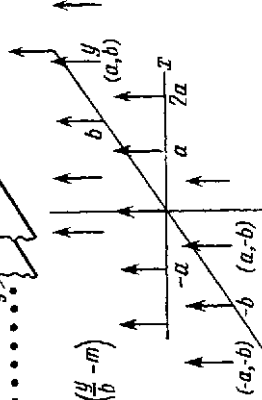
$$\text{Circ}(\rho R)$$

$$\text{Comb} \left(\frac{x}{a} \right) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta \left(\frac{x}{a} - n \right)$$



$$\text{Comb}(af_x) \delta(f_y)$$

$$\text{Comb} \left(\frac{x}{a} \right) \text{Comb} \left(\frac{y}{b} \right) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta \left(\frac{x}{a} - n \right) \delta \left(\frac{y}{b} - m \right)$$



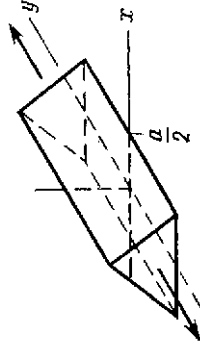
$$\text{Comb}(af_x) \text{Comb}(bf_y)$$

$$\text{Lambda} \left(\frac{x}{a} \right)$$

$$= 1 - 2 \left(\frac{x}{a} \right) \left(\frac{x}{a} \right) < \frac{1}{2}$$

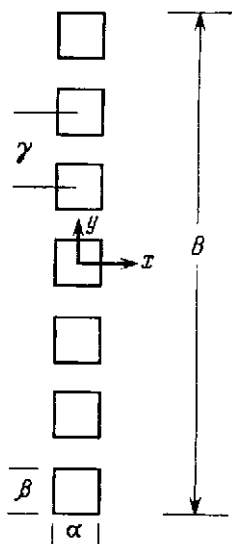
$$= 0, \left(\frac{x}{a} \right) > \frac{1}{2}$$

для всех y



$$\text{Sinc}^2(af_x) \delta(f_y)$$

Фиг. 3.12. Сокращенные обозначения функций.



Фиг. 3.13. Линейка чувствительных элементов приемника излучения.

дельта-функции Дирака

$$f(a) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \delta(x-a) dx \quad (3.29)$$

представлено в виде

$$f(a) = \delta(a) f(x). \quad (3.30)$$

Чтобы понять на простом примере, как используются обозначения, рассмотрим традиционную линейку чувствительных элементов приемника излучения, показанную на фиг. 3.13. Отдельные элементы приемника описываются выражением $\text{Rect}(x/\alpha) \cdot \text{Rect}(y/\beta)$, бесконечно длинная линейка описывается выражением $[\text{Rect}(x/\alpha) \cdot \text{Rect}(y/\beta)] * [\text{Comb}(y/\gamma) \cdot \delta(x)]$, а линейка конечной длины ограничивается выражением $\text{Rect}(y/B)$. Таким образом, линейка, изображенная на фиг. 3.13, полностью описывается выражением

$$\{[\text{Rect}(x/\alpha) \cdot \text{Rect}(y/\beta)] * [\text{Comb}(y/\gamma) \cdot \delta(x)]\} \cdot \text{Rect}(y/B).$$

Выполняя последовательные преобразования, получаем

$$\begin{aligned} F \{ \{ [\text{Rect}(x/\alpha) \cdot \text{Rect}(y/\beta)] * [\text{Comb}(y/\gamma) \cdot \delta(x)] \} \cdot \text{Rect}(y/B) \} &= \\ &= F \{ \{ [\text{Rect}(x/\alpha) \cdot \text{Rect}(y/\beta)] * [\text{Comb}(y/\gamma) \cdot \delta(x)] \} * F \{ \text{Rect}(y/B) \} \} = \\ &= [F \{ \text{Rect}(x/\alpha) \cdot \text{Rect}(y/\beta) \} \cdot F \{ \text{Comb}(y/\gamma) \cdot \delta(x) \}] * F \{ \text{Rect}(y/B) \}. \end{aligned}$$

При использовании приведенных выше пар преобразований полученное выражение сводится к виду

$$\{\text{Sinc}(\alpha f_x) \cdot \text{Sinc}(\beta f_y) \cdot \text{Comb}(\gamma f_y)\} * \text{Sinc}(B f_y).$$

Данный пример показывает порядок обычно проводимых манипуляций.

3.7. Оптические передаточные функции типичных элементов

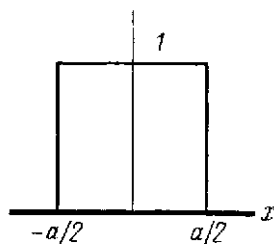
Полезными аппроксимациями функций рассеяния, присущих обычным элементам систем изображения, являются следующие три функции. Это, во-первых, двумерная прямоугольная функция $[\text{Rect}(x/\alpha) \cdot \text{Rect}(y/\beta)]$, профиль которой по оси x показан на фиг. 3.14. В первом приближении можно полагать, что такую пространственную импульсную реакцию имеют чувствительные элементы прямоугольной формы. В действительности чувствительность приемника излучения может описываться далеко не прямоугольной функцией, однако точно контролировать форму функции при изготовлении приемника обычно не представляется возможным и большей частью принимают указанное первое приближение.

Если сканирование производится только в направлении x , то ОПФ приемника излучения есть преобразование $\text{Rect}(x/\alpha)$

Таблица 3.1

Значения $\sin(\pi \alpha f)/\pi \alpha f$ и $[\sin(\pi \alpha f)/\pi \alpha f]^2$

αf	$\frac{\sin(\pi \alpha f)}{\pi \alpha f}$	$\left[\frac{\sin(\pi \alpha f)}{\pi \alpha f} \right]^2$	αf	$\frac{\sin(\pi \alpha f)}{\pi \alpha f}$	$\left[\frac{\sin(\pi \alpha f)}{\pi \alpha f} \right]^2$
0	1	1	1	0	0
0,05	0,996	0,992	1,05	-0,047	0,002
0,1	0,984	0,968	1,1	-0,089	0,008
0,15	0,963	0,928	1,15	-0,126	0,016
0,2	0,935	0,875	1,2	-0,156	0,024
0,25	0,900	0,810	1,25	-0,180	0,032
0,3	0,858	0,737	1,3	-0,198	0,039
0,35	0,810	0,657	1,35	-0,210	0,044
0,4	0,757	0,573	1,4	-0,216	0,047
0,45	0,699	0,488	1,45	-0,217	0,047
0,5	0,637	0,405	1,5	-0,212	0,045
0,55	0,572	0,327	1,55	-0,202	0,041
0,6	0,505	0,255	1,6	-0,189	0,036
0,65	0,436	0,190	1,65	-0,172	0,030
0,7	0,368	0,135	1,7	-0,151	0,023
0,75	0,300	0,090	1,75	-0,129	0,017
0,8	0,234	0,055	1,8	-0,078	0,006
0,85	0,170	0,029	1,9	-0,052	0,003
0,9	0,109	0,012	1,95	-0,025	0,001
0,95	0,052	0,003	2,0	0	0



Фиг. 3.14. Профиль пространственной импульсной реакции прямоугольного приемника излучения.

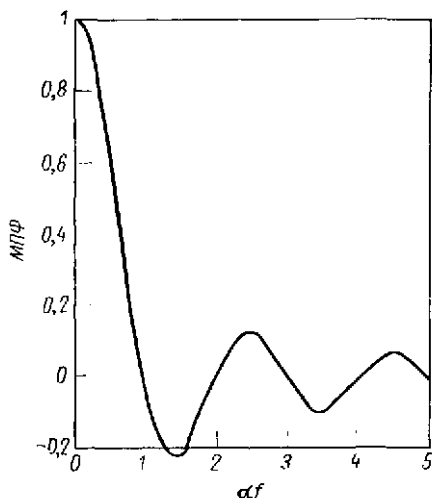
и является действительной функцией вида

$$\tilde{r}_d = \sin(\pi \alpha f_x) / \pi \alpha f_x = \text{Sinc}(\alpha f_x). \quad (3.31)$$

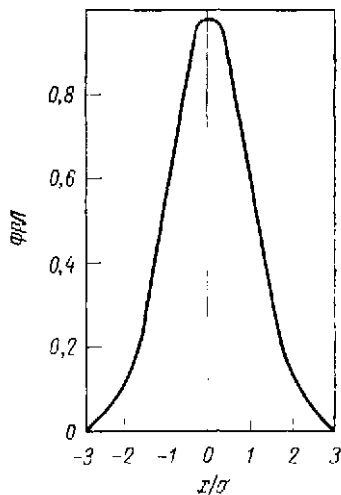
Значения этой функции и ее квадрата приведены в табл. 3.1 и представлены графически на фиг. 3.15. Прямоугольная функция может также описывать прямоугольные элементы индикаторных устройств, например светодиоды или ячейки газоразрядных индикаторных панелей.

Вторая употребительная функция рассеяния — двумерное гауссово распределение; в простейшем случае это гауссоида с круговой симметрией, сечение которой по оси x показано на фиг. 3.16. Функция рассеяния имеет следующий вид:

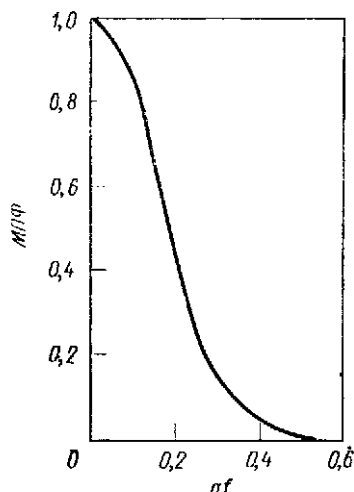
$$r(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2}\right), \quad (3.32)$$



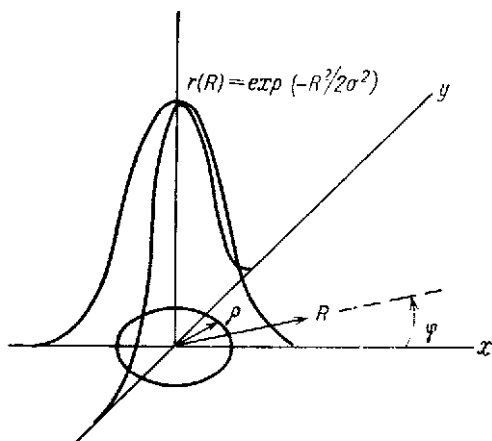
Фиг. 3.15. МПФ в виде Sinc-функции.



Фиг. 3.16. Обобщенная ФРЛ в виде гауссоиды.



Фиг. 3.17. Обобщенная МПФ в виде гауссоиды.



Фиг. 3.18. Гауссово распределение с круговой симметрией.

а соответствующие выражения для ОПФ — вид

$$\tilde{r}_x = e^{-2\pi^2\sigma_x^2 f_x^2} \quad \text{и} \quad \tilde{r}_y = e^{-2\pi^2\sigma_y^2 f_y^2}.$$

Эллиптически симметричная гауссоида описывается формулой

$$r(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right). \quad (3.33)$$

Переменные x и y можно разделить и выражения для соответствующих ОПФ примут вид

$$\tilde{r}(f_x) = e^{-2\pi^2\sigma_x^2 f_x^2} \quad \text{и} \quad \tilde{r}(f_y) = e^{-2\pi^2\sigma_y^2 f_y^2}. \quad (3.34)$$

Нормированная МПФ в виде гауссоиды представлена на фиг. 3.17. В табл. 3.2 приведены три гауссоиды, причем значения σ выражены в единицах углового размера приемника α , а частоты — в единицах $f_0 = 1/\alpha$. Данные таблицы можно использовать для быстрой оценки влияния на МПФ приемника излучения видеоконтрольного устройства или других элементов системы, имеющих МПФ в виде гауссоиды.

Хотя импульсные реакции редко в точности описываются гауссоидой, часто бывает полезно аппроксимировать их гауссоидой. Например, размер пятна рассеяния оптики обычно характеризуют диаметром кружка 2ρ , в пределах которого заключен определенный процент полной энергии излучения. Если распределение энергии в пятне допустимо считать гауссовым, можно применить

Таблица 3.2

Значения МПФ элементов, имеющих гауссовы функции рассеяния.
Величины σ выражены в единицах углового размера приемника α .

$$\text{МПФ} = \exp \left[-2\pi^2 \left(\frac{\sigma_m}{\alpha} \right)^2 \left(\frac{f}{f_0} \right)^2 \right]$$

f/f_0	МПФ для $\sigma/\alpha = 0,125$	МПФ для $\sigma/\alpha = 0,25$	МПФ для $\sigma/\alpha = 0,5$
0	1	1	1
0,05	0,999	0,997	0,987
0,1	0,997	0,987	0,952
0,15	0,993	0,973	0,894
0,2	0,987	0,952	0,821
0,25	0,981	0,925	0,735
0,3	0,973	0,894	0,641
0,35	0,963	0,859	0,546
0,4	0,952	0,821	0,454
0,45	0,939	0,779	0,368
0,5	0,925	0,735	0,291
0,55	0,911	0,689	0,225
0,6	0,894	0,641	0,169
0,65	0,878	0,594	0,124
0,7	0,859	0,546	0,089
0,75	0,841	0,500	0,062
0,8	0,821	0,454	0,042
0,85	0,800	0,410	0,028
0,9	0,779	0,368	0,018
0,95	0,757	0,328	0,012
1,0	0,735	0,291	0,007

аппроксимацию, отыскав гауссоиду, для которой тот же процент энергии P заключен в кружке радиусом ρ .

Для гауссоиды

$$r(x, y) = \exp [-(x^2 + y^2)/2\sigma^2] = \exp (-R^2/2\sigma^2),$$

показанной на фиг. 3.18, можно найти величину σ , для которой выполняется условие

$$P = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\rho} r(R) R dR d\varphi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} r(R) R dR d\varphi}. \quad (3.35)$$

Интегрируя по φ и затем по R , имеем

$$P = 1 - \exp (-\rho^2/2R^2)$$

и решая полученное уравнение относительно σ , получаем

$$\sigma = \frac{\rho}{\sqrt{2 \ln [1/(1-P)]}}. \quad (3.36)$$

Таким образом, для гауссова пятна легко перейти от процентного содержания энергии P в пределах заданного диаметра к среднеквадратичному отклонению σ . Например, если 85% энергии заключено в кружке радиусом ρ , то $\sigma = 0,51\rho$.

Примерами явлений, импульсные реакции которых часто удовлетворительно описываются гауссоидой, являются симметричное абберационное пятно оптической системы, случайные погрешности положения сканирующего устройства, вибрации чувствительного элемента, пятно на экране электронно-лучевой трубки. Шаде [34] привел множество практических примеров функций рассеяния электронно-лучевых трубок гауссова типа и их преобразований. Обычно подробные сведения такого рода у изготовителей электронно-лучевых трубок отсутствуют. Вместо этого размер пятна определяется по полусубъективным испытаниям, в ходе которых оценивается размер раstra, воспринимаемый на пороге различения отдельных линий. При испытаниях размер раstra плавно уменьшается электронным способом. В случае когда пятно представляет симметричную гауссоиду, величина σ связана [35, 36] с расстояниями между центрами соседних строк s соотношением

$$\sigma = 0,54s. \quad (3.37)$$

Если разрешение оценивается по частоте прямоугольной миры, величина σ связана с периодом миры p соотношением

$$\sigma = 0,42p. \quad (3.38)$$

Дженнис и др. [35] рассчитали картину растрового фона, получающуюся в телевизионном растре из линий гауссовой формы. Они нашли, что для $h/\sigma = 0 \div 4$ картина синусоидальна (h — расстояние между линиями, σ — среднеквадратичное отклонение). Процентная глубина растрового фона в зависимости от h/σ показана на фиг. 3.19.

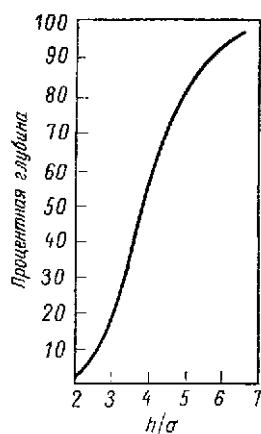
Третья употребительная функция рассеяния — круговая функция (фиг. 3.20), которая определяется уравнением

$$r(R) = \text{Circ}(R/\rho). \quad (3.39)$$

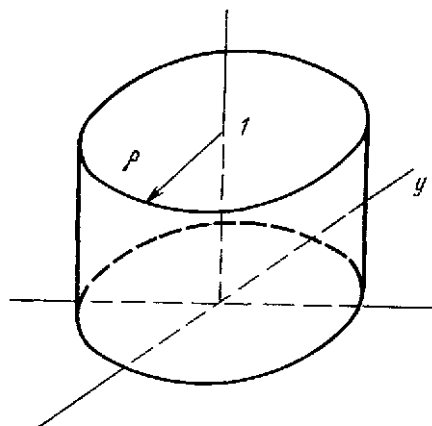
ОПФ является действительной функцией и имеет вид

$$r = 2 \text{ Bessinc}(\rho f_R) = 2J_1(\pi \rho f_R)/(\pi \rho f_R), \quad (3.40)$$

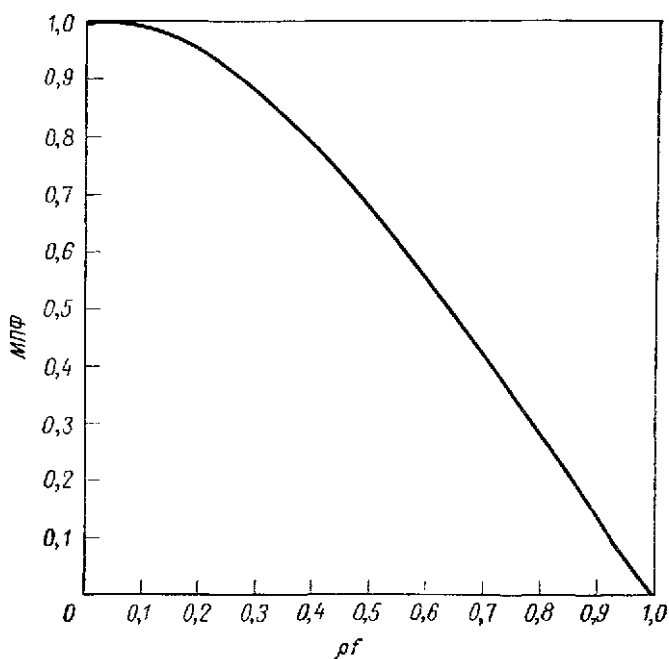
где J_1 — функция Бесселя первого рода первого порядка, а f_R — пространственная частота в любом радиальном направлении; x — сечение круговой функции (3.40) — показано на фиг. 3.21. Круго-



Фиг. 3.19. Процентная глубина растрового фона для растра, построенного из линий, распределение яркости которых имеет гауссову форму, в зависимости от отношения расстояния между линиями h к величине σ [35].



Фиг. 3.20. Круговая функция.



Фиг. 3.21. Усеченная Bessinc-функция.

вая функция может описывать сильно расфокусированную оптику, приемник излучения круглой формы или круглый индикаторный элемент. Bessinc-функция достаточно точно аппроксимируется [30] формулой

$$2 \text{ Bessinc}(\rho f_R) \approx \text{Sinc}(0,867\rho f_R). \quad (3.41)$$

3.8. Оптические передаточные функции оптических элементов

Большинство тепловизионных систем работают в широких спектральных диапазонах и принимают излучение некогерентно, так что эффекты частичной когерентности не наблюдаются [37]. Поэтому для анализа оптики некогерентного теплового изображения применима классическая теория дифракции. ОПФ ограниченной дифракцией оптики зависит от длины волны излучения и от формы апертуры. Конкретно ОПФ есть автокорреляция [1] функции $p(x, y)$ входного зрачка¹⁾, где координаты x и y заменены координатами пространственных частот x/λ и y/λ :

$$\begin{aligned} \text{ОПФ} \left(f_x = \frac{x}{\lambda}, f_y = \frac{y}{\lambda} \right) = \\ = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p \left(\xi - \frac{x}{\lambda}, \eta - \frac{y}{\lambda} \right) p \left(\xi + \frac{x}{\lambda}, \eta + \frac{y}{\lambda} \right) d\xi d\eta}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p(\xi, \eta) d\xi d\eta}. \end{aligned} \quad (3.42)$$

В простом случае плоской монохроматической световой волны, освещающей прозрачную прямоугольную апертуру, ОПФ является действительной функцией и автокорреляция превращается в МПФ [1]:

$$\tilde{r} = 1 - f/f_c \quad \text{при} \quad f/f_c \ll 1, \quad (3.43)$$

где

$$f_c = D_o/\lambda. \quad (3.44)$$

Здесь D_o — ширина апертуры, λ — длина волны.

Для круглой прозрачной апертуры

$$\tilde{r} = \frac{2}{\pi} \left\{ \arccos \left(\frac{f}{f_c} \right) - \frac{f}{f_c} \left[1 - \left(\frac{f}{f_c} \right)^2 \right]^{1/2} \right\} \quad \text{при} \quad \frac{f}{f_c} \leq 1, \quad (3.45)$$

где $f_c = D_o/\lambda$, D_o — диаметр входного зрачка. ФПФ для ограниченной дифракцией оптической системы всегда равна нулю. МПФ

¹⁾ Если пространственные частоты выражены в координатах в плоскости объекта.

Таблица 3.3

МПФ для неэкранированной круглой апертуры

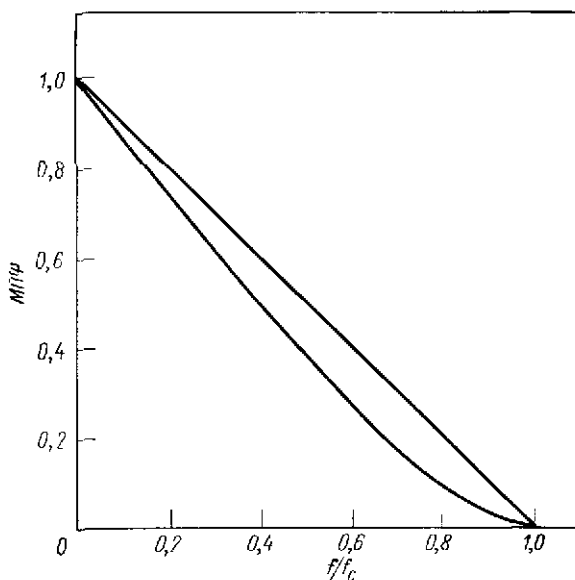
f/f_c	МПФ	f/f_c	МПФ
0,00	1,0000	0,5	0,3910
0,025	0,9682	0,525	0,3638
0,05	0,9364	0,55	0,3368
0,075	0,9046	0,575	0,3105
0,10	0,8729	0,6	0,2848
0,125	0,8413	0,625	0,2696
0,15	0,8097	0,65	0,2351
0,175	0,7783	0,675	0,2112
0,2	0,7471	0,7	0,1881
0,225	0,7160	0,725	0,1658
0,25	0,6850	0,75	0,1443
0,275	0,6543	0,775	0,1237
0,3	0,6238	0,8	0,1041
0,325	0,5936	0,825	0,0855
0,35	0,5636	0,85	0,0681
0,375	0,5340	0,875	0,0520
0,4	0,5046	0,9	0,0374
0,425	0,4756	0,925	0,0244
0,45	0,4470	0,95	0,0133
0,475	0,4188	0,975	0,0047
		1,00	0,0000

приведена в табл. 3.3 и на фиг. 3.22. Приближенное выражение, обеспечивающее точность $\pm 0,01$, имеет вид

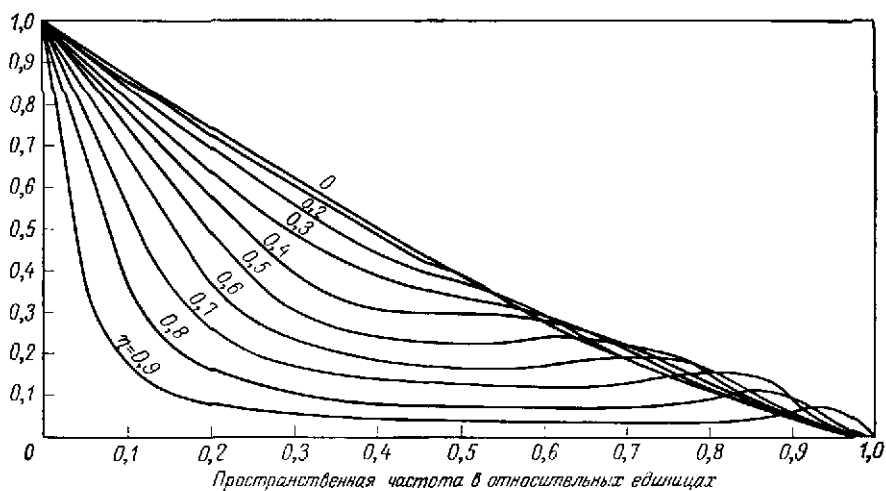
$$\tilde{r} \approx 1 - 1,218 f/f_c \quad \text{при} \quad 0 \leq f/f_c \leq 0,6. \quad (3.46)$$

О'Нейл [2] определил МПФ для случая круглой, ограниченной дифракцией оптической системы с круглым непрозрачным экраном в центре. Полученные формулы слишком сложны, и мы их здесь не приводим, однако результаты расчетов по этим формулам, выполненных в работе [38] для некоторых случаев, показаны на фиг. 3.23. Диаметр объектива равен D_0 , диаметр непрозрачного экрана ηD_0 , неэкранированная часть площади зрачка $1 - \eta^2$.

Формула (3.45) определяет МПФ для случая освещения плоской монохроматической волной, в то время как наибольший интерес представляет случай освещения в широком спектральном диапазоне. Если освещение предполагается некогерентным, то импульсная реакция на сложное полихроматическое излучение представляет взвешенную сумму реакций на монохроматические составляющие излучения. В частном случае равномерного распределения излучения по спектру и освещения прямоугольной или круглой апертуры плоской волной импульсную реакцию можно



Фиг. 3.22. МПФ ограниченных дифракцией круглой и прямоугольной апертур объектива с $f_c = D_o/\lambda$.



Фиг. 3.23. МПФ экранированных по центру круглых апертур в зависимости от η [38].

выразить аналитически. Импульсная реакция при некогерентном освещении в широком спектральном диапазоне равна

$$r(x) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r(x, \lambda) d\lambda, \quad (3.47)$$

а ее преобразование имеет вид

$$\tilde{r}(f_x) = F \left\{ \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r(x, \lambda) d\lambda \right\} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tilde{r}(f_x, \lambda) d\lambda. \quad (3.48)$$

Для диапазонов 8—14 и 3—5 мкм разница между точными результатами, получаемыми интегрированием, и расчетами для монохроматического излучения с подстановкой длин волн, соответствующих серединам указанных диапазонов, незначительна.

Импульсная реакция оптической системы, которая ограничена не дифракцией, определяется ошибками волнового фронта, такими, как первичные aberrации (расфокусировка, сферическая и хроматическая aberrации, кома, дисторсия, астигматизм и кривизна поля), а также aberrации высших порядков. ОПФ оптической системы с aberrациями можно вычислить [1], заменяя действительную функцию зрачка $p(x, y)$ для случая ограниченной дифракцией системы обобщенной комплексной функцией зрачка

$$p'(x, y) = p(x, y) \exp \left[-\frac{2\pi i}{\lambda} W(x, y) \right], \quad (3.49)$$

где $W(x, y)$ называется aberrационной функцией. $W(x, y)$ представляет собой отклонение волнового фронта от идеального, не искаженного aberrациями сферического фронта в точке выходного зрачка с координатами (x, y) . ОПФ можно найти, подставляя в автокорреляционное уравнение комплексную функцию зрачка вместо функции зрачка при отсутствии aberrации.

Aberrационные функции $W(x, y)$ для различных aberrаций выведены Клейном [39]. Рассмотрение этих функций и полученных на их основе сложных формул для ОПФ выходит за рамки данной книги. Основные положения по aberrациям читатель может найти в книгах Смита [40], Клейна [39], Бараката [41] или О'Нейла [2], а для получения подробной информации можно обратиться к работам [1, 9—11, 13—15]. Небольшие aberrации могут привести к существенному ухудшению МПФ, сопровождаемому значительными фазовыми сдвигами.

Размер апертуры систем, работающих в спектральном диапазоне 8—14 мкм, обычно определяется в связи с требованиями разрешения и тепловой чувствительности. В типичных случаях эти системы ограничены дифракцией. Апертура систем, работающих в диапазоне 3—5 мкм, определяется обычно только тепловой чув-

ствительностью, поскольку дифракционный предел на коротких длинах волн обеспечивает более высокое разрешение. Поэтому эти системы обычно проще и ограничения обусловлены не дифракцией.

3.9. Оптические передаточные функции электрических систем обработки сигнала

Электрические фильтры, используемые для обработки сигнала приемника излучения, отличаются от других компонентов тепловизионной системы тем, что их функции рассеяния односторонни из-за условия физической осуществимости в стабильных электрических цепях. Следовательно, их интегралы свертки во временной области являются односторонними, и для получения частотной характеристики их импульсную реакцию следует подвергать преобразованию Лапласа, а не преобразованию Фурье. Электрическая фильтрация происходит в предусилителях, видеоусилителях, а также в схемах коррекции МПФ и апертуры. Приемники излучения также являются по существу электрическими фильтрами, поскольку быстрота их реакции ограничена такими факторами, как длина диффузии носителей заряда, скорость рекомбинации и тепловые постоянные времени.

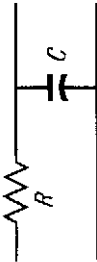
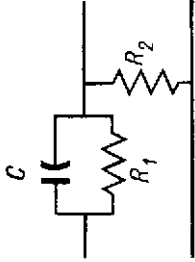
Электрические, или временные, частоты (Гц) можно получить из пространственных частот (мрад^{-1}) в направлении сканирования, умножая пространственную частоту на отношение размера α приемника излучения к времени элемента разложения τ_d

$$f[\text{Гц}] = \frac{\alpha}{\tau_d} f[\text{мрад}^{-1}]. \quad (3.50)$$

В дальнейшем будем употреблять символ f для обозначения электрических частот и соответствующих им пространственных частот (какая частота имеется в виду, будет ясно из контекста).

Любой одиночный электрический фильтр или их последовательность обычно можно приближенно представить комбинацией фильтров трех типов. Это RC -фильтры, называемые так потому, что в схеме используются резисторы и конденсаторы. Упомянутые три типа RC -фильтров представляют собой фильтры нижних и верхних частот и всечастотный фильтр. Их схемы, характеристические частоты f_c и передаточные функции приведены на фиг. 3.24. ОПФ этих фильтров является комплексной функцией, что указывает на отличие от нуля ФПФ и наличие фазового сдвига. МПФ одиночного фильтра нижних частот представлена в табличной форме (табл. 3.4) и графически (фиг. 3.25).

Электрические фазовые сдвиги от этих элементов линейно преобразуются в пространственные фазовые сдвиги на индикаторе, причем направление сдвига определяется направлением сканирования. Так, если в электрической схеме наблюдается отставание

Фильтр	Схема	Характеристическая частота	ОПФ	МПФ	ФНЧ
Нижний частот		$f_c = \frac{1}{2\pi RC}$	$[1 + j(f/f_c)]^{-1}$	$[1 + (f/f_c)^2]^{-1/2}$	$\text{arctg}(-f/f_c)$
Верхний частот		$f_c = \frac{1}{2\pi RC}$	$\frac{j(f/f_c)}{1 + j(f/f_c)}$	$\frac{f/f_c}{[1 + (f/f_c)^2]^{1/2}}$	$\text{arctg}(f/f_c)$
Всехчастотный		$f_c = \frac{1}{2\pi R_1 C}$	$\frac{1 + j(f/f_c)}{G + j(f/f_c)}$	$\left\{ 1 + (G^2 - 1) / [1 + (f/f_c)^2] \right\}^{-1/2}$	$\text{arctg} \frac{(G-1)f/f_c}{G + (f/f_c)^2}$
		$G = \frac{R_1 + R_2}{R_2}$			

Фиг. 3.24. Простые RC-цепи.

Таблица 3.4

МПФ одиночного RC-фильтра нижних частот

f/f_c	$[1+(f/f_c)^2]^{-1/2}$	f/f_c	$[1+(f/f_c)^2]^{-1/2}$
0	1	2,2	0,414
0,1	0,995	2,3	0,399
0,2	0,981	2,4	0,385
0,3	0,958	2,5	0,371
0,4	0,928	2,6	0,359
0,5	0,894	2,7	0,347
0,6	0,857	2,8	0,336
0,7	0,819	2,9	0,326
0,8	0,781	3,0	0,316
0,9	0,743	3,2	0,298
1,0	0,707	3,4	0,282
1,1	0,673	3,6	0,268
1,2	0,640	3,8	0,254
1,3	0,610	4,0	0,243
1,4	0,581	4,5	0,216
1,5	0,555	5,0	0,196
1,6	0,530	5,5	0,178
1,7	0,507	6,0	0,164
1,8	0,486	7,0	0,141
1,9	0,466	8,0	0,124
2,0	0,447	9,0	0,110
2,1	0,430	10,0	0,100

по фазе и сканирование идет слева направо, на индикаторе будет наблюдаться пространственный сдвиг влево. При сканировании в одном направлении умеренный фазовый сдвиг не приводит к существенному ухудшению качества изображения. Однако если сканирование осуществляется в двух направлениях, то фазовые сдвиги в последовательных кадрах направлены в разные стороны, и полный сдвиг изображения неподвижного объекта удваивается, когда наблюдение ведется приемником (таким, как глаз), постоянная времени которого больше времени кадра.

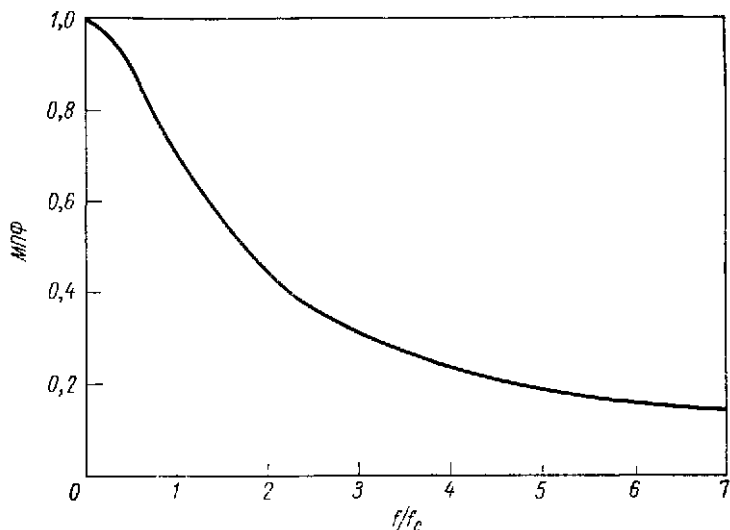
Следствием этого является значительное размытие изображения, которое мы теперь опишем математически. Пусть ОПФ (f) — комплексная передаточная функция электрического фильтра

$$\text{ОПФ} = \text{Re}(\text{ОПФ}) + j \text{Im}(\text{ОПФ}), \quad (3.51)$$

где Re и Im — действительная и мнимая часть ОПФ. Сканирование в двух противоположных направлениях дает усредненную по многим кадрам действительную ненормализованную передаточную функцию

$$\tilde{r}(f) = \text{ОПФ}(f) + \text{ОПФ}^*(f) = 2\text{Re}(\text{ОПФ}), \quad (3.52)$$

где звездочка обозначает комплексно сопряженную величину.



Фиг. 3.25. МПФ одиночного RC -фильтра нижних частот.

Выражая результат в показательной форме, получаем

$$\begin{aligned}\tilde{r} &= \text{ОПФ} \exp(j \arg \text{ОПФ}) + \text{ОПФ} \exp(-j \arg \text{ОПФ}) = \\ &= 2 \text{ОПФ} \cos[\arg(\text{ОПФ})],\end{aligned}\quad (3.53)$$

и, приводя его к единице, имеем

$$\tilde{r} = \text{ОПФ} \cos[\arg(\text{ОПФ})].\quad (3.54)$$

Таким образом, усредненный по времени фазовый сдвиг при сканировании в двух направлениях приводит к действительной ОПФ. Поскольку аргумент сложной ОПФ фильтра представляет сумму аргументов ее составляющих, ухудшение МПФ только за счет фазового сдвига при сканировании в двух направлениях равно

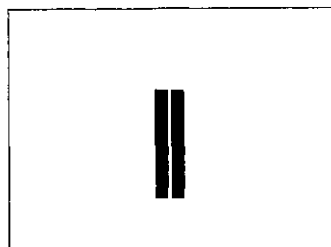
$$\tilde{r} = \cos\left[\sum_i \arg(\text{ОПФ}_i)\right].\quad (3.55)$$

Для одиночного RC -фильтра нижних частот комплексная ОПФ равна

$$\text{ОПФ} = 1 + jf2\pi RC,\quad (3.56)$$

и приведенная к единице МПФ при сканировании в одном направлении имеет вид

$$\tilde{r} = [1 + (2\pi fRC)^2]^{-1/2}.\quad (3.57)$$



Фиг. 3.26. Раздвоение изображения при сканировании в двух направлениях.

При сканировании в двух направлениях МПФ ухудшается до

$$\tilde{r} = [1 + (2\pi/RC)^2]^{-1}. \quad (3.58)$$

Это ухудшение МПФ при сканировании в двух направлениях более серьезно, чем может показаться на первый взгляд. Рассмотрим вновь одиночный RC -фильтр нижних частот. ФПФ этого фильтра равна $\text{arctg}(-f/f_c)$, что при низких частотах приближенно равно $-f/f_c$, т. е. ФПФ пропорциональна частоте. Пропорциональный частоте фазовый сдвиг приводит просто к смещению, или запаздыванию, в направлении, обратном направлению сканирования, т. е. при сканировании в двух направлениях изображение будет раздваиваться. Например, изображение тест-объекта в виде щели будет иметь на выходе вид, показанный на фиг. 3.26. Таким образом, даже небольшой фазовый сдвиг может вызвать нежелательное ухудшение изображения. Этот эффект и эффект мелькания края, рассмотренный в разд. 4.7.3, являются вескими аргументами против сканирования в двух направлениях.

Для описания большинства реальных фильтров могут использоваться по отдельности или в определенном сочетании три типа фильтров, показанные на фиг. 3.24. Например, многие приемники излучения ведут себя как одиночные RC -фильтры нижних частот с постоянной времени

$$\tau_R = RC. \quad (3.59)$$

Простейший элемент связи на переменном токе — одиночный RC -фильтр верхних частот, а многие предусилители ведут себя, как одиночные или вдвоенные RC -фильтры нижних частот. Многие корректирующие схемы можно представить как всечастотный фильтр, за которым следует вдвоенный RC -фильтр нижних частот. Если эти простые схемы непригодны, то часто можно предложить эквивалентную RLC -схему.

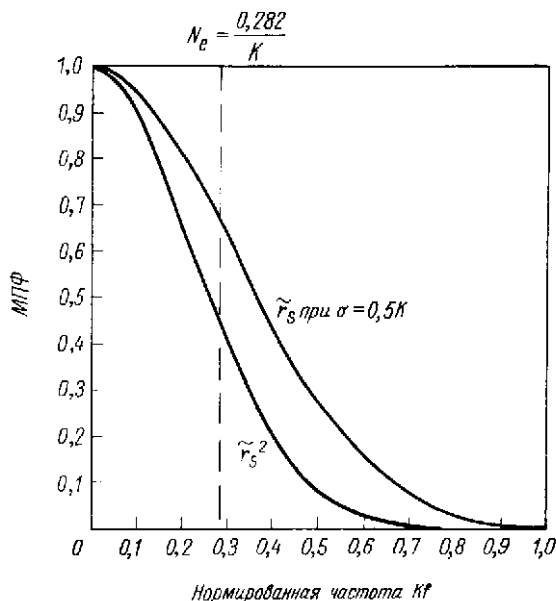
3.10. Ухудшение модуляционной передаточной функции вследствие движения и неопределенности положения изображения

Помимо источников потерь разрешающей способности, рассмотренных в разд. 3.5, которые всегда существуют в системах тепловидения, имеются еще четыре источника, которые будут рассмотрены ниже. Это — вибрации приемного устройства относительно рассматриваемой картины, вибрации индикатора относительно наблюдателя, погрешности положения точки изображения во времени при сканировании (в процессе записи) и на индикаторном устройстве (в процессе воспроизведения). Движение приемного устройства относительно рассматриваемой картины наблюдается, когда устройство недостаточно стабилизировано, чтобы скомпенсировать колебания платформы и ветровую нагрузку. Вибрации индикатора относительно наблюдателя происходят, когда скорости и амплитуды колебаний платформы столь велики, что перемещения тела и головы наблюдателя уже не могут быть скомпенсированы зрительным аппаратом. Погрешности при сканировании возникают, когда от кадра к кадру несколько меняется угол наклона сканирующего зеркала относительно его номинального значения. Ошибки воспроизведения возникают, когда положение линии сканирования на индикаторе неточно соответствует положению линии сканирования на входе.

Случайные перемещения с частотами, не превышающими ~ 2 Гц, не вызывают заметного размытия изображения, поскольку постоянная времени глаза слишком мала, чтобы воспринять эти перемещения слитно. В связи с тем что механизм, позволяющий глазу выделять информацию при наблюдении движущегося изображения объекта, в настоящее время недостаточно хорошо понят, невозможно определенным образом связать движение с ухудшением ОПФ. Однако чисто случайные перемещения и ошибки положения можно, по-видимому, описать фурье-преобразованием функции плотности вероятности положения изображения, когда эта функция непрерывна. Например, сигналы датчика положения сканирующей системы или ошибки синхронизации с гауссовым распределением плотности вероятности с центром, соответствующим правильному положению, должны иметь МПФ в форме гауссоиды с таким же среднеквадратичным отклонением σ , что и у функции плотности вероятности.

3.11. Эквивалентная полоса частот, эквивалентное разрешение и центральная предельная теорема

Шаде [5] установил, что видимая резкость телевизионного изображения может быть в известной мере описана интегралом, взятым по всей области частот от квадрата МПФ телевизионной си-



Фиг. 3.27. Пример эквивалентной полосы частот для МПФ гауссовой формы.

стемы. Шаде назвал этот интеграл эквивалентным числом линий N_e (по всей высоте кадра)

$$N_e \triangleq \int_0^{\infty} [\tilde{r}(f)]^2 df. \quad (3.60)$$

Эта величина в действительности представляет эквивалентную полосу частот (фиг. 3.27). Величина N_e — один из лучших критериев оценки резкости и разрешения в частотной области для нешумящих изображающих систем. (Смысл и значение параметра N_e подробно разбираются в разд. 4.10.)

Если N_e является эффективной мерой разрешения в частотной области, то должен существовать соответствующий параметр и в пространственной области, который будем называть эквивалентным разрешением. Сенделл [42] рассмотрел различные возможные определения эквивалентного разрешения $\bar{r}$ и считает, что наилучшим является $\bar{r} = 1/2 N_e$, поскольку это дает $\bar{r} = \alpha$ для прямоугольной функции рассеяния. На фиг. 3.28 приведены N_e и $\bar{r}$ для некоторых распространенных ОПФ. Недостатком приведенного определения $\bar{r}$ является то, что $\bar{r}$ — не обязательно угловой размер наименьшей детали, разрешаемой системой.

ФРЛ	МПФ	N_e	$\bar{r}$
$\text{Rect}(x/\alpha)$	$\text{Sinc}(\alpha f)$	$1/2\alpha$	α
$e^{-x^2/2\sigma^2}$	$e^{-2\pi^2\sigma^2 f^2}$	$1/4\sigma\sqrt{\pi} = 0,141/\sigma$	$\sigma/0,284$
$a^2/(x^2 + a^2)$	$e^{-2a f }$	$1/2a$	a

Фиг. 3.28. Примеры значений эквивалентной полосы частот и эквивалентного разрешения.

Хорошо известная в теории вероятностей и статистике центральная предельная теорема имеет аналог [3] в теории линейной фильтрации: произведение n ограниченных по полосе непрерывных модуляционных передаточных функций (МПФ) стремится к гауссовой форме, когда n становится большим¹⁾. Многие системы тепловидения имеют как минимум четыре компоненты МПФ, а часто и семь, так что функция рассеяния линии для системы в целом часто может быть весьма точно аппроксимирована гауссоидой $r(x) = \exp(-x^2/2\sigma^2)$, где σ — среднееквadraticное отклонение. Соответствующая МПФ равна

$$\tilde{r}(f_x) = \exp(-2\pi^2\sigma^2 f_x^2). \quad (3.61)$$

В качестве примера в табл. 3.5 и на фиг. 3.29 показаны компоненты МПФ, относящиеся к системе с разрешением порядка 1 мрад; МПФ системы в целом имеет приблизительно гауссову форму. Для целей анализа и описания имеет смысл отметить некоторые свойства этой функции. Среднееквadraticное отклонение функции рассеяния можно оценить, определив точки $r(\sigma) = 0,61$ или $r(1,175\sigma) = 0,5$. Масштаб МПФ можно найти, определив частоту $f = 0,159/\sigma$, на которой $\tilde{r} = 0,61$. Различные оценки размера функции рассеяния для определенного процентного содержания полной энергии функции рассеяния P в интервале значений между $x = -x_0$ и $x = x_0$ для гауссоиды можно сделать по следующим данным:

$P, \%$	38,3	68,3	84,2	95,5	99,7
x_0	$\sigma/2$	σ	$\sqrt{2}\sigma$	2σ	3σ

Другой путь аппроксимации МПФ гауссоидой — найти значение σ , которое обеспечивает равенство гауссовой величины $N_e = 0,141/\sigma$ фактической величине N_e функционально неизвестной

¹⁾ Строгая формулировка центральной предельной теоремы дана в работе [43].

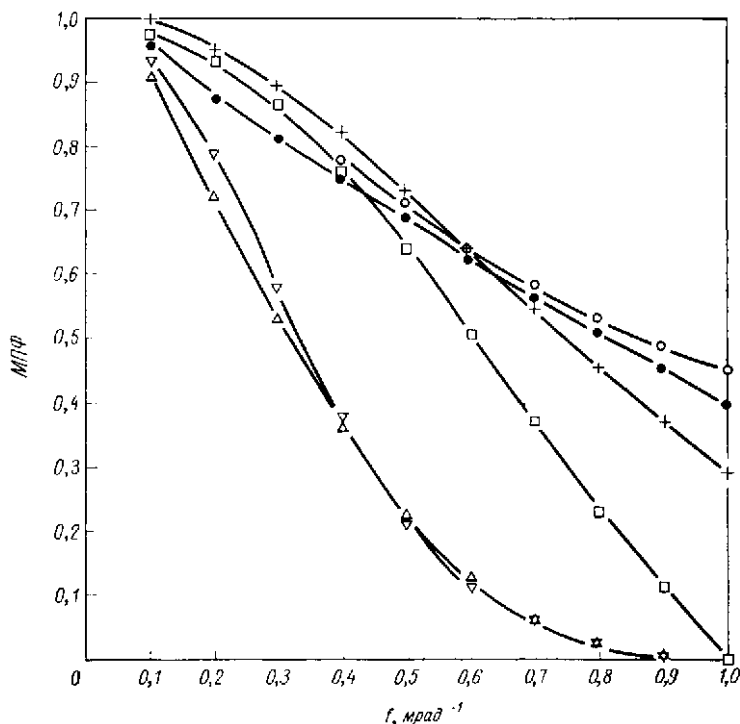
МПФ для примера конкретной системы

 $\alpha = 1,0$ мрад; $f_o = 1$ мрад⁻¹; $D_o = 20$ мм; $f_c = 2$ мрад⁻¹ при $\bar{\lambda} = 10$ мкм;

характеристическая частота электронной системы 0,5 мрад⁻¹;

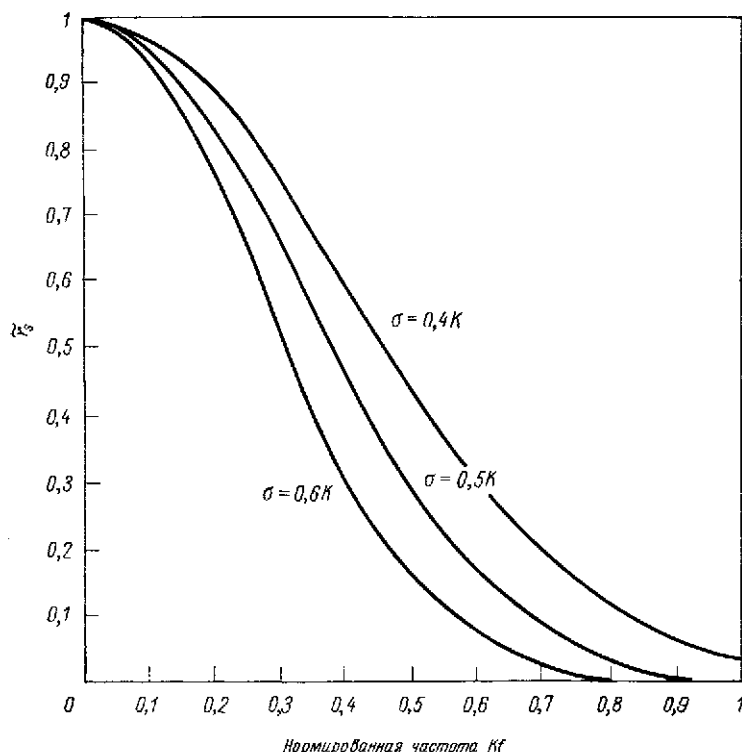
 $\sigma_m/\alpha = 0,25$

f , мрад ⁻¹	Оптика, $\tilde{r}_o$	Приемник излуче- ния, $\tilde{r}_d$	Электрон- ная система, $\tilde{r}_e$	Видеокон- трольное устройство, $\tilde{r}_m$	Система, $\tilde{r}_s$	МПФ в форме гауссоиды с $\sigma = 0,53\alpha$
0	1	1	1	1	1	1
0,1	0,9634	0,984	0,981	0,987	0,918	0,942
0,2	0,8729	0,935	0,928	0,952	0,721	0,788
0,3	0,8097	0,858	0,857	0,894	0,532	0,584
0,4	0,7471	0,757	0,781	0,821	0,363	0,385
0,5	0,6850	0,637	0,707	0,735	0,227	0,224
0,6	0,6238	0,505	0,640	0,641	0,129	0,117
0,7	0,5636	0,368	0,583	0,546	0,066	0,054
0,8	0,5046	0,234	0,530	0,454	0,028	0,022
0,9	0,4470	0,109	0,486	0,368	0,009	0,008
1,0	0,3910	0	0,447	0,291	0	0,003



Фиг. 3.29. МПФ для примера системы.

● оптическая система; □ приемник излучения; ○ электронная система; + видео-
контрольное устройство; △ система; ▽ гауссоида.



Фиг. 3.30. Примеры МПФ, имеющих форму гауссоид.

МПФ. На фиг. 3.30 показаны три универсальные гауссовы кривые в зависимости от безразмерного параметра Kf для величин $\sigma = 0,4 K$, $0,5 K$ и $0,6 K$. Эти кривые можно использовать для определения влияния величины σ на МПФ системы путем выбора значений K . $K = 0,25$ мрад дает систему с номинальным разрешением $0,25$ мрад и с граничной частотой ~ 4 мрад $^{-1}$; при этом кривые МПФ соответствуют величинам $\sigma = 0,1$, $0,125$ и $0,15$ мрад.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гудмен Дж., Введение в фурье-оптику, изд-во «Мир», М., 1970.
2. О'Нейл Э., Введение в статистическую оптику, изд-во «Мир», М., 1966.
3. Bracewell R. N., The Fourier Transform and its Applications, McGraw-Hill, 1965.
4. Duffieux P. M., L'intégrale de Fourier et ses applications à l'Optique, Société anonyme des imprimeries Oberthur, 1946.
5. Schade O. H., Electro-Optical Characteristics of Television Systems,

- RCA Review*, 9, 5—37 (March 1948); 245—286 (1948); 490—530 (September 1948); 653—686 (1948).
6. Selwyn E. W. H., The Photographic and Visual Resolving Power of Lenses, *Photographic Journal*, Sec. B, 88, 6—12, 46—57 (1948).
 7. Françon M., Modern Applications of Physical Optics, Wiley, 1963.
 8. Linfoot E. H., Fourier Methods in Optical Image Evaluation, Focal Press, 1964.
 9. Hopkins H. H., On the Diffraction Theory of Optical Images, *Proc. Roy. Soc.*, 217A, 408—432 (1953); The Frequency Response of a Defocused Optical System, *Proc. Roy. Soc.*, 231, 91—103 (1955).
 10. Hopkins H. H., The Frequency Response of Optical Systems, *Proc. Phys. Soc.*, Sec. B, 69, 562—576 (1956); Application of Frequency Response Techniques in Optics, 79, 889—919 (1962).
 11. De M., The Influence of Astigmatism on the Response Function of an Optical System, *Proc. Roy. Soc.*, 233A, 91—104 (1955).
 12. O'Neill E. L., Transfer Function for an Annular Aperture, *JOSA*, 46, 285—288 (1956).
 13. Black G., Linfoot E. H., Spherical Aberration and the Information Content of Optical Images, *Proc. Roy. Soc.*, 239A, 522—540 (1957).
 14. Goodbody A. M., The Influence of Spherical Aberration on the Response Function of an Optical System, *Proc. Phys. Soc.*, 72, 411—422 (1958).
 15. Barakat R., Morello M. V., Computation of the Transfer Function of an Optical System from the Design Data for Rotationally Symmetric Aberrations, *JOSA*, 52, 985—997 (1962).
 16. Hildebrand B. P., Bounds on the Modulation Transfer Function of Optical Systems in Incoherent Illumination, *JOSA*, 56, 12—13 (1966).
 17. DeVelis J. B., Parrent G. B. Jr., Transfer Function for Cascaded Optical Systems, *JOSA*, 57, 1486—1490 (1967).
 18. Coltman J. W., The Specification of Imaging Properties in Response to a Sine Wave Input, *JOSA*, 44, 468—471 (1954).
 19. Elias P., Grey D. S., Robinson D. Z., Fourier Treatment of Optical Processes, *JOSA*, 42, 127—134 (1952).
 20. Shack R. V., Characteristics of an Image-Forming System, *Journal of Research of the National Bureau of Standards*, 56, 245—260 (1956).
 21. Lamberts R. L., Relationship between the Sine-Wave Response and the Distribution of Energy in the Optical Image of a Line, *JOSA*, 48, 490—495 (1958).
 22. Lamberts R. L., Application of Sine-Wave Techniques to Image-Forming Systems, *JSMPT*, 71, 635—640 (1962).
 23. Lamberts R. L., Higgins G. C., Wolfe R. N., Measurement and Analysis of the Distribution of Energy in Optical Images, *JOSA*, 48, 487—490 (1958).
 24. Переп Ф., Методы оценки фотографических систем, *Успехи физических наук*, 28, 307 (1962).
 25. Smith F. D., Optical Image Evaluation and the Transfer Function, *Appl. Opt.*, 2, 335—350 (1963).
 26. Schade O. H., Modern Image Evaluation and Television (the Influence of Electronic Television on the Methods of Image Evaluation), *Appl. Opt.*, 3, 17—21 (1964).
 27. Higgins G. C., Methods for Engineering Photographic Systems, *Appl. Opt.*, 3, 1—10 (1964).
 28. Kelly D. H., Spatial Frequency, Bandwidth, and Resolution, *Appl. Opt.*, 4, 435—437 (1965).
 29. Scott R. M. et al., The Practical Applications of Modulation Transfer Functions, *Phot. Sci. and Eng.*, 9, 235—263 (1965).
 30. Jenness J. R., Jr., Ake J. A., The Averaging-Aperture Model of an Electro-Optical Scanning System, *JSMPT*, 717—720 (1968).

31. Biberman L. M., Nudelman S. ed., Photoelectronic Imaging Devices, Vol. 2, Plenum, 1971.
32. Brown H. E., Collins F. A., Hawkins J. A., Analysis of Optical and Electro-Optical Imaging Systems Using Modulation Transfer Functions, Memorandum DRL-TR-68-13, Defense Research Laboratory, the University of Texas at Austin, 1968.
33. Jensen N., Optical and Photographic Reconnaissance Systems, Wiley, 1968.
34. Schade O. H., A Method of Measuring the Optical Sine-Wave Spatial Spectrum of Television Image Display Devices, *JSMPT*, **67**, 561—566 (1958).
35. Jenness J. R., Eliot W. A., Ake J. A., Intensity Ripple in a Raster Generated by a Gaussian Scanning Spot, *JSMPT*, **76**, 549—550 (1967).
36. White L. E., Comparison of Various Types of Resolution Measurement, Westinghouse Product Engineering Memo ETD-6402, Westinghouse Electric Corporation, Electronic Tube Division, Elmira, N. Y., 1964.
37. Beran M., Parrent G. B., Jr., The Theory of Partial Coherence, Prentice Hall, 1964.
38. Viswanathan V. K., Honeywell Radiation Center, Lexington, Massachusetts (частное сообщение).
39. Klein M. V., Optics, Wiley, 1970.
40. Smith W. J., Modern Optical Engineering, McGraw-Hill, 1966.
41. Barakat R., Handbook of Military Infrared Technology, W. L. Wolfe, ed., Ch. 15, USGPO, 1965.
42. Sendall R. L., Xerox Electro-Optical Systems, Pasadena, Cal. (частное сообщение).
43. Папулис А., Теория систем и преобразований в оптике, изд-во «Мир», М., 1971.

4.1. Введение

Проблему, которой посвящена эта глава, можно кратко сформулировать следующим образом: каковы допустимые отличия оптико-электронного изображения от реальной картины, чтобы зрительный аппарат человека мог правильно оценивать картину и эффективно воспринимать заключенную в ней информацию? Уровень наших современных знаний не позволяет однозначно ответить на этот вопрос, а для получения приближенного ответа необходимо рассмотреть следующие характеристики и особенности зрительного процесса:

- разрешающую способность и пространственно-частотную характеристику;
- восприятие шумов;
- увеличение изображения;
- выделение сигнала на фоне определенной яркости и (или) фоне шумов;
- неблагоприятное воздействие таких факторов, как слишком большое или слишком малое поле зрения, слишком быстрое движение картины, мерцание, растровая структура изображения.

Некоторые из этих характеристик и особенностей достаточно хорошо изучены, однако они описаны на языке физиологии зрительного восприятия, и их следует переосмыслить с точки зрения задач систем преобразования изображения. С другой стороны, многие из оригинальных исследований в области зрительного восприятия проводились и продолжают проводиться в плане поисков инженерного решения практических задач получения изображения. Прежде чем обратиться к физиологии зрительного восприятия, рассмотрим кратко основные особенности зрительного аппарата.

4.2. Основные характеристики зрительного аппарата человека

Рассмотрим здесь только те характеристики глаза, которые играют важную роль при проектировании систем тепловидения. Более подробные сведения можно получить в работах [1—6]¹⁾. Поле зрения глаза, в пределах которого достигается удовлетворительное качество видения, составляет примерно 30° по углу места и 40° по азимуту; хорошее качество видения обеспечивается в пределах желтого пятна сетчатки ($\sim 9^\circ$) и очень хорошее — в пределах центральной ямки сетчатки диаметром $1-2^\circ$. Поле размером $30 \times 40^\circ$ используется во многих зрительных задачах; этим, в частности, объясняется то, что соотношение сторон кадра 4 : 3 (принятое, например, в телевидении) эстетически представляется более естественным, чем другие соотношения [7]. Цветовое зрение обеспечивается в пределах угла 90° , причем цветовая чувствительность падает по мере приближения к краю сетчатки. Участки, близкие к краю сетчатки, не дают ощутимого вклада в способность видеть и используются только для обнаружения движущихся объектов. Для нормального глаза молодого человека минимальное расстояние наилучшего видения составляет ~ 25 см; с возрастом это расстояние увеличивается.

Диапазон яркости, в котором глаз может нормально работать, составляет девять порядков, а диапазон чувствительности охватывает десять порядков. Диапазон чувствительности глаза делится на три области с нечетко очерченными яркостными границами — ночного, сумеречного и дневного зрения. Область ночного зрения простирается от абсолютного яркостного порога $\sim 3 \cdot 10^{-6}$ до $\sim 10^{-4}$ кд/м², область сумеречного зрения охватывает $10^{-4} - 3$ кд/м² и область дневного зрения $3 - 3 \cdot 10^4$ кд/м². Эти три области приблизительно соответствуют переходу от палочкового или периферического зрения при очень низких уровнях яркости к совместной работе палочек и колбочек в условиях сумерек и, наконец, к колбочковому или центральному зрению при высоких уровнях яркости.

Разрешающую способность глаза можно описать различным образом. Простейшей мерой визуального разрешения является острота зрения — величина, обратная угловому размеру минимальной разрешаемой детали в угловых минутах. Максимальная острота зрения зависит от того, какое содержание мы вкладываем в понятие «наименьшая разрешаемая деталь», однако обычно принимаемое номинальное значение максимальной остроты зрения — одна обратная угловая минута. Острота зрения снижается, когда объект смещается с линии зрения.

¹⁾ На русском языке см. Кравков С. В., Глаз и его работа, Изд-во АН СССР, М.-Л., 1950. — Прим. перев.

Разрешающая способность глаза до некоторой степени регулируется диаметром зрачка. При высоких уровнях яркости, когда для нормальной работы глазу не нужна вся энергия излучения, которое может поступить от объекта, зрачок сужается. Исключение лучей, составляющих большой угол с осью, уменьшает аберрации и улучшает разрешение на ярком свете. В нормальных условиях диаметр зрачка составляет примерно 3 мм, пределы его изменения в зависимости от уровня яркости 2—8 мм.

Для перевода субъективного представления о качестве изображения в поддающиеся количественной оценке объективные зависимости важно понимать, как работает зрительный аппарат. Субъективно качество изображения определяется следующими четырьмя различными факторами: восприятием резкости, шумов, контраста и искажений структуры изображения. Резкость — понятие, используемое для описания возможностей системы в воспроизведении всех деталей изображения. Резкость характеризует способность наблюдателя извлекать информацию из изображения высокого контраста в отсутствие шумовых и интерференционных помех. Термины «разрешение» и «разрешающая способность» часто применяются как синонимы резкости, хотя, строго говоря, они обозначают несколько иные качества системы. Шумовые свойства характеризуют степень маскировки сигнала фиксированными или меняющимися во времени шумами. Эти шумы изображения называются также зернистостью и «снегом» (проявление пульсационных помех на изображении в виде движущихся хлопьев снега). Контраст характеризует яркость рассматриваемой детали по отношению к яркости элемента фона. Искажения структуры изображения проявляются в мерцании из-за низкой частоты развертки, иначе говоря, из-за слишком низкой скорости пространственной или временной выборки, межстрочном мерцании в системах с чересстрочной разверткой, в сползании строк и оптических искажениях.

4.3 Пространственно-частотная характеристика

Одной из наиболее понятных и хорошо исследованных характеристик, используемых в физиологии зрительного восприятия, является реакция глаза на синусоидальную волну (РСВ), т. е. на тест-объект с синусоидальным изменением яркости по пространственной координате. Для анализа желательно рассматривать процесс зрения как линейный, чтобы можно было использовать аппарат линейной фильтрации и понятие оптической передаточной функции (ОПФ). Однако зрительные процессы не всегда линейны, как, например, в случае явления Маха ¹⁾. При низких контрастах

¹⁾ Верхний и нижний выбросы в восприятии резкого края детали высокого контраста при переходе от светлого к темному.

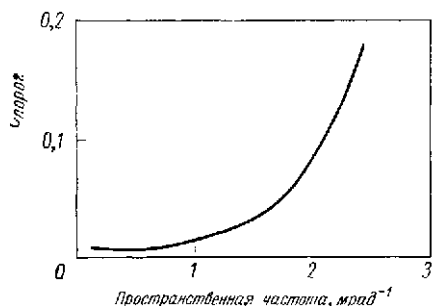
зрительные процессы обычно приближенно считают линейными, тем не менее, чтобы подчеркнуть приближенный характер допущения о линейности, будем использовать для глаза РСВ, а не ОПФ. РСВ можно использовать применительно к линейным и нелинейным процессам; в случае нелинейности РСВ — неоднозначная функция, зависящая от уровня яркости и других параметров.

Реакция глаза на синусоидальную волну определяется по меньшей мере восемью факторами:

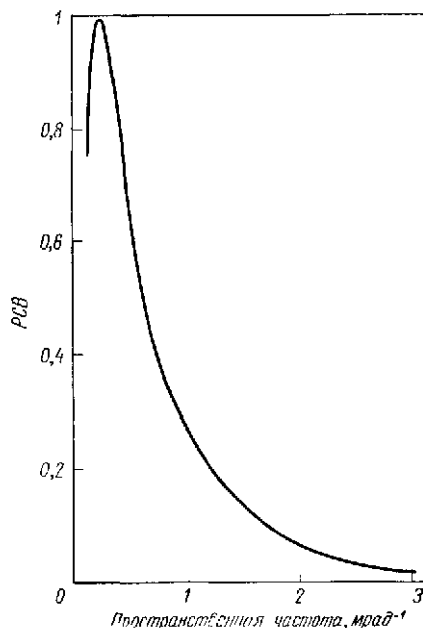
- дифракцией на зрачке;
- абберациями хрусталика;
- конечным размером чувствительных элементов сетчатки;
- расфокусировкой;
- тремором глаза;
- взаимосвязью чувствительных элементов сетчатки;
- передачей информации по зрительному нерву;
- обработкой информации в мозгу.

РСВ глаза можно измерить пороговым методом по тест-объектам с синусоидальным распределением яркости, или надпороговым методом, сравнивая пики и провалы воспринимаемой синусоидальной волны с яркостью калиброванного регулируемого источника света. В случае порогового метода контраст, при котором с определенной степенью достоверности разрешается тест-объект с синусоидальным распределением яркости, откладывается на графике в зависимости от пространственной частоты (фиг. 4.1). Сделано предположение, что изменения в зависимости от пространственной частоты обусловлены пространственной фильтрацией и что пороговый контраст равен минимальному значению контраста $C_{\min}$, деленному на РСВ глаза. Следовательно, РСВ можно получить, разделив ординаты кривой на $C_{\min}$ и взяв обратные величины (фиг. 4.2).

Проблемы, возникающие при измерениях такого рода, довольно очевидны. Пороговые измерения приходится проводить при низком значении отношения сигнала к шуму, так что восприятие тест-объекта с синусоидальным распределением яркости определяется не только сигналами в системе глаз—мозг, но и шумами в системе воспроизведения изображения, а также в процессах принятия решения в мозгу. Таким образом, результаты, полученные пороговым методом, не обязательно окажутся справедливыми в случае высоких контрастов, а на данные измерений, проведенных в надпороговых условиях, будут влиять нелинейные эффекты (явление Маха). Даже при условии, что зрительный аппарат в действительности — нелинейная, нестационарная и недетерминированная система, использование РСВ глаза все же весьма полезно, особенно при анализе слабых сигналов.



Фиг. 4.1. Пороговый контраст в зависимости от пространственной частоты для синусоидальной волны [19]. Дистанция наблюдения 3 м, яркость фона 70 кд/м².



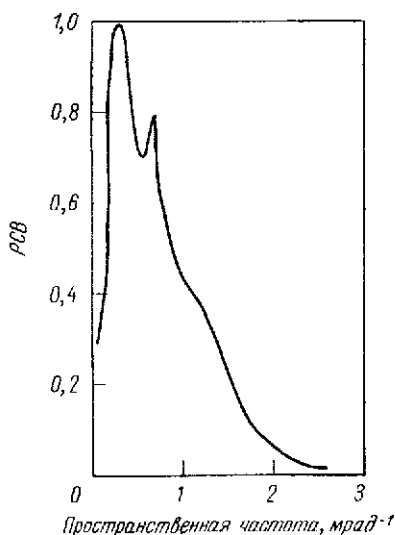
Фиг. 4.2. PCB глаза, рассчитанная по кривой порогового контраста, приведенной на фиг. 4.1.

Реакция глаза на синусоидальную волну измерялась в различных условиях, причем существенное влияние на PCB оказывают следующие факторы:

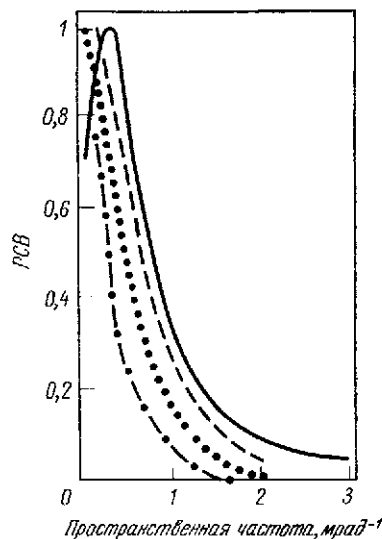
- яркость поля адаптации (средняя яркость фона);
- дистанция наблюдения при постоянном увеличении;
- угловая ориентация объекта;
- цвет объекта;
- время наблюдения;
- временная частота предъявления.

Относительно PCB глаза можно сделать следующие основные выводы:

1. Наблюдаемая пространственно-частотная характеристика глаза не является результатом действия одного пространственного фильтра, скорее это огибающая множества узкополосных резонансных фильтров. Каждый из этих фильтров настроен на свою среднюю частоту, и все они взаимно стохастически независимы. Каждый фильтр может быть выбран



Фиг. 4.3. PCB глаза, характеризующая двумя максимумами, по результатам наблюдений экрана ЭЛТ с расстояния 1 м [22].
Средняя яркость 140 кд/м².



Фиг. 4.4. PCB глаза, иллюстрирующие влияние средней яркости объекта, по результатам измерений с помощью ЭЛТ [6].

Средняя яркость поля адаптации:

- — — — — 1700 кд/м²;
- - - - - 170 кд/м²;
- · · · · 14 кд/м²;
- · — · — 1,4 кд/м².

независимо, и мозг с известным приближением конструирует оптимальный для решения данной задачи обнаружения фильтр, выбирая соответствующие резонансные фильтры из имеющегося их набора.

2. Этот набор фильтров имеет огибающую типичной формы, показанную на фиг. 4.3 для одной определенной совокупности условий. В общем случае чувствительность мала при постоянном сигнале, резко возрастает до максимума на низких частотах и спадает примерно по гауссову закону на высоких частотах. В зависимости от индивидуальных особенностей двойной максимум, показанный на фиг. 4.3, может быть ярко выраженным, едва заметным или вообще отсутствовать.
3. Пространственная частота, на которой наблюдается максимум, увеличивается с ростом яркости поля адаптации, и PCB в целом охватывает более широкий частотный диапазон (фиг. 4.4). В характерном для индикаторов оптико-электронных устройств диапазоне яркостей максимум наблюдается в интервале 0,1—0,4 мрад⁻¹.

4. При постоянном увеличении максимум сдвигается в сторону высоких частот с увеличением расстояния аккомодации. РСВ также расширяется с увеличением расстояния в связи с меньшей кривизной хрусталика и устранением лучей, идущих под большими углами к оси.
5. Пороговый контраст понижается с ростом яркости поля адаптации и расстояния аккомодации.
6. Пороговый контраст повышается, если направление штрихов синусоидального тест-объекта составляет угол 45° с вертикалью или горизонталью.

Первые непосредственные измерения РСВ глаза были выполнены Шаде [6] в 1956 г. с помощью порогового метода. Многие исследователи повторяли с теми или иными вариациями фундаментальные опыты Шаде, и большинство из них подтвердили его основные результаты. Наиболее существенные отличия были получены Кемпбелом и Робсоном [8], которые сравнивали пороговые контрасты для синусоидальной и прямоугольной волн, а также для прямоугольных и пилообразных пространственно-частотных тест-объектов и на основании проведенного гармонического анализа пришли к выводу, что в зрительном процессе участвует множество узкополосных резонансных фильтров. Затем Сахс и др. [9] более прямым способом показали, что РСВ глаза не является характеристикой одного фильтра, а является огибающей или суммой нескольких параллельных каналов, каждый из которых представляет узкополосный резонансный фильтр. Кроме того, они показали, что шумовые свойства каналов статистически независимы. Измерения Штрмейера и Юлежа [10] также подтвердили эту теорию.

Большинство измерений РСВ глаза проводилось пороговым методом, но обычные задачи, решаемые глазом, далеко не всегда соответствуют пороговым условиям. Поэтому особый интерес представляют исследования РСВ в надпороговых условиях, проведенные Ватанабе и др. [11]. При проведении ими надпороговых (а также пороговых) измерений сравнительным методом было обнаружено, что чем выше над порогом возрастает контраст тест-объекта, тем шире становится частотная характеристика. Они установили, что РСВ, полученные ими экспериментально, с достаточной точностью описываются следующими формулами:

в области низких частот при пороговых условиях между

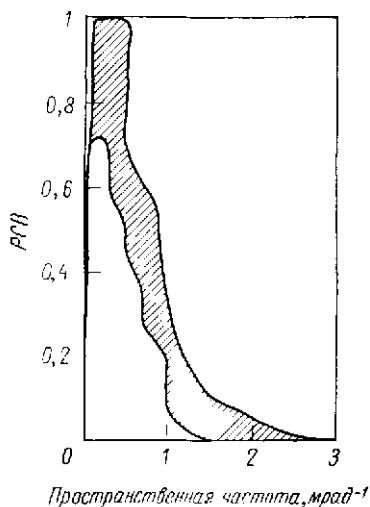
$$\text{PCV} = 1 - [1 + (f/f_0)^2]^{-1/2} \quad (4.1)$$

и

$$\text{PCV} = 1 - [1 + (f/f_0)^2]^{-1}; \quad (4.2)$$

в области высоких частот при пороговых условиях

$$\text{PCV} = [1 + (f/f_1)^2]^{-2}; \quad (4.3)$$



Фиг. 4.5. Диапазон изменения РСВ глаза по результатам различных экспериментов [6, 8—28].

в области высоких частот при надпороговых условиях

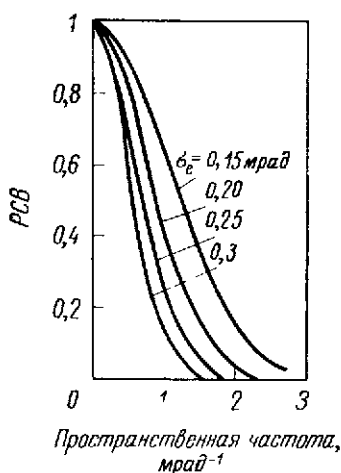
$$\text{PCB} = e^{-(f/f_2)^2}, \quad (4.4)$$

где f_0 , f_1 и f_2 — характеристические частоты.

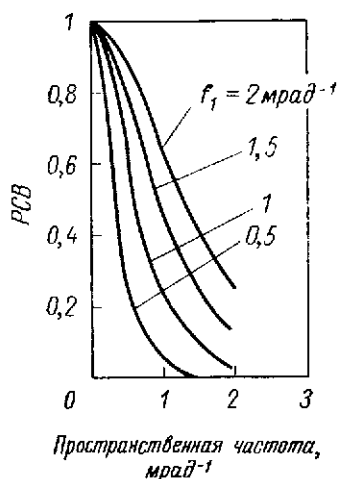
РСВ глаза посвящен ряд хороших обзоров: Фрая [12], Фиорентини [13], Леви [14], Вестгеймера [15] и Островской [16]. В последней работе содержатся некоторые результаты, не опубликованные в литературе на английском языке. На фиг. 4.5 показан диапазон изменений РСВ, полученных в различных исследованиях [6, 8—28].

Из общих соображений зависимость РСВ от уровня яркости можно объяснить следующим образом: при очень низких уровнях зрачок расширен и доминирующую роль играют аберрации; на средних уровнях (~ 70 кд/м²) характеристики определяются в основном свойствами сетчатки и функциями мозга, а на очень высоких уровнях при сильно суженном зрачке превалирует дифракция. В достаточной мере согласующиеся результаты, которые можно применять при решении проблем оптико-электронного воспроизведения изображения, содержатся в работах Шаде [6], Лоури и Депальма [19], Кемпбелла [25], Джильберта и Фендера [26], Поллена и Рерига [27], Куликовского [28], Робсона [17], Ватанабе и др. [11]. Максимум не наблюдается при яркостях ниже 20 кд/м²; наиболее высокая разрешаемая пространственная частота по опубликованным результатам составляет 3,44 мрад⁻¹.

Понимание фильтрующих свойств зрительного аппарата важно по двум причинам. Во-первых, глаз сам с некоторым приближением представляет собой оптимальный фильтр, поэтому попытки



Фиг. 4.6. PCB, описываемые зависимостью $\exp(-2\pi^2\sigma_e^2 f^2)$.



Фиг. 4.7. PCB, описываемые зависимостью $[1 + (f/f_1)^2]^{-2}$.

улучшить характеристики глаза предварительной фильтрацией спектра изображения представляются сомнительными. Во-вторых, эффективная передача конечного изображения в глаз в большой мере зависит от общего увеличения системы. Действительно, нельзя передать глазу информацию на частоте 4 мрад^{-1} , если разрешающая способность глаза 2 мрад^{-1} или меньше. Проблема передачи информации и важность выбора оптимального увеличения являются предметом дальнейшего обсуждения.

По Шаде [6], спад PCB глаза после максимума приближенно описывается гауссоидой

$$\text{PCB} \approx e^{-2\pi^2\sigma_e^2 f^2}, \quad (4.5)$$

где σ_e — среднеквадратичное отклонение функции рассеяния линии, определенной в разд. 3.7. Рассмотрим PCB гауссовой формы (фиг. 4.6) для значений $\sigma_e = 0,15, 0,2, 0,25$ и $0,3 \text{ мрад}$. Если сравнить эти кривые с экспериментально полученными результатами для PCB глаза, можно видеть, что значительная часть представляющих интерес экспериментальных результатов укладывается в диапазон значений σ_e $0,2$ — $0,3 \text{ мрад}$. С другой стороны, можно использовать формулу

$$\text{PCB} \approx [1 + (f/f_1)^2]^{-2}, \quad (4.6)$$

предложенную Ватанабе и др. [11]. Несколько кривых, построенных в соответствии с этой формулой, показаны на фиг. 4.7. В дальнейшем анализе мы будем, следуя Шаде, полагать, что

$$\text{PCB} \approx e^{-2\pi^2\sigma_e^2 f^2} \text{ при } f \geq 0,2 \text{ мрад}^{-1}. \quad (4.7)$$

4.4. Влияние увеличения

Шаде предложил выбирать угловое увеличение прибора M таким образом, чтобы частоты, представляющие наибольший интерес, приходились на максимум РСВ. Это приближенный способ согласования модуляционных передаточных функций (МПФ) глаза и системы, чтобы получить наилучшую суммарную МПФ. Можно сделать еще шаг вперед, если попытаться решить вопрос, каким же по величине должно быть M , чтобы оптимизировать эквивалентную полосу N' системы прибор — глаз. МПФ прибора хорошо аппроксимируется гауссоидой, удобной к тому же для анализа. С ростом увеличения M расширяется эффективная РСВ глаза относительно МПФ прибора. Обозначая величину среднеквадратичного отклонения для МПФ прибора через σ_s , можем написать

$$N' = \int_{0,2M}^{\infty} \text{РСВ}^2(f) \tilde{r}_s^2(f) df = \int_{0,2M}^{\infty} \exp \left\{ -4\pi^2 f^2 \left[\left(\frac{\sigma_e}{M} \right)^2 + \sigma_s^2 \right] \right\} df. \quad (4.8)$$

Здесь все частоты представлены как пространственные частоты в плоскости объекта, так что N' можно сравнить с полосой N_s прибора до участия глаза. Заменяя переменные интегрирования, запишем уравнение (4.8) в виде

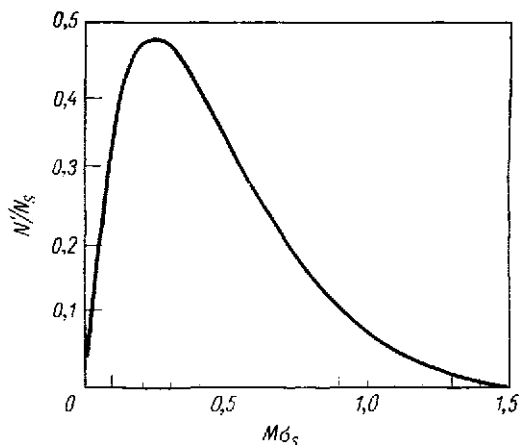
$$N' = \frac{M}{2\pi (\sigma_e^2 - M^2 \sigma_s^2)^{1/2}} \int_{0,4\pi (\sigma_e^2 + M^2 \sigma_s^2)^{1/2}}^{\infty} e^{-x^2} dx. \quad (4.9)$$

Нормализуя (4.9) относительно $N_s = 1/4\sigma_s \sqrt{\pi}$, получим

$$\frac{N'}{N_s} = \frac{2M\sigma_s}{\sqrt{\pi} (\sigma_e^2 + M^2 \sigma_s^2)^{1/2}} \int_{0,4\pi (\sigma_e^2 + M^2 \sigma_s^2)^{1/2}}^{\infty} e^{-x^2} dx. \quad (4.10)$$

На фиг. 4.8 представлен параметр N'/N_s в функции $M\sigma_s$ при $\sigma_e = 0,25$ мрад.

Из рассмотрения этой функции можно сделать следующие выводы. Во-первых, оптимальное увеличение равно $1/(4\sigma_s)$, диапазон оптимума является широким и ухудшение N'/N_s вдвое соответствует изменению увеличения примерно в 5 раз. Во-вторых, величина N' при $1/(4\sigma_s)$ немного меньше половины N_s системы, равной $0,141/\sigma_s$. В-третьих, ясно, что излишнее и недостаточное увеличения могут привести к существенному ухудшению общей разрешающей силы. Для примера можно рассмотреть систему с $\sigma_s = 0,125$ мрад. Оптимальное увеличение в этом случае равно 2, и хорошие результаты, по-видимому, можно получить в диапазоне увеличений 0,8—4,0.



Фиг. 4.8. Эквивалентная полоса системы прибор—глаз, отнесенная к полосе прибора, в зависимости от произведения увеличения M на величину σ_s прибора.

Беннет и др. [29] установили в ходе исследования характеристик фотодешифратора, что увеличение элемента разрешения до размера, превышающего 0,873 мрад для глаза, приводит к ухудшению этих характеристик. Не стремясь к большой строгости, можно сказать, что граничная частота системы, деленная на M , не должна быть менее $\sim 1,1$ мрад⁻¹. Так, система с разрешением 4 мрад⁻¹ должна иметь увеличение не более 3,6, что согласуется с проведенным рассмотрением.

4.5. Визуальная чувствительность к пространственной частоте случайного шума

Случайные шумы влияют на работу тепловизионной системы двояким образом. Во-первых, случайный шум влияет на способность наблюдателя обнаруживать и опознавать объект на экране индикатора. Во-вторых, некоторые виды шумов настолько неприятны сами по себе, что вообще не позволяют наблюдателю рассматривать экран индикатора. Поэтому важно знать, как воспринимается шум.

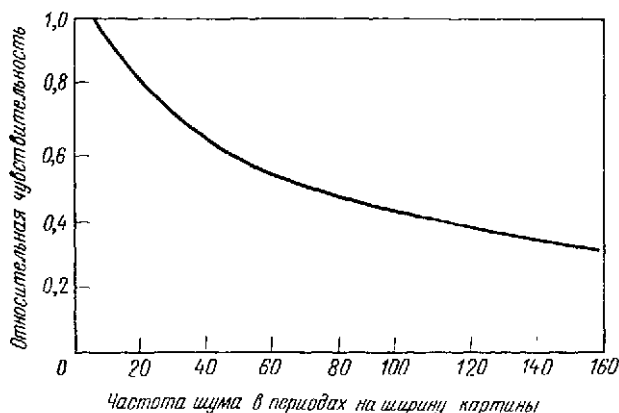
На различное восприятие глазом шумов, по-разному распределенных по пространственным частотам, первыми указали Мерц [30] и Болдуин [31]. Болдуин провел субъективные измерения восприятия различных по спектру телевизионных шумов, а Мерц по результатам этих измерений определил весовую функцию глаза применительно к восприятию шумов, т. е. чувствительность к пространственно-частотным составляющим случайного шума. Болдуин наблюдал своеобразный эффект независимости восприятия белого шума с резкой отсечкой граничной частоты f_c от величины f_c . По-видимому, это объясняется тем, что невосприимчивость

высокочастотных шумов компенсирует увеличение амплитуды шумов, вызванное расширением полосы. Кольман и Андерсон [32] проверили эти наблюдения, измеряя условия обнаружения телевизионных тест-объектов при наличии шумов. Полученные результаты они подытожили следующим образом: маскирующее действие белого шума зависит только от мощности шума на единицу полосы и не зависит от верхней предельной частоты спектра шума при условии, что эта частота превышает граничную частоту, определяемую свойствами глаза. Последняя равна $\sim 0,3$ мрад⁻¹.

Барстоу и Кристофер [33, 34] исследовали видимость шумов, используя телевизионный экран размером 150×200 мм, рассматриваемый с расстояния 0,6 м; при наличии шумов наблюдались объекты яркостью $1-2$ кд/м² на фоне $\sim 10^{-2}$ кд/м². Они обнаружили, что мощность шума, сосредоточенная в узком спектральном диапазоне, оказывает более неприятное воздействие, чем та же мощность, распределенная в более широкой полосе с той же центральной частотой. Шум в узком спектральном диапазоне на низкой частоте также более неприятен, чем шум той же мощности в высокочастотной области.

Барстоу и Кристофер дали яркое описание видимой картины шумов различного типа. На очень низких частотах шумы проявляются в виде раздражающих черточек и полосок. При увеличении частоты шума картина похожа на мелкозернистый фотографический шум, но «зерна» случайным образом перемещаются в пространстве, причем видимый размер зерен уменьшается с ростом частоты. Шум в узкой полосе напоминает «елочку». Сравнивая влияние шумов в различных узких полосах, они получили кривую чувствительности глаза к телевизионным шумам (фиг. 4.9). Эти исследования проводились в 1962 г. при соответствующем уровне телевизионной техники. Брейнард и др. [35] провели аналогичные эксперименты для изображения в 225 строк с частотой 30 кадр/с.

Брейнард [36] провел также измерения весовой функции шумов, используя телевизионное изображение со 160 строками в кадре и кадровой частотой 60 Гц для квадратного кадра размером 110×110 мм, наблюдаемого с расстояния 0,8 м. Он обнаружил некоторые дополнительные тонкости по сравнению с результатами, полученными в работах [30, 33—35]. Брейнард установил, что глаз более чувствителен к шумам в узких полосах, центрированных на частотах, кратных строчной частоте, чем к шумам между этими частотами. Этот эффект наблюдается только в сканирующих системах телевизионного типа. Возможное использование этого факта применительно к системам FLIR заключается в следующем: шум на кратных строчной частоте частотах проявляется как изменение уровня яркости от строки к строке; в пределах одной строки этот уровень приблизительно постоянен. Тот же эффект будет наблюдаться, если от строки к строке меняется уровень по постоян-

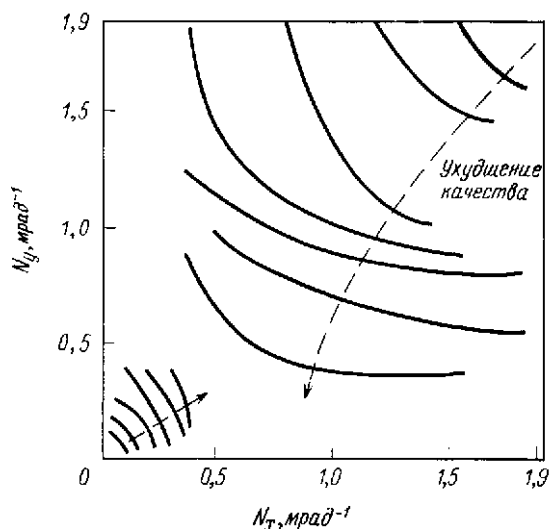


Фиг. 4.9. Кривая восприятия шумов по данным Барстоу и Кристофера [34].

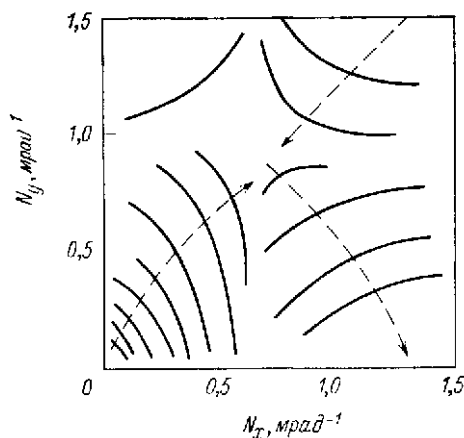
ному току или усилению по переменному току, что характерно для систем, в которых каждая строка формируется отдельным приемником излучения. Нежелательность наличия таких шумов при переходе от строки к строке очевидна из данных Брейнарда, обнаруживающих повышенную чувствительность глаза к такого рода шумам.

Одно из наиболее интересных и всесторонних исследований влияния шумов было проведено Хуангом [37]. Хуанг рассматривал три неподвижные черно-белые картины (лицо, человека в рост, группу людей), к которым он добавлял характеризующие гауссовым распределением резко ограниченные со стороны высоких частот аддитивные шумы, независимые в горизонтальном и вертикальном направлениях. Регулируя полосу независимо в каждом направлении, он мог получать кривые «равного качества», соответствующие различным комбинациям величин вертикальных и горизонтальных шумов, при которых наблюдалось одинаковое ухудшение изображения. Используя фотографии размером 90×90 мм с отношениями сигнала к шуму 26, 22 и 18 дБ (что соответствует линейным отношениям 19,95, 12,59 и 7,94) и с полосами шума в горизонтальном и вертикальном направлениях N_x и N_y в диапазоне $0,076\text{—}4,908$ мрад⁻¹, наблюдатели классифицировали изображения при освещенности 320 лк. На фиг. 4.10 и 4.11 показана разница между кривыми равного качества для картин с умеренным (человек в рост) и большим (группа людей) числом деталей. По результатам обработки данных Хуанг установил, что весовая функция шума имеет такой же характер, как РСВ.

На основании своих исследований Хуанг сделал следующие основные выводы:



Фиг. 4.10. Кривые равного качества изображения на карте шумов для картины с умеренным числом деталей (человек в рост) [37].



Фиг. 4.11. Кривые равного качества изображения на карте шумов для картины с большим числом деталей (группа людей) [37].

1. Шум определенной мощности в резко ограниченной полосе особенно неприятен, когда ширина полосы приблизительно равна $0,7 \text{ мрад}^{-1}$; раздражающее действие шума уменьшается при сужении или расширении полосы. Таким образом, при постоянной мощности шума равномерное расширение полосы в обоих направлениях приводит к увеличению раздражающего действия шума, которое достигает максимума при $0,7 \text{ мрад}^{-1}$, а затем уменьшается.
2. Шум в виде горизонтальных штрихов менее неприятен, чем шум в виде вертикальных штрихов¹⁾.
3. Шумы, частотный состав которых похож на частотный состав сигнала, оказывают меньшее раздражающее действие, чем другие шумы.

4.6. Пространственные и временные интегрирующие свойства глаза

Хорошо известно, что большой объект воспринимается при более низкой пороговой яркости, чем маленький, и что пороговая яркость простого тест-объекта в определенных пределах обратно пропорциональна корню квадратному из его площади. Это явление можно представить как интегрирование яркостей сигнала и шума по площади тест-объекта; его называют пространственным интегрированием или пространственной суммацией. Используя простейшие прямоугольные и квадратные тест-объекты, Колтман и Андерсон [32], Шаде [38], а также Розелл и Вильсон [39] показали, что для телевизионного изображения воспринимаемое отношение сигнала к шуму пропорционально корню квадратному из отношения площади объекта к площади корреляции шума в изображении. Под воспринимаемым отношением сигнала к шуму понимается следующее. Поскольку отношение сигнала к шуму в точке, т. е. для элемента, соответствующего площади корреляции, с ростом размера объекта существенно не меняется, из того факта, что глаз различает протяженные сигналы, можно заключить, что глаз воспринимает отношение сигнала к шуму, характерное для объекта в целом, а не для элемента. В случае системы FLIR область корреляции шума можно обычно принимать равной размеру на экране, соответствующему угловому размеру приемника излучения.

Пределы пространственной суммации были определены Баграшем и др. [40]. Они использовали тест-объекты круглой, квадратной и комбинированной формы и установили, что суммация прекращается для площадей $\sim 11,6 \text{ мрад}$ в диаметре и более. Весьма интересно, что их опыты с тест-объектами комбинированной фор-

¹⁾ Растр в сущности является источником фиксированного полосчатого шума; возможно, поэтому в телевизионном вещании горизонтальному растру отдано предпочтение перед вертикальным.

мы уверенно подтверждают рассмотренную выше модель, объясняющую вид РСВ глаза как результат параллельного действия резонансных фильтров. Таким образом, суммация площадей действительно может рассматриваться как селективная пространственно-частотная фильтрация.

Инерция зрения, или способность глаза сохранять изображение в течение короткого промежутка времени, является общеизвестным фактом. Все знакомы с явлениями размытия изображения быстро движущегося объекта и инерцией восприятия вспышки света. Многочисленные опыты по определению порога видимости импульсных оптических сигналов показывают, что глаз сохраняет или накапливает сигнал в течение конечного промежутка времени и суммирует сигналы, разделенные малыми интервалами времени. Эксперименты по наблюдению движущихся изображений в оптико-электронных системах при наличии шумов подтвердили способность глаза интегрировать сигналы по времени и показали, что глаз воспринимает не мгновенное значение случайного шума, а его среднеквадратичную величину, усредненную за конечный период. Такое поведение глаза определяет условия получения удовлетворительных характеристик систем изображения с кадровой разверткой, и в настоящем разделе мы рассмотрим имеющиеся экспериментальные данные по этому вопросу. Большинство из этих экспериментов показывает, что есть основания связать способность глаза интегрировать сигналы по времени с эффективной постоянной времени глаза T_e .

Давно известным соотношением, описывающим интегрирование глазом сигналов по времени, является закон Блонделя — Рея. Гласфорд [7] приводит этот закон в виде следующего выражения:

$$L = L_{\infty} \left(1 + \frac{0,21}{t_0} \right), \quad (4.11)$$

где L — пороговая яркость источника света, действующего в течение t_0 с, а L_{∞} — пороговая яркость источника, действующего бесконечно долго. Величину 0,21 можно рассматривать как постоянную времени T_e .

В 1943 г. Деврие [41] на основании обзора имевшихся данных сделал заключение, что $T_e = 0,2$ с. Роуз [42] сравнивал визуальное восприятие шумов на экране кинескопа с фотографиями этих шумов, полученными с различными выдержками. По его мнению, наилучшее соответствие наблюдается при выдержке 0,25 с. Кольтман и Андерсон [32] рекомендуют $T_e = 0,2$ с, и данные Розелла и Вильсона [39] хорошо согласуются с этой величиной.

По опубликованным данным других исследователей Шаде [6] заключил, что $T_e = 0,2$ с при низких уровнях яркости и уменьшается при высокой яркости до 0,1 с для палочкового и до 0,05 с для колбочкового зрения. В книге [43] рекомендуется для практи-

ки наблюдения на экране индикатора значение 0,1 с. Блэкуэлл [44] исследовал визуальные пороги для двух импульсов продолжительностью 0,0025 с, разделенных интервалом от 0,004 до 0,475 с (шумы отсутствовали). Он наблюдал полную суммацию для интервалов менее 0,02 с; для больших интервалов (до 0,5 с) степень суммации непрерывно уменьшалась. Анализируя данные Грехэма и Маргариа [46], измерявших пороги в широком диапазоне значений выдержек, Будрыкис [45] нашел, что эти данные хорошо согласуются с предположением об экспоненциальном характере затухания импульсной реакции e^{-t/t_0} при $t_0 = 0,135$ с.

Титарелли и Мариот [47] наблюдали двойные вспышки от источника света в форме диска диаметром 1' (продолжительность каждой вспышки 1,4 мс, интервал между вспышками изменялся от 20 до 140 мс). Они измеряли порог временного разрешения вспышек для колбочкового зрения и пришли к выводу, что 50%-ное ослабление реакции на оптический раздражитель происходит за 20 мс. Для пары вспышек, разделенных интервалом более 80 мс, уже не наблюдается улучшения порога, т. е. не происходит эффективного временного интегрирования для сигналов, разделенных интервалом, превышающим 80 мс. Отсюда можно было бы сделать вывод, что системы с кадровой частотой менее 12,5 Гц (т. е. 1/80 мс) не дают выигрыша, связанного с интегрированием картины по времени. Эти результаты не согласуются с другими исследованиями, в которых получены значения эффективной постоянной времени от 0,1 до 0,2 с.

Из приведенного обзора имеющихся данных можно сделать вывод, что в системах с быстрой кадровой разверткой, при условии что шум не коррелирован в пространстве от кадра к кадру, а сигнал остается постоянным, воспринимаемая картина, являющаяся результатом суммирования глазом нескольких кадров, имеет меньший уровень шумов, чем изображение одного кадра. По мнению автора, результаты измерений реакции наблюдателя на тепловые изображения хорошо согласуются со значением $T_e = 0,2$ с. Именно эта величина будет в дальнейшем использоваться в книге.

Соображения по временной суммации играют важную роль при выборе скорости предъявления информации или кадровой частоты системы. Поскольку глаз, по-видимому, усредняет сигнал и среднеквадратичное значение некоррелированного шума за время T_e , то при постоянной мощности шума от кадра к кадру и стационарном изображении отношение сигнала к шуму увеличивается пропорционально корню квадратному из числа независимых кадров, укладывающихся в интервале T_e . Это позволяет нам взаимно согласовывать такие параметры, как наблюдаемые мелькания, отношение сигнала к шуму за один кадр и частоту кадров, чтобы получить требуемое значение воспринимаемого отношения сигнала к шуму при незначительном мелькании.

Например, если нам удастся сохранить постоянную величину среднеквадратичного шума за кадр в точке экрана индикатора при увеличении кадровой частоты $\dot{F}$, то воспринимаемое отношение сигнала к шуму будет расти пропорционально $\sqrt{\dot{F}T_e}$ ¹⁾. С другой стороны, если величина среднеквадратичного шума за кадр по той или другой причине пропорциональна $\sqrt{\dot{F}}$, как в системах, где мощность шума, отнесенная к корню квадратному из полосы пространственных частот, пропорциональна частоте кадров, увеличение $\dot{F}$ не будет оказывать влияния на воспринимаемое отношение сигнала к шуму, и $\dot{F}$ в этом случае следует увеличивать только до такого значения, чтобы она превысила критическую частоту мельканий.

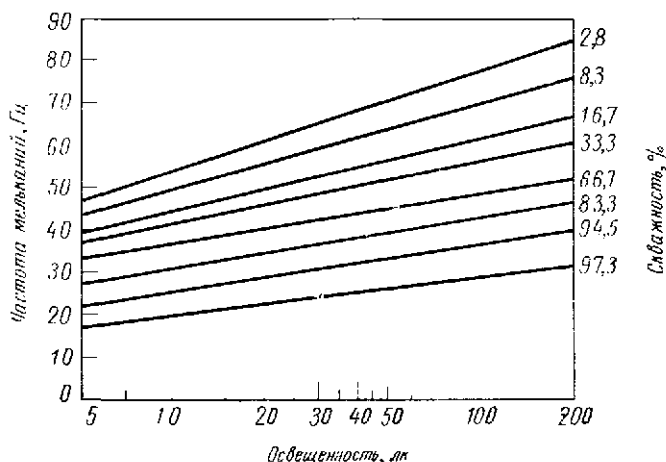
4.7. Влияние кадровой развертки на восприятие изображения

Дефекты изображения, связанные с разложением на кадры при сканировании, принадлежат к числу самых неприятных. В идеальном случае покадровая развертка, используя свойства глаза суммировать изображения во времени и пространстве, обеспечивает субъективное впечатление непрерывного во времени и пространстве изображения. Наихудший дефект изображения обнаруживается в том случае, когда глаз ощущает, что изображение не непрерывно во времени. Такое восприятие действия кадровой развертки называется эффектом мельканий или просто мельканием.

4.7.1. Мелькания

Мелькания представляют собой сложное явление, свойства которого по-разному воспринимаются наблюдателями и в сильной степени зависят от характеристик индикаторного устройства. Понимание этого явления весьма важно с точки зрения физиологии зрительного восприятия, так как оно показательно для сущности механизма обработки информации в мозгу. Поэтому мелькания широко исследовались применительно к задачам физиологической оптики. Восприятие мельканий, по-видимому, представляет вероятностную функцию с очень резким переходом от видности к невидимости. С ростом кадровой частоты изображения мелькания становятся неразличимыми при превышении определенной частоты, называемой критической частотой мельканий $F_{кр}$.

¹⁾ На самом деле при неограниченном росте кадровой частоты и соответственно числа независимых интегрируемых кадров и при постоянных шумах за один кадр мы приходим к случаю, когда видимость будет ограничиваться имеющимся контрастом, а шумы системы станут незначительными.



Фиг. 4.12. Частота мельканий в зависимости от освещенности экрана и скважности [48].

В изображающей системе мелькания должны быть устранены, поскольку в лучшем случае они будут раздражать и рассеивать внимание, а в худшем — вызывать головную боль, утомление глаз и тошноту. Особенно важно устранить мелькания в диапазоне альфа-ритма (~ 3 — 10 Гц), поскольку они могут вызвать конвульсии или возбудить симпатические ритмы в мозгу с неочевидными последствиями. Ясно, что мелькания являются серьезным дефектом, и их нельзя допускать в системе.

Мелькания на экране индикатора изображающего устройства были впервые исследованы Энгстромом [48], пионером телевидения. Энгстром варьировал скважность импульсов, кадровую частоту и освещенность экрана индикатора прямоугольными импульсами. Оптический индикатор с белым экраном имел размеры 300×400 мм и рассматривался с расстояния 1,5 м при окружающей освещенности ~ 10 лк. Трубка индикатора была заперта. Энгстром [48] установил, что $F_{кр}$ зависит от углового размера изображения на экране индикатора, яркости поля адаптации и закона изменения яркости. Данные, приведенные на фиг. 4.12, показывают, что в определенных пределах $F_{кр}$ пропорциональна логарифму пика освещенности. Энгстром повторил эксперименты на кинескопе с экраном, имеющим длительное послесвечение, чтобы показать эффект накопления, а Шаде [6] экстраполировал данные Энгстрема на случаи других констант экспоненциального затухания люминесцентных экранов.

Видимая яркость мигающего поля при частоте мельканий, превышающей $F_{кр}$, описывается законом Тальбота, рассмотренным

в книге [43], а также Дэвсоном [4]. Если яркость меняется со временем как $L(t)$ и время кадра равно T_f , то эквивалентная воспринимаемая яркость стационарной картины L' по закону Тальбота будет равна

$$L' = \frac{1}{T_f} \int_0^{T_f} L(t) dt. \quad (4.12)$$

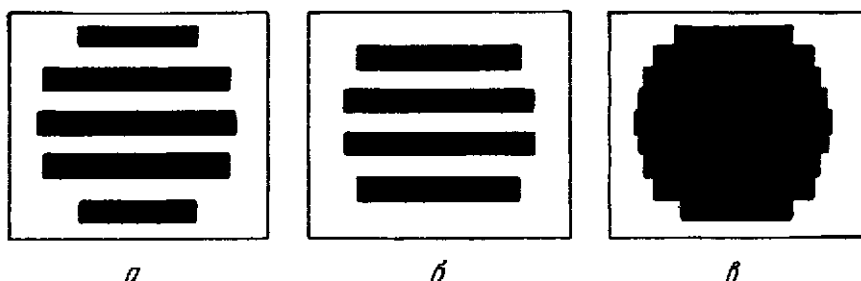
Это значит, что, если частота превышает $F_{кр}$, видимая яркость равна усредненной по времени яркости. Но Люксенбергу и Кюну, отклонения от этого закона при экспериментальных проверках никогда не превышали 0,3%.

Важный эффект, часто ошибочно не учитываемый при проектировании систем, — зависимость $F_{кр}$ от расположения мелькающего источника в поле зрения. Было замечено, что $F_{кр}$ растет с увеличением угла, отсчитываемого от оси зрения. Таким образом, периферическое зрение более чувствительно к мельканиям, чем центральное зрение. Нередко приходится иметь дело с системой, в которой увеличение выбрано из соображений согласования с разрешающей способностью глаза без учета мельканий и в которых мелькания на краю поля зрения действуют раздражающе. Отсюда следует вывод, что для индикатора большого размера нужно обеспечивать высокую кадровую частоту либо оставлять экран индикатора малым при сравнительно низкой частоте мельканий. С восприятием мельканий связан стробоскопический эффект, благодаря которому передаваемая последовательностью кадров движущаяся картина воспринимается как непрерывное движение, пока глаз не замечает мельканий.

4.7.2. Чересстрочная развертка

На ранней стадии исследований в области телевидения Энгстрем [48] показал, что при данной кадровой частоте мелькания можно устранить с помощью так называемой двухходовой чересстрочной развертки. В этой схеме кадр делится на два последовательных изображения, называемых полями, каждое из которых передается с частотой, вдвое превышающей частоту кадров. Первое поле содержит только четные (или нечетные) строки раstra, а второе — остальные строки (фиг. 4.13).

Если экран индикатора наблюдается с такого расстояния, что не происходит разрешения отдельных строк раstra, глаз сливает оба изображения, создавая визуальное впечатление однородности картины по всей площади. Благодаря этому методу частота кадров удваивается и превышает $F_{кр}$. Однако в случае разрешения строк изображение будет мерцать, или сцинтиллировать. Это явление связано со сдвигом фаз в соседних строках на полупериод кадра

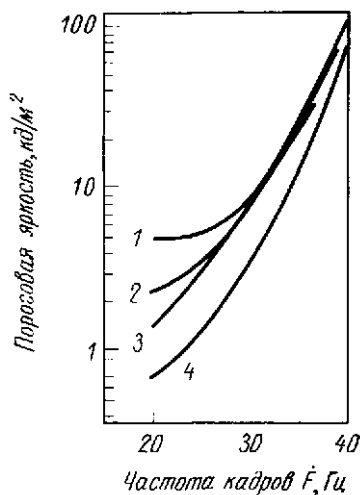


Фиг. 4.13. Чересстрочная развертка.
а — первое поле; б — второе поле; в — полный кадр.

и называется междустрочным мерцанием. Энгстрем показал экспериментально связь междустрочного мерцания с разрешением строк; с учетом этой связи решается компромиссная проблема обеспечения приемлемых характеристик мерцания и разрешения в системе. Энгстрем также указал, что моргание, быстрые движения глаз или головы могут стать причиной восприятия наблюдателем только одного поля. Это очень неприятный эффект, который усиливается с увеличением кратности чересстрочной развертки. Субъективное впечатление таково, что картина расчленена на полосы.

Если по каким-либо причинам, например из соображений сохранения ширины полосы или телевизионного стандарта, необходимо устранить мелькания протяженных участков, применяя чересстрочную развертку, а не увеличение частоты кадров, то нужно рассмотреть компромиссные решения. С одной стороны, можно выбрать такое увеличение изображения, чтобы полностью использовать разрешающую способность системы, допустив при этом междустрочное мерцание. С другой стороны, можно уменьшить увеличение в такой мере, чтобы устранить междустрочное мерцание, пожертвовав при этом разрешением. Другой эффект был отмечен Шаде [6], который наблюдал, что четкий растр тонкой структуры существенно ухудшает видимость и шумов, и деталей картины. Когда Шаде устранял растровую структуру путем расфокусировки или увеличения дистанции наблюдения, заметно повышался видимый уровень шума, но при этом существенно улучшалось и восприятие деталей изображения.

Хороший обзор дефектов, вносимых растром в изображение при кадровой частоте 30 Гц и чересстрочной развертке с кратностью 2 : 1, дан Брауном [49]. Он заметил, что если оптическим путем заэкранировать все строки, кроме одной, то эта неэкранированная строка представляется стабильной и немигающей, а если оставить неэкранированными две соседних строки, то наблюдается осцилляция строк. При рассматривании полной картины междустрочное мерцание воспринимается только на малых участках



Фиг. 4.14. Порог междустрочного мерцания в зависимости от типа чересстрочной развертки и частоты кадров [50].

1 — кратность развертки 2 : 1; 2 — кратность развертки 3 : 1; 3 — кратность развертки 4 : 1 (чередование строк 1—2—3—4); 4 — кратность развертки 4 : 1 (чередование строк 1—3—2—4).

равномерной яркости, и мелькания особенно заметны на границах этих участков.

Браун описал также явление сползания строк при чересстрочном разложении, когда создается впечатление, что строки сползают вверх или вниз, причем кажущееся направление сползания зависит от индивидуальных особенностей глаза, в частности от направления, в котором глаз преимущественно осуществляет отслеживание картины. Сползание строк наблюдается в условиях восприятия междустрочного мерцания и становится более заметным при увеличении яркости картины и углового расстояния между строками. Другие исследователи установили, что сползание строк проявляется сильнее и становится особенно неприятным при повышении кратности чересстрочной развертки.

Браун исследовал также субъективное влияние сужения видеополосы в телевизионной системе при введении чересстрочной развертки (кратность 2 : 1) и сохранении постоянной кадровой частоты. Он сравнивал картину, полученную с обычной разверткой при числе строк на высоту кадра от 189 до 135, изменяя число строк ступенями в $2^{1/8}$ раза, с картиной, сформированной в кадре с числом строк 225 и чересстрочной разверткой, чтобы исследовать влияние освещенности. Браун сравнивал также изображение в кадре с числом строк от 225 до 135, изменяя число строк ступенями в $2^{1/4}$ раза при обычной развертке с изображением, полученным с чересстрочной разверткой при числе строк 225, чтобы исследовать влияние шумов и связанных с их восприятием параметров.

Наиболее интересный вывод Брауна заключается в том, что субъективно междустрочное мерцание воспринимается наблюдателем как шум. В этом легко убедиться, наблюдая изображение

с высоким отношением сигнала к шуму при высокой яркости ($150\text{--}300$ кд/м²) на экране телевизора с близкого расстояния и обращая внимание на видимое наличие шумов по вертикали.

Часто по экономическим соображениям выгодно использовать чересстрочную развертку с кратностью более $2:1$, однако эффекты ухудшения изображения в этом случае недостаточно хорошо известны. Индерхиз [50] исследовал пороги мерцания, используя осциллограф с экраном из люминофора типа Р1 и формируя 12-строчный прямоугольный растр с чересстрочной разверткой с кратностью $2:1$, $3:1$ и $4:1$ (с чередованием полей 1—2—3—4 и 1—3—2—4). Он использовал кадровые частоты 20, 25, 30 и 40 Гц и определял порог междустрочного мерцания в зависимости от яркости экрана и типа развертки (фиг. 4.14). Индерхиз также наблюдал эффект сползания строк в том случае, когда междустрочное чередование идет в одном направлении. Глаз при этом имеет тенденцию воспринимать каждую строку отдельно, в результате чего возникает кажущееся движение всего растра в вертикальном направлении.

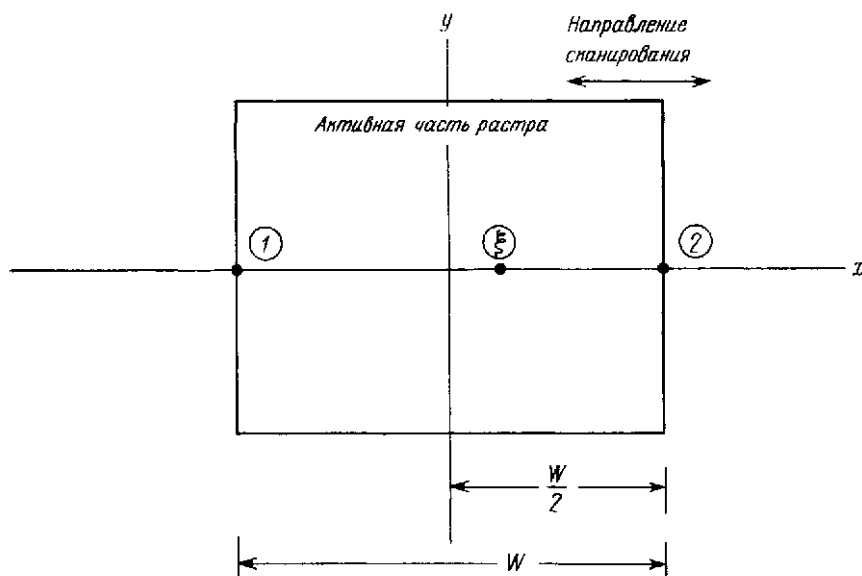
4.7.3. Мелькание края

При использовании систем тепловидения многие наблюдали еще один кадровый эффект, проявляющийся в мелькании края линии сканирования при сканировании в двух направлениях с малым мертвым временем сканирования. Точки близ каждого края растра освещаются дважды в течение короткого промежутка времени при прямом и обратном ходе линии сканирования, и, если интервал времени между этими двумя засветками мал, мозг может воспринять их как одну засветку.

Рассмотрим простой случай линейной развертки в двух направлениях с мертвым временем сканирования δ секунд/кадр, временем кадра T_f и шириной индикатора W . Предположим, что мертвое время поровну поделено между правым и левым краями, и рассмотрим изменение во времени яркости произвольной точки ξ экрана индикатора (фиг. 4.15), где точки 1 и 2 определяют границы индикатора, но не концы линии сканирования.

На фиг. 4.16 показано положение этих точек в моменты времени, когда точки 1, 2 и ξ освещены. При высокой скважности и малом мертвом времени точка 2 будет освещена дважды в течение короткого промежутка времени, и глаз может воспринять эти две вспышки как одно событие. Такой же эффект наблюдается в точке 1 на другом краю индикатора и может также наблюдаться в произвольной точке ξ , если она окажется достаточно близко к краю индикатора.

Если две последовательные засветки в точке ξ воспринимаются слитно, то легко убедиться, что кажущаяся частота кадров $\dot{F}'$



Фиг. 4.15. К рассмотрению мелькания края.

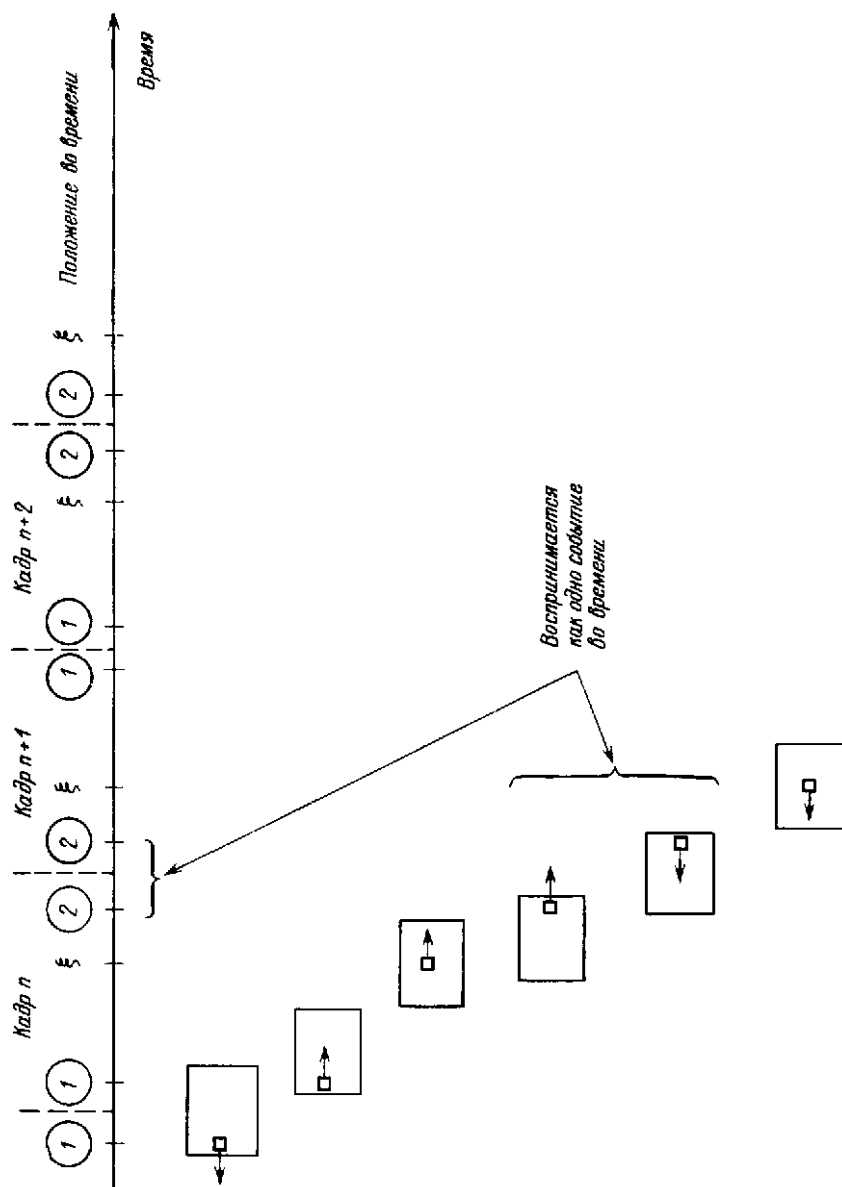
будет ниже фактической частоты $\dot{F}$. Кажущаяся частота кадров $\dot{F}'$ в точке ξ определяется выражением

$$\dot{F}' = \frac{\dot{F}(W - \xi)}{2(W/2)} = \frac{\dot{F}(W - \xi)}{W}. \quad (4.13)$$

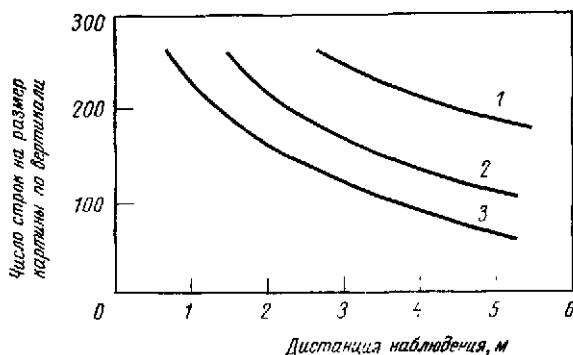
Частота кадров снижается не в каждой точке ξ , а только в точках, близких к краю. Например, для $\xi = W/2$ (т. е. на каждом краю) $\dot{F}' = \dot{F}/2$. Влияние мелькания края на восприятие изображения недостаточно ясно, чтобы предсказать его последствия, однако это еще один фактор, который заставляет отдать предпочтение высоким частотам кадровой развертки и сканированию в одном направлении.

4.8. Число строк на высоту кадра и оптимальная дистанция наблюдения

Энгстрем [48] смоделировал изображения телевизионного типа без чересстрочной развертки при частоте 24 кадр/с и числе строк на высоту кадра 60, 120, 180, 240 и ∞ . Используя высоту индикатора 150, 300 и 600 мм и освещенность от 50 до 60 лк, Энгстрем определял оптимальную дистанцию наблюдения. Он установил, что на-



Фиг. 4.16. Последовательность событий при мелькании края.

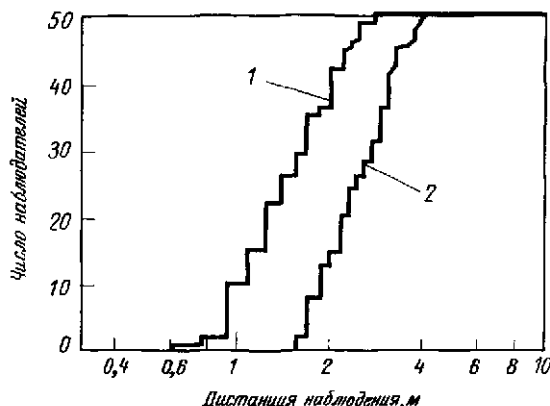
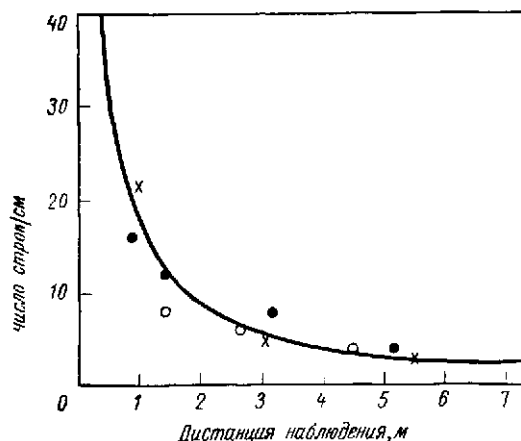


Фиг. 4.17. Видимость строк раstra в зависимости от размера картины по вертикали и дистанции наблюдения [48].

Размер по вертикали:
1 — 600 мм; 2 — 300 мм;
3 — 150 мм.

Фиг. 4.18. Разрешаемое число строк раstra на сантиметр в зависимости от дистанции наблюдения для трех размеров картины по вертикали [48].

Кривая соответствует угловому расстоянию между строками 2'; размер картины по вертикали: ● 150 мм; ○ 300 мм; × 600 мм.



Фиг. 4.19. Число наблюдателей, выбирающих дистанцию менее указанной [51].

1 — изображение, в котором строчная структура раstra подавлена колебаниями электронного луча; 2 — обычное изображение.

блюдатели обычно выбирают дистанцию, на которой растр едва заметен, и что меньшие дистанции отвергаются именно из-за видимости раstra. Результаты приведены на фиг. 4.17 и 4.18.

Кривая на фиг. 4.18 показывает, что наблюдатели произвольно выбирают дистанцию, с которой расстояние между строками видно под углом $0,58$ мрад ($2'$). Энгстрем также нашел, что если изображения, полученные с использованием раstra и без него, рассматриваются с дистанции, обеспечивающей одинаковую видимость, то эта дистанция примерно на 50% превышает оптимальное расстояние наблюдения изображения с растром.

В более поздних экспериментах Томпсон [51] определял оптимальные дистанции наблюдения для телевизионного изображения с растром и изображения, в котором строчная структура раstra подавлена колебаниями электронного луча. Он установил, что для 480 активных строк, 60 полей и частоты 30 кадр/с средние оптимальные дистанции были таковы, что угловой размер картины с растром составлял по вертикали $7,6^\circ$, а картины без раstra $13,1^\circ$. Это соответствовало примерно $0,28$ мрад на строку в первом случае и $0,48$ мрад на строку во втором. Первая цифра расходится с результатами Энгстрема, что, возможно, объясняется большим числом наблюдателей у Томпсона. В этом отношении весьма показательным является распределение по наблюдателям, представленное на фиг. 4.19. Один из выводов, который можно сделать на основании этого распределения, заключается в том, что система с фиксированным увеличением (или с фиксированной дистанцией наблюдения) удовлетворит только небольшую часть наблюдателей.

Ясно, что неограниченное уменьшение числа строк на высоту кадра в конечном счете приведет к недопустимому для данного класса картин ухудшению качества изображения. Энгстрем на основании своих исследований указывает, что для телевизионного вещания 240 строк являются удовлетворительными, 180 — недостаточными, 120 — приемлемыми на пределе, 60 — недопустимо малыми. В большинстве случаев применения FLIR аналогичных оценок не делалось, однако для решения таких задач, как навигация и разведка поля боя, следует, по-видимому, принять цифры, близкие к указанным. Таким образом, рекомендации Энгстрема применимы и для FLIR.

4.9. Роль яркости окружающего фона

Опыт специалистов, использующих оптико-электронные изображающие приборы, показывает, что теоретически рассчитанные характеристики не всегда достигаются в практических условиях. Часто ухудшение характеристик связано с сильным влиянием яркости окружающего фона на восприятие информации с экрана

индикатора. Глаз адаптируется к средней яркости окружающего фона, поэтому попытка обеспечить хорошее восприятие за счет высокой яркости экрана индикатора не приведет к желаемым результатам, если окружающий фон будет темным. Глаз будет адаптироваться к среднему (низкому) уровню яркости и, следовательно, будет работать не в оптимальных условиях.

Для учета этого явления Люксенберг и Кюн [43] ввели коэффициент окружающего фона F_s как отношение яркости окружающего фона к яркости рабочей поверхности. Например, окружающим фоном может быть внутренность кабины летчика, а рабочей поверхностью — экран индикатора. По мнению Люксенберга и Кюна, коэффициент F_s влияет на визуальное восприятие следующим образом:

1. При $0,1 < F_s < 1$ обеспечиваются оптимальные условия зрительного восприятия.
2. При $F_s < 0,1$ условия зрительного восприятия хуже, чем в предыдущем случае.
3. Условие $F_s > 1$ соответствует наихудшему случаю.

Важность коэффициента F_s применительно к системам тепловидения убедительно показал Кийя [52]. Характеристики обнаружения и опознавания цели оператором FLIR существенно улучшаются, когда экран индикатора FLIR окружен равномерным фоном примерно такой же яркости, что и экран. Этот факт имеет большое значение, поскольку при использовании FLIR типичным является наблюдение через светонепроницаемый окуляр или непосредственное наблюдение экрана индикатора на темном фоне. Таким образом, оценивая требуемый уровень яркости индикаторов тепловизионных систем, необходимо знать и учитывать световой уровень окружающего фона, чтобы можно было обеспечить хороший коэффициент окружающего фона.

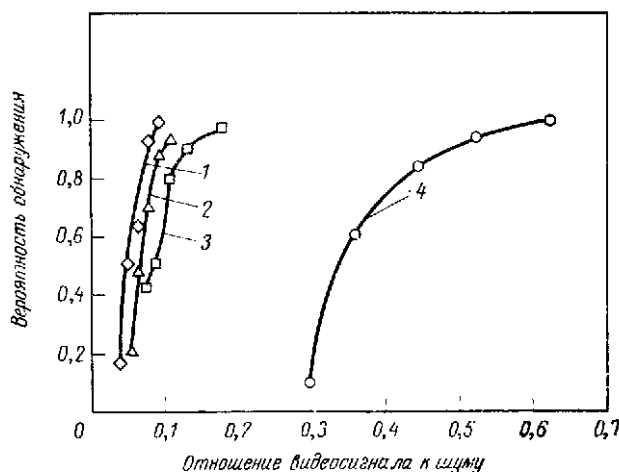
4.10. Обнаружение объектов на фоне случайных шумов

Обнаружение простых объектов на фоне случайных шумов является хорошо изученным визуальным процессом. Исследовано маскирующее действие двух основных типов шумов. Это — не зависящие от сигнала аддитивные гауссовы шумы, типичные для фотонных приемников излучения, работающих при высоком уровне фона, и зависящие от сигнала мультипликативные пуассоновы шумы, присущие оптическим сигналам и типичные для приемников излучения, работающих при низком уровне фона. Попытки объяснить сущность обнаружения визуальной системой оптических сигналов на фоне шумов, распределенных по законам Гаусса и Пуассона, и теоретически предсказать результаты эксперимента делаются на основе флуктуационной теории. История развития

и основные положения флуктуационной теории рассмотрены Лего [53]. В последующих разделах данной главы рассмотрены отдельно два типа шумов, суммированы результаты экспериментов и показала их взаимосвязь.

4.10.1. Обнаружение на фоне не зависящих от сигнала шумов

Вероятность обнаружения различных простых объектов на фоне аддитивных белых гауссовых шумов исследовалась Кольтманом [54], Кольтманом и Андерсоном [32], Шаде [38], а также Розеллом и Вильсоном [39]. Кольтман и Андерсон получали прямоугольную волну на телевизионном экране на фоне белого гауссова шума и определяли порог обнаружения в зависимости от пространственной частоты. Шаде определял условия обнаружения на фотографиях трехнитрихового тест-объекта на фоне шумов. Розелл и Вильсон определяли пороги обнаружения прямоугольных тест-объектов на фоне «живых» шумов на телевизионном экране. Некоторые из этих экспериментальных результатов представлены на фиг. 4.20 для конкретных значений постоянной времени глаза T_e , частоты обновления информации $\dot{F}$, площади объекта на индикаторе A_i , площади корреляции шумов на индикаторе A_c (номинально соответствующей элементу разрешения), спектра напряжения шума $g(f)$ и МПФ видеоконтрольного устройства $\tilde{r}_m$. Все эти эксперименты убедительно показывают, что вероятность



Фиг. 4.20. Вероятность обнаружения в зависимости от отношения видеосигнала к шуму для прямоугольных тест-объектов [39].

Размеры тест-объектов: 1 — 4×180 строк; 2 — 4×128 строк; 3 — 4×64 строк; 4 — 4×4 строк.

обнаружения является однозначной функцией отношения сигнала к шуму, если остальные параметры качества изображения остаются постоянными.

Кольтман с Андерсоном, Шаде, а также Розелл с Вильсоном обобщили эти результаты на широкий класс условий, используя концепции о пространственных и временных интегрирующих свойствах системы. Эффект пространственного интегрирования учитывается предположением, что глаз улучшает отношение сигнала к шуму изображения в $(A_i/A_c)^{1/2}$ раз, а улучшение за счет временного интегрирования учитывается коэффициентом $(T_e \dot{F})^{1/2}$. Тогда можно определить воспринимаемое отношение сигнала к шуму $(C/\Pi)_p$ ¹ формулой

$$(C/\Pi)_p = (C/\Pi)_i (T_e \dot{F} A_i/A_c)^{1/2}, \quad (4.14)$$

где $(C/\Pi)_i$ — отношение сигнала к шуму в точке изображения, т. е. в области корреляции A_c , а

$$A_c = \beta \left[2 \int_0^\infty g^2(f) \tilde{r}_m^2(f) df \right]^{-1}. \quad (4.15)$$

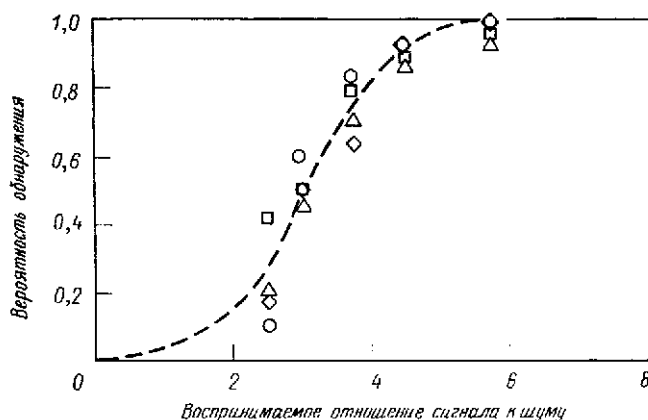
Экспериментальные данные такого рода описываются универсальной кривой, показанной на фиг. 4.21 и устанавливающей связь между вероятностью обнаружения и $(C/\Pi)_p$. Нормализованные данные с фиг. 4.20 показаны в виде точек, наложенных на теоретическую кривую фиг. 4.21.

Эта кривая представляет интегральный закон распределения гауссовой плотности вероятности. Обозначая вероятность обнаружения как функцию $(C/\Pi)_p$ через $P_{(C/\Pi)_p}$, имеем

$$P_{(C/\Pi)_p} = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{(C/\Pi)_p - \mu} e^{-\xi^2/2\sigma^2} d\xi. \quad (4.16)$$

Данные Розелла и Вильсона [39] дают среднеквадратичное отклонение σ порядка 1 и среднюю величину μ порядка 3,2. Уравнение (4.16) можно сформулировать следующим образом. Величина $P_{(C/\Pi)_p}$ есть вероятность того, что сигнал плюс мгновенное значение шума превышают $3,2\sigma$. Другой смысл этой функции распределения вероятности заключается в том, что вероятность правильного обнаружения сигнала на экране индикатора равна вероятности того, что отношение сигнала к шуму равно 3,2 или больше.

¹) Розелл относит эту величину к индикатору $(C/\Pi)_D$. Мы считаем такое обозначение неточным, поскольку речь идет об отношении сигнала к шуму, воспринимаемому визуальной системой.



Фиг. 4.21. Вероятность обнаружения прямоугольных тест-объектов в зависимости от $(C/Ш)_p$ [39].

Размеры тест-объектов: $\diamond 4 \times 180$ строк; $\triangle 4 \times 128$ строк; $\square 4 \times 64$ строк; $\circ 4 \times 4$ строк.

Различные эквивалентные выражения для этой функции имеют вид

$$P_{(C/Ш)_p} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{(C/Ш)_p - 3,2} e^{-\xi^2/2} d\xi, \quad (4.17)$$

$$P_{(C/Ш)_p} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{3,2 - (C/Ш)_p}^{\infty} e^{-\xi^2/2} d\xi, \quad (4.18)$$

$$P_{(C/Ш)_p} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{(C/Ш)_p} e^{-(\xi - 3,2)^2/2} d\xi, \quad (4.19)$$

$$P_{(C/Ш)_p} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{(C/Ш)_p - 3,2}^{\infty} e^{-(\xi - (C/Ш)_p)^2/2} d\xi. \quad (4.20)$$

Для $(C/Ш)_p > 1$ эта функция может быть аппроксимирована более простым выражением

$$P_{(C/Ш)_p} \approx 1 - \exp[-B((C/Ш)_p - A)^2], \quad (4.21)$$

где пары параметров A и B могут иметь различные значения. Проще всего принять $A = 1$, $B = 0,15$. Использование при анализе приближенной формулы (4.21), по-видимому, внесет небольшую погрешность по сравнению с точной формулой.

При этом принимается гипотеза, что визуальная система устанавливает порог отношения сигнала к шуму как средство оценки

значимости первых импульсов. В результате при низком отношении сигнала к шуму оптические сигналы не обнаруживаются, однако и шумы очень низкого уровня не приписываются за сигналы. Таким образом, мы не воспринимаем периодически возникающие несуществующие объекты (ложные тревоги).

Необходимо отметить, что данные Розелла и Вильсона [39] дают среднюю характеристику для различных наблюдателей. Интервал изменения отношения сигнала к шуму от условий обнаружения с малой вероятностью к условиям обнаружения с высокой вероятностью для отдельных наблюдателей может быть уже, чем это следует из фиг. 4.21, и полученное гауссово распределение является следствием различий в индивидуальных порогах и изменений условий наблюдения во времени. Читатели, имеющие дело с тепловизионными системами, могут экспериментально определить собственный порог, используя регулируемый тепловой источник для получения различных значений отношения сигнала к шуму.

4.10.2. Обнаружение на фоне зависящих от сигнала шумов

Источник света, испускающий N фотонов в секунду, характеризуется пуассоновым распределением эмиссии фотонов со средним значением N и среднеквадратичным отклонением $\sqrt{N}$. Поэтому любой оптический сигнал не свободен от шумов; шумы всегда присутствуют как следствие случайного характера эмиссии фотонов. Отношение средней величины сигнала к среднеквадратичной величине шума равно $N/\sqrt{N} = \sqrt{N}$; такой фотонный шум называется зависящим от сигнала. Любая оптическая система обнаружения, в том числе и глаз, в конечном счете ограничивается шумами оптических сигналов [41, 55, 56].

Блэкуэлл [44, 57—59] опубликовал результаты многочисленных экспериментов, в которых он определял способность глаза выделять простые сигналы на равномерном фоне в условиях, когда источники не имели других шумов, кроме фотонных. Эти классические эксперименты позволили определить предельные способности глаза обнаруживать простые объекты на равномерных фонах. Объекты представляли собой круглые диски различных размеров и яркости, фоном служили большие (от 10 до 60°), равномерно освещенные поля переменной яркости. В ходе экспериментов изменялись яркость фона (поля адаптации) L_B , продолжительность предъявления объекта t и угловой диаметр объекта θ . Для группы наблюдателей определялась 50%-ная вероятность обнаружения объекта за время наблюдения. Все данные выражены в величинах порогового контраста $C = (L_T - L_B)/L_B$.

В первой серии экспериментов 1946 г. наблюдателям предлагалось определить, в каком из восьми возможных положений па-

ходится объект, предъявляемый в известный наблюдателю момент времени. Яркость фона изменялась от $3 \cdot 10^{-6}$ до $4 \cdot 10^2$ кд/м², угловые размеры объектов — от 1,05 до 35,1 мрад, продолжительность предъявления составляла 6 с. Результаты представлены графически на фиг. 4.22. Аналогичные результаты были получены для отрицательных контрастов. Во второй серии экспериментов 1946 г. наблюдателю были известны положение объекта и момент его предъявления, а продолжительность предъявления t выбиралась достаточной для максимально возможной временной суммации, но не превосходила 15 с. Угловые размеры объектов изменялись от 0,173 до 105 мрад, а яркость — от $3 \cdot 10^{-6}$ до $2,5 \cdot 10^2$ кд/м². Результаты представлены на фиг. 4.23.

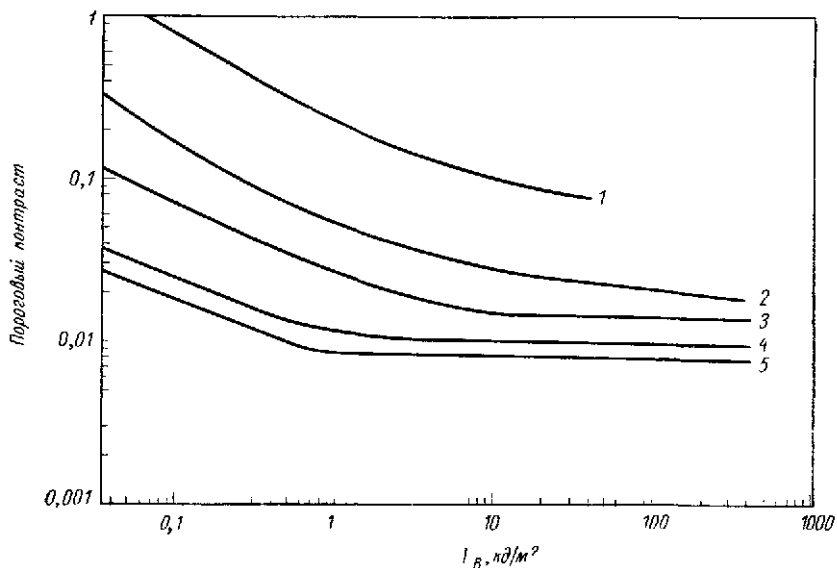
В экспериментах, проводившихся в период с 1950 по 1952 г., наблюдателям предлагалось выбрать интервал времени предъявления объекта с известным положением и размером из четырех известных интервалов. Яркость изменялась от 0 до 300 кд/м², размеры объекта — от 0,233 до 14,9 мрад, продолжительность предъявления — от 10^{-3} до 1 с. В экспериментах 1956—1957 гг. диапазон изменения яркости фона составлял 0,3—1000 кд/м², диапазон размеров объекта 0,29—16,98 мрад, а время предъявления составляло 1, 0,1 и 0,01 с. Результаты этих экспериментов аналогичны данным 1946 г. Интересно представить данные 1956—1952 гг. в координатах, использованных для построения фиг. 4.24 и 4.25. На фиг. 4.24 зависимость порогового контраста от углового размера объекта при постоянной яркости фона ясно показывает, что механизм пространственной суммации действует до угловых размеров ~ 10 мрад. Из фиг. 4.25 следует, что временное суммирование также оказывает существенное влияние до интервалов времени 0,5 с.

Из опытов 1946 г. Блэкуэлл сделал важный вывод, что вероятность обнаружения в функции контраста имеет форму нормальной кривой, описываемой уравнением

$$P_c = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{(C - C_{\text{пор}})/\sigma} e^{-\xi^2/2} d\xi, \quad (4.22)$$

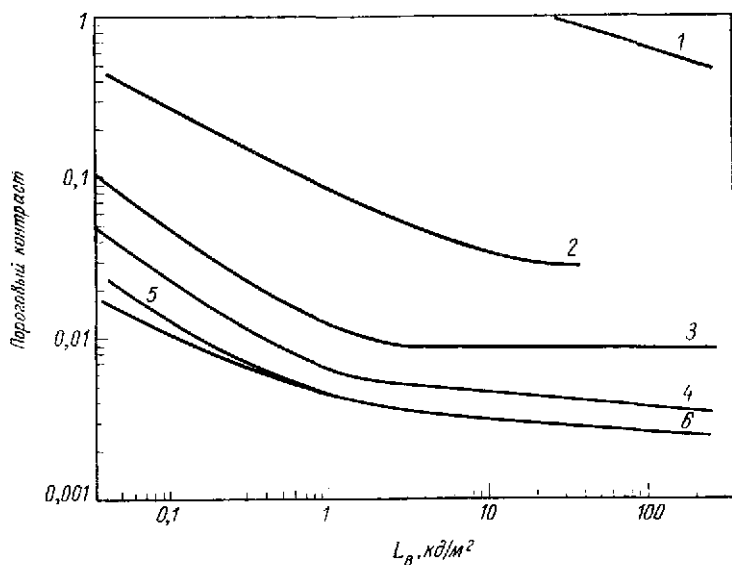
где среднеквадратичное отклонение σ равно 0,5, а $C_{\text{пор}}$ — измеренный пороговый контраст.

Таким образом, обнаружение сигналов на фоне зависящих от сигнала шумов описывается как случайный гауссов⁷ процесс, механизм которого сходен с механизмом, наблюдаемым в случае аддитивных шумов. Блэкуэлл предположил, что среднее воздействие на первую систему, или возбуждение E стимулом L , есть линейная функция L . При решении задачи обнаружения ΔL на фоне L_B по предположению Блэкуэлла визуальная система оценивает разброс E относительно среднего значения E_B , соответ-



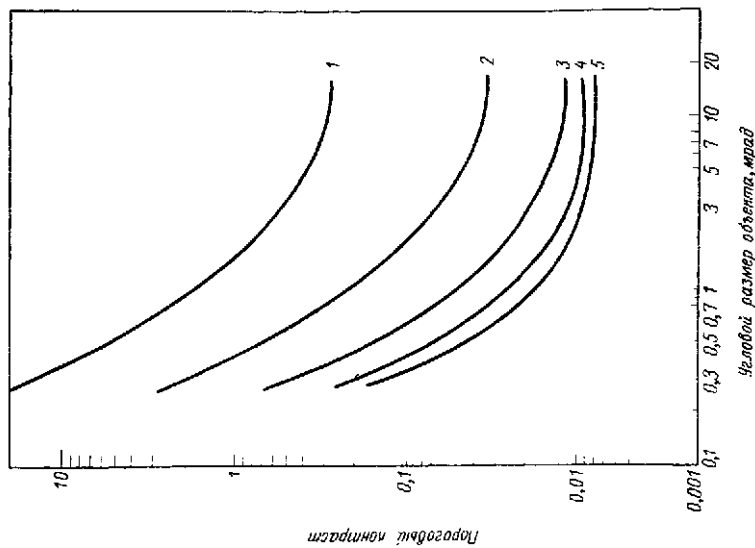
Фиг. 4.22. Пороговый контраст в зависимости от яркости фона и размера объекта [57].

Продолжительность предъявления 6 с; размеры объекта, мрад: 1 — 1,05; 2 — 2,81; 3 — 5,29; 4 — 16,1; 5 — 35,1.

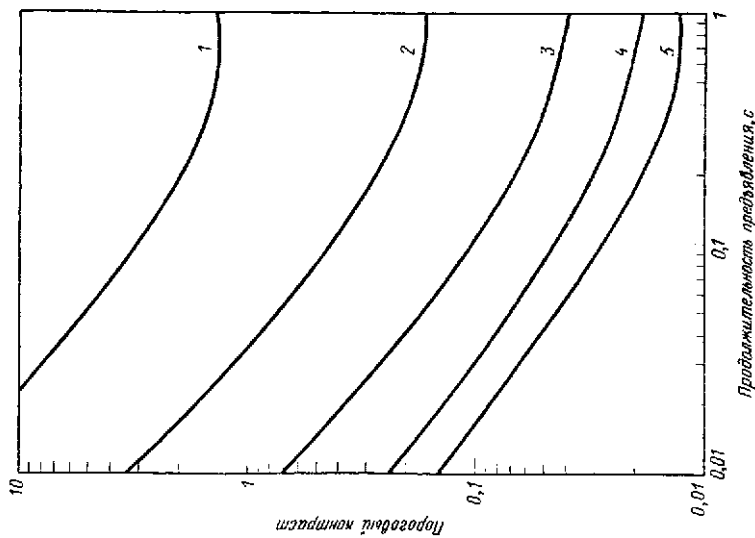


Фиг. 4.23. Пороговый контраст в зависимости от яркости фона и размера объекта [57].

Продолжительность предъявления до 15 с; размеры объекта, мрад: 1 — 0,173; 2 — 1,05; 3 — 2,81; 4 — 5,29; 5 — 16,1; 6 — 35,1.



Фиг. 4.24. Пороговый контраст в зависимости от размера объекта и яркости фона [44].
Продолжительность предъявления 1 с; яркость фона, кд/м^2 : 1 — 0,03; 2 — 0,3; 3 — 3; 4 — 30; 5 — 300.



Фиг. 4.25. Пороговый контраст в зависимости от продолжительности предъявления и яркости фона [44].
Размер объекта 1,16 мрад; яркость фона, кд/м^2 : 1 — 0,03; 2 — 0,3; 3 — 3; 4 — 30; 5 — 300.

ствующего яркости фона L_B , и устанавливает критерий сравнения E_c , пропорциональный E_B . Критерий E_c используется затем для оценки, насколько существенны отклонения мгновенных значений E от E_B . Предполагается, что каждое возбуждение $E = E_B + \Delta E$ сравнивается с E_c и время (в процентах от общего времени наблюдения), в течение которого E превышает E_c , определяет вероятность принятия решения о присутствии сигнала ΔL , соответствующего ΔE . Другими словами, величина ΔE должна превысить $E_c - E_B$, чтобы вероятность обнаружения превысила 50%. Такой же механизм предлагался Шаде [38], а также Розеллом и Вильсоном [39] для объяснения своих экспериментов.

В более поздней статье [59] Блэкуэлл указал, что кривые порога ΔL в функции L_B , углового размера объекта и продолжительности предъявления достаточно точно описываются уравнениями вида

$$\frac{\Delta L}{L_B} = a_1 \left(1 + \frac{a_2}{L_B} \right), \quad (4.23)$$

где a_1 и a_2 — сложные функции продолжительности предъявления и размера объекта.

Рассмотрим теперь выводы Ори [60], относящиеся к проблеме визуального обнаружения объектов. Выше было указано, как эксперименты Шаде, Розелла и Вильсона, а также Блэкуэлла подтверждают гипотезу, что визуальная система обнаруживает наличие или отсутствие оптического сигнала на фоне гауссовых шумов на основе принципов теории статистических решений. Ори выдвинул гипотезу, что вероятность обнаружения P (т. е. принятия правильного решения о присутствии или отсутствии сигнала) определяется в пространстве нервных возбуждений, так что

$$P = \frac{1}{\sigma_T \sqrt{2\pi}} \int_K^{\infty} e^{-(\bar{E} - E_T)^2 / 2\sigma_T^2} dE = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{(E_T - K)/\sigma_T} e^{-\xi^2/2} d\xi, \quad (4.24)$$

где E — нервные возбуждения. Величины E или ξ представляют собой переменные интегрирования; E_T — мгновенное значение общего числа нервных возбуждений, состоящих из E_B возбуждений, соответствующих фону, и ΔE возбуждений, соответствующих сигналу; $E_T = E_B + \Delta E$. Среднеквадратичное отклонение изменений (шума) относительно E_T равно σ_T . Величина P , определяемая уравнением (4.24), есть вероятность того, что мгновенное значение общего числа нервных возбуждений E_T превосходит пороговую величину K . Смысл величины K в том, что глаз устанавливает порог, при превышении которого возбуждение имеет природу сигнала. Это прямое развитие гипотезы Шаде и Блэкуэлла с тем отличием, что Ори постулирует сложную зависимость порогового критерия от уровня освещенности, что позволяет глазу работать в диапазоне изменения яркости на шесть порядков. Используется

нормальный (гауссов) закон распределения шумов, поскольку считается, что на всех уровнях яркости фотонный поток достаточно велик, чтобы можно было аппроксимировать распределение Пуассона распределением Гаусса. Таким образом, как фотонный шум, связанный с дискретной природой света, так и электронные шумы системы могут рассматриваться как процессы, подчиняющиеся нормальному (гауссову) закону. В случае чисто фотонных шумов

$$\sigma_T = \sqrt{E_T} = \sqrt{E_B + \Delta E}. \quad (4.25)$$

Ори предположил, что пороговая величина K описывается выражением вида $K = E_B + C$, где C зависит от шума и может быть выражена формулой

$$C = x + y\sigma_T + z\sigma_T^2 = x + y\sigma_T + z(E_B + \Delta E). \quad (4.26)$$

При такой записи верхний предел второго интеграла в уравнении (4.24) равен

$$\frac{E_T - K}{\sigma_T} = \frac{\Delta E - C}{\sigma_T}. \quad (4.27)$$

Первый член в правой части формулы (4.26) определяет абсолютный нижний предел обнаружения сигнала; второй — порог обнаружения компоненты сигнала, пропорциональной шумам, так что обнаружение зависит от определенного уровня отношения сигнала к шуму; третий — зависимость порога от контраста. Таким образом, модель Ори объясняет три известных из литературы случая зависимости обнаружения сигнала от уровня яркости:

1. Абсолютный порог обнаружения.
2. Зависимость обнаружения от отношения сигнала к шуму при средних уровнях яркости.
3. Ограниченное значением контраста обнаружение при высоких уровнях яркости.

Анализ исследований и данных Блэкуэлла проводился также Бейли [61], Оврингтоном и Лейвином [62], Корнфельдом и Лоусоном [63]. В этих работах приведены формулы, согласующиеся с данными Блэкуэлла и связывающие пороговую яркость объекта, его угловой размер, время наблюдения и яркость фона.

Испытания Блэкуэлла [57] проводились в идеальных лабораторных условиях, и поэтому полученные результаты нельзя непосредственно применять к практическим задачам обнаружения объектов, ограниченных значением контраста. Блэкуэлл привел рекомендации для практического использования в более поздней работе [44]. Де Вос и др. [64] провели эксперименты, аналогичные опытам Блэкуэлла, но в условиях, более близких к реальным. Они указали верхний и нижний пределы порогов (вместо одного

(50%) у Блекуэлла), требуемые для решения различных практических задач.

Основы флуктуационной теории были в первом приближении изложены Роузом [56]. По его наблюдениям квантовые флуктуации шумов становятся практически незаметными при яркости порядка $3 \cdot 10^{-2}$ кд/м². При этой и более высокой яркости белая поверхность кажется ровной и свободной от шумов. Роуз указал, что статистические флуктуации играют важную роль в диапазоне яркостей от $3 \cdot 10^{-6}$ до $3 \cdot 10^{-2}$ кд/м², а при яркости более $3 \cdot 10^2$ кд/м² в области, ограниченной значением контраста, роль флуктуаций сравнительно невелика.

4.11. Субъективное восприятие резкости изображения и соответствующие ей объективные характеристики

Давно установленной мерой резкости изображения являлся критерий разрешения Релея [65], определяемый как угловое расстояние между двумя точечными источниками, начиная с которого они разрешаются как две точки при определенном наборе условий. Угловое расстояние между точками на 50%-ном уровне импульсной реакции является другой, тоже давно применяемой мерой резкости, зависящей от формы функции рассеяния. Несколько более сложным определением разрешения, связанным с ОПФ, является «разрешающая сила», или «предельное разрешение». Предельным разрешением называется максимальная пространственная частота синусоидальной или прямоугольной волны, которую можно визуальное разрешить, используя систему при определенном наборе условий.

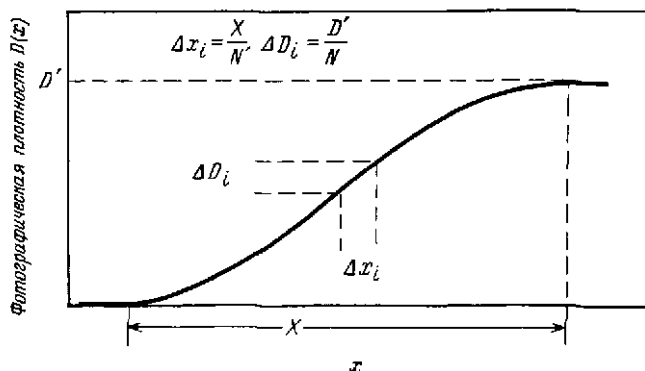
Широко используемая для фотографических систем объективная характеристика резкости — «острость» при определенных обстоятельствах хорошо согласуется с оценками резкости изображения, которые дают наблюдатели. Острость определяется [43] по реакции (в единицах фотографической плотности D) на ступенчатую функцию. Если реакция фотографической системы на перепад яркости на краю равна $D(x)$, то острость A определяется, как показано на фиг. 4.26, выражением

$$A = \overline{G_x^2} / D', \quad (4.28)$$

где

$$\overline{G_x^2} = 1/N \sum_{i=1}^N \left(\frac{\Delta D_i}{\Delta x_i} \right)^2. \quad (4.29)$$

Острость является, таким образом, мерой крутизны воспроизведенного края. Ретлинг и др. [66] показали, что острость пропорциональна величине N_e , так что эти два различных способа описания разрешения эквивалентны друг другу. Хиггинс [67] пока-

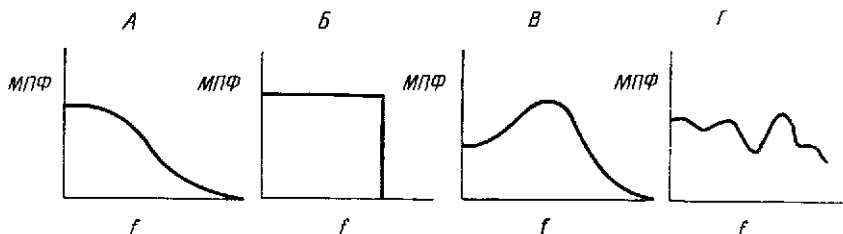


Фиг. 4.26. Реакция на перепад яркости на краю.

зал различие между остротой и разрешающей силой при воспроизведении изображения штриховых мир и квадратов с высокой разрешающей силой и низкой остротой в одном случае и низкой разрешающей силой и высокой остротой — в другом.

В гл. 3 было введено понятие оптической передаточной функции (ОПФ). Связь качества изображения с модуляционной передаточной функцией (МПФ) исследовалась довольно широко, но влиянию фазовой передаточной функции уделялось относительно мало внимания. Поскольку ОПФ является преобразованием Фурье импульсной реакции системы, ясно, что в самом общем случае, чем уже функция рассеяния линии (ФРЛ), тем лучше МПФ. Таким образом, разрешение в самом общем смысле характеризует МПФ. Предельное разрешение в идеальных условиях соответствует частоте, на которой МПФ падает до малой величины (обычно 2—5%).

МПФ действительно в определенных пределах может дать представление о характеристиках изображения, однако надежные данные, которые непосредственно связывали бы форму кривой МПФ с качеством изображения, отсутствуют. Тем не менее можно провести общую линию при классификации МПФ различных типов, показанных на фиг. 4.27. Шаде [68] считает, что МПФ примерно гауссовой формы (кривая А) является предпочтительной для изображения телевизионного типа, поскольку она соответствует МПФ глаза и обеспечивает естественность изображения. Шаде далее рассматривает основные отклонения МПФ от гауссовой формы, приводящие к искажениям изображения. МПФ, представленная кривой Б, вызывает неприятное двоение («звон») на резких краях изображения. МПФ, представленная кривой В, подавляет крупномасштабные детали фона и подчеркивает детали средней пространственной частоты, делает более резкой реакцию на перепад ярко-



Фиг. 4.27. Возможные типы МПФ.

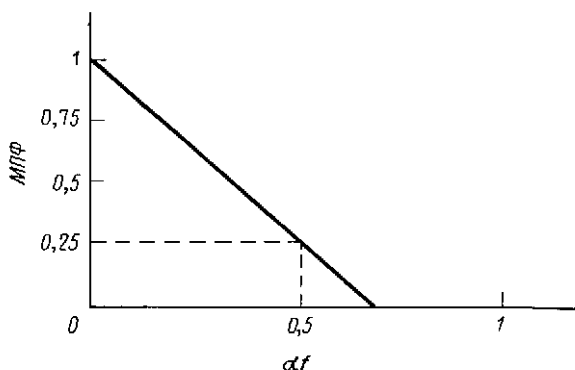
сти на краю и в некоторых случаях может вызывать отрицательные выбросы за малым объектом высокой интенсивности. МПФ необычной формы, подобной кривой Г, следует избегать, поскольку в этом случае невозможно заранее оценить влияние МПФ на особенности субъективного восприятия изображения. Хопшер [69] наблюдал, что в случаях, когда МПФ системы опускается ниже кривой, приведенной на фиг. 4.28, изображение становится неприемлемо плохим, т. е. становится вялым, как будто не хватает усиления или градаций яркости. Отсюда следует, что параметр N_e можно применять главным образом для сравнения систем с одинаковыми по форме МПФ.

Наиболее универсальной объективной характеристикой резкости является введенная в разд. 3.11 эквивалентная полоса частот N_e , называемая также эквивалентным числом линий и имеющая другие наименования. Шаде [70] первый ввел величину N_e и объяснил ее значение. По его словам, «интеграл от квадрата реакции системы на синусоидальную волну... является мерой, правильно определяющей ширину перехода на краю и хорошо согласующейся с общим субъективным впечатлением о резкости изображения». Позднее Шаде [6] указывал: «Различаемая на пределе разница... в резкости... соответствует изменению эквивалентной ширины полосы на 3,5%». Этот вывод опирается на данные Болдуина [71] и Шаде. Математически

$$N_e = \int_0^{\infty} \tilde{r}_s^2(f) df, \quad (4.30)$$

где $\tilde{r}_s$ — МПФ всей системы. Заметим, что влияние фазового сдвига величина N_e не учитывает.

Важность параметра N_e была подтверждена опытами Скотта [72]. Скотт использовал четыре аэрофотоснимка участка земной поверхности размером 150×150 м с числом градаций от 1 до 3000 и ухудшал их качество с помощью фотографического зерна и (или) импульсных реакций, имеющих форму гауссоиды. Операторы рассматривали изображения невооруженным глазом или при

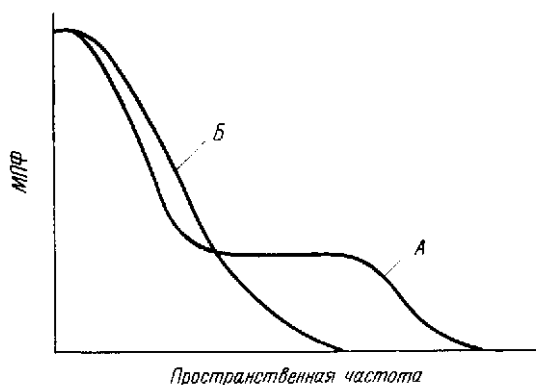


(Фиг. 4.28. Предельные МПФ [73].

желании с увеличением и сортировали их по качеству, учитывая размытие и шумы по отдельности и вместе. Скотт характеризовал МПФ характеристической частотой f_c , на которой значение МПФ равно 0,61. Это соответствует среднеквадратичному отклонению функции рассеяния $\sigma = 0,155/f_c$ и $N_e = 0,21f_c$. Диапазон значений характеристических частот, по данным Скотта, составлял от 107,7 до 11,31 периода на ширину кадра.

Скотт сделал вывод, что для мелкозернистых фотографий, когда зерно не играет роли, порог различения f_c составляет 5% для одной картины и 10% для нескольких. Эксперимент подтвердил хорошее соответствие между данными, полученными при расшифровке аэрофотоснимков и субъективной их оценкой операторами. Элворт и др. [73] подтвердили, что N_e согласуется с оценками операторов лучше, чем любой другой количественный критерий разрешения. Однако критерий N_e нельзя применять безотносительно к пространственно-частотному составу картины. Рассмотрим, например, две МПФ на фиг. 4.29. Обе кривые (*A* и *B*) имеют одинаковую величину N_e . Кривая *B* обеспечит несколько лучшее изображение, чем *A*, для объектов с очень низкими частотами, однако *A* будет лучше, чем *B*, для объектов с очень высокими частотами.

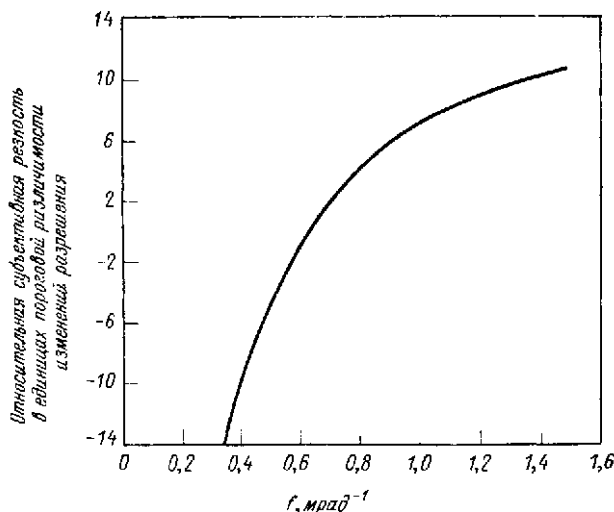
Выше мы отмечали, что Шаде использовал данные Болдуина. Опыты Болдуина [71] заслуживают более подробного рассмотрения, поскольку он определял, насколько различными изменения функции рассеяния при непрерывном изменении качества изображения на киноплёнке. Болдуин формировал прямоугольные функции рассеяния шириной a (что соответствовало $N_e = 1/2 a$) в поле зрения от 14 до 19°, рассматриваемом с расстояния 75 см. Величины N_e менялись от 0,175 до 0,75 мрад⁻¹ для глаза, что соответствовало частотам первого нуля от 0,35 до 1,5 мрад⁻¹. Результаты, получен-



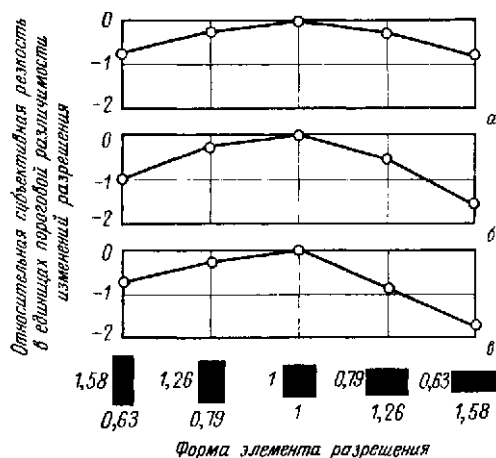
Фиг. 4.29. Две различные МПФ с одинаковым значением эквивалентной полосы частот.

ные Болдуином, выражены в единицах пороговой различимости изменений разрешения. Единичный порог соответствует 50%-ной вероятности различения изменений, и примерно 3—4 порога соответствуют 100%-ной вероятности различения. Полученная Болдуином зависимость различимости от N_e представлена на фиг. 4.30.

По данным Болдуина, можно определить диапазон $\Delta N_e/N_e$ на одно пороговое приращение. Отношение $\Delta N_e/N_e$ изменяется от



Фиг. 4.30. Предельная резкость в зависимости от граничной частоты для прямоугольной функции рассеяния [71].



Фиг. 4.31. Предельная резкость в зависимости от формы элемента разрешения [71].

Число элементов разрешения на кадр: а — 115 000; б — 36 000; в — 8 750.

0,03 для $1/a = 0,35 \text{ мрад}^{-1}$ до 0,075 для $1/a = 1,33 \text{ мрад}^{-1}$. Таким образом, для системы с фиксированным увеличением с ростом разрешения становится все труднее заметить его улучшение. Так, при $1/a = 1,33 \text{ мрад}^{-1}$ (система с разрешением $3/4 \text{ мрад}$) нужно улучшить разрешение на 7,5%, чтобы заметить это с вероятностью 50%, и на ~20%, чтобы обеспечить существенное различие. Болдуин менял также вертикальное и горизонтальное разрешение, используя прямоугольные функции рассеяния, и обнаружил небольшое преимущество горизонтального направления по сравнению с вертикальным (фиг. 4.31).

4.12. Применение положений физиологии зрительного восприятия к проектированию систем тепловидения

В этой главе были отмечены пять главнейших особенностей поведения глаза, который

- 1) подобен совокупности стохастически независимых, перекрывающихся и перекрывающихся узкополосных фильтров, из которых строится близкий к оптимальному фильтр для решения определенной зрительной задачи;
- 2) суммирует сигналы, распределенные в пространстве и повторяющиеся во времени;
- 3) обнаруживает и опознает объекты вероятностным образом;
- 4) характеризуется двумя режимами работы, при которых обнаружение лимитируется величиной контраста и шумами;

- 5) чувствителен к параметрам покадрового и чересстрочного разложения изображения.

Каждая из этих особенностей оказывает соответствующее влияние на разработку систем, которое необходимо учитывать, а именно:

- 1) обеспечить согласование увеличения системы и МПФ воспроизведения изображения, чтобы пространственно-частотный спектр объекта соответствовал полосе пропускания глаза;
- 2) учесть влияние временного и пространственного суммирования на характеристики проектируемой системы для обеспечения повышения отношения сигнала к шуму;
- 3) обеспечить отношение сигнала к шуму, достаточное для достижения требуемых вероятностных характеристик обнаружения;
- 4) обеспечить соответствующие значения коэффициента окружающего фона F_s и яркости экрана индикатора, динамического диапазона и контраста, с тем чтобы получить уровень характеристик системы, при котором ее возможности будут ограничиваться шумами;
- 5) устранить восприятие глазом чередования кадров и строк.

При надлежащем учете указанных требований характеристики системы будут весьма близки к оптимальным. Нет необходимости устранять дефекты полностью, поскольку глаз допускает без ущерба для качества видения небольшие дефекты в изображении телевизионного типа. Уже проверено, что влияние воспринимаемых шумов и паразитных сигналов уменьшается с ростом числа деталей картины, тогда как восприятие резкости контуров улучшается. Так, небольшие паразитные сигналы, оказывающие нежелательное воздействие на телевизионное изображение с малым количеством деталей, становятся менее заметными при наблюдении детализированной картины.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gregory R. L., Eye and Brain: The Psychology of Seeing, World University Library, Third Impression, 1967.
2. Gregory R. L., The Intelligent Eye, McGraw-Hill, 1970.
3. Cornsweet T. N., Visual Perception, Academic Press, 1970.
4. Davson H., ed., The Eye, Academic (four volumes) 1969.
5. Fry G. A., The Eye and Vision, Vol. 2, Ch. 1, Applied Optics and Optical Engineering, R. Kingslake, ed., Academic, 1965.
6. Schade O. H., Sr., Optical and Photoelectric Analog of the Eye, *JOSA*, 46, 721—739 (1956).
7. Glasford G. M., Fundamentals of Television Engineering, McGraw-Hill, 1955.

8. Campbell F. W., Robson J. G., Application of Fourier Analysis to the Visibility of Gratings, *Journal of Physiology* (Great Britain), **197**, 551—566 (1968).
9. Sachs M. B., Nachmias J., Robson J. G., Spatial-Frequency Channels in Human Vision, *JOSA*, **61**, 1176—1186 (1971).
10. Stromeyer C. F., Julesz B., Spatial-Frequency Masking in Vision: Critical Bands and the Spread of Masking, *JOSA*, **62**, 1221—1232 (1972).
11. Watanabe A., Mori T., Nagata S., Hiwatashi K., Spatial Sine-Wave Responses of the Human Visual System, *Vision Research*, **8**, 1245—1263 (1968).
12. Fry G. A., The Optical Performance of the Human Eye, *Progress in Optics*, Vol. 8, E. Wolf ed., American Elsevier Publishing Company, 1970.
13. Fiorentini A., Dynamic Characteristics of Visual Processes, *Progress in Optics*, Vol. 1, E. Wolf, ed., North Holland Publishing Company, 1965.
14. Levi L., Vision in Communication, *Progress in Optics*, Vol. 8, E. Wolf, ed., American Elsevier Publishing Company, 1970.
15. Westheimer G., Image Quality in the Human Eye, *Optica Acta*, **17**, 641—658 (1970).
16. Островская М. А., Частотно-контрастная характеристика глаза, *Оптико-механическая промышленность*, **36**, № 2, 45—54 (1969).
17. Robson J. G., Spatial and Temporal Contrast Sensitivity Functions of the Visual System, *JOSA*, **56**, 1141—1142 (1966).
18. Lowry E. M., DePalma J. J., Sine-Wave Response of the Visual System; I. The Mach Phenomenon, *JOSA*, **51**, 740—746 (1961).
19. Lowry E. M., DePalma J. J., Sine-Wave Response of the Visual System; II. Sine-Wave and Square-Wave Contrast Sensitivity, *JOSA*, **52**, 328—335 (1962).
20. Bryngdahl O., Characteristics of the Visual System: Psychophysical Measurements of the Response to Spatial Sine-Wave Stimuli in the Mesopic Region, *JOSA*, **54**, 1152—1160 (1964).
21. Schober H. A. W., Hiltz R., Contrast Sensitivity of the Human Eye for Square-Wave Gratings, *JOSA*, **55**, 1086—1091 (1965).
22. Patel A. S., Spatial Resolution by the Human Visual System The Effect of Mean Retinal Illuminance, *JOSA*, **56**, 689—694 (1966).
23. Van Nes F. L., Bouman M. A., Spatial Modulation Transfer in the Human Eye, *JOSA*, **57**, 404—406 (1967).
24. Van Nes F. L., Koenderink J. J., Nas H., Bouman M. A., *JOSA*, **57**, 1082—1088 (1967).
25. Campbell F. W., The Human Eye as an Optical Filter, *Proc. IEEE*, **56**, 1009—1014 (1968).
26. Gilbert D. S., Fender D. H., Contrast Thresholds Measured with Stabilized and Non-Stabilized Sine-Wave Gratings, *Optica Acta*, **16**, 191—204 (1969).
27. Pollehn H., Roehrig H., Effect of Noise on the Modulation Transfer Function of the Visual Channel, *JOSA*, **60**, 842—848 (1970).
28. Kulikowski J. J., Some Stimulus Parameters Affecting Spatial and Temporal Resolution of Human Vision, *Vision Research*, **11**, 83—93 (1971).
29. Bennett C. A., Winterstein S. H., Kent R. E., Image Quality and Target Recognition, *Human Factors*, **9**, 5—32 (1967).
30. Mertz P., Perception of Television Random Noise, *JSMPT*, **54**, 9—34 (1950).
31. Baldwin M. W. (неопубликованные данные, упомянутые в работе [30]).
32. Coltman J. N., Anderson A. E., Noise Limitations to Resolving Power in Electronic Imaging, *Proc. IRE*, **48**, 858—865 (1960).
33. Barstow J. M., Christopher H. N., The Measurement of Random Monochrome Video Interference, *Trans. of the AIEE*, **72**, Part I — Communication and Electronics, 735—741 (1954).
34. Barstow J. M., Christopher H. N., The Measurement of Random Video Interference to Monochrome and Color Television Pictures, *AIEE Transactions on Communication and Electronics*, **63**, 313—320 (1962).

35. Brainard R. C., Kammerer F. W., Kimme E. G., Estimation of the Subjective Effects of Noise in Low-Resolution Television Systems, *IRE Trans. on Info. Thry.*, IT-8, 99—106 (1962).
36. Brainard R. C., Low-Resolution TV: Subjective Effects of Noise added to a Signal, *BSTJ*, 46, 223—260 (1967).
37. Huang T. S., The Subjective Effect of Two-Dimensional Pictorial Noise, *IEEE Trans. Info. Thry.*, IT-11, 43—53 (1964).
38. Schade O. H., Sr., An Evaluation of Photographic Image Quality and Resolving Power, *JSMPT*, 73, 81—120 (1964).
39. Rosell F. A., Willson R. H., Recent Psychophysical Experiments and the Display Signal-to-Noise Ratio Concept, Perception of Displayed Information, L. M. Biherman, ed., Ch. 5, Plenum, 1973.
40. Bagrash F. M., Kerr L. G., Thomas J. P., Patterns of Spatial Integration in the Detection of Compound Visual Stimuli, *Vision Research*, 11, 625—634 (1971).
41. DeVries H. L., The Quantum Character of Light and its Bearing Upon the Threshold of Vision, the Differential Sensitivity, and Visual Acuity of the Eye, *Physica*, 10, 553—564 (1943).
42. Rose A., The Sensitivity Performance of the Human Eye on an Absolute Scale, *JOSA*, 38, 196—208 (1948).
43. Техника систем индикации, изд-во «Мир», М., 1970.
44. Blackwell H. R., Development and Use of a Quantitative Method for Specification of Interior Illumination Levels, *Illuminating Engineering*, 54, 317—353 (1959).
45. Budrikis Z. L., Visual Thresholds and the Visibility of Random Noise in TV, *Proc. IRE* (Australia), 751—759 (1961).
46. Graham C. H., Margaria R., Area and the Intensity — Time Relation in the Peripheral Retina, *Am. J. Physiology*, 113, 299—305 (1935).
47. Tittarelli R., Marriott F. H. C., Temporal Summation in Foveal Vision, *Vision Research*, 10, 1477—1480 (1970).
48. Engstrom E. W., A Study of Television Image Characteristics, *Proc. IRE*, Part I, 21, 1631—1651 (December 1933); Part II, 23, 295—310 (1935).
49. Brown E. F., Low Resolution TV: Subjective Comparison of Interlaced and Non-Interlaced Pictures, *BSTJ*, 66, 119—132 (1967).
50. Inderhees J. A., Cincinnati Electronics Corporation, Cincinnati, Ohio (частное сообщение).
51. Thompson F. T., Television Line Structure Suppression, *JSMPT*, 66, 602—606 (1952).
52. Kiya M., United States Air Force Space and Missile Systems Organization, Los Angeles, California (частное сообщение).
53. Legault R. R., Man — The Final Stage of an Electro-Optical Imaging System, IEEE EASCON 1969 Convention Record, p. 16—29.
54. Colman J. W., Scintillation Limitations to Resolving Power in Imaging Devices, *JOSA*, 44, 234—237 (1954).
55. Rose A., The Relative Sensitivities of Television Pickup Tubes, Photographic Film, and the Human Eye, *Proc. IRE*, 30, 293—300 (1942).
56. Rose A., A Unified Approach to the Performance of Photographic Film, Television Pickup Tubes, and the Human Eye, *JSMPT*, 47, 273—295 (1946).
57. Blackwell H. R., Contrast Thresholds of the Human Eye, *JOSA*, 36, 624—643 (1946).
58. Blackwell H. R., Studies of the Form of Visual Threshold Data, *JOSA*, 43, 456—463 (1953).
59. Blackwell H. R., Neural Theories of Simple Visual Discrimination *JOSA*, 53, 129—160 (1963).
60. Ory H. A., Statistical Detection Theory of Threshold Visual Performance, Rand Corporation Memorandum RM-5992-PR, Santa Monica, Ca., 1969.

61. Bailey H. H., Target Detection Through Visual Recognition: A Quantitative Model, Rand Corporation Memorandum RM-6158-PR, Santa Monica, Ca., 1970.
62. Overington I., Lavin E. P., A Model of Threshold Detection Performance for the Central Fovea, *Optica Acta*, **18**, 341—357 (1971).
63. Kornfeld G. H., Lawson W. R., Visual Perception Models, *JOSA*, **61**, 811—820 (1971).
64. DeVos J. J., Lazet A., Bouman M. A., Visual Contrast Thresholds in Practical Problems, *JOSA*, **46**, 1065—1068 (1956).
65. Perception of Displayed Information, L. M. Biberman, ed., Plenum, 1973, p. 13—14.
66. Roetling P. G., Trabka E. A., Kinzly R. E., Theoretical Prediction of Image Quality, *JOSA*, **58**, 342—346 (1968).
67. Higgins G. C., Methods for Engineering Photographic Systems, *Appl. Opt.*, **3**, 1—10 (1964).
68. Schade O. H., Sr., Modern Image Evaluation and Television (The Influence of Electronic Television on the Methods of Image Evaluation), *Appl. Opt.*, **3**, 17—21 (1964).
69. Hopper G. S., Texas Instruments, Inc., Dallas, Texas (частное сообщение).
70. Schade O. H., Sr., Electro-Optical Characteristics of Television Systems, *RCA Rev.*, **9**, 5—37 (1948).
71. Baldwin M. W., Jr., The Subjective Sharpness of Simulated Television Images, *BSTJ*, **19**, 563—587 (1940).
72. Scott F., The Search for a Summary Measure of Image Quality — A Progress Report, *Phot. Sci. and Eng.*, **13**, 154—164 (1968).
73. Perception of Displayed Information, L. M. Biberman, ed. Ch. 3, Plenum, 1973.

Глава 5

Обобщенные критерии

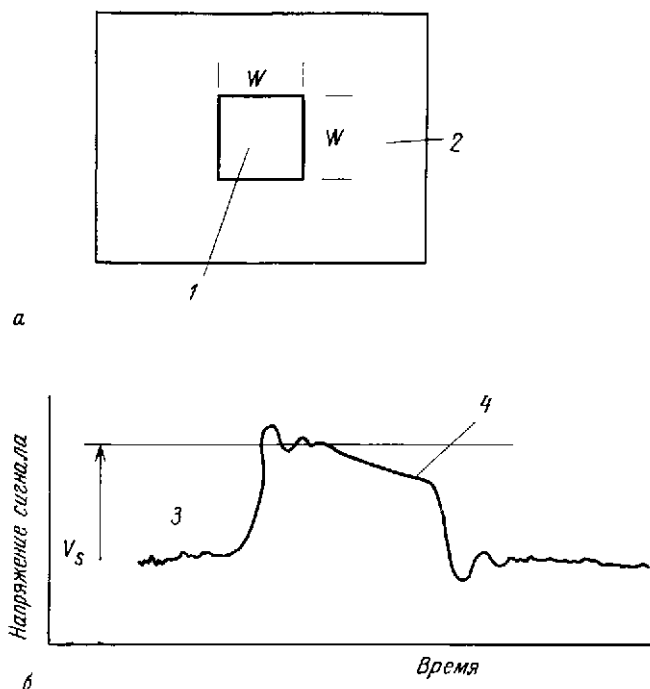
5.1. Введение

В предыдущих главах были рассмотрены такие фундаментальные характеристики и параметры систем, как оптическая передаточная функция, отношение сигнала к шуму в изображении, частота кадров и увеличение. Каждый из перечисленных параметров лишь частично характеризует возможности системы применительно к решению практических задач. Эти параметры полезны при проектировании систем, однако требуются обобщенные критерии, учитывающие ряд параметров, чтобы оценивать их сравнительную важность при инженерном решении конкретной задачи. Необходимо, чтобы в идеальном случае такой обобщенный критерий учитывал предельные возможности наблюдателя, чтобы его можно было рассчитать по основным параметрам системы и легко измерить и чтобы, наконец, он описывал поведение системы применительно к ее назначению и использованию. В этой главе мы рассмотрим некоторые обычно применяемые обобщенные критерии и попытаемся оценить особенности их использования и типичные ошибки, которые могут при этом возникнуть.

5.2. Эквивалентная шуму разность температур

Давно введенной и наиболее широко применяемой (часто неправильно) характеристикой способности системы различать слабые сигналы на фоне шумов является эквивалентная шуму разность температур. Эту величину обозначают по-разному. Мы будем обозначать ее $\Delta T_{\text{пор}}$ ¹⁾. Аналогично существуют различные определения этой величины. Наиболее простое и часто используе-

¹⁾ В тексте оригинала принято сокращение NETD — по первым буквам названия noise-equivalent temperature difference. Это сокращение аналогично по построению английскому сокращению для порогового потока — NEP (noise equivalent power). Поскольку для порогового потока общепринятым обозначением в отечественной литературе является $P_{\text{пор}}$, то и для NETD логично принять обозначение $\Delta T_{\text{пор}}$. — Прим. перев.



Фиг. 5.1. Тест-объект для определения $\Delta T_{\text{пор}}$ (а) и вид результирующего напряжения сигнала (б).

1 — объект с равномерной кажущейся температурой $T_T > T_D$, К; 2 — фон с равномерной кажущейся температурой T_D , К; 3 — уровень шума; 4 — спад постоянного уровня.

мое определение следующее: величина $\Delta T'_{\text{пор}}$ представляет разность температур объекта и фона, излучающих как черные тела в стандартном тест-объекте, при которой отношение пикового значения сигнала к среднеквадратичной величине шума на выходе стандартного эталонного электронного фильтра системы, рассматривающей тест-объект, равно единице.

Таким образом подразумевается, что необходимо найти величину ΔT , обеспечивающую $C/\Pi = 1$ на выходе эталонного фильтра в нормальных условиях, при работающей системе сканирования. Тест-объект, используемый при определении $\Delta T_{\text{пор}}$, показан на фиг. 5.1, где размер W в несколько раз превышает угловой размер приемника излучения, чтобы обеспечить получение полной реакции приемника на сигнал. Для стандартизации условий и целей сравнения желательно использовать при измерениях внешний фильтр, так чтобы МПФ всей электроники, включая внешний

фильтр, соответствовала эквивалентной МПФ с

$$\tilde{r}_R = [1 + (f/f_R)^2]^{-1/2}, \quad (5.1)$$

где

$$f_R = 1/2\tau_d \quad (5.2)$$

и τ_d — время элемента разложения на приемнике излучения. Для целей анализа МПФ всех компонентов электронной системы приписываются этому фильтру.

Среднеквадратичное напряжение шума V_n определяется с помощью вольтметра, измеряющего среднеквадратичное значение напряжения в течение активного времени сканирования. Напряжение сигнала V_s обычно определяется по импульсу от тест-объекта на экране осциллографа (фиг. 5.1). Для получения надежных результатов разность $\Delta T = T_T - T_B$ для объекта должна быть по крайней мере в несколько раз больше, чем ожидаемая величина $\Delta T_{\text{пор}}$, чтобы обеспечить выполнение условия $V_s \gg V_n$. Величина $\Delta T_{\text{пор}}$ вычисляется при этом по формуле

$$\Delta T_{\text{пор}} = \frac{\Delta T}{V_s/V_n}. \quad (5.3)$$

5.3. Вывод выражения для пороговой разности температур $\Delta T_{\text{пор}}$

Вайе [1], Хоукис [2], Хадсон [3] и Соболева [4] приводят вывод формул для определения $\Delta T_{\text{пор}}$, используя те исходные параметры, которые каждый из указанных авторов считает наиболее целесообразными. Ниже приводится простой вывод, который, по мнению автора данной книги, является наиболее полезным для практики. Чаще всего формулу для $\Delta T_{\text{пор}}$ выводят для случая, когда электронный тракт обработки сигнала приемника излучения имеет плоскую частотную характеристику в пределах полосы частот системы и все ограничения по электрической полосе определяются внешним измерительным фильтром. Это позволяет связать напряжения сигнала и шума на выходе видеотракта непосредственно с характеристиками приемника излучения. Результирующее выражение легко видоизменить для более сложных случаев, вводя понятие об эквивалентной шумовой полосе.

Предлагаемый вывод основан на следующих предположениях:

- 1) чувствительность приемника излучения одинакова в пределах площади его прямоугольного чувствительного элемента;
- 2) обнаружительная способность приемника D^* не зависит от других параметров, входящих в выражение для $\Delta T_{\text{пор}}$ ¹⁾;

¹⁾ Это предположение упрощает сравнительный анализ выражения для $\Delta T_{\text{пор}}$. Если приемник излучения работает в режиме ограничения флуктуациями числа фотонов фона (режим ОФ), то это допущение может нарушаться, и тогда следует использовать формулы, приведенные в разд. 5.4.

- 3) потери при прохождении излучения через атмосферу между объектом и приемным устройством пренебрежимо малы;
- 4) объект и фон излучают как черные тела;
- 5) угловой размер чувствительного элемента приемника излучения, угловой размер объекта и угол, соответствующий относительному отнерстию собирающей оптики, могут полагаться малыми;
- 6) электронная обработка сигнала не вносит дополнительных шумов.

В формулу для $\Delta T_{\text{пор}}$ входят следующие параметры: a, b — размеры чувствительного элемента приемника излучения, см; α, β — угловые размеры чувствительного элемента приемника излучения, рад; T_B — температура фона, К; $D^*(\lambda)$ — удельная обнаружительная способность в зависимости от длины волны, определенная при электрической частоте, при которой спектр напряжения шума приемника приведен к единице (фиг. 5.2), см $\cdot \text{Гц}^{1/2}/\text{Вт}$; $g(f)$ — нормализованный спектр напряжения шума приемника излучения (безразмерная величина); A_o — эффективная площадь входного зрачка инфракрасной оптической системы с учетом экранирования, см²; $\tau_o(\lambda)$ — коэффициент пропускания оптической системы в зависимости от длины волны λ (безразмерная величина); f — эффективное фокусное расстояние оптики, см; Δf_R — эквивалентная шумовая полоса стандартного фильтра, используемого при определении $\Delta T_{\text{пор}}$, при спектре шума источника $g(f)$, Гц:

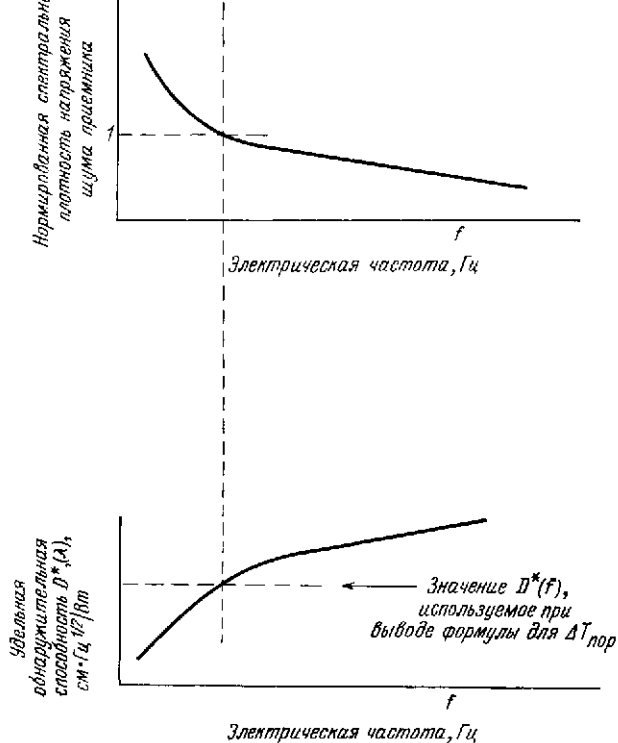
$$\Delta f_R = \int_0^\infty g^2(f) \tilde{r}_R^{-2}(f) df. \quad (5.4)$$

Рассмотрим схему сканирования системой FLIR тест-объекта (фиг. 5.3). Объект предполагается диффузным черным излучателем, подчиняющимся закону Ламберта. Объект имеет спектральную плотность потока излучения W_λ , Вт/(см²·мкм), и спектральную яркость

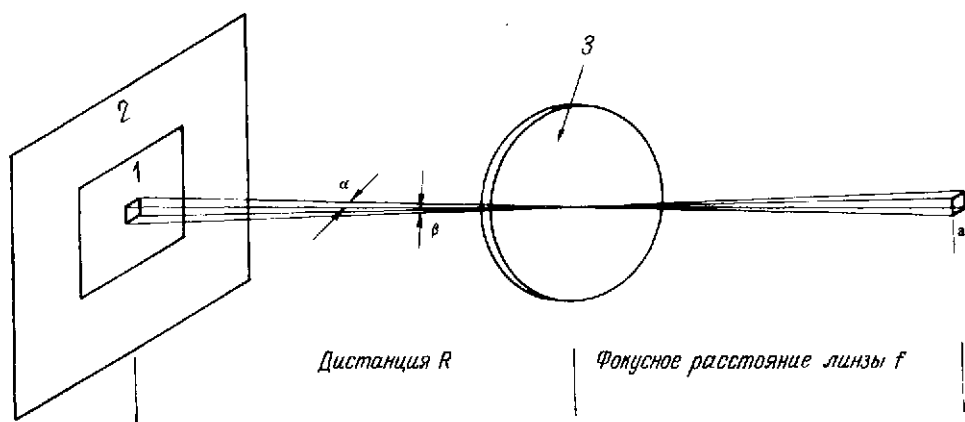
$$N_\lambda = W_\lambda / \pi, \text{ Вт}/(\text{см}^2 \cdot \text{мкм} \cdot \text{ср}). \quad (5.5)$$

Входной зрачок оптической системы стягивает телесный угол A_o/R^2 (расстояние R измеряется от объекта), так что спектральная облученность на входном зрачке равна $W_\lambda A_o / \pi R^2$ Вт/(см²·мкм). В некоторый момент времени в процессе сканирования приемник воспринимает излучение от площади объекта $\alpha \beta R^2$, так что спектральный поток, трансформированный в результате пропускания излучения оптической системой с коэффициентом пропускания $\tau_o(\lambda)$, равен

$$P_\lambda = \frac{W_\lambda}{\pi} \frac{A_o}{R^2} \alpha \beta R^2 \tau_o(\lambda) = \frac{W_\lambda}{\pi} A_o \alpha \beta \tau_o(\lambda) \text{ Вт/мкм}. \quad (5.6)$$



Фиг. 5.2. Нормализация спектра напряжения шума.



Фиг. 5.3. К выводу выражения для $\Delta T_{\text{пор}}$.

1 — объект; 2 — фон; 3 — оптическая система с эффективной площадью входного зрачка A_0 .

Нас интересует дифференциальное изменение потока в зависимости от температуры объекта

$$\frac{\partial P_{\lambda}}{\partial T} = \frac{\alpha \beta}{\pi_j} A_o \tau_o(\lambda) \frac{\partial W_{\lambda}}{\partial T} \text{ Вт/(мкм} \cdot \text{К)}. \quad (5.7)$$

Дифференциальный сигнал приемника (в вольтах), обусловленный дифференциальной разностью температур между объектом и фоном, можно получить, умножив приведенные выше соотношения на чувствительность приемника $R(\lambda)$:

$$\frac{\partial V_s}{\partial T} = \frac{1!}{\pi} \alpha \beta A_o \tau_o(\lambda) R(\lambda) \frac{\partial W_{\lambda}}{\partial T} \text{ В/(мкм} \cdot \text{К)}. \quad (5.8)$$

Так как

$$R_{\lambda} = \frac{V_n D^*(\lambda)}{\sqrt{ab \Delta f_R}}, \quad (5.9)$$

где V_n — среднеквадратичное напряжение шума приемника в полосе Δf_R , получаем

$$\frac{\partial V_s(\lambda)}{\partial T} = \frac{\alpha \beta A_o \tau_o(\lambda)!}{\pi} \frac{V_n D^*(\lambda)}{\sqrt{ab \Delta f_R}} \frac{\partial W_{\lambda}}{\partial T}. \quad (5.10)$$

Интегрируя по всем длинам волн

$$\frac{\partial V_s}{\partial T} = \frac{\alpha \beta A_o V_n}{\pi \sqrt{ab \Delta f_R}} \int_0^{\infty} \frac{\partial W_{\lambda}}{\partial T} D^*(\lambda) \tau_o(\lambda) d\lambda \quad (5.11)$$

и используя приближение малых сигналов, получим

$$\frac{\Delta V_s}{\Delta T} = \frac{\alpha \beta A_o V_n}{\pi \sqrt{ab \Delta f_R}} \int_0^{\infty} \frac{\partial W_{\lambda}}{\partial T} D^*(\lambda) \tau_o(\lambda) d\lambda. \quad (5.12)$$

Преобразуя это выражение, можно написать формулу для дифференциального отношения сигнала к шуму ¹⁾

$$\frac{\Delta V_s}{V_n} = \Delta T \frac{\alpha \beta A_o}{\pi \sqrt{ab \Delta f_R}} \int_0^{\infty} \frac{\partial W_{\lambda}}{\partial T} D^*(\lambda) \tau_o(\lambda) d\lambda. \quad (5.13)$$

Так как мы определяем $\Delta T_{\text{пор}}$ для единичного отношения сигнала к шуму, примем $\Delta V_s/V_n = 1$ и решим уравнение относительно

¹⁾ Другой вариант решения можно получить, заменив интеграл в этом выражении множителем

$$\frac{\partial}{\partial T} \int_0^{\infty} W_{\lambda}(T_B) D^*(\lambda) \tau_o(\lambda) d\lambda. \quad (5.17)$$

но $\Delta T_{\text{пор}}$:

$$\Delta T_{\text{пор}} = \frac{\pi \sqrt{ab\Delta f_R}}{\alpha\beta A_o \int_0^\infty \frac{\partial W_\lambda}{\partial T} D^*(\lambda) \tau_o(\lambda) d\lambda}. \quad (5.14)$$

Выводы, сделанные на основе этого уравнения, будут отклоняться от действительности в той мере, в какой нарушаются основные допущения.

Для некоторых систем можно предположить $\tau_o(\lambda) = \text{const} = \tau_o$ в диапазоне $\lambda_1 \leq \lambda \leq \lambda_2$ и $\tau_o(\lambda) = 0$ для остальных значений λ , так что

$$\Delta T_{\text{пор}} = \frac{\pi \sqrt{ab\Delta f_R}}{\alpha\beta A_o \tau_o} \frac{1}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\partial W_\lambda(T_B)}{\partial T} D^*(\lambda) d\lambda}. \quad (5.15)$$

Если такое предположение недопустимо, можно использовать эффективный коэффициент пропускания, определяемый в виде

$$\tau_o = \frac{\int_0^\infty \frac{\partial W_\lambda(T_B)}{\partial T} \tau_o(\lambda) D^*(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty \frac{\partial W_\lambda(T_B)}{\partial T} D^*(\lambda) d\lambda}. \quad (5.16)$$

Это упрощает выражение для $\Delta T_{\text{пор}}$ и не вызывает потерь точности.

Употребительное выражение для $\Delta T_{\text{пор}}$ получается при записи $D^*(\lambda)$ в интеграле уравнения (5.15) в единицах $D^*(\lambda_p)$, выносе $D^*(\lambda_p)$ из-под знака интеграла и введении эффективного изменения спектральной плотности потока излучения с температурой

$$\frac{\Delta W}{\Delta T} \triangleq \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\partial W_\lambda(T_B)}{\partial T} \frac{D^*(\lambda)}{D^*(\lambda_p)} d\lambda. \quad (5.18)$$

Тогда простейшая возможная форма выражения для $\Delta T_{\text{пор}}$ принимает вид

$$\Delta T_{\text{пор}} = \frac{\pi \sqrt{ab\Delta f_R}}{\alpha\beta A_o \tau_o D^*(\lambda_p) (\Delta W/\Delta T)}. \quad (5.19)$$

В разд. 2.2 было отмечено, что обоснованной аппроксимацией при получении теплового изображения в земных условиях является

$$\frac{\partial W_\lambda(T_B)}{\partial T} \approx \frac{c_2}{\lambda T_B^2} W_\lambda(T_B). \quad (5.20)$$

Принимая это приближение, получим

$$\Delta T_{\text{пор}} = \frac{\pi \sqrt{ab\Delta f_R}}{\alpha \beta A_o \tau_o D^*(\lambda_p)} \frac{1}{\left[\frac{c_2}{T_B^2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{W_\lambda(T_B) D^*(\lambda)}{\lambda D^*(\lambda_p)} d\lambda \right]}. \quad (5.21)$$

Для фотоприемников с такими идеальными теоретическими характеристиками, что

$$D^*(\lambda) = \frac{\lambda D^*(\lambda_p)}{\lambda_p} \quad \text{при } \lambda \leq \lambda_p \quad (5.22)$$

и

$$D^*(\lambda) = 0 \quad \text{при } \lambda > \lambda_p,$$

выражение в квадратных скобках в уравнении (5.21) упрощается

$$\left[\frac{c_2}{T_B^2 \lambda_p} \int_{\lambda_1}^{\lambda_p} W_\lambda(T_B) d\lambda \right]. \quad (5.23)$$

Эту величину легко вычислить, используя специальную счетную линейку или таблицы излучения черного тела. При $T_B = 300$ К выражение (5.23) приобретает вид

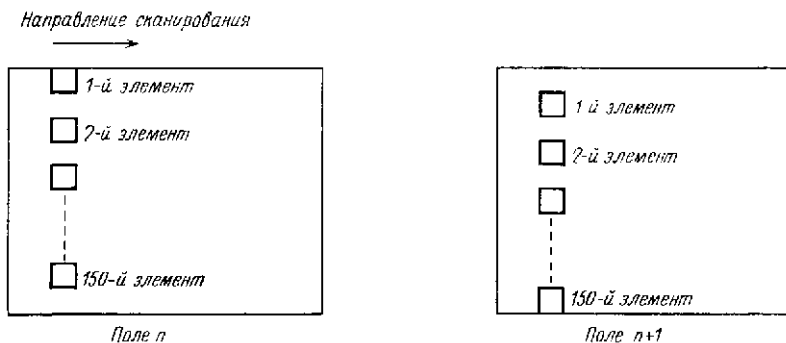
$$\left[\frac{0,16}{\lambda_p} \int_{\lambda_1}^{\lambda_p} W_\lambda(300 \text{ K}) d\lambda \right], \quad (5.24)$$

а при $\lambda_1 = 8$ мкм и $\lambda_p = 11,5$ мкм оно равно $1,48 \cdot 10^{-4}$ Вт/(см² · К).

В качестве примера рассмотрим расчет $\Delta T_{\text{пор}}$ для системы, введенной в разд. 1.5, со следующими основными параметрами:

- диаметр объектива приемника излучения 2 см;
- размер стороны квадратного чувствительного элемента приемника 0,005 см;
- соответствующий угловой размер 1 мрад;
- частота кадров 30 Гц; частота полей 60 Гц; кратность чересстрочной развертки 2;
- число активных строк при сканировании 300;
- общее поле зрения 400×300 мрад.

Будем рассматривать случай, когда при параллельном сканировании используются 150 элементов приемника, расположенных в линейку (фиг. 5.4), и предположим, что характеристики приемника ограничиваются не флуктуациями фона, так что нет необходимости усложнять рассмотрение учетом возможных вариантов охлаждаемых диафрагм. Предположим далее, что коэффициенты использования развертки по вертикали и горизонтали η_v и η_H



Фиг. 5.4. Схема скапирования для системы со 150-элементным приемником излучения.

одинаковы и равны 0,8, так что полный коэффициент использования развертки $\eta_{sc} = 0,64$. Спектральный рабочий диапазон системы 8—11,5 мкм, обнаружительная способность каждого элемента приемника излучения $D^*(\lambda_p) = 2 \cdot 10^{10}$ см·Гц^{1/2}/Вт и $D^*(\lambda) = \lambda D^*(\lambda_p)/\lambda_p$ при $\lambda \leq \lambda_p$. Будем полагать, что шум приемника в пределах электрической полосы системы белый, а эффективный коэффициент пропускания оптической системы $\tau_o = 0,8$. Время элемента разложения τ_d составляет

$$\tau_d = \frac{n\eta_{sc}\alpha\beta}{ABF} = \frac{150 \cdot 0,64 \cdot 1 \cdot 1}{400 \cdot 300 \cdot 30} = 2,67 \cdot 10^{-5} \text{ с.}$$

Ширина полосы эталонного фильтра Δf_R равна

$$\Delta f_R = \frac{\pi}{2} \frac{1}{2\tau_d} = 29,4 \text{ кГц.}$$

Соответствующее уравнение для определения $\Delta T_{пор}$ имеет вид

$$\Delta T_{пор} = \frac{4 \sqrt{ab\Delta f_R}}{\alpha\beta D_o^2 \tau_o D^*(\lambda_p) \int_8^{11,5} \frac{\partial W_\lambda}{\partial T} \frac{D^*(\lambda)}{D^*(\lambda_p)} d\lambda}.$$

Для приемника принятого типа величина интеграла равна $1,48 \cdot 10^{-4}$ Вт/(см²·К). Тогда

$$\Delta T_{пор} = \frac{4 \sqrt{(0,005 \text{ см})^2 (2,94 \cdot 10^4 \text{ Гц})}}{(10^{-3} \text{ рад})^2 (2 \text{ см})^2 (0,8) (2 \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2}/\text{Вт}) \cdot (1,48 \cdot 10^{-4} \text{ Вт}/(\text{см}^2 \cdot \text{К}))} = 0,36 \text{ К.}$$

5.4. Эквивалентная шуму разность температур $\Delta T_{\text{пор}}$ для приемников, работающих в режиме ограничения флуктуациями фона

О фотоприемниках, пороговая чувствительность которых соответствует теоретическому пределу, говорят, что они работают в режиме ограничения флуктуациями числа фотонов фона (режим ОФ) ¹⁾. Приведенные выше формулы для $\Delta T_{\text{пор}}$ справедливы для фотоприемников, работающих и в режиме ОФ, однако в случае режима ОФ эти формулы неудобны для сравнительной оценки важности отдельных параметров. Например, из формулы

$$\Delta T_{\text{пор}} = \frac{\pi \sqrt{ab\Delta f_R}}{\alpha \beta A_o D^* (\lambda_p) \tau_o (\Delta W / \Delta T)} \quad (5.25)$$

не видно, как влияет на D^* изменение других параметров системы.

Теоретический предел $D^* (\lambda)$ для фоторезистора определяется формулой ²⁾ [3]

$$D^* (\lambda) = \frac{\lambda}{2hc} \left(\frac{\eta_q}{Q_B} \right)^{1/2}, \quad (5.26)$$

где η_q — квантовый выход, а Q_B — плотность попадающего на фотоприемник потока фотонов от фона. Величина Q_B определяется выражением

$$Q_B = \left[\frac{\Omega_{cs}}{\pi} \right] \int_0^{\lambda_p} Q_\lambda (T_B) d\lambda, \quad (5.27)$$

которое получено в предположении, что чувствительный элемент приемника воспринимает излучение в эффективном телесном угле π как ламбертовская поверхность, и где Ω_{cs} соответствует уменьшенному за счет охлаждаемой диафрагмы эффективному телесному углу, в пределах которого приемник воспринимает излучение фона.

Подстановка величины Q_B в формулу для D^* дает

$$D^* (\lambda) = \frac{\lambda}{2hc} \left[\frac{\pi}{\Omega_{cs}} \right]^{1/2} \frac{\eta_q^{1/2}}{\left[\int_0^{\lambda_p} Q_\lambda (T_B) d\lambda \right]^{1/2}}. \quad (5.28)$$

Обнаружительная способность $D^*_{\text{ф}} (\lambda)$ для квантового выхода, равного единице, и эффективного телесного угла на фон, равного

¹⁾ Соответствующее сокращение на английском языке BLIP (background-limited infrared photodetector). — *Прим. перев.*

²⁾ Для фотovoltaических приемников это выражение нужно умножить на $\sqrt{2}$; появление λ в числителе связано с тем, что D^* выражено в единицах см·Гц^{1/2}/Вт, а не в имеющих больший физический смысл единицах см·Гц^{1/2}/[фотон/(см²·с)].

с узким спектром пространственных частот может восприниматься только одним фильтром, и все шумы вне полосы этого фильтра будут исключены.

Следовательно, при проектировании системы надо тщательно следить за тем, чтобы, применяя узкий фильтр для получения хорошего значения $\Delta T_{\text{пор}}$, не ухудшить МПФ. Критерий $\Delta T_{\text{пор}}$ является наиболее подходящим для контроля за изменением характеристик определенной системы в процессе эксплуатации и проверки. Конечно, $\Delta T_{\text{пор}}$ характеризует в общем чувствительность системы. Если две идентичные по другим параметрам системы отличаются по $\Delta T_{\text{пор}}$ не более чем на $0,05^\circ$ ($\Delta T_{\text{пор}} = 0,2$ и $0,25^\circ \text{C}$), вряд ли следует принимать это во внимание, а такое отличие, как $0,2^\circ \text{C}$ ($\Delta T_{\text{пор}} = 0,2$ и $0,4^\circ \text{C}$), уже явно свидетельствует о большей чувствительности первой системы.

5.6. Анализ влияния различных параметров на $\Delta T_{\text{пор}}$

Довольно часто требуется знать, как влияет на изменение чувствительности какой-нибудь определенный параметр. По этой причине полезно записать выражение для $\Delta T_{\text{пор}}$ в таком виде, чтобы оно содержало основные параметры системы. Формулу

$$\Delta T_{\text{пор}} = \frac{\pi \sqrt{ab\Delta f_R}}{\alpha\beta A_o D^* (\lambda_p) \tau_o (\Delta W / \Delta T)} \quad (5.37)$$

обычно преобразуют к виду, более конкретно представляющему данную систему. Весьма распространенными являются системы с параллельным сканированием, использующие n -элементную линейку чувствительных элементов приемника излучения, который работает не в режиме ОФ и характеризуется белым шумом.

Для неэскранированного входного зрачка оптической системы со световым диаметром D_o и линейного сканирования без перекрытия поля зрения размером $A \times B$ с кадровой частотой $\dot{F}$ и полным коэффициентом использования развертки η_{sc} имеем

$$A_o = \pi D_o^2 / 4, \quad (5.38)$$

$$\tau_d = \frac{n\alpha\beta\eta_{sc}}{AB\dot{F}} \quad (5.39)$$

и

$$\Delta f_R = \frac{\pi}{2} \frac{1}{2\tau_d}. \quad (5.40)$$

Тогда

$$\Delta T_{\text{пор}} = \frac{2\sqrt{\pi ab AB \dot{F} / n \eta_{sc}}}{(\alpha\beta)^{3/2} D_o^2 D^* (\lambda_p) \tau_o (\Delta W / \Delta T)}. \quad (5.41)$$

Это уравнение позволяет независимо менять $\alpha\beta$ при постоянном значении ab , соответствующим образом меняя f .

Поскольку $\alpha\beta = ab/f^2$, можно преобразовать уравнение (5.41) к виду

$$\Delta T_{\text{пор}} = \frac{2 \sqrt{\pi AB \dot{F} / n \eta_{sc} f^3}}{ab D_o^2 D^* (\lambda_p) \tau_o (\Delta W / \Delta T)^*} \quad (5.42)$$

Это уравнение позволяет менять f при постоянном ab , соответствующим образом изменяя $\alpha\beta$. Так как $ab = \alpha\beta f^2$, можно преобразовать уравнение (5.42) к виду

$$\Delta T_{\text{пор}} = \frac{2 \sqrt{\pi AB \dot{F} / n \eta_{sc} f}}{\alpha\beta D_o^2 D^* (\lambda_p) \tau_o (\Delta W / \Delta T)^*} \quad (5.43)$$

Здесь можно менять независимо $\alpha\beta$ при постоянном f и соответствующем изменении ab .

Наконец, для линейной чересстрочной азимутальной развертки без перекрытия и вертикальной линейки чувствительных элементов приемника $B = n\beta I$, где I — кратность чересстрочной развертки, получаем

$$\Delta T_{\text{пор}} = \frac{2 \sqrt{\pi ab A \dot{F} I \beta / \eta_{sc}}}{(\alpha\beta)^{3/2} D_o^2 D^* (\lambda_p) \tau_o (\Delta W / \Delta T)^*} \quad (5.44)$$

откуда видно, что чувствительность пропорциональна корню квадратному из кратности развертки.

Применяя любые из написанных выше формул, можно решить, какой спектральный диапазон использовать для решения конкретной задачи. Если, например, размер входного зрачка задан по соображениям размещения системы на транспортном средстве или ограничивается размером имеющихся заготовок оптического материала и, кроме того, заданы поле зрения и частота кадров, другие параметры могут выбираться по соображениям экономии или максимальной простоты решения задачи. Тривиальный пример — сравнение требуемых диаметров входных зрачков объективов для двух систем, работающих соответственно в диапазонах 3—5 и 8—14 мкм с одинаковыми, за исключением $D^*(\lambda)$ и τ_o , параметрами и одинаковой $\Delta T_{\text{пор}}$. В этом случае получаем

$$\frac{D_{o1}}{D_{o2}} = \left[\frac{D_{s2}^* \tau_{o2} (\Delta W / \Delta T)_2}{D_{s1}^* \tau_{o1} (\Delta W / \Delta T)_1} \right]^{1/2} \quad (5.45)$$

$\Delta T_{\text{пор}}$ — эффективный критерий качества приемного устройства и оценки чувствительности при проверке системы. Однако, он малопригоден для результирующей оценки качества изображения. Другие, более полезные критерии рассмотрены в следующих разделах.

λ , определяется формулой

$$D_{\text{ОФ}}^{**}(\lambda) \triangleq \frac{\lambda}{2hc} \frac{1}{\left[\int_0^{\lambda_p} Q_\lambda(T_B) d\lambda \right]^{1/2}}. \quad (5.29)$$

Тогда

$$D^*(\lambda) = \left[\frac{\pi}{\Omega_{cs}} \right]^{1/2} \eta_q^{1/2} D_{\text{ОФ}}^{**}(\lambda). \quad (5.30)$$

Подстановка $D^*(\lambda_p)$ в формулу для $\Delta T_{\text{пор}}$ дает

$$\Delta T_{\text{пор}} = \frac{\pi^{1/2} \sqrt{ab\Delta f_R \Omega_{cs}}}{\alpha \beta A_o \tau_o \eta_q^{1/2} D_{\text{ОФ}}^{**}(\lambda_p) (\Delta W / \Delta T)}. \quad (5.31)$$

Вводя коэффициент эффективности экранирования охлаждаемой диафрагмой η_{cs} :

$$\eta_{cs} \triangleq \Omega_p / \Omega_{cs}, \quad (5.32)$$

где Ω_{cs} — фактический телесный угол, а Ω_p — минимальный теоретически возможный телесный угол, получим

$$\Delta T_{\text{пор}} = \frac{\pi^{1/2} \sqrt{ab\Delta f_R \Omega_p}}{\alpha \beta A_o \tau_o \eta_{cs}^{1/2} \eta_q^{1/2} D_{\text{ОФ}}^{**}(\lambda_p) (\Delta W / \Delta T)}. \quad (5.33)$$

Наилучшая, теоретически возможная охлаждаемая диафрагма — это такая диафрагма, которая ограничивает излучение фона конусом, определенным относительным отверстием оптической системы D/f . Таким образом, для круглого входного зрачка диаметром D_o ¹⁾

$$\Omega_p = \frac{\pi D_o^2}{4f^2} \quad (5.34)$$

и

$$\Delta T_{\text{пор}} = \frac{2 \sqrt{\Delta f_R}}{\sqrt{\alpha \beta D_o \tau_o \eta_{cs}^{1/2} \eta_q^{1/2} D_{\text{ОФ}}^{**}(\lambda_p) (\Delta W / \Delta T)}}. \quad (5.35)$$

Используя те же обозначения, для D^* получим

$$D^*(\lambda) = \frac{2F}{D} (\eta_{cs} \eta_q)^{1/2} D_{\text{ОФ}}^{**}(\lambda). \quad (5.36)$$

Эти две формулы показывают, как тот или иной параметр ограничивает работу системы с фотоприемниками в режиме ОФ, и удобны для сравнительного анализа при проектировании.

¹⁾ Эта формула приблизительно верна для $D/f \leq 1 : 1,5$. При больших относительных отверстиях нужно использовать точное выражение $\Omega_p = \pi \sin^2 [\arctg (D/2f)]$.

5.5. Недостатки $\Delta T_{\text{пор}}$ как обобщенного критерия

Пороговая разность температур $\Delta T_{\text{пор}}$ как обобщенный критерий имеет ряд недостатков:

1. В видеоканале часто возникают нестационарные процессы, которые не видны на индикаторном устройстве, а на шкале вольтметра, измеряющего среднеквадратичное напряжение шума, приводят к завышенным отсчетам, если только эти процессы не подавляются и в вольтметре.
2. Уровень пикового напряжения сигнала V_s требует пояснения и определяется с известной долей произвола (фиг. 5.1).
3. Пороговая разность температур $\Delta T_{\text{пор}}$, измеренная на выходе электронной системы, не всегда показательна для всей системы в целом, потому что между точкой измерения $\Delta T_{\text{пор}}$ и конечным изображением имеются свои пространственные фильтры и источники шумов.
4. $\Delta T_{\text{пор}}$ учитывает полный шум в полосе, а глаз по-разному воспринимает шумы различных типов и частоты.
5. Проектирование системы в расчете на минимум измеренного значения $\Delta T_{\text{пор}}$ без рассмотрения других факторов, влияющих на качество изображения, может привести к совершенно неудовлетворительным результатам. Например, часто оказывается возможным улучшить $\Delta T_{\text{пор}}$, измеренное в лабораторных условиях, за счет расширения спектрального диапазона, а в результате характеристики системы в реальных условиях могут резко ухудшиться. Одна из возможных причин ухудшения $\Delta T_{\text{пор}}$ заключается в том, что при расширении спектрального диапазона система становится чувствительной к солнечным бликам. Если фотоприемник работает в режиме ОФ, может также оказаться, что высокое отношение сигнала к шуму, полученное в лабораторных условиях, резко уменьшится в реальных условиях из-за ослабления сигнала атмосферой и будут восприниматься одни шумы фона.
6. Величина $\Delta T_{\text{пор}}$ не учитывает влияния на отношение сигнала к шуму различий в излучательной способности.
7. Величина $\Delta T_{\text{пор}}$ практически бесполезна при сравнении систем, работающих в разных спектральных диапазонах, с различными характеристиками пропускания излучения атмосферой.

Кроме того, критерий $\Delta T_{\text{пор}}$ не учитывает следующих факторов:

8. Зрительный аппарат работает как фильтр нижних частот, отсекающий шумы на высоких пространственных частотах.
9. Зрительный аппарат состоит из множества узкополосных фильтров, работающих независимо. Таким образом, объект

5.7. Минимальная разрешаемая разность температур

В гл. 4 указывалось, что на субъективное восприятие качества изображения сильное влияние оказывают следующие факторы: резкость, зернистость, передача контраста и искажения структуры изображения. Влияние каждого из этих факторов описывает соответствующая объективная характеристика в случае, когда три остальных фактора постоянны или несущественны. Обычно все четыре фактора действуют одновременно, и, поскольку точно неизвестно, насколько ухудшение одной характеристики эквивалентно ухудшению другой, предсказание поведения системы для большого многообразия конкретных задач представляет сложную проблему.

Эта проблема является общеизвестной для оптико-электронных приборов, но в тепловых системах она становится особенно острой, поскольку обычно контрасты в тепловом изображении выглядят не совсем так, как в видимой картине, так что трудно предложить набор стандартов, подобный применяемому в вещательном телевидении. Мы очень чувствительны к изменениям в изображении на домашнем телевизоре или на полутоновых газетных фотографиях, однако в изображении FLIR можно не заметить сравнительно серьезного ухудшения качества из-за несколько необычного вида даже изображения высокого качества и нестандартности различных систем FLIR.

Таким образом, необходимо иметь обобщенный критерий, включающий все четыре элемента качества изображения, т. е. единый критерий, характеризующий систему прибор — наблюдатель. Имеется много возможных путей сформировать такой приближенный критерий, учитывающий ограничения порогового восприятия наблюдателя, вызванные случайными шумами, помехами, контрастом, пространственно-частотным спектром или временем наблюдения. В системах FLIR пространственное разрешение и тепловая чувствительность являются доминирующими характеристиками. В этом разделе основное внимание уделяется такому пространственному критерию, как тепловая чувствительность для данного отношения сигнала к шуму в функции пространственной частоты.

Шаде [5] вывел такой критерий для фотографических, кинематографических и тепловизионных систем. Это — отношение сигнала к шуму в изображении, требуемое наблюдателю для разрешения трехштрихового стандартного тест-объекта ВВС США в присутствии шумов. Жину [6] и Сендалл [7] обнаружили, что критерий Шаде с весьма небольшими изменениями применим к тепловому изображению, и вывели выражение, определяющее разность температур штрихового тест-объекта, которая обеспечивает необходимый для разрешения порог отношения сигнала к шуму по Ша-

де. Теперь общепринятое название этой функции — минимальная разрешаемая разность температур $\Delta T_{\text{разр}}$ ¹⁾. Чаще всего она определяется не по трехштриховому, а по четырехштриховому тест-объекту. Важным является случай ограничения шумами, поскольку инфракрасные системы изображения дают максимальную чувствительность, когда шумы видны наблюдателю, как это бывает, когда усиление в системе устанавливается на высоком уровне, чтобы скомпенсировать неблагоприятные особенности картины или внешние условия наблюдения.

В приведенном ниже выводе используются те же допущения, что и при выводе $\Delta T_{\text{пор}}$, и, кроме того, принято, что

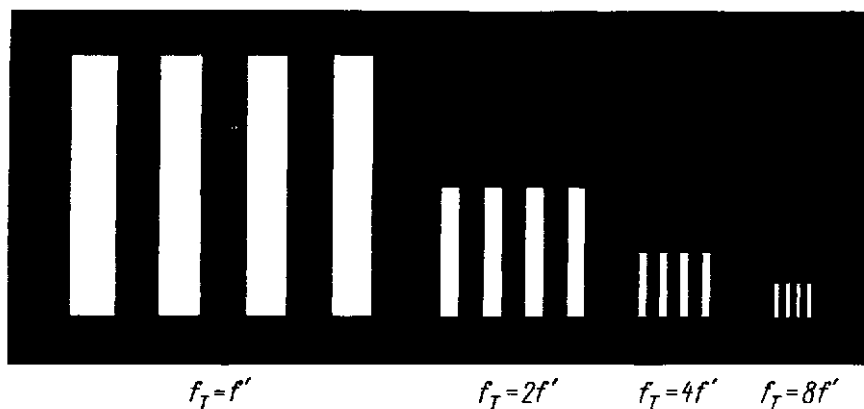
1. Временное суммирование в системе глаз — мозг наблюдателя FLIR приблизительно описывается постоянной времени, принятой равной 0,2 с. Предполагается, что глаз линейно суммирует сигналы и оценивает среднеквадратичную величину шума в пределах каждого интервала 0,2 с, хотя на самом деле представление о таком механизме не точное, но удобное.
2. Узкополосная пространственная фильтрация в зрительном аппарате наблюдаемой периодической структуры прямоугольных полос, имеющей частоту f_T , приближенно учитывается согласованным фильтром для одной полосы. Форма такого фильтра принимается без доказательств и считается, что для глаза фильтр описывается формулой

$$\text{Sinc} \left(\frac{f}{2f_T} \right) = [\sin(\pi f/2f_T)]/(\pi f/2f_T). \quad (5.46)$$

Шаде и др. показали, что система глаз — мозг действует подобно согласованному фильтру (или в данном случае подобно согласованному пространственному сумматору), суммирующему малые участки площади, в связи с чем необходимо брать двойной интеграл от яркости картины на экране индикатора. Для простоты будем полагать, что полосы достаточно длинные, и краевыми эффектами можно пренебречь.

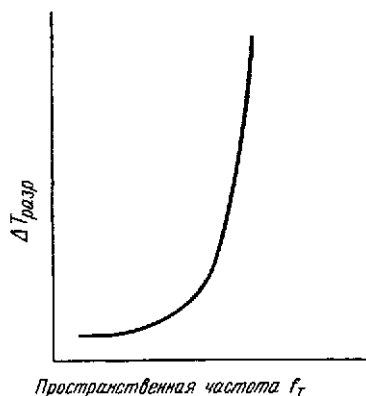
3. Электронная система обработки сигнала и контрольное устройство не вносят дополнительных шумов.
4. Система сравнительно проста, без перекрытия при сканировании и характеризуется определенной МПФ и спектром мощности шума $g^2(f)$.
5. Система работает линейно, так что реакция на объект описывается МПФ.
6. Образование изображения пространственно-инвариантно в направлении сканирования.

¹⁾ Соответствующее сокращение на английском языке MRTD (minimum resolvable temperature difference). — Прим. перев.



Фиг. 5.5. Тест-объекты для определения $\Delta T_{\text{разр}}$.

Этапы измерения $\Delta T_{\text{разр}}$ следующие. Пусть система визирует наибольший тест-объект (фиг. 5.5), где полосы и промежутки излучают как черные тела с различной, но постоянной температурой и высота полос в семь раз больше ширины. Пусть система отрегулирована таким образом, что шуми ясно видны на экране индикатора, и пусть начальная разность температур полос и промежутков равна нулю. Затем будем увеличивать разность температур, пока полосы не станут явно разрешимыми для наблюдателя на экране индикатора. Полученная ΔT есть $\Delta T_{\text{разр}}$, соответствующая основной пространственной частоте тест-объекта. Повторение опыта для последующих более высоких частот дает кривую $\Delta T_{\text{разр}}$, показанную на фиг. 5.6. Этапы экспериментального определения $\Delta T_{\text{разр}}$ на данной частоте заключаются в обнаружении тест-объек-



Фиг. 5.6. Типичная форма кривой зависимости $\Delta T_{\text{разр}}$ от f_T .

та в виде квадрата и в последующем точном установлении такого значения ΔT , при котором наблюдатель уверенно разрешает отдельные полосы.

5.8. Вывод выражения для $\Delta T_{\text{разр}}$

Желательно, сохраняя преемственность, свести к минимуму сложность формул, выражая $\Delta T_{\text{разр}}$ через $\Delta T_{\text{пор}}$. Однако для наглядного сравнительного анализа влияния различных параметров целесообразно в уравнении для $\Delta T_{\text{разр}}$ выразить $\Delta T_{\text{пор}}$ через определяющие его параметры. В дополнение к параметрам, использованным при выводе $\Delta T_{\text{пор}}$, требуются следующие параметры: $\tilde{r}_e(f)$ — МПФ электронного усилителя и блока обработки видеосигнала; $\tilde{r}_m(f)$ — МПФ видеоконтрольного устройства; $\tilde{r}_s(f)$ — МПФ системы в целом; $r_s(f)$ — реакция всей системы на прямоугольную волну; T_e — постоянная времени глаза, с; $\dot{F}$ — частота кадров, Гц; f_T — основная частота тест-объекта, мрад⁻¹; f_T — основная частота тест-объекта, Гц.

Выведем выражение для $\Delta T_{\text{разр}}$, рассматривая сначала влияние системы на величину отношения сигнала к шуму в изображении объекта, а затем учитывая влияние наблюдателя. На выходе контрольного устройства отношение сигнала к шуму в изображении одной полосы равно

$$(C/\Pi)_i \stackrel{\sim}{=} r_s \frac{\Delta T}{\Delta T_{\text{пор}R}} \frac{1}{\left[\frac{\int_0^\infty g^2(f) \tilde{r}_e^2(f) \tilde{r}_m^2(f) df}{\Delta f_R} \right]^{1/2}}, \quad (5.47)$$

где $\tilde{r}_s$ выражает модуляционные потери в изображении полосы, множитель $\Delta T/\Delta T_{\text{пор}R}$ — отношение сигнала к шуму электронной системы, измеренное с эталонным фильтром, используемым при определении $\Delta T_{\text{пор}}$ для большого объекта с данным ΔT , а член в квадратных скобках обеспечивает пересчет от эталонной полосы частот к реальной полосе частот системы. Поскольку амплитуда первой гармоники единичной прямоугольной волны равна $4/\pi$, для пространственных частот, больших или равных $1/3$ частоты среза, справедливо равенство

$$\tilde{r}_s \stackrel{\sim}{=} 4\tilde{r}_s/\pi. \quad (5.48)$$

Для большого класса систем это равенство с хорошим приближением выполняется для частот, больших чем $1/5$ граничной частоты.

Когда наблюдатель видит объект, он воспринимает отношение сигнала к шуму, на которое оказали влияние следующие факторы, связанные с восприятием:

1. Для данного типа объекта глаз, как было показано Шаде, по-видимому, выделяет среднее значение сигнала в изображении и оперирует с этим средним значением. Для частот, превышающих $1/3$ частоты среза, уменьшение среднего уровня сигнала от пикового значения сигнала на входе определяется множителем $\sqrt{2r_s}/\pi$ или $8\tilde{r}_s/\pi^2$, поскольку средняя величина первой гармоники единичной прямоугольной волны за полпериода равна $2/\pi$.
2. Отношение сигнала к шуму увеличивается в $(T_e \dot{F})^{1/2}$ раз (корень квадратный из числа независимых выборок с точки экрана за 0,2 с) благодаря временной суммации.
3. В вертикальном направлении глаз осуществляет пространственную суммацию сигналов и выбирает среднеквадратичную величину шума вдоль полосы, используя длину корреляции шума β ; в результате воспринимаемое отношение сигнала к шуму увеличивается в следующее число раз:

$$[(\text{Длина полосы})/\beta]^{1/2} = [7 \times (\text{Ширина полосы})/\beta]^{1/2} = (7/2f_T\beta)^{1/2}. \quad (5.49)$$

4. Влияние интегрирующих свойств глаза в горизонтальном направлении легче учесть в области частот путем замены ширины полосы частот шума электронной системы и видеоконтрольного устройства $\int_0^\infty g^2 \tilde{r}_e^2 \tilde{r}_m^2 df$ шириной полосы частот электронной системы, видеоконтрольного устройства и согласованного фильтра глаза

$$\int_0^\infty g^2 \tilde{r}_e^2 \tilde{r}_m^2 \text{Sinc}^2(f/2f_T) df.$$

Это дает следующее улучшение воспринимаемого отношения сигнала к шуму:

$$\left[\frac{\int_0^\infty g^2 \tilde{r}_e^2 \tilde{r}_m^2 df}{\int_0^\infty g^2 \tilde{r}_e^2 \tilde{r}_m^2 \text{Sinc}^2(f/2f_T) df} \right]^{1/2}.$$

Учитывая все четыре фактора, влияющие на отношение сигнала к шуму в изображении, получим для воспринимаемого отноше-

ния сигнала к шуму $(C/\Pi)_p$

$$\begin{aligned}
 (C/\Pi)_p &= \frac{8}{\pi^2} \tilde{r}_s \frac{\Delta T}{\Delta T_{\text{пор}_R} \left[\frac{\int_0^\infty g^2 \tilde{r}_e^2 \tilde{r}_m^2 df}{\Delta f_R} \right]^{1/2}} [T_e \dot{F}]^{1/2} \times \\
 &\times \left[\frac{7}{2f_T \beta} \right]^{1/2} \left[\frac{\int_0^\infty g^2 \tilde{r}_e^2 \tilde{r}_m^2 df}{\int_0^\infty g^2 \tilde{r}_e^2 \tilde{r}_m^2 \text{Sinc}^2(f/2f_T) df} \right]^{1/2} = \\
 &= \frac{1,51 \Delta T [T_e \dot{F}]^{1/2} \tilde{r}_s}{\Delta T_{\text{пор}_R} \left[\frac{\int_0^\infty g^2 \tilde{r}_e^2 \tilde{r}_m^2 \text{Sinc}^2(f/2f_T) df}{\Delta f_R} \right]^{1/2} [f_T \beta]^{1/2}}. \quad (5.50)
 \end{aligned}$$

Полагая величину $(C/\Pi)_p$ равной отношению сигнала к шуму k в изображении одной полосы, необходимому для обнаружения наблюдателем этой полосы, решая уравнение относительно ΔT и определяя коэффициент ширины полосы ρ из соотношения

$$\rho^{1/2} \triangleq \left[\frac{\int_0^\infty g^2 \tilde{r}_e^2 \tilde{r}_m^2 \text{Sinc}^2(f/2f_T) df}{\Delta f_R} \right]^{1/2}, \quad (5.51)$$

получим

$$\Delta T = \frac{\Delta T_{\text{пор}_R} \rho^{1/2} [f_T \beta]^{1/2} (k/1,51)}{\tilde{r}_s (T_e \dot{F})^{1/2}}. \quad (5.52)$$

Здесь необходимо отметить, что частота тест-объекта в формуле (5.51) выражена в герцах (f_T), а в формуле (5.52) — в обратных миллирадианах (f_T).

Величина ΔT , которую следует выбрать как $\Delta T_{\text{разр}}$, связана с воспринимаемым отношением сигнала к шуму, которое в свою очередь связано с вероятностью обнаружения. Блэкуэлл нашел, что порог уверенного обнаружения объектов наблюдателями примерно соответствует 90%-ной вероятности правильного обнаружения одной полосы. В разд. 4.10.1 было показано, что отношение k для $P_d = 0,9$ приблизительно равно 4,5. Принимая $k = 4,5$ и $\Delta T = \Delta T_{\text{разр}}$, получим

$$\Delta T_{\text{разр}}(f_T) = \frac{3 \Delta T_{\text{пор}_R} \rho^{1/2} (f_T \beta)^{1/2}}{\tilde{r}_s (T_e \dot{F})^{1/2}}. \quad (5.53)$$

Как известно автору, результаты расчета по этой формуле хорошо согласуются с экспериментальными данными для свободной от по-

мех системы с приемником излучения, ограниченным шумами, при условии, что все параметры, входящие в формулу, точно известны.

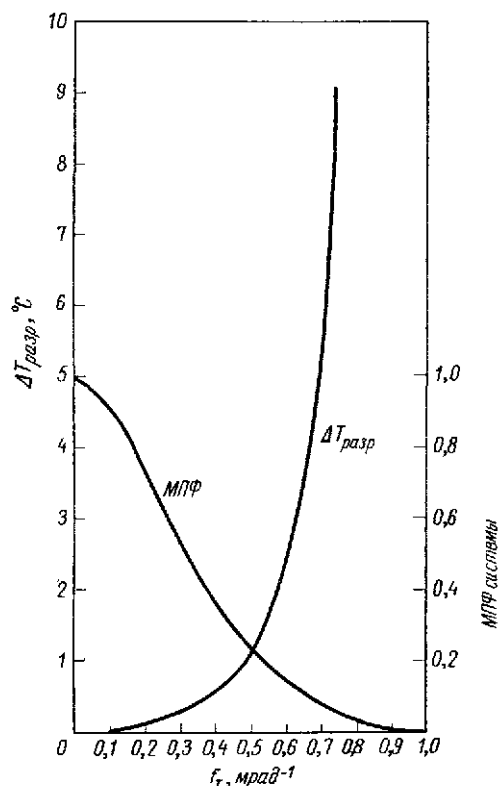
Четыре весьма серьезных обстоятельства не позволяют рассматривать разность температур $\Delta T_{\text{разр}}$ в том виде, как она определена здесь, в качестве достаточно совершенного обобщенного критерия. Во-первых, $\Delta T_{\text{разр}}$ не включает МПФ глаза и не учитывает влияние увеличения. Во-вторых, этот критерий связан с реакцией человека, но не каждый человек будет иметь те же характеристики, что и наблюдатель, оценивавший систему. В-третьих, формула не учитывает в явной форме спектральную чувствительность. В-четвертых, $\Delta T_{\text{разр}}$ не связана определенным образом с поведением системы в реальных условиях. Так что этот критерий скорее можно использовать как средство проверки системы и как приблизительный общий критерий, уровень которого желательно достичь в реальных условиях (см. разд. 10.5).

Критерий $\Delta T_{\text{разр}}$ оценивался в лабораторных условиях для множества различных систем множеством наблюдателей. Согласно с теорией хорошее, проводить испытания легко и они дают хорошую воспроизводимость. К тому же это понятный критерий, получаемый непосредственно путем наблюдений, что также способствует его широкому использованию. Из уравнения для $\Delta T_{\text{разр}}$ видна также важная роль частоты кадров и мельканий. В случае линейной развертки коэффициент перехода от пространственной частоты к электрической в направлении сканирования по строке пропорционален частоте кадров. В этом случае Δf_R пропорциональна $\dot{F}$, $\Delta T_{\text{пор}_R}$ пропорциональна $\dot{F}^{1/2}$ и множитель $\dot{F}^{1/2}$ в знаменателе формулы (5.53) сокращается, вследствие чего выражение для $\Delta T_{\text{разр}}$ не зависит явным образом от $\dot{F}$. Это — важное преимущество, поскольку отсюда следует, что увеличение кадровой частоты, улучшая качество изображения за счет ослабления влияния мельканий, не будет уменьшать воспринимаемое отношение сигнала к шуму.

Если требуется формула для $\Delta T_{\text{разр}}$, содержащая не обобщенный критерий $\Delta T_{\text{пор}}$, а основные параметры системы, можно подставить выражение $\Delta T_{\text{пор}}$ через эти параметры и получить

$$\Delta T_{\text{разр}} = \frac{3\pi \sqrt{ab} \left[\int_0^\infty g^2(f) \tilde{r}_s^2 \tilde{r}_m^2 \text{Sinc}^2(f/2f_T) df \right]^{1/2} [f_T \beta]^{1/2}}{\alpha \beta A_o \tau_o D^* (\lambda_p) (\Delta W / \Delta T) \tilde{r}_s (T_e \dot{F})^{1/2}}. \quad (5.54)$$

Наконец, формулу (5.53) для большинства конкретных систем можно упростить настолько, чтобы расчет $\Delta T_{\text{разр}}$ можно было выполнить вручную. Во многих хорошо спроектированных систе-



Фиг. 5.7. Кривые $\Delta T_{\text{разр}}$ и МПФ для системы, рассматриваемой в качестве примера.

мах шумы на экране в пределах полосы частот сигнала белые, т. е.

$$g^2(f) \tilde{r}_e^2 \tilde{r}_m^2 = 1. \quad (5.55)$$

В этом случае выражение для $\rho^{1/2}$ упрощается и принимает следующий вид:

$$\rho^{1/2} = [f'_T / \Delta f_R]^{1/2}, \quad (5.56)$$

где частота f'_T выражена в герцах. Чтобы можно было выражать f'_T и в миллирадианах, заметим, что

$$f'_T = \frac{\alpha}{\tau_d} f_T. \quad (5.57)$$

Тогда

$$\Delta T_{\text{разр}} = \frac{3 \frac{\Delta T_{\text{пор}R}}{(\Delta f_R)^{1/2}} f_T \left[\frac{\alpha}{\tau_d} \right]^{1/2} \beta^{1/2}}{\tilde{r}_s (T_e \dot{F})^{1/2}}. \quad (5.58)$$

Эта формула удобна тем, что она включает $\Delta T_{\text{пор}R}$, деленную на ширину эквивалентной полосы эталонного фильтра. Таким образом, исключается вызывающая сомнения часть выражения для $\Delta T_{\text{пор}}$ и остаются более или менее определенные параметры.

В качестве примера рассмотрим расчет $\Delta T_{\text{разр}}$ для системы с параллельным сканированием линейкой чувствительных элементов приемника со следующими параметрами: $\Delta T_{\text{пор}R} = 0,36^\circ\text{C}$; $\Delta f_R = 29,4$ кГц; $\alpha = \beta = 1,0$ мрад; $\tau_d = 2,67 \cdot 10^{-5}$ с; $F = 30$ Гц; МПФ такая же, как в табл. 3.5. Применяя формулу для $\Delta T_{\text{разр}}$ в случае белого шума и подставляя приведенные значения параметров, получим

$$\Delta T_{\text{разр}} = 0,49 \frac{f_T}{r_s} (^\circ\text{C}).$$

Кривые МПФ и $\Delta T_{\text{разр}}$ для этого примера представлены на фиг. 5.7.

5.9. Минимальная обнаруживаемая разность температур

Критерий $\Delta T_{\text{разр}}$ полезен в качестве характеристики системы для расчета и проектирования систем при решении задач различения. Однако величина $\Delta T_{\text{разр}}$ не всегда просто связана с практическими задачами обнаружения. Сендалл [7], Хоппер [8] и другие предложили функцию, связанную с характеристиками ограниченного шума обнаружения в реальных условиях. Эта функция — минимальная обнаруживаемая разность температур $\Delta T_{\text{обн}}$ ¹⁾. Критерий $\Delta T_{\text{обн}}$ не является широко распространенным и общепринятым, однако он весьма полезен. При выводе уравнения для $\Delta T_{\text{обн}}$ делаются обычные предположения о характеристиках системы и наблюдателя. Тест-объект представляет собой квадратный объект с переменным угловым размером W на равномерном фоне большой протяженности. Минимальная обнаруживаемая разность температур $\Delta T_{\text{обн}}$ определяется как разность температур черного тела, необходимая наблюдателю для обнаружения квадратного объекта при неограниченном времени наблюдения и заранее известном местоположении объекта.

Пусть средняя величина, характеризующая излучение малого участка изображения на экране (т. е. участка, который воспринимается глазом без пространственной суммации), равна $\overline{I(x, y)} \Delta T$, где $\overline{I(x, y)}$ — нормированное распределение яркости изображения квадратного объекта с распределением яркости $O(x, y)$, а ΔT — разность температур объекта и фона. Тогда среднее на кадр и на строку отношение сигнала к среднеквадратичной

¹⁾ Соответствующее сокращение на английском языке MDTD (minimum detectable temperature difference). — *Прим. перев.*

величине шума в изображении равно

$$(C/\Pi)_i = \frac{\overline{I(x, y)} \Delta T}{\Delta T_{\text{пор}R} \left[\frac{\int_0^\infty g^2(f) \tilde{r}_e^2 \tilde{r}_m^2 df}{\int_0^\infty g^2(f) \tilde{r}_R^2 df} \right]^{1/2}}. \quad (5.59)$$

Пусть протяженность функции рассеяния линии (ФРЛ) системы в направлении y составляет $|r_y|$. Тогда при сканировании без перекрытия число независимых выборок шума вдоль изображения объекта по углу места приблизительно равно $(W + |r_y|)/\beta$.

Если предположить, что глаз осуществляет пространственную суммирование в направлении x по всему размеру W , то воспринимаемое отношение сигнала к шуму будет равно

$$(C/\Pi)_p = (C/\Pi)_i (T_e \dot{F})^{1/2} \left[\frac{W + |r_y|}{\beta} \right]^{1/2} \left[\frac{\int_0^\infty g^2(f) \tilde{r}_e^2 \tilde{r}_m^2 df}{\int_0^\infty g^2(f) \text{Sinc}^2(Wf) \tilde{r}_e^2 \tilde{r}_m^2 df} \right]^{1/2}. \quad (5.60)$$

Подставляя выражение для $(C/\Pi)_i$, полагая для простоты $(C/\Pi)_p = k$, решая уравнение относительно ΔT и считая, что $\Delta T = \Delta T_{\text{обн}}$, получим

$$\Delta T_{\text{обн}}(W) = \frac{k \left[\frac{\int_0^\infty g^2(f) \text{Sinc}^2(Wf) \tilde{r}_m^2 \tilde{r}_e^2 df}{\int_0^\infty g^2(f) \tilde{r}_R^2 df} \right]^{1/2} \Delta T_{\text{пор}R}}{\overline{I(x, y)} (T_e \dot{F})^{1/2} \left[\frac{W + |r_y|}{\beta} \right]^{1/2}}. \quad (5.61)$$

Полученную функцию можно преобразовать в функцию частоты, если определить основную частоту тест-объекта в виде

$$f_T = 1/2W, \quad (5.62)$$

тогда

$$\Delta T_{\text{обн}}\left(f_T = \frac{1}{2W}\right) = \frac{k \left[\frac{\int_0^\infty g^2(f) \text{Sinc}^2\left(\frac{f}{2f_T}\right) \tilde{r}_m^2 \tilde{r}_e^2 df}{\int_0^\infty g^2(f) \tilde{r}_R^2 df} \right]^{1/2} \Delta T_{\text{пор}R}}{\overline{I(x, y)} (T_e \dot{F})^{1/2} \left[\frac{1/(2f_T) + |r_y|}{\beta} \right]^{1/2}}. \quad (5.63)$$

Драйден [9] отметил, что $\Delta T_{\text{обн}}$ может быть связана с $\Delta T_{\text{разр}}$, если предположить, что размер стороны квадрата W равен ширине полосы в тест-объекте при определении $\Delta T_{\text{разр}}$, и записать формулу для $\Delta T_{\text{обн}}$ в виде

$$\Delta T_{\text{обн}} = \frac{k\Delta T_{\text{порR}} \rho^{1/2} \left[\frac{\beta}{1/(2f_T) + |r_y|} \right]^{1/2}}{\bar{I}(x, y) (T_e \dot{F})^{1/2}}. \quad (5.64)$$

Пренебрегая членом $|r_y|$, получим

$$\Delta T_{\text{обн}} \left(f_T = \frac{1}{2W} \right) = \frac{V\sqrt{2} k\Delta T_{\text{порR}} \rho^{1/2} (f_T \beta)^{1/2}}{\bar{I}(x, y) (T_e \dot{F})^{1/2}}. \quad (5.65)$$

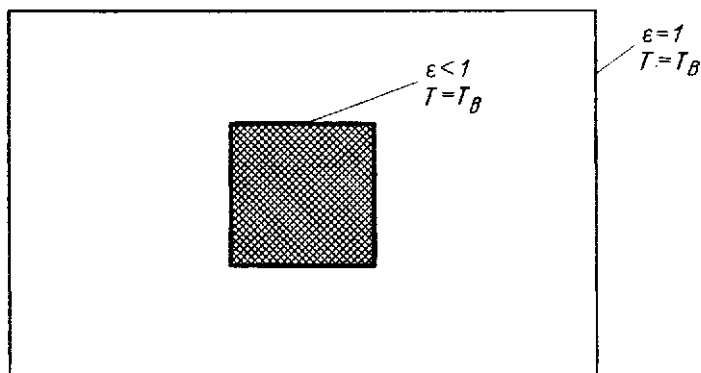
Сравнивая формулу (5.65) с формулой для $\Delta T_{\text{разр}}$, видим, что

$$\Delta T_{\text{обн}} \left(f_T = \frac{1}{2W} \right) = \frac{\tilde{r}_s 1.5 V\sqrt{2}}{\bar{I}(x, y)} \Delta T_{\text{разр}} \left(f_T = \frac{1}{2W} \right). \quad (5.66)$$

Трудность точного определения $\Delta T_{\text{обн}}$ по приведенным формулам связана с необходимостью расчета величины $\bar{I}(x, y)$, представляющей собой среднее значение интеграла свертки. Для объектов, много меньших, чем угловой размер чувствительного элемента приемника излучения, величина $\bar{I}(x, y)$ уменьшается пропорционально отношению телесных углов объекта и чувствительного элемента приемника. В этом случае формулу для $\Delta T_{\text{обн}}$ можно использовать для расчета возможности обнаружения объектов, являющихся практически точечными источниками.

5.10. Эквивалентная шуму излучательная способность

Эквивалентная шуму разность температур $\Delta T_{\text{пор}}$ представляет собой идеализированную характеристику, позволяющую рассчитать отношение видеосигнала к шуму для большого объекта, излучающего как черное тело на равномерном фоне, также излучающем как черное тело. Поскольку кажущаяся разность температур картины может быть обусловлена не только разницей в температурах соседних участков, но и разницей в излучательной способности, полезно ввести аналог $\Delta T_{\text{пор}}$, который будет использоваться, когда объект с постоянной по большому участку поверхности излучательной способностью отличается по этому параметру от черного тела. Поскольку серое тело (объект) испускает меньше излучения, чем черное тело (фон) при той же температуре, видеосигнал, получаемый в системе от серого объекта, будет отрицательным относительно уровня фона. Параметр, который мы хотим рассмотреть, это излучательная способность ε , которая дает отношение видеосигнала к шуму, равное единице, относительно



Фиг. 5.8. Вид тест-объекта для определения излучательной способности, эквивалентной шуму.

фона, излучающего как абсолютно черное тело. Будем называть эту величину эквивалентной шуму излучательной способностью $\epsilon_{\text{пор}}$ ¹⁾. В соответствии с этим определением величина $1/\epsilon_{\text{пор}}$ дает отношение видеосигнала к шуму (С/Ш), обусловленное данным $\epsilon_{\text{пор}}$.

Вывод выражения для $\epsilon_{\text{пор}}$ аналогичен выводу $\Delta T_{\text{пор}}$. Предположим, что объект имеет форму, показанную на фиг. 5.8. Разность между значениями спектральной плотности излучения объекта и фона равна

$$\Delta W_{\lambda} = \epsilon W_{\lambda}(T_B) - W_{\lambda}(T_B) = (\epsilon - 1) W_{\lambda}(T_B). \quad (5.67)$$

Разность спектральных потоков излучения, попадающих на приемник, равна

$$\Delta P_{\lambda} = \frac{(\epsilon - 1) W_{\lambda}(T_B)}{\pi} A_o \alpha \beta \tau_o(\lambda), \quad (5.68)$$

и соответствующее напряжение сигнала будет следующим:

$$\Delta V_s(\lambda) = \frac{(\epsilon - 1) W_{\lambda}(T_B)}{\pi} \frac{A_o \alpha \beta V_n}{\sqrt{ab \Delta f_R}} \tau_o(\lambda) D^*(\lambda). \quad (5.69)$$

Интегрируя по λ , решая уравнение относительно $\Delta V_s/V_n$ и полагая $\Delta V_s/V_n = -1$, получаем

$$-1 = (\epsilon - 1) \frac{A_o \alpha \beta}{\pi \sqrt{ab \Delta f_R}} \int_0^{\infty} W_{\lambda}(T_B) D^*(\lambda) \tau_o(\lambda) d\lambda. \quad (5.70)$$

¹⁾ Соответствующее сокращение на английском языке NEE (noise equivalent emissivity). — Прим. перев.

Решая уравнение (5.70) относительно ε и полагая $\varepsilon = \varepsilon_{\text{пор}}$, находим

$$\varepsilon_{\text{пор}} = 1 - \frac{\pi \sqrt{ab\Delta/R}}{A_o \alpha \beta \int_0^{\infty} W_{\lambda}(T_B) D^*(\lambda) \tau_o(\lambda) d\lambda}. \quad (5.71)$$

Используя приведенные выше формулы для $\Delta T_{\text{пор}}$, можно переписать (5.71) в виде

$$\varepsilon_{\text{пор}} = 1 - \frac{\Delta T_{\text{пор}} \int_0^{\infty} \frac{\partial W_{\lambda}(T_B)}{\partial T} \frac{D^*(\lambda)}{D^*(\lambda_p)} d\lambda}{\int_0^{\infty} W_{\lambda}(T_B) \frac{D^*(\lambda)}{D^*(\lambda_p)} d\lambda}. \quad (5.72)$$

Хоукис [2] ввел подобную величину, названную им эквивалентной шуму относительной излучательной способностью.

5.11. Характеристики приемного устройства

Трудно ввести единый параметр, характеризующий приемное устройство, который имел бы смысл для всех типов систем, поскольку общие объективные факторы не всегда можно непосредственно связать с субъективной оценкой качества изображения и способностью извлекать из него информацию. Чтобы в какой-то степени упростить проблему, Сендалл [7] делает существенное различие между теми параметрами, которые используются для синтеза системы, и теми, которые применяются при ее анализе. В то время как $\Delta T_{\text{пор}}$ и $\Delta T_{\text{разр}}$ первоначально введены как характеристики, необходимые для анализа, количественные критерии, предложенные Сендаллом, полезны для достижения эффективных результатов при проектировании, т. е. при синтезе систем.

Ниже приведен вывод, полученный, следуя Сендаллу, для широкого класса систем, чувствительность которых определяется белым шумом приемника излучения, а разрешающая способность которых в значительной мере определяется угловым размером чувствительных элементов приемника. В дальнейшем будем полагать, что входной зрачок оптической системы круглый без экранирования, развертка — без пропусков и перекрытий, электронная обработка производится однозвенным RC -фильтром нижних частот, форма чувствительных элементов приемника излучения — прямоугольная.

Выражения, соответствующие этим предположениям, имеют следующий вид:

$$\Delta T_{\text{пор}} = \frac{4 \sqrt{ab\Delta f_R}}{\alpha\beta D_0^2 \int_0^\infty \frac{\partial W_\lambda(T_B)}{\partial T} D^*(\lambda) \tau_D(\lambda) d\lambda}, \quad (5.73)$$

$$\Delta f_R = \frac{\pi}{2} \frac{1}{2\tau_d} \quad (5.74)$$

и

$$\tau_d = n\alpha\beta\eta_{sc}/AB\dot{F} \quad (\text{для систем с параллельным сканированием}). \quad (5.75)$$

Тогда

$$\Delta f_R = \pi AB\dot{F}/4n\alpha\beta\eta_{sc} \quad (5.76)$$

и

$$\begin{aligned} \Delta T_{\text{пор}} &= \frac{2 \sqrt{\pi ab AB\dot{F}/n\alpha\beta\eta_{sc}}}{\alpha\beta D_0^2 \int_0^\infty \frac{\partial W_\lambda(T_B)}{\partial T} D^*(\lambda) \tau_o(\lambda) d\lambda} = \\ &= \frac{2 \sqrt{\pi AB\dot{F} F/D}}{\alpha\beta \sqrt{n\eta_{sc}} D_0 \int_0^\infty \frac{\partial W_\lambda(T_B)}{\partial T} D^*(\lambda) \tau_o(\lambda) d\lambda}. \end{aligned} \quad (5.77)$$

Определим теперь характеристику приемного устройства P в виде

$$P = \frac{(AB\dot{F})^{1/2}}{\alpha\beta\Delta T_{\text{пор}}} = \frac{\sqrt{n\eta_{sc}} D_0 \int_0^\infty \frac{\partial W_\lambda(T_B)}{\partial T} D^*(\lambda) \tau_o(\lambda) d\lambda}{2 \sqrt{\pi} F/D}. \quad (5.78)$$

Это хороший обобщенный параметр, поскольку отношение $\Delta T_{\text{пор}}/\dot{F}^{1/2}$ характеризует тепловую чувствительность, $(AB)^{1/2}$ представляет размер стороны квадрата, эквивалентного по площади полю зрения, а $\alpha\beta$ для многих систем определяет разрешающую способность. Таким образом, с уменьшением $\Delta T_{\text{пор}}/\dot{F}^{1/2}$, увеличением $(AB)^{1/2}$ и уменьшением $\alpha\beta$ качество системы улучшается.

Для приемника, работающего в режиме ОФ с теоретически идеальной охлаждаемой диафрагмой¹⁾, имеем

$$D^* = 2D_{\text{ОФ}}^{**} F/D (\eta_q \eta_{cs})^{1/2} \quad (5.79)$$

и можем написать

$$P = \frac{\sqrt{n\eta_{sc}}}{\sqrt{\pi}} D_o (\eta_{cs} \eta_q)^{1/2} \int_0^\infty \frac{\partial W_\lambda(T_B)}{\partial T} D_{\text{ОФ}}^{**}(\lambda) \tau_o(\lambda) d\lambda. \quad (5.80)$$

Если теперь примем $\tau_o(\lambda) = \tau_o$ и введем следующие параметры:

$$\text{Коэффициент сложности приемного устройства} = C \triangleq \frac{\sqrt{n} D_o}{\sqrt{\pi}}, \quad (5.81)$$

Коэффициент полезного действия приемного устройства —

$$= E \triangleq \tau_o (\eta_{cs} \eta_{sc} \eta_q)^{1/2}, \quad (5.82)$$

Радационная функция приемного устройства =

$$= R \triangleq \int_0^\infty D_{\text{ОФ}}^{**}(\lambda) \frac{\partial W_\lambda(T_B)}{\partial T} d\lambda, \quad (5.83)$$

то $P = CER$. Интерпретация E и R проста, а C показывает, что после того, как E и R оптимизированы, дальнейшее улучшение характеристик возможно только за счет увеличения входного зрачка или увеличения числа элементов приемника излучения.

Если угловой размер чувствительного элемента приемника не является определяющим фактором, влияющим на МПФ приемного устройства, желательно подставить вместо α эквивалентное разрешение r_x в направлении сканирования

$$r_x = \left[2 \int \tilde{r}_x^2 df \right]^{-1}, \quad (5.84)$$

где $\tilde{r}_x$ есть МПФ системы в направлении сканирования. Если аналогично определить r_y , формула для обобщенной характеристики приемного устройства P принимает вид

$$P = \frac{(AB\dot{F})^{1/2}}{r_x r_y \Delta T_{\text{пор}}}. \quad (5.85)$$

В заключение отметим, что, согласно приведенным выше определениям обобщенной характеристики, она не меняется с ростом частоты кадров.

¹⁾ В предположении, что приемник работает с тем же относительным отверстием, что и оптическая система, т. е. при сканировании не происходит перемещения зрачка.

5.12. Выбор спектрального диапазона

Оптимальным спектральным диапазоном работы FLIR является такой диапазон, который обеспечивает наилучшие выходные характеристики системы при данной стоимости. Для двух FLIR, одинаковых по всем параметрам, кроме рабочего спектрального диапазона, показателем в первом приближении сравнительной характеристикой (без учета влияния поглощения в атмосфере) является $\Delta T_{\text{пор}}$. Наилучшим из возможных является случай, когда каждый из приемников излучения работает в режиме ОФ. Тогда $\Delta T_{\text{пор}}$ определяется формулой

$$\Delta T_{\text{пор}} = \frac{2 \sqrt{\Delta f_R}}{D_o \sqrt{\alpha \beta \eta_{cs} \eta_q} D_{\text{ОФ}}^{**}(\lambda_p) \tau_o (\Delta W / \Delta T)}, \quad (5.86)$$

где

$$\frac{\Delta W}{\Delta T} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\partial W_{\lambda}(T_B)}{\partial T} \frac{D^*(\lambda)}{D^*(\lambda_p)} d\lambda.$$

В соответствии с законом Планка при земных температурах в длинноволновой области можно принять

$$\frac{\partial W_{\lambda}(T_B)}{\partial T} \approx \frac{c_2}{\lambda T_B^2} W_{\lambda}(T_B). \quad (5.87)$$

Так как для идеальных фотоприемников

$$D^*(\lambda) = \frac{\lambda D^*(\lambda_p)}{\lambda_p} \quad \text{при } \lambda \leq \lambda_p, \quad (5.88)$$

$$D^*(\lambda) = 0 \quad \text{при } \lambda > \lambda_p,$$

интеграл в уравнении (5.86) упрощается:

$$\frac{\Delta W}{\Delta T} = \frac{c_2}{\lambda T_B^2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_p} W_{\lambda} d\lambda. \quad (5.89)$$

Тогда, полагая, что все другие параметры одинаковы, можно записать отношение величин $\Delta T_{\text{пор}}$ в двух спектральных диапазонах в виде

$$\frac{\Delta T_{\text{пор}}(\lambda_1 \rightarrow \lambda_2)}{\Delta T_{\text{пор}}(\lambda_3 \rightarrow \lambda_4)} = \frac{\lambda_2 D_{\text{ОФ}}^{**}(\lambda_4) \int_{\lambda_3}^{\lambda_4} W_{\lambda} d\lambda}{\lambda_4 D_{\text{ОФ}}^{**}(\lambda_2) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} W_{\lambda} d\lambda}, \quad (5.90)$$

что позволяет сравнить две теоретически идеальные системы, отличающиеся только спектральными диапазонами работы. Для режима ОФ в диапазонах 3,5—5 и 8—14 мкм теоретические значения

$D_{\text{оф}}^{**}$ равны

$$D_{\text{оф}}^{**} (14 \text{ мкм}) = 3,27 \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2}/\text{Вт}$$

и

$$D_{\text{оф}}^{**} (5 \text{ мкм}) = 1,09 \cdot 10^{11} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2}/\text{Вт}.$$

Значения интегралов в уравнении (5.90) можно вычислить по таблицам излучения черного тела и получить

$$\frac{\Delta T_{\text{пор}} (3,5 \dots 5 \text{ мкм})}{\Delta T_{\text{пор}} (8 \dots 14 \text{ мкм})} = \frac{5 \cdot 3,27 \cdot 10^{10} \cdot 1,72 \cdot 10^{-2}}{14 \cdot 1,09 \cdot 10^{11} \cdot 5,56 \cdot 10^{-4}} = 3,65.$$

В соответствии с этим результатом в идеальном случае система FLIR, работающая в диапазоне 8—14 мкм, будет в 3,65 раза лучше (по критерию $\Delta T_{\text{пор}}$), чем система FLIR, работающая в диапазоне 3,5—5 мкм, если все остальные параметры систем, а также пропускание атмосферы в указанных диапазонах одинаковы.

5.13. Оптимизация спектрального диапазона

Выбор приблизительных границ спектрального диапазона работы обычно определяется экономическими соображениями; возможные системы, которые могут выполнять требуемые функции, сравниваются по их стоимости. Характеристики сравниваемых систем могут в сильной степени зависеть от пропускания атмосферы, которого следует ожидать в предполагаемых условиях использования, и это обстоятельство может оказаться важнее, чем стоимость приемного устройства, как, например, при сравнении приемных устройств, работающих в диапазонах 3—5 и 8—14 мкм на умеренных расстояниях.

После того как сделан ориентировочный выбор спектрального диапазона, дальнейшее определение функциональной формы спектрального пропускания следует проводить по-разному в двух различных случаях. В первом случае шумы приемного устройства ограничиваются не флуктуациями числа фотонов фона, поскольку доминирующими компонентами являются генерационно-рекомбинационные, тепловые и избыточные шумы. Требуется выбрать такое спектральное распределение чувствительности, которое подавило бы нежелательные составляющие излучения, например солнечный свет или излучение организованных помех ожидаемого вида, или выделило бы требуемые характеристики объекта. В целом это сравнительно несложная процедура.

Во втором случае приемное устройство работает в режиме ОФ, так что шум приемника излучения определяется излучением фона и атмосферным пропусканием. Таким образом, в необычных атмосферных условиях или в тяжелых условиях применения, когда отношение сигнала к шуму мало, может оказаться желательным

максимизировать отношение сигнала к шуму в приемном устройстве с помощью охлаждаемого фильтра с соответствующей спектральной характеристикой, установленного непосредственно перед приемником излучения.

Напомним, что в предыдущих разделах приводились следующие формулы для отношения сигнала к шуму (С/Ш):

$$(C/\Pi) \propto \int_0^{\infty} \tau_a(\lambda) \tau_o(\lambda) D^*(\lambda) \frac{\partial W_{\lambda}(T_B)}{\partial T} d\lambda, \quad (5.91)$$

где $\tau_a(\lambda)$ — коэффициент пропускания атмосферы. При использовании охлаждаемого спектрального фильтра полезно разделить пропускание оптической системы на две части, характеризуя коэффициентом $\tau_{o_{\text{неохл}}}$ неохлаждаемую часть оптики, а коэффициентом $\tau_{o_{\text{охл}}}$ охлаждаемую. Тогда

$$(C/\Pi) \propto \int_0^{\infty} \tau_a(\lambda) \tau_{o_{\text{неохл}}}(\lambda) \tau_{o_{\text{охл}}}(\lambda) D^*(\lambda) \frac{\partial W_{\lambda}(T_B)}{\partial T} d\lambda. \quad (5.92)$$

Напомним, что в режиме ОФ обнаружительная способность определяется формулой

$$D^*(\lambda) = D_{\text{ОФ}}^{**}(\lambda) \eta_q^{1/2}(\lambda) \left[\frac{\pi}{\Omega_{cs}} \right]^{1/2}. \quad (5.93)$$

Предел ОФ для фоторезисторов равен

$$D_{\text{ОФ}}^{**}(\lambda) = \frac{\lambda}{2hcQ_B^{1/2}}, \quad (5.94)$$

где в случае использования охлаждаемого фильтра

$$Q_B = \int_0^{\infty} \tau_{o_{\text{охл}}}(\lambda) Q_{\lambda} d\lambda. \quad (5.95)$$

Используя все эти соотношения, получим

$$(C/\Pi) \propto \int_0^{\infty} \tau_a(\lambda) \tau_{o_{\text{неохл}}}(\lambda) \tau_{o_{\text{охл}}}(\lambda) \frac{\lambda \eta_q^{1/2}(\lambda) \frac{\partial W_{\lambda}(T_B)}{\partial T} \left[\frac{\pi}{\Omega_{cs}} \right]^{1/2}}{2hc \left[\int_0^{\infty} \tau_{o_{\text{охл}}}(\lambda) Q_{\lambda} d\lambda \right]^{1/2}} d\lambda. \quad (5.96)$$

Поскольку

$$Q_{\lambda} = \frac{\lambda W_{\lambda}}{hc}, \quad (5.97)$$

получим, опуская постоянные коэффициенты,

$$(C/Ш) \propto \frac{\int_0^{\infty} \tau_a(\lambda) \tau_{\text{нсохл}}(\lambda) \tau_{\text{охл}}(\lambda) \eta_q^{1/2}(\lambda) \frac{\partial W_\lambda(T_B)}{\partial T} d\lambda}{\left[\int_0^{\infty} \tau_{\text{охл}}(\lambda) \lambda W_\lambda(T_{B_{\text{охл}}}) d\lambda \right]^{1/2}}, \quad (5.98)$$

где $T_{B_{\text{охл}}}$ — абсолютная температура охлаждаемого фона.

Проблема максимизации отношения $C/Ш$ сводится теперь к выбору $\tau_{\text{охл}}(\lambda)$ холодного фильтра. Клейнганс [10] определил необходимые (но недостаточные) условия, при которых отношение сигнала к шуму достигает максимума, и показал, что оптимальный охлаждаемый спектральный фильтр должен иметь на каждой длине волны одно из двух значений коэффициента пропускания — 0 или 1.

Анализ, проведенный Клейнгансом, применим к системам, для которых

$$(C/Ш) \propto \frac{\int_0^{\infty} \tau_{\text{охл}}(\lambda) \Phi_T(\lambda) d\lambda}{\left[\int_0^{\infty} \tau_{\text{охл}}(\lambda) \Phi_B(\lambda) d\lambda \right]^{1/2}} \triangleq \frac{C}{Ш}, \quad (5.99)$$

где $\Phi_T(\lambda)$ и $\Phi_B(\lambda)$ — спектральная плотность характеристик излучения объекта и фона соответственно. Применяя принципы вариационного исчисления для максимизации $\left(\frac{C}{Ш} \right)^2$, используя ограничение $0 \leq \tau_{\text{охл}}(\lambda) \leq 1$ и обозначая через $\tau'_{\text{охл}}(\lambda)$ коэффициент пропускания оптимального фильтра, обеспечивающего оптимальное отношение сигнала к шуму, равное

$$\frac{C_o}{Ш_o} \triangleq \frac{\int_0^{\infty} \tau'_{\text{охл}}(\lambda) \Phi_T(\lambda) d\lambda}{\left[\int_0^{\infty} \tau'_{\text{охл}}(\lambda) \Phi_B(\lambda) d\lambda \right]^{1/2}}, \quad (5.100)$$

Клейнганс показал, что

$$\tau'_{\text{охл}}(\lambda) = 1, \quad \text{когда} \quad \frac{\Phi_T(\lambda)}{\Phi_B(\lambda)} > \frac{C_o}{2Ш_o}, \quad (5.101)$$

и

$$\tau'_{\text{охл}}(\lambda) = 0, \quad \text{когда} \quad \frac{\Phi_T(\lambda)}{\Phi_B(\lambda)} < \frac{C_o}{2Ш_o}. \quad (5.102)$$

В данном случае имеем

$$\Phi_T(\lambda) = \tau_a(\lambda) \tau_{\text{нсохл}}(\lambda) \eta_q^{1/2}(\lambda) \frac{\partial W_\lambda(T_B)}{\partial T} \quad (5.103)$$

и

$$\Phi_B(\lambda) = \lambda W_\lambda(T_B). \quad (5.104)$$

Требуемое для нахождения характеристики оптимального фильтра численное интегрирование может оказаться существенным препятствием для решения задачи из-за больших затрат времени. Задача облегчается, если форма фильтра в первом приближении определяется такими факторами, как резкие спектральные границы, обусловленные характеристиками атмосферы, оптических материалов или приемника излучения. В этом случае характеристика фильтра приобретает полосовую форму и процесс определения ее оптимального вида становится относительно простым. Поскольку вывод Клейнганса дает только необходимые, но недостаточные условия, может оказаться, что фильтр, полученный путем слепого применения расчетного метода, будет хуже выбранного обычным способом

5.14. Факторы, характеризующие коэффициент полезного действия собирающей инфракрасной оптической системы

Часто бывает полезно определить и рассчитать различные факторы, характеризующие эффективность оптической системы, для использования их в уравнениях чувствительности систем. Основным свойством оптической системы является функция пропускания $T(x, y, \theta, \lambda)$, которая описывает ослабление луча света длиной волны λ , проходящего под углом θ к оптической оси через точку зрачка объектива с координатами (x, y) . Будем считать, что функцию $T(x, y, \theta, \lambda)$ можно представить действительной (а не комплексной) функцией зрачка $p(x, y)$ и коэффициентом спектрального пропускания $\tau_o(\theta, \lambda)$

$$T(x, y, \lambda, \theta) = p(x, y) \tau_o(\theta, \lambda). \quad (5.105)$$

Эффективная площадь собирающей оптической системы A_o равна

$$A_o = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p(x, y) dx dy, \quad (5.106)$$

а средний коэффициент спектрального пропускания $\bar{\tau}_o$ для определенного угла поля зрения θ определяется уравнением

$$\bar{\tau}_o(\theta) = \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_o(\theta, \lambda) d\lambda. \quad (5.107)$$

Эффективный коэффициент пропускания можно определить формулой

$$\tau_o = \frac{\int_0^{\infty} \tau_o(\lambda) D^*(\lambda) \frac{\partial W_{\lambda}(T_B)}{\partial T} d\lambda}{\int_0^{\infty} D^*(\lambda) \frac{\partial W_{\lambda}(T_B)}{\partial T} d\lambda}. \quad (5.108)$$

Однако для приемников, работающих в режиме ОФ, τ_o не очень удачный параметр, поскольку ослабление излучения атмосферой исключает многие спектральные компоненты сигнала, уменьшая тем самым отношение сигнала к шуму. Более подходящей величиной является коэффициент полезного действия η_s , равный

$$\eta_s = \frac{\int_0^{\infty} \tau_o(\lambda) \tau_a(\lambda) D^*(\lambda) \frac{\partial W_{\lambda}(T_B)}{\partial T} d\lambda}{\int_0^{\infty} \tau_a(\lambda) D^*(\lambda) \frac{\partial W_{\lambda}(T_B)}{\partial T} d\lambda}. \quad (5.109)$$

5.15. Параметры эффективности работы

При анализе и разработке тепловых изображающих систем необходимо иметь возможность выбрать простые параметры, позволяющие определить, удовлетворяет ли система предъявляемым к ней требованиям. Цель этого раздела заключается в том, чтобы наметить пути решения поставленной задачи. Наиболее информативным для рассмотрения этого вопроса является опыт разработки систем тепловидения для военных целей.

Многие простые приемы, которые в первом приближении годились на ранней стадии развития систем тепловидения для военных целей, не пригодны теперь для всего разнообразия имеющихся в настоящее время систем. Если, например, разработка большинства систем идет по тому же пути, что и в приборах с параллельной обработкой информации, угловой размер чувствительного элемента приемника и соответствующий угловой размер элемента разложения на индикаторном устройстве примерно одинаковы и именно они определяют МПФ системы.

В результате можно говорить о «разрешении», понимая под этим угловой размер приемника, равный, например, 1 мрад, и подразумевая в значительной мере, что речь идет об общей характеристике системы. Такие системы будут относительно грубыми по разрешению, и дистанции, на которых возможно различение объектов, будут невелики. Соответственно, если известно, что система с данным разрешением обеспечивает определенную дальность раз-

личения, может показаться, что достаточно уменьшить или увеличить разрешение, чтобы соответствующим образом повлиять на результирующую дальность различения. При таком подходе в неявной форме предполагается, что тепловая чувствительность и потери излучения в атмосфере не изменяются, а влияние атмосферы на МПФ системы пренебрежимо мало.

Если за счет усовершенствования систем дальность увеличится и придется отказаться от неточных методов расчета, два последних предположения нарушатся и дистанция различения уже не будет непосредственно связана с разрешением. Теперь уже разрешение, понимаемое как основной параметр, характеризующий дальность действия системы, в значительной мере теряет смысл. Необходимы другие параметры и разработка более сложных расчетных методов оценки характеристик систем.

Бурное развитие систем FLIR чрезвычайно усложнило проблему: в настоящее время системы тепловидения так же, как вид наблюдаемых картин и способности наблюдателей, трудно классифицировать и стандартизовать. Две номинально эквивалентные системы могут иметь различные передаточные функции сигнала, разную степень влияния раstra на изображение, разные увеличение и кадровую частоту. Общие характеристики чувствительны к этим различиям, и очень часто в результате сравнения двух номинально одинаковых систем может оказаться, что одна из них имеет существенные преимущества перед другой.

Эти неопределенности делают абсурдными кажущиеся корректными утверждения типа: система с оговоренными характеристиками и параметрами обеспечит видение человека на фоне кустарника на расстоянии 100 м в условиях умеренных помех ясной теплой ночью. Другой наблюдатель в другую ночь, используя систему с аналогичными паспортными данными, вероятно, не получит точно таких же результатов наблюдения. Однако специалисты, задающие и применяющие системы, часто могут выразить свои требования именно в плане приведенного выше утверждения, и разработчики систем вынуждены переводить эти неопределенные требования на язык технических параметров систем. При этом существует опасность проектирования с неоправданно высокой точностью определения параметров, превосходящей требуемую для решения поставленной задачи.

На возможность решения тепловизионной системой любой задачи влияют десятки факторов (разд. 10.1), определяющие выходные характеристики систем. Некоторые неконтролируемые переменные, которые относятся к характеристикам объектов и фонов, изменяются в широких пределах, как, например, режим работы объектов, помехи, конфигурация объектов, контраст, пропускание атмосферы и ее МПФ, а также радиационный обмен между объектом и его окружением. Кроме того, контролируемые наблю-

дателем переменные могут изменяться относительно своих номинальных значений, как, например, яркость окружающего экран индикатора фона, фокусировка изображения на приемнике и индикаторном устройстве, уровень яркости и контраста. Другими факторами, которые в меньшей степени поддаются контролю со стороны наблюдателя и которые оказывают очень большое влияние на выходные характеристики системы, являются обоснованная расшифровка изображения, разумный выбор кадра и умение извлекать информацию из изображения.

Существует много способов предварительной оценки характеристик систем тепловидения в реальных условиях. Однако, по мнению автора, даже при определенных значениях переменных в данной тактической обстановке нельзя предложить модель, которая точно предсказала бы заранее результаты натурных испытаний. Успешное последующее теоретическое объяснение этих результатов не должно затемнять того обстоятельства, что восприятие объекта — слишком сложное явление, чтобы его полностью количественно измерить, а тем более точно предсказать, каким оно будет. Это становится совершенно ясным, когда разница в прогнозах с помощью двух сильно различающихся моделей укладывается в пределы разброса оценки выходных характеристик.

Тем не менее специалисты-практики должны знать, какой тип систем необходим для решения данной тактической задачи, но они не всегда могут полагаться на результаты анализа проблемы, проведенного на бумаге. Они зачастую приблизительно представляют из опыта, как изменения параметров приемного устройства влияют на характеристики систем в реальных условиях, и неохотно обращаются к теоретическим методам, полагаясь больше на свои, выработанные на практике представления. Практический выход из этого положения заключается в проведении натурных испытаний в представляющих интерес условиях с приемным устройством, имеющим характеристики, похожие на характеристики устройства, с которым предполагается работать, и в экстраполяции результатов в ту или другую сторону с целью получения требуемых выходных характеристик системы.

Такой подход целесообразен, поскольку к настоящему времени уже имеются опытные данные, показывающие, как различные изменения характеристик влияют на выходное изображение. Это не значит, что мы не должны продолжать поиски простых обобщенных критериев, связанных с результатами натурных испытаний, мы хотим только подчеркнуть, что нельзя полагаться только на один теоретический анализ.

Однако в том случае, когда все параметры системы рассматриваются в процессе проектирования как переменные, нецелесообразно основывать проектирование систем на экстраполяции результатов натурных испытаний. При этом трудно оценить влияние

изменения одного или двух параметров, поскольку остальные параметры не сохраняются постоянными. При анализе систем можно применять простые критерии, только когда определенное число переменных параметров имеют фиксированные значения. Обычно для обеспечения такой возможности делают следующие предположения:

1. Заданы размер кадра и размер элемента разрешения, а также $\Delta T_{\text{пор}} = 0,2^\circ\text{C}$ на индикаторном устройстве, за исключением наиболее тяжелых условий применения.
2. Требования к однородности изображения на экране по крайней мере такие же, что и в телевизионном вещании; желательно, чтобы не было помех от раstra и фиксированных или движущихся помех на экране.
3. Кадровая частота равна 30 Гц.
4. Увеличение зафиксировано на оптимальном уровне $\sigma M = \text{const}$.
5. Динамический диапазон по разности температур в рассматриваемой картине составляет не менее 20°C относительно окружающего фона.
6. Требуемая МПФ системы должна быть лучше или эквивалентна МПФ гауссовой формы с величиной σ , соответствующей половине углового размера приемника излучения.

Эти требования в ряде случаев уже выполняются в практике проектирования FLIR, если проектирование ведется на высоком уровне.

5.16. Выводы по основным уравнениям, описывающим качество изображения систем FLIR

Теперь полезно подытожить сказанное о критериях качества изображения систем FLIR. Для предварительной оценки качества изображения систем тепловидения в общем случае основное значение имеют две функции и один параметр: $\Delta T_{\text{разр}}$, МПФ и $\Delta T_{\text{пор}}$. МПФ и обобщенные критерии, выводимые на ее основе, хорошо согласуются с субъективным впечатлением о резкости изображения при отсутствии шумов; $\Delta T_{\text{разр}}$ описывает разрешение по четырехштриховому тест-объекту при наличии шумов и связана со способностью опознать объект; $\Delta T_{\text{пор}}$ представляет обычный обобщенный критерий, характеризующий тепловую чувствительность при наблюдении объектов большой площади, однако он не связан простым образом с какой-либо практической задачей или субъективной оценкой качества изображения.

Суммарная МПФ типичных систем FLIR определяется пятью компонентами: кружком рассеяния оптической системы, геометрией приемника, частотной характеристикой приемника, характе-

ристической электронного устройства обработки сигнала и кружком рассеяния на индикаторе. В большинстве систем FLIR кружок рассеяния оптической системы на оси определяется дифракцией, а входной зрачок оптической системы — круглый, без экранирования. В этом случае для диаметра входного зрачка D_0 и средней длины волны λ МПФ равна

$$\tilde{r}_0 = \frac{2}{\pi} \left\{ \arccos \left(\frac{f}{f_c} \right) - \left(\frac{f}{f_c} \right) \left[1 - \left(\frac{f}{f_c} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}, \quad (5.110)$$

где $f_c = D_0/\lambda$ — предельная частота, рад⁻¹.

Распределение чувствительности приемника обычно аппроксимируется прямоугольной функцией с угловым размером α в направлении скапирования. МПФ равна

$$\tilde{r}_d = \frac{\sin(\pi \alpha f)}{\pi \alpha f}. \quad (5.111)$$

Частотная характеристика приемников FLIR обычно напоминает характеристику однозвенного RC-фильтра с характеристической частотой $f_c = 1/2\pi \tau_R$, где τ_R — постоянная времени. МПФ равна

$$\tilde{r}_\tau = \left[1 + \left(\frac{f}{f_c} \right)^2 \right]^{-1/2}. \quad (5.112)$$

Модуляционные передаточные функции устройства обработки сигнала суммируются из МПФ предусилителей, усилителей, корректирующих цепей и схем обработки видеосигнала. Для анализа обычно полагают, что МПФ всего электронного устройства обработки сигнала равна единице в пределах полосы, в которой завалы частотной характеристики компенсируются корректирующими цепями.

Видеоконтрольное устройство (обычно телевизионного типа) достаточно точно описывается МПФ гауссовой формы с величиной σ , соответствующей среднеквадратичному отклонению σ_m функции рассеяния, связанной с расстоянием между строками раstra с соотношением

$$\sigma_m = 0,54s. \quad (5.113)$$

МПФ равна

$$\tilde{r}_m = \exp(-2\pi^2 \sigma_m^2 f^2). \quad (5.114)$$

Эталонная $\Delta T_{\text{пор}R}$ для круглой неэкранированной апертуры оптической системы и прямоугольного чувствительного элемента приемника излучения определяется уравнением

$$\Delta T_{\text{пор}R} = \frac{4 \sqrt{ab \Delta f_R}}{\sqrt{n} \alpha \beta D_0^2 D^*(\lambda_p) \int_0^\infty \tau_o(\lambda) \frac{\partial W_\lambda(T_B) D^*(\lambda)}{\partial T D^*(\lambda_p)} d\lambda}, \quad (5.115)$$

где a , b и α , β — линейные и угловые размеры чувствительного элемента приемника излучения; D_0 — диаметр входного зрачка оптической системы; Δf_R — эквивалентная шумовая полоса эталонного фильтра и n — число последовательно сканирующих элементов приемника, сигналы которых суммируются. При параллельном сканировании $n = 1$. Эквивалентная шумовая полоса эталонного фильтра Δf_R определяется выражением

$$\Delta f_R = \int_0^{\infty} g^2(f) \tilde{r}_R^2 df, \quad (5.116)$$

где $g(f)$ — спектр напряжения шума на входе эталонного фильтра, имеющего МПФ $\tilde{r}_R$.

$\Delta T_{\text{разр}}$ можно определить из многих похожих эквивалентных уравнений. Одно из них имеет форму

$$\Delta T_{\text{разр}} = \frac{3 \Delta T_{\text{шорR}} \left[\frac{\int_0^{\infty} g^2(f) \tilde{r}_e^2 \tilde{r}_m^2 \text{Sinc}^2(f/2f_T) df}{\Delta f_R} \right]^{1/2} [f_T \beta]^{1/2}}{\tilde{r}_s (T_e \dot{F})^{1/2}}, \quad (5.117)$$

где f_T — частота тест-объекта в соответствующих единицах, T_e — постоянная времени глаза, а $\dot{F}$ — частота кадров.

В частном случае, когда МПФ системы имеет гауссову форму и компоненты МПФ таковы, что шум на индикаторном устройстве белый, уравнение для $\Delta T_{\text{разр}}$ приводится к виду

$$\Delta T_{\text{разр}} = 3 \frac{\Delta T_{\text{шорR}}}{(\Delta f_R)^{1/2}} (f_T [\text{мрад}^{-1}]) (\alpha/\tau_d)^{1/2} \beta^{1/2} \exp(2\pi^2 \sigma_s^2 f_T^2) (T_e \dot{F})^{-1/2}, \quad (5.118)$$

где τ_d — время элемента разложения на приемнике.

Основная польза функции $\Delta T_{\text{разр}}$ состоит в том, что это отличный обобщенный критерий, характеризующий как тепловую чувствительность на низкой частоте, так и предельное разрешение на высоких частотах. $\Delta T_{\text{разр}}$ позволяет эффективно сравнивать системы, поскольку этот критерий учитывает влияние шума, разрешения, временного и пространственного суммирования и искажений изображения. Кроме того, $\Delta T_{\text{разр}}$ связана с практическими задачами, такими, как опознавание объектов при наличии шумов в изображении. С другой стороны, МПФ связана с особенностями различения и опознавания объектов в отсутствие шумов. В зависимости от практической задачи показательным для результирующей характеристики системы может быть интеграл от самой МПФ или ее квадрата, либо частота, на которой значение МПФ равно 5%.

ЛИТЕРАТУРА

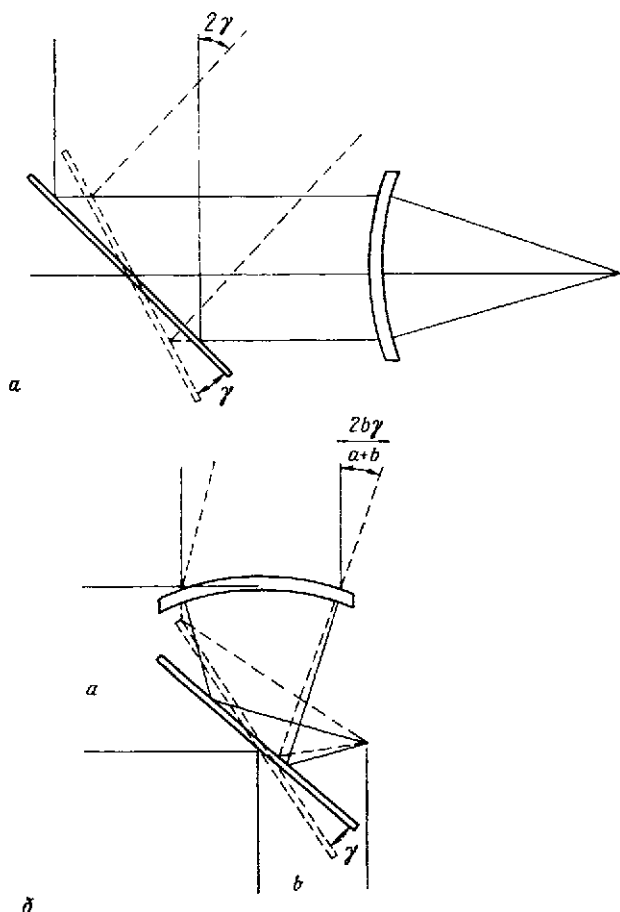
1. Weihe W. K., Classification and Analysis of Image-Forming Systems, *Proc. IRE*, 47, 1593—1604 (1959).
2. Hawkins J. A., Generalized Figures of Merit for Infrared Imaging Systems, Report DRL-TR-68-12, Defense Research Laboratory, University of Texas at Austin, 1968.
3. Хадсон Р., Инфракрасные системы, изд-во «Мир», 1972.
4. Соболева Н. Ф., К расчету энергетической чувствительности ИК-сканирующей аппаратуры, *Оптико-механическая промышленность*, 37, № 10, 9—11 (1970).
5. Schade O. H., Sr., An Evaluation of Photographic Image Quality and Resolving Power, *JSMPT*, 73, 81—120 (1964).
6. Genoud R., Hughes Aircraft Company, Culver City, California (частное сообщение).
7. Sendall R. L., Xerox Electro-Optical Systems, Pasadena, California (частное сообщение).
8. Hopper G. S., Texas Instruments, Inc., Dallas, Texas (частное сообщение).
9. Dryden E., Aerojet Electro-Systems Corporation, Azusa, California (частное сообщение).
10. Kleinhans W. A., Optimum Spectral Filtering for Background-Limited Infrared Systems, *JOSA*, 55, 104—105 (1965).

6.1. Элементы оптических систем

Используя простейшую классификацию оптических систем, можно разделить их на линзовые, зеркальные и комбинированные зеркально-линзовые. Выбор оптической системы на основании предъявляемых к ней требований осложняется тем, что каждому типу систем присущи свои достоинства и недостатки.

При определенном диаметре и фокусном расстоянии потери на отражение и поглощение в линзовой системе будут больше, чем в зеркальной, однако суммарная эффективность зеркальной системы может оказаться выше или ниже эффективности линзовой системы в зависимости от степени экранирования зеркала в центре. Зеркальная (отражающая) оптическая система обычно легче по весу и дешевле, чем линзовая оптическая система тех же размеров, однако зеркальные системы могут и не обеспечить столь качественное изображение, как линзовые. Например, сферические зеркала нельзя исправить по внесосевым аберрациям, не применяя преломляющую коррекционную пластину, в то время как систему линз со сферическими поверхностями легче сбалансировать по аберрациям при расчете. Поскольку сферические поверхности изготавливать дешевле, чем асферические, это важное преимущество. С другой стороны, линзовые системы в отличие от зеркальных имеют хроматические аберрации. При проектировании систем FLIR существует тенденция отдавать предпочтение линзовым системам в связи с тем, что в этом случае существует много способов получить в компактных конструкциях изображение высокого качества. Однако преимущество отражательной оптики по стоимости заставляет вновь пересматривать обоснованность этой тенденции всякий раз, когда начинается разработка новой оптической системы.

Рассматривать оптическую систему независимо от системы сканирования трудно, поскольку обе системы тесно связаны: выбор второй в значительной мере влияет на разработку первой и наоборот. Таким образом, нужно кратко рассмотреть системы сканирования. Они разделяются на два типа в зависимости от



Фиг. 6.1. Сканирующие устройства в параллельном (а) и сходящемся (б) пучках.

того, осуществляется сканирование в сходящемся или параллельном пучке лучей.

В первом случае сканирующее устройство работает в той части оптической системы, где лучи сходятся, т.е. вблизи фокуса. В типичных схемах сканирующее устройство располагается между ближайшим к фокусу преломляющим элементом и линейкой чувствительных элементов приемника излучения. При работе сканирующего устройства в параллельном пучке оно располагается в той части оптической системы, где лучи параллельны или специально коллимируются. Если сканирующее устройство рас-

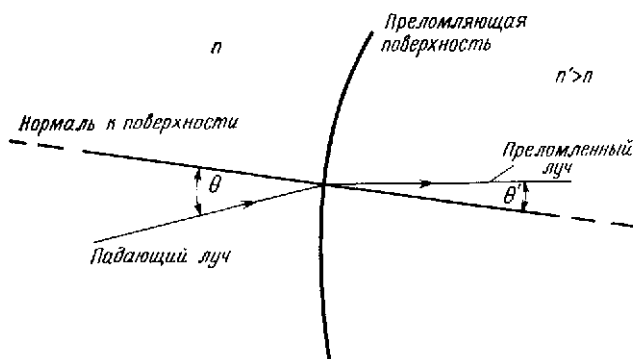
положено перед оптической системой, его иногда называют сканирующим устройством в пространстве объектов. Сканирующее устройство может быть также расположено между парой линз оборачивающей системы. Два примера приведены на фиг. 6.1.

Выбор того или другого вида сканирующей системы для конкретного применения производится по результатам сравнительного анализа. Для сканирующей системы в сходящемся пучке в общем случае требуется меньше элементов, однако она вносит аберрации и искажения в сходящийся пучок, которые необходимо корректировать.

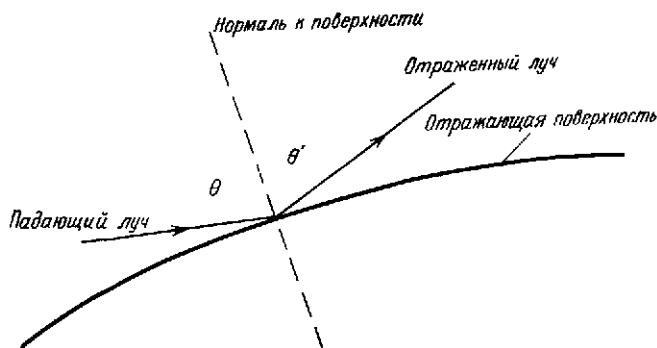
Для системы сканирования в параллельном пучке в общем случае требуется более сложная и громоздкая оптика, но качество изображения не столь чувствительно к отклонениям зеркал от плоскостности, как в сходящемся пучке. Сканирующий элемент в параллельном пучке должен соответствовать максимальному размеру проекции входного зрачка, поскольку обычно требуется разместить сканирующее устройство в пределах оптической системы. Имея в виду эти различия, можно перейти теперь к рассмотрению оптических систем.

6.2. Основные законы геометрической оптики

Рассмотрим в идеализированном виде два интересующих нас оптических явления: преломление на границе двух прозрачных диэлектрических сред, как в линзе, и отражение от поверхности идеального проводника, как в зеркале. Рассмотрим фиг. 6.2, на которой показана граница между двумя диэлектриками. Каждый материал характеризуется параметром, который называется показателем преломления n и представляет собой отношение скорости света в вакууме к скорости света в материале. Для немагнитных



Фиг. 6.2. Преломление.



Фиг. 6.3. Отражение.

материалов величина n равна корню квадратному из диэлектрической постоянной, соответствующей данной оптической частоте. Показатели преломления оптических материалов, применяемых в тепловидении, приведены в разд. 6.8.

На фиг. 6.2 иллюстрируется закон преломления (закон Снеллиуса), согласно которому углы падения θ и преломления θ' , измеряемые от нормали к поверхности, связаны при переходе из среды с показателем n в среду с показателем n' соотношением

$$\sin \theta' / \sin \theta = n / n', \quad (6.1)$$

или

$$\theta' = \arcsin \left(\frac{n}{n'} \sin \theta \right). \quad (6.2)$$

Преломленный луч приближается к нормали, когда $n' > n$.

Отражение от идеального проводника (зеркала) иллюстрируется на фиг. 6.3. Согласно закону отражения,

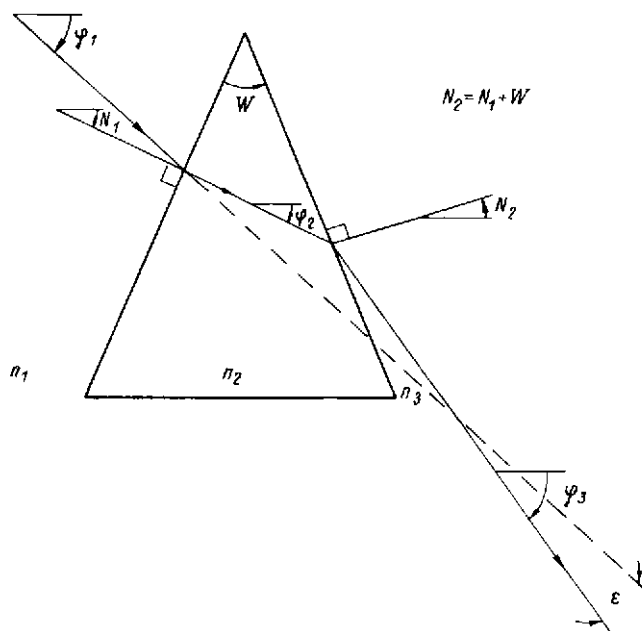
$$\theta = \theta', \quad (6.3)$$

6.2.1. Оптический клин

Полезным оптическим элементом является преломляющий клин (фиг. 6.4). Формулу, определяющую отклонение луча клином, можно вывести следующим образом. С учетом обозначений, приведенных на фиг. 6.4, используя закон преломления для первой и второй поверхностей, получаем

$$\frac{\sin (\varphi_2 - N_1)}{\sin (\varphi_1 - N_1)} = \frac{n_1}{n_2}, \quad (6.4)$$

$$\frac{\sin (\varphi_3 - N_2)}{\sin (\varphi_2 - N_2)} = \frac{n_2}{n_3}. \quad (6.5)$$



Фиг. 6.4. Преломление луча оптическим клином.

W — угол при вершине клина; $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ — углы между падающим, преломленным и выходящим лучами соответственно и горизонталью; N_1, N_2 — углы между нормальными к поверхности и горизонталью; n_1, n_2, n_3 — показатели преломления.

Из уравнений (6.4) и (6.5) имеем

$$\begin{aligned} \sin(\varphi_3 - N_2) - \frac{n_2}{n_3} \sin(\varphi_2 - N_2) &= \frac{n_2}{n_3} \sin(\varphi_2 - N_1 - W) = \\ &= \frac{n_2}{n_3} \sin[(\varphi_2 - N_1) - W] = \\ &= \frac{n_2}{n_3} \sin \left\{ \arcsin \left[\frac{n_1}{n_2} \sin(\varphi_1 - N_1) \right] - W \right\}. \end{aligned} \quad (6.6)$$

Тогда

$$\varphi_3 = \arcsin \left\{ \frac{n_2}{n_3} \sin \left\{ \arcsin \left[\frac{n_1}{n_2} \sin(\varphi_1 - N_1) \right] - W \right\} \right\} + N_2. \quad (6.7)$$

Для малых углов $\varphi_1 - N_1$ и W при $n_2 > n_1$ получим

$$\varphi_3 \approx \frac{n_1}{n_3} (\varphi_1 - N_1) - \frac{n_2}{n_3} W + N_2. \quad (6.8)$$

При $n_1 = n_3 = 1$

$$\varphi_3 \approx \varphi_1 - W(n_2 - 1) \quad (6.9)$$

и угол отклонения луча клином ε равен

$$\varepsilon = \varphi_3 - \varphi_1 \approx -W(n_2 - 1). \quad (6.10)$$

Для германия с показателем преломления $n_2 = 4,003$

$$\varphi_3 = \arcsin \left\{ 4,003 \sin \left\{ \arcsin \left[\frac{1}{4,003} \sin (\varphi_1 - N_1) \right] - W \right\} \right\} + N_2.$$

При $W = 10^\circ$ для равностороннего клина ($N_1 = -5^\circ$, $-N_2 = +5^\circ$)

$$\begin{aligned} \varphi_3 &= \arcsin \{ 4,003 \sin \{ \arcsin [0,2498 \sin (\varphi_1 + 5^\circ)] - 10^\circ \} \} + 5^\circ \approx \\ &\approx \varphi_1 - 10^\circ \cdot 3,003 = \varphi_1 - 30,03^\circ. \end{aligned}$$

Значения φ_3 , соответствующие некоторым значениям φ_1 , в этом случае равны

φ_1	φ_3 (точные значения)	φ_3 (приблизительные значения)
0°	$-32,526^\circ$	$-30,03^\circ$
5	$-26,564$	$-25,03$
10	$-21,026$	$-20,03$
15	$-15,840$	$-15,03$

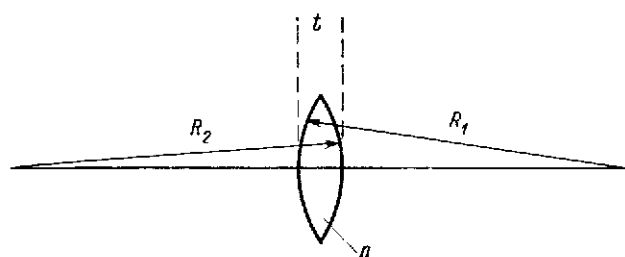
Таким образом, данное приближение является не очень точным даже для малых значений углов.

Клин является полезным оптическим элементом, поскольку при вращении клина вокруг какого-либо выходящего луча происходит сканирование падающего луча в пространстве объектов по кругу. Как показано в разд. 7.5, это свойство можно использовать в сканирующих системах.

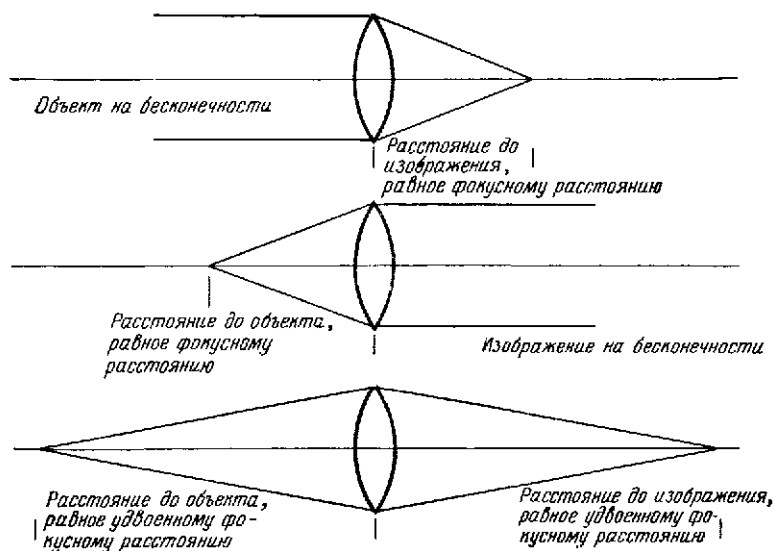
6.2.2. Простая линза

Простейшая преломляющая фокусирующая оптическая система состоит из одиночной линзы со сферическими поверхностями (фиг. 6.5). Простая линза характеризуется четырьмя параметрами: радиусами кривизны R_1 и R_2 , показателем преломления n и толщиной t . В соответствии с общепринятым правилом знаков радиус поверхности считается положительным, когда центр кривизны расположен справа от поверхности, и отрицательным, когда центр кривизны расположен слева от поверхности. R_1 — положительный радиус левой, а R_2 — отрицательный радиус правой поверхности.

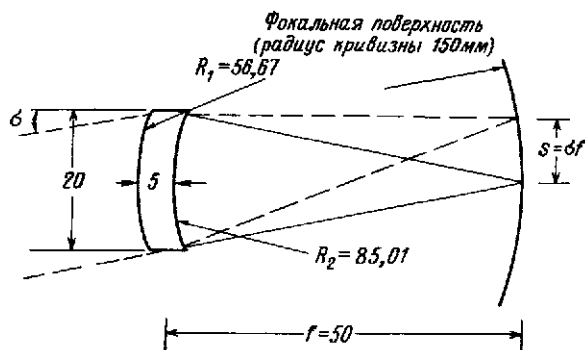
Простая линза называется тонкой, если толщиной t можно пренебречь. Представляют интерес три способа получения изображения с помощью простой линзы (фиг. 6.6). В первом случае параллельный пучок лучей от бесконечно удаленного точечного источника фокусируется за линзой на расстоянии f от нее. Отре-



Фиг. 6.5. Простая линза со сферическими поверхностями.



Фиг. 6.6. Способы получения изображения с помощью простой линзы.



Фиг. 6.7. Фокусирующее действие типичной линзы инфракрасной системы.

зок f называется фокусным расстоянием линзы. В первом приближении величина f определяет сдвиг s в изображении бесконечно удаленного объекта, лучи от которого попадают на линзу под небольшим углом σ к оси (фиг. 6.7):

$$s = \sigma f. \quad (6.11)$$

Во втором случае точечный источник, находящийся на расстоянии f перед линзой, дает параллельный пучок лучей за линзой. В третьем случае точечный объект, находящийся на расстоянии O от линзы, отличающемся от бесконечности и от f , дает изображение в виде точки на расстоянии i от линзы, определяемом уравнением тонкой линзы

$$\frac{1}{O} + \frac{1}{i} = \frac{1}{f}, \quad (6.12)$$

где

$$\frac{1}{f} \triangleq (n-1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right), \quad (6.13)$$

или

$$f = \frac{R_1 R_2}{(n-1)(R_2 - R_1)}. \quad (6.14)$$

Эти соотношения выводятся в разд. 6.4.

Из приведенных уравнений видно, что важную роль играет величина показателя преломления материала, из которого сделана линза. Чем больше показатель преломления, тем больше могут быть радиусы для обеспечения данного фокусного расстояния. С увеличением радиусов облегчается изготовление линзы, появляется возможность получить более равномерное просветляющее покрытие на ее поверхности и уменьшить толщину линзы, что приводит к уменьшению потерь на поглощение и излучение.

На фиг. 6.8 показаны все возможные типы простых линз. Линза называется положительной, или собирающей, если она фокусирует падающий на нее параллельный пучок лучей, и отрицательной, или рассеивающей, если она рассеивает падающий на нее параллельный пучок лучей. Заметим, что из восьми линз, изображенных на фиг. 6.8, две отличаются только тем, что они перевернуты, так что имеется только шесть типов простых линз. Фокусное расстояние толстой линзы толщиной t определяется формулой

$$f = \frac{R_1 R_2}{(n-1) \left[(R_2 - R_1) + \frac{n-1}{n} t \right]}. \quad (6.15)$$

$$f = \frac{R_1 R_2}{(n-1)(R_2 - R_1)}, |R_1| = r_1, |R_2| = r_2$$

При $R_1 > 0, R_2 < 0$

$$f = \frac{r_1 r_2}{(n-1)(r_1 + r_2)} > 0$$

Собирающая
двояковыпуклая
линза



Собирающие
плоско-выпуклые
линзы



При $R_1 > 0, R_2 > 0$

$$f = \frac{r_1 r_2}{(n-1)(r_2 - r_1)}$$

$r_2 > r_1, f > 0$

Собирающий
мениск

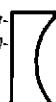


$r_1 > r_2, f < 0$

Рассеивающий
мениск



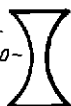
Рассеиваю-
щая плоско-
вогнутая
линза



При $R_1 < 0, R_2 > 0$

$$f = -\frac{r_1 r_2}{(n-1)(r_1 + r_2)}, f < 0$$

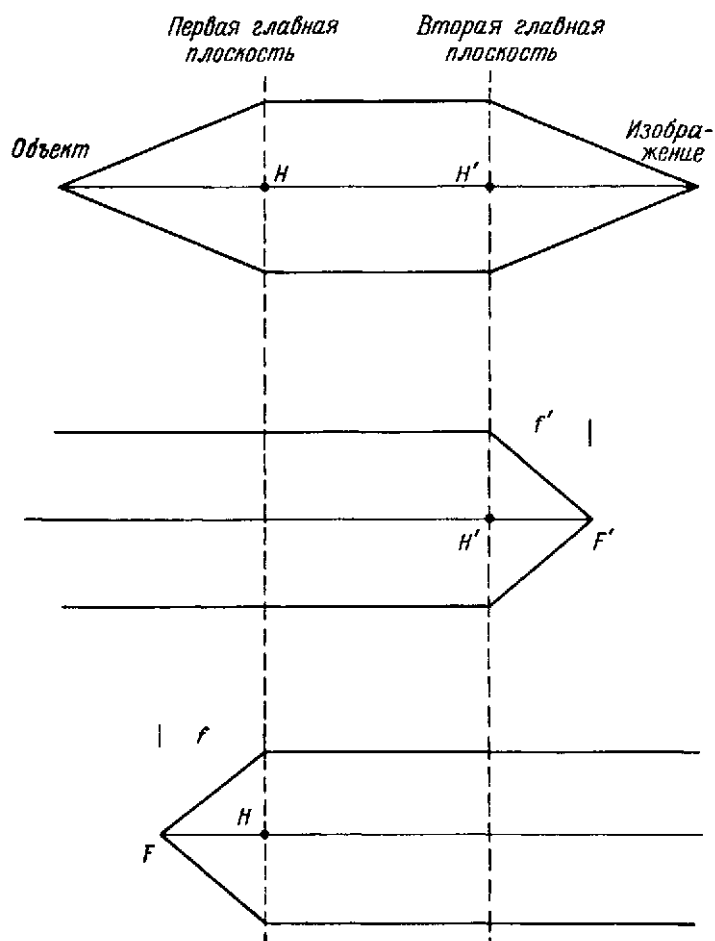
Рассеиваю-
щая двояко-
вогнутая
линза



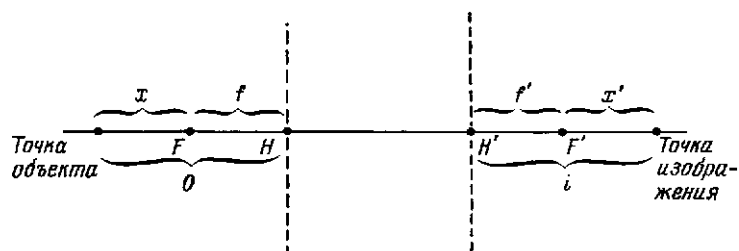
Рассеивающая
плоско-вогнутая
линза



Фиг. 6.8. Простые линзы.



Фиг. 6.9. Главные точки и плоскости.



Фиг. 6.10. Расстояния до объекта и до изображения в системе линз (пунктиром показаны главные плоскости).

Можно показать, что увеличение фокусного расстояния Δf линзы с увеличением ее толщины t описывается соотношением

$$\Delta f = - \frac{f_0}{(R_2 - R_1) \frac{t}{n} + 1}, \quad (6.16)$$

где f_0 — фокусное расстояние тонкой линзы с $t = 0$. Вывод уравнений для толстой линзы приводится в разд. 6.4.

6.3. Общие выражения для системы линз

Толстые линзы и системы из нескольких линз обычно описываются с помощью эквивалентной воображаемой системы, в которой преломление всех лучей происходит на двух плоскостях, называемых первой и второй главными плоскостями (фиг. 6.9). Пересечение главных плоскостей с оптической осью определяет первую и вторую главные точки H и H' . Параллельный пучок лучей, падающий справа, фокусируется в первой фокальной точке F , а параллельный пучок, падающий слева, — во второй фокальной точке F' . Расстояния между главными и фокальными точками являются первым и вторым фокусными расстояниями f и f' (фиг. 6.10).

Если показатели преломления пространства объектов и пространства изображений одинаковы и если расстояние до объекта O измеряется от точки H , а расстояние до изображения i — от точки H' , то по-прежнему справедливо уравнение линзы

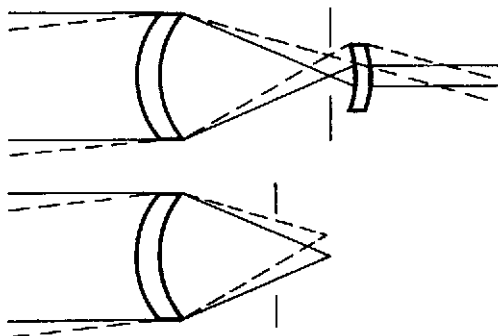
$$\frac{1}{O} + \frac{1}{i} = \frac{1}{f}. \quad (6.17)$$

Если расстояние до объекта измерять от точки F и обозначить x , а расстояние до изображения измерять от точки F' и обозначить x' , из (6.17) получаем

$$ff' = xx'. \quad (6.18)$$

Метод расчета положения главных плоскостей описан в разд. 6.4.

В типичном случае оптическая система характеризуется тремя параметрами: полем зрения, эффективным световым диаметром входного зрачка и эффективным фокусным расстоянием. Поле зрения оптической системы определяется формой и угловым размером конуса в пространстве объектов, внутри которого точки пространства объектов изображаются системой. Например, поле зрения можно полностью описать, указав, что оно прямоугольное и имеет 4° в ширину и 3° в высоту. Поле зрения обычно определяется диафрагмой поля зрения, установленной в оптической системе и препятствующей прохождению лучей, которые исходят из точек, лежащих за пределами требуемого поля зрения. Два типичных случая расположения диафрагмы поля зрения показаны на



Фиг. 6.11. Типичные расположения диафрагмы поля зрения.

фиг. 6.11. Поле зрения систем FLIR не всегда, однако, определяется полем зрения их оптических систем, поскольку углы сканирования или обработка в видеоканале лишь части информации для последующего изображения на индикаторе могут привести к ограничению поля зрения.

Входной зрачок описывается формой и линейными размерами, определяющими площадь, в пределах которой оптическая система воспринимает излучение. Входной зрачок может быть материальной диафрагмой или изображением апертурной диафрагмы, находящейся внутри системы. Отношение светового диаметра входного зрачка D_o к фокусному расстоянию называется относительным отверстием:

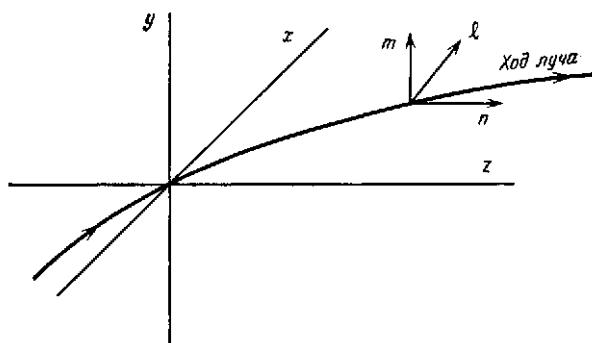
$$\text{Относительное отверстие} = D_o/f. \quad (6.19)$$

Если в фокальной плоскости расположен небольшой чувствительный элемент приемника излучения с линейным размером a , то угловой размер изображения этого элемента через оптическую систему будет равен

$$\alpha = a/f. \quad (6.20)$$

6.4. Матричное описание системы линз

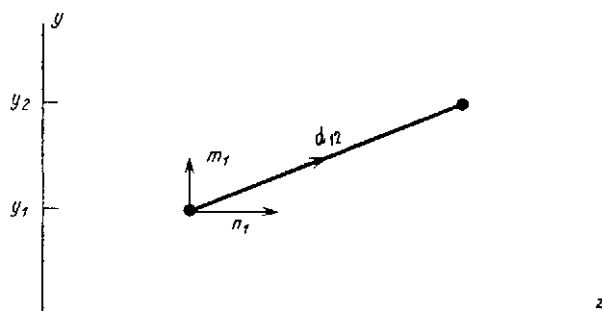
Принцип действия оптической системы на основе рассмотрения геометрического хода лучей можно без труда понять, используя метод матричного описания, сущность которого мы сейчас кратко рассмотрим. Данный метод описан в работе Клейна [1]. Любой луч полностью характеризуется в точке (x, y, z) проекциями на оси x, y, z единичного вектора, касательного к лучу в данной точке. Эти проекции называются направляющими косинусами, поскольку они представляют собой косинусы углов, которые единичный вектор составляет с осями. Направляющие косинусы являются компонентами этого единичного вектора и обозначаются (l, m, n) , как показано на фиг. 6.12.



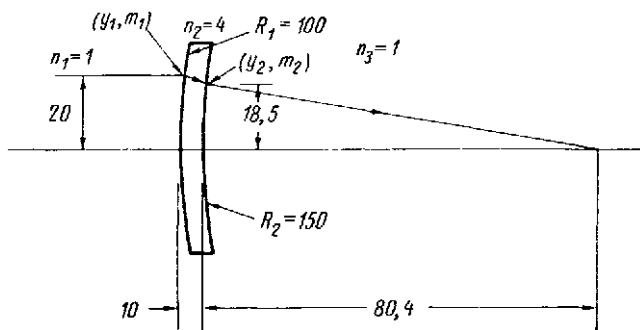
Фиг. 6.12. Направляющие косинусы.

Проследивая ход луча через систему, можно определить координаты $(x', y', z'; l', m', n')$ луча на выходе из системы, если на входе он имел координаты $(x, y, z; l, m, n)$. Чисто линзовые системы легко анализировать, если рассматривать меридиональные лучи, т. е. лучи, лежащие в плоскости, содержащей оптическую ось. Тогда любой падающий луч можно рассматривать в системе координат, в которой ход луча будет изменяться только в двух направлениях. Поскольку все изменения направления луча связаны с дискретными преломлениями и перемещениями, эти два направления взаимно независимы. Таким образом, можно по отдельности рассматривать изменение координат луча по x (с учетом изменения l), y (с учетом изменения m) и z (с учетом изменения n). В отражательных системах, напротив, x и l зависят от y, z, m и n , поскольку в этом случае координаты связаны.

На фиг. 6.13 показан ход луча от точки y_1 до точки y_2 при постоянном значении направляющего косинуса. Этот ход описы-



Фиг. 6.13. Перемещение луча.



Фиг. 6.14. Числовой пример преломления через линзу.

вается матрицей

$$\begin{pmatrix} y_2 \\ m_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & d_{12} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_1 \\ m_1 \end{pmatrix}, \quad (6.21)$$

или

$$y_2 = y_1 + d_{12}m_1 \quad (6.22)$$

и

$$m_2 = m_1. \quad (6.23)$$

Преломление на поверхности радиусом R при переходе луча из среды с показателем преломления n в среду с показателем преломления n' было показано на фиг. 6.2 и может быть описано матрицей

$$\begin{pmatrix} y' \\ m' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -p & \frac{n}{n'} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y \\ m \end{pmatrix}, \quad (6.24)$$

где p называется оптической силой поверхности и определяется формулой

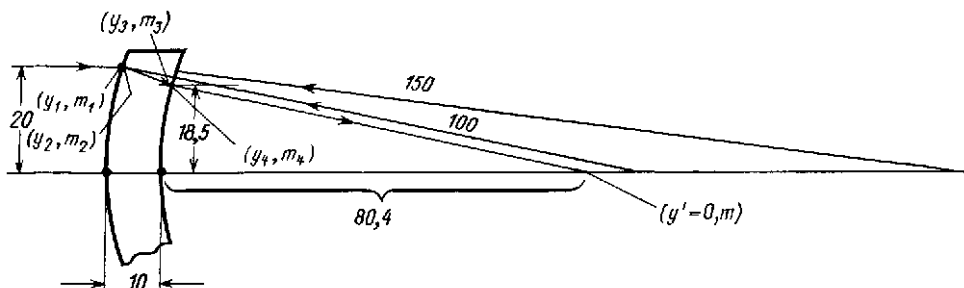
$$p = \frac{n' - n}{R}. \quad (6.25)$$

Преломление в тонкой линзе при переходе луча из среды с показателем преломления n_1 в материал линзы с показателем преломления n_2 и выходе в среду с показателем преломления n_3 (фиг. 6.14) описывается матрицей

$$\begin{pmatrix} y_2 \\ m_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -p & \frac{n_1}{n_3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_1 \\ m_1 \end{pmatrix}, \quad (6.26)$$

где p называется оптической силой линзы и определяется формулой

$$p = \frac{n_2 - n_1}{R_1} + \frac{n_3 - n_2}{R_2} = \frac{1}{f}. \quad (6.27)$$



Фиг. 6.15. Расчет хода луча для бесконечно удаленного объекта на оси. $y_1 = 20$ мм, $m_1 = 0$; $y_2 = 20$ мм, $m_2 = -0,15$, $\alpha = -8,6^\circ$; $y_3 = 18,5$ мм, $m_3 = -0,15$; $y_4 = 18,5$ мм, $m_4 = -0,23$, $\alpha = -13,3^\circ$; задний фокальный отрезок 80,4 мм, $f = 86,87$ мм.

Действие тонкой линзы на лучи, пересекающие ось на расстоянии d справа от линзы описывается матрицей ¹⁾

$$\begin{pmatrix} y' \\ m' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -p & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y \\ m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} y(1 - dp) + dm \\ m - py \end{pmatrix}. \quad (6.28)$$

Для луча, параллельного оптической оси (т.е. идущего от бесконечно удаленного источника), $m = 0$ и $y' = y - dpy$. Луч пересекает ось в пространстве изображений ($y' = 0$), когда $d = 1/p$. Это расстояние называется фокусным расстоянием f и определяется формулой

$$\frac{1}{f} = \frac{n_2 - n_1}{R_1} + \frac{n_3 - n_2}{R_2}. \quad (6.29)$$

При распространении луча в воздухе эта формула приобретает вид

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right). \quad (6.30)$$

На фиг. 6.15 показан числовой пример хода луча через простую линзу.

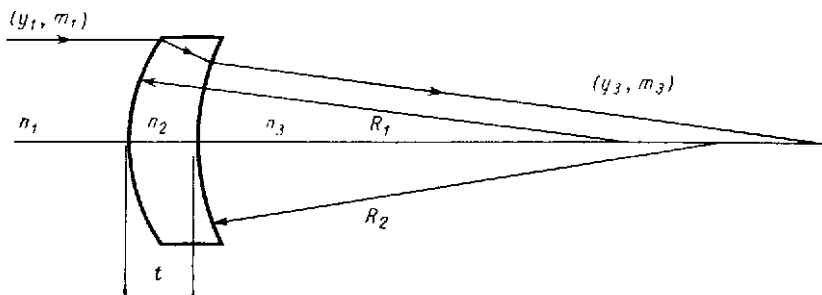
Действие простой линзы на базе законов преломления и распространения можно описать следующим образом. Пусть свет распространяется слева направо, проходя через среды с показателями преломления n_1 , n_2 , n_3 (фиг. 6.16). Тогда матричное уравнение будет иметь вид

$$\begin{pmatrix} y_3 \\ m_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -p_2 & n_2/n_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & t \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -p_1 & n_1/n_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_1 \\ m_1 \end{pmatrix}, \quad (6.31)$$

где

$$p_1 = \frac{n_2 - n_1}{R_1}, \quad p_2 = \frac{n_3 - n_2}{R_2}. \quad (6.32)$$

¹⁾ Напомним, что умножение матриц не обладает свойством коммутативности, поэтому важна последовательность записи матриц.



Фиг. 6.16. К выводу матричного уравнения для простой линзы.

Уравнение (6.31) можно привести к виду

$$\begin{pmatrix} y_3 \\ m_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{p_1 t}{n_2} & \frac{n_1}{n_2} t \\ -\frac{p_2}{n_3} - \frac{p_1}{n_3} + \frac{p_1 p_2 t}{n_2 n_3} \frac{n_1}{n_3} - \frac{n_1 p_2 t}{n_2 n_3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_1 \\ m_1 \end{pmatrix}. \quad (6.33)$$

Таким образом, оптическая сила линзы p_L равна

$$-p_L = -\frac{p_2}{n_3} - \frac{p_1}{n_3} + \frac{p_1 p_2 t}{n_2 n_3}, \quad (6.34)$$

а фокусное расстояние f равно

$$\frac{1}{f} = \frac{p_1}{n_3} + \frac{p_2}{n_3} - \frac{p_1 p_2 t}{n_2 n_3} = \frac{n_2 - n_1}{n_3 R_1} - \frac{n_2 - n_3}{R_2} + \frac{(n_2 - n_1)(n_2 - n_3)t}{R_1 R_2 n_2 n_3}. \quad (6.35)$$

Если линза находится в воздухе, то $n_1 = n_3 = 1$ и

$$\frac{1}{f} = (n_2 - 1) \left[\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} + \frac{(n_2 - 1)t}{R_1 R_2} \right]. \quad (6.36)$$

Если толщина линзы пренебрежимо мала, то

$$\frac{1}{f} = (n_2 - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right), \quad (6.37)$$

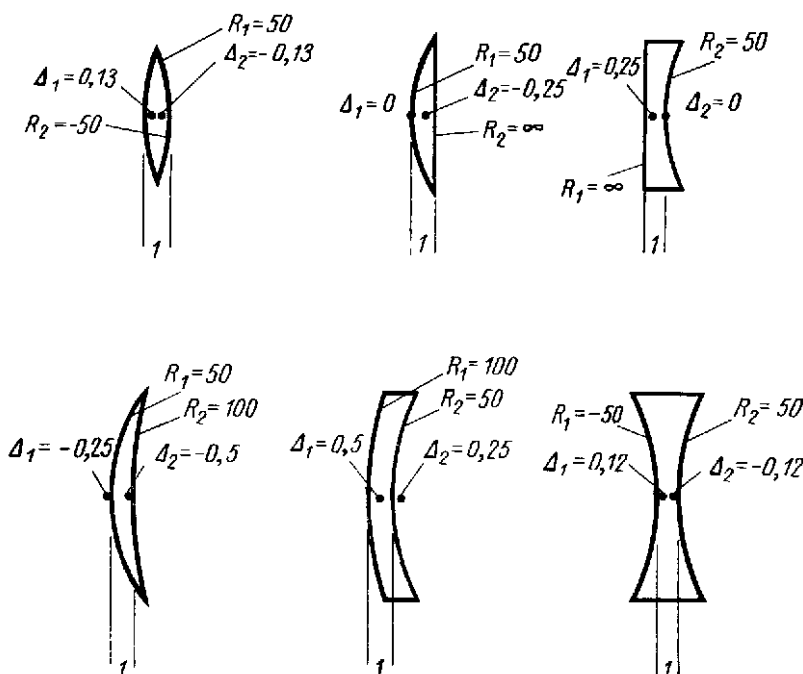
как уже было получено выше.

Клейн [1] показал, что толстую линзу можно рассматривать как тонкую, если определить главные плоскости и проводить лучи к ним и от них, а между плоскостями использовать матрицу

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{fn_3} & \frac{n_1}{n_3} \end{pmatrix}, \quad (6.38)$$

где величина f была дана выше. Первая главная плоскость расположена на расстоянии Δ_1 от вершины первой поверхности, равно

$$\Delta_1 = \frac{n_1(n_3 - n_2)}{n_2 n_3} \frac{tf}{R_2} - f \left(\frac{n_3 - n_1}{n_3} \right), \quad (6.39)$$



Фиг. 6.17. Расположение главных плоскостей для шести простых линз. Все размеры даны в сантиметрах.

где $\Delta_1 > 0$ означает, что плоскость расположена справа, а $\Delta_1 < 0$ — слева от поверхности. Вторая главная плоскость расположена на расстоянии Δ_2 от второй поверхности, равно

$$\Delta_2 = -\frac{(n_2 - n_1) t_f}{R_1 n_2}. \quad (6.40)$$

При распространении луча в воздухе

$$\Delta_1 = -\frac{n-1}{n} \frac{t_f}{R_2} \quad (6.41)$$

и

$$\Delta_2 = -\frac{n-1}{n} \frac{t_f}{R_1}. \quad (6.42)$$

Типичное расположение главных плоскостей для шести простых линз показано на фиг. 6.17.

Две тонкие линзы, разделенные расстоянием d (или две простые линзы, главные плоскости которых разделены расстоянием d),

характеризуются эффективным фокусным расстоянием f_{12} , равным

$$\frac{1}{f_{12}} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1 f_2}. \quad (6.43)$$

Главные плоскости расположены на расстояниях

$$\Delta_1 = -\frac{f_{12}d}{f_2} \quad (6.44)$$

и

$$\Delta_2 = \frac{f_{12}d}{f_1}. \quad (6.45)$$

Матрица для двухлинзовой телескопической системы равна

$$M = \begin{pmatrix} -f_2/f_1 & f_1 + f_2 \\ 0 & -f_1/f_2 \end{pmatrix}. \quad (6.46)$$

6.5. Матричное представление плоского зеркала

Действие плоского зеркала при условии, что направляющие косинусы нормали к его поверхности равны соответственно L , M , N , описывается матрицей

$$\begin{pmatrix} l_2 \\ m_2 \\ n_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1-2L^2 & -2LM & -LN \\ -2LM & 1-2M^2 & -2MN \\ -2LN & -2MN & 1-2N^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_1 \\ m_1 \\ n_1 \end{pmatrix}. \quad (6.47)$$

В качестве примера рассмотрим случай, когда зеркало поворачивается вокруг оси y , перпендикулярной оси z , при $x = 0$ (фиг. 6.18). Тогда $L = \cos \theta$, $M = 0$ и $N = \cos(\pi/2 - \theta) = \sin \theta$.

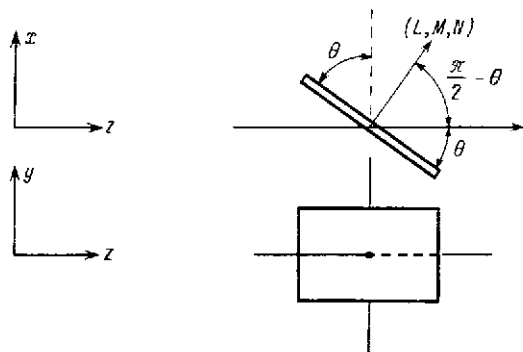
Направляющие косинусы после отражения равны

$$\begin{pmatrix} l \\ m \\ n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1-2\cos^2 \theta & 0 & -\sin \theta \cos \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ -2\sin \theta \cos \theta & 0 & 1-\sin^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_0 \\ m_0 \\ n_0 \end{pmatrix},$$

или

$$\begin{aligned} l &= (1-2\cos^2 \theta) l_0 - (\sin \theta \cos \theta) n_0, \\ m &= m_0, \\ n &= (2\sin \theta \cos \theta) l_0 + (1-2\sin^2 \theta) n_0. \end{aligned}$$

Поскольку при отражении от зеркала направляющие косинусы взаимосвязаны, необходимо рассматривать систему, используя все координаты и направляющие косинусы. Однако такое рассмотрение получается столь громоздким, что если нужно только выяснить принцип действия системы, то гораздо проще выполнить



Фиг. 6.18. Отражение от плоского зеркала.

графическое построение. По той же причине при выводе уравнений для зеркальной системы проще исходить из геометрического построения хода лучей.

6.6. Объектив приемника излучения для рассматриваемого примера системы

Будем рассматривать здесь только линзовую оптическую систему, поскольку она обеспечивает большую свободу при проектировании и поскольку линзы используются гораздо чаще, чем зеркала. Используются почти исключительно сферические и плоские поверхности, поскольку их легче и дешевле изготовить, чем асферические поверхности. Последние обычно используются только в системах с регулируемым фокусным расстоянием, где применение сферических линз значительно усложняет систему и увеличивает потери на пропускание.

Идеальная линза преобразует сходящуюся или расходящуюся сферическую волну также в сходящуюся или расходящуюся волну, однако все реальные линзы вносят искажения в волновой фронт, которые вызывают отклонения от идеального случая. Основные искажения волнового фронта связаны с ошибками фокусировки, aberrациями Зейделя (сферическая aberrация, астигматизм, кривизна поля, дисторсия и кома) и хроматическими aberrациями. Детальное рассмотрение этих aberrаций и aberrаций высших порядков, а также порядок расчета минимума aberrаций приводится во многих книгах по оптике, а применительно к инфракрасным системам — в книгах по инфракрасной технике. Здесь мы ограничимся рассмотрением только нескольких простых вопросов.

Для системы, рассматриваемой в качестве примера, требуется объектив диаметром 20 мм с фокусным расстоянием 50 мм. Прежде

всего необходимо выбрать тип объектива. Очевидно, для простоты лучше всего применить одиночную линзу. Рассмотрим некоторые условия, при которых это возможно.

6.6.1. Сферическая аберрация и кома

Тип одиночной линзы, которую можно применить, определяется главным образом допустимыми аберрациями. Рассмотрим сначала продольную сферическую аберрацию. Отклонение волнового фронта от идеальной сферической формы для сходящегося пучка, выходящего из выходного зрачка, определяется аберрационной функцией W . Сферическая аберрация для радиуса r в выходном зрачке описывается аберрационной функцией W [1]

$$W = r^4 {}_0C_{40}, \quad (6.48)$$

где ${}_0C_{40}$ — коэффициент сферической аберрации. Максимальная величина сферической аберрации наблюдается на краю зрачка при $r = r_0$. Для тонкой линзы с фокусным расстоянием f и показателем преломления материала линзы n , которая образует изображение на расстоянии i , коэффициент ${}_0C_{40}$ равен

$${}_0C_{40} = -\frac{1}{4f^3} \frac{1}{8n(n-1)} \times \\ \times \left[\frac{n+2}{n-1} q^2 + 4(n+1)pq + (3n+2)(n-1)p^2 + \frac{n^3}{n-1} \right], \quad (6.49)$$

где

$$q = \frac{R_1 + R_2}{R_2 - R_1} \quad (6.50)$$

и

$$p = 1 - \frac{2f}{i}. \quad (6.51)$$

Если в качестве материала линзы используется германий со средним показателем преломления в диапазоне длин волн 8—12 мкм, равным $n = 4,004$, из формулы (6.49) получаем

$${}_0C_{40} = -\frac{1}{4f^3} [0,0208q^2 + 0,200pq + 0,4209p^2 + 0,2137]. \quad (6.52)$$

Нас интересует изображение объекта, расположенного в бесконечности, для которого $i = f$, так что $p = -1$ и

$${}_0C_{40} = -\frac{1}{4f^3} [0,0208q^2 - 0,2q + 0,6346].$$

Коэффициент аберрации приближается к минимальному при $q = 5$ и

$${}_0C_{40} = -\frac{1}{4f^3} \cdot 0,155. \quad (6.53)$$

Заметим, что отклонение волнового фронта $W = r_{00}^4 C_{40}$ составляет при этом $W = -0,155 D_0/64 (f/D_0)^3$. Для рассматриваемой линзы $D_0 = 20$ мм, $D_0/f = 1 : 2,5$ и $W = 3,1 \cdot 10^{-3}$ мм. Это пренебрежимо малая aberrация (меньшая половины длины волны).

Если сферическая aberrация окажется значительной, ее можно частично скомпенсировать сдвигом плоскости фокусировки в направлении, компенсирующем aberrацию. Ясно, что в фокусируемой на определенное расстояние тонкой германиевой линзе невозможно полностью устранить продольную сферическую aberrацию, поскольку aberrационная функция в широком спектральном диапазоне никогда не обращается в нуль. Значение $q = 5$ соответствует равенству $R_2 = 1,5 R_1$.

Рассмотрим теперь кому. Согласно Борну и Вольфу [3], кому тонкой линзы можно устранить при выполнении следующих условий:

$$\frac{1}{R_1} = \frac{2n+1}{n+1} \frac{1}{O} + \frac{n^2}{n^2-1} \frac{1}{f} \quad (6.54)$$

и

$$\frac{1}{R_2} = \frac{2n+1}{n+1} \frac{1}{O} + \frac{n^2-n-1}{n^2-1} \frac{1}{f}, \quad (6.55)$$

где O — расстояние до объекта. При $O = \infty$ и $n = 4,004$

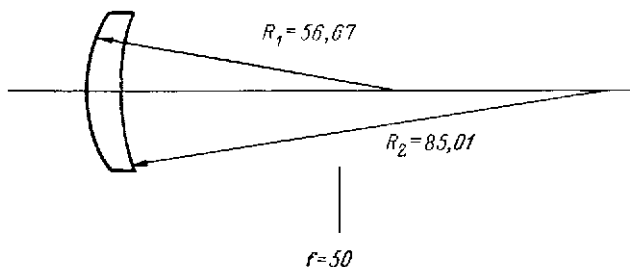
$$R_1 = \frac{n^2-1}{n^2} f = 0,938f, \quad R_2 = \frac{n^2-1}{n^2-n-1} f = 1,363f.$$

Таким образом,

$$R_2 = 1,45R_1,$$

что как раз примерно совпадает с соотношением радиусов, обеспечивающим минимизацию сферической aberrации.

Если система, рассматриваемая в качестве примера, состоит только из объектива приемника и сканирующего устройства, то линза (фиг. 6.19), удовлетворяющая приведенным выше уравнениям, оказывается вполне достаточной. Толщина линзы в центре,



Фиг. 6.19. Линза приемника излучения с минимальной сферической aberrацией и комой.

Толщина линзы в центре 5 мм.

равная 5 мм, выбрана из соображений прочности. Однако, если предполагается использовать дополнительную оптическую систему, например телескопическую систему с определенным увеличением, такая линза уже не будет оптимальной, поскольку при сравнительном анализе баланса aberrаций в оптической системе в целом может оказаться более предпочтительным двухлинзовый объектив приемника излучения.

6.6.2. Хроматическая aberrация

На фиг. 6.20 показана продольная хроматическая aberrация, или разность фокусных расстояний, для двух предельных длин волн спектрального диапазона

$$\Delta f = f(n = 12 \text{ мкм}) - f(n = 8 \text{ мкм}).$$

Введем следующие обозначения:

$$k = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}, \quad n = \frac{n(8) + n(12)}{2}, \quad \Delta n = n(8) - n(12).$$

Тогда расстояние между двумя фокусами будет равно

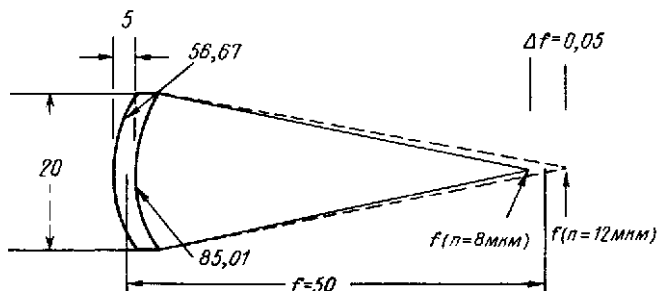
$$\Delta f = \frac{k}{n - \frac{\Delta n}{2} - 1} - \frac{k}{n + \frac{\Delta n}{2} - 1} = k \left[\frac{\Delta n}{n^2 - 2n - \left(\frac{\Delta n}{2}\right)^2 + 1} \right] \approx f \frac{\Delta n}{n - 1}, \quad (6.56)$$

где f — фокусное расстояние для среднего показателя преломления n . Величину

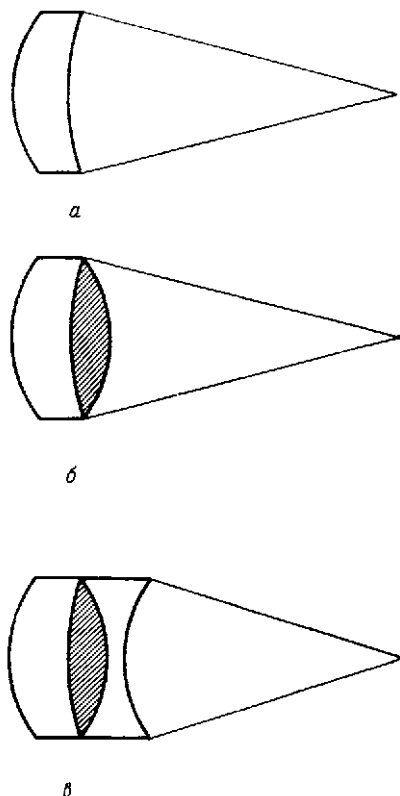
$$V = \frac{n - 1}{\Delta n} \quad (6.57)$$

называют показателем дисперсии (или числом Аббе). Следовательно, можно написать

$$\Delta f \approx \frac{f}{V}. \quad (6.58)$$



Фиг. 6.20. Продольная хроматическая aberrация линзы приемника излучения.



Фиг. 6.21. Оптика для систем скапирования в сходящемся пучке.
а — одиночная линза; б — ахромат; в — суперахромат.

Сдвиг от любого фокуса в плоскость наилучшего изображения равен

$$\Delta i = \frac{f}{2V}. \quad (6.59)$$

Для рассматриваемой в качестве примера германиевой линзы имеем

$$V(8-12 \text{ мкм}) = \frac{4,0038-1}{4,0053-4,0023} = 1001,27;$$

$$\Delta f = \frac{50}{1001,27} \approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ мм}; \quad \Delta i \approx \frac{\Delta f}{2} = 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ мм}.$$

Эта линейная расфокусировка соответствует безразмерному параметру качества (см. разд. 6.6.4), равному

$$\Delta = 2 \sin^2 \left(\frac{D}{2f} \right) \frac{\Delta i}{\lambda} = 0,197. \quad (6.60)$$

При такой величине Δ ухудшение МПФ пренебрежимо мало.

Если полученная хроматическая aberrация окажется неприемлемо большой, для устранения хроматизма рекомендуется применять систему из двух или более линз. Герцбергер и Зальцбергер [4] показали, что для тепловизионной оптики имеются материалы, позволяющие с помощью двух линз устранить хроматическую aberrацию для двух или даже трех длин волн. Теоретически для обеспечения идеальной хроматической коррекции ее нужно проводить для пяти длин волн; на практике бывает достаточно четырех. Такие в достаточной степени ахроматизированные объективы называются суперахроматами. Некоторые примеры ахроматов показаны на фиг. 6.21.

6.6.3. Кривизна поля

Поверхность наилучшей фокусировки оптической системы может иметь различную форму в пространстве. Если оптическая система полностью свободна от других aberrаций, искривленная поверхность, на которой получается изображение, называется поверхностью Петцваля. Радиус кривизны этой поверхности R_p (радиус Петцваля) равен

$$R_p = \left(\sum_i \frac{1}{n_i f_i} \right)^{-1}, \quad (6.61)$$

где n_i и f_i — показатели преломления и фокусные расстояния отдельных линз системы. Таким образом, фокальной поверхностью объектива без aberrаций является часть сферы (фиг. 6.22). Очевидно, вертикальная линейка фоточувствительных элементов приемника излучения, расположенная на плоскости и совмещенная своим центром с оптической осью, будет все больше отклоняться от поверхности фокусировки по мере перехода к удаленным от центра элементам (фиг. 6.23).

Выражение для расстояния x от объектива до поверхности Петцваля в зависимости от угла поля зрения θ можно вывести следующим образом. Из геометрического построения, приведенного на фиг. 6.23, следует

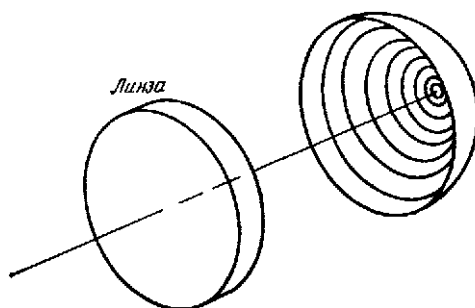
$$R_p^2 = (R_p - f)^2 + x^2 + 2x(R_p - f) \cos \theta.$$

Решая это уравнение относительно x , получим

$$x = \sqrt{R_p^2 - \sin^2 \theta (R_p - f)^2} - (R_p - f) \cos \theta. \quad (6.62)$$

Расфокусировка $\epsilon(\theta)$ относительно плоскости, в которой расположена линейка чувствительных элементов приемника излучения, равна

$$\epsilon(\theta) = \frac{f}{\cos \theta} - x(\theta). \quad (6.63)$$

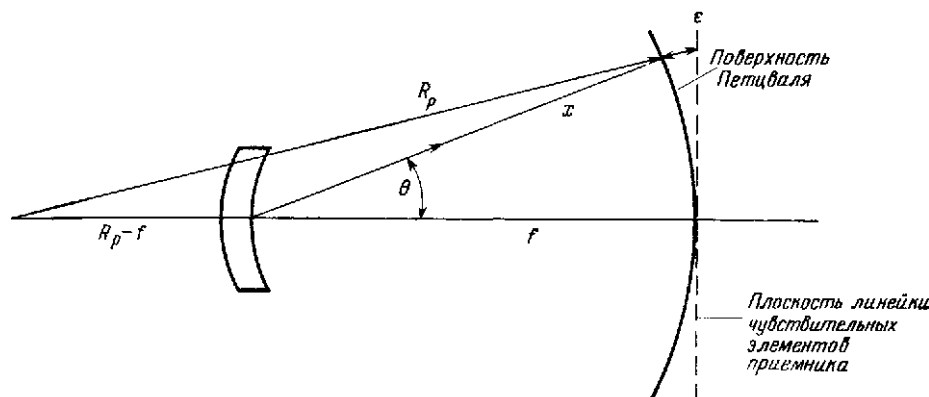


Фиг. 6.22. Поверхность Петцваля.

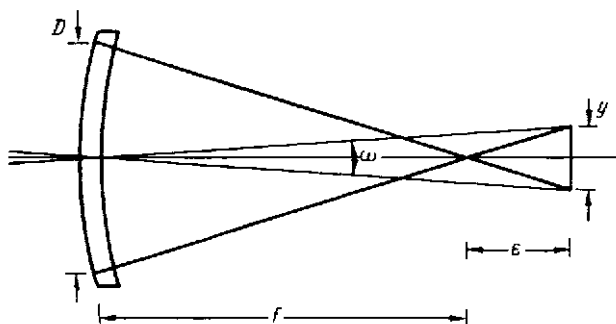
Диаметр кружка рассеяния ω (фиг. 6.24) равен

$$\omega = \frac{y}{f + \epsilon} = \frac{D\epsilon}{2f(f + \epsilon)}.$$

Эта проблема возникает в системах с параллельным сканированием, где необходима линейка чувствительных элементов большой протяженности для одновременного перекрытия всего поля зрения по вертикали. В системах с последовательным сканированием, имеющих сравнительно короткие линейки чувствительных элементов и работающих со сканирующими системами в параллельном ходе лучей, трудности, связанные с расфокусировкой, практически не возникают. Существует много способов решения рассматриваемой проблемы. Можно создавать специальные оптические системы с плоской фокальной поверхностью или располагать чувствительные элементы линейки на криволинейной поверхности либо на плоских участках, стягивающих фокальную поверхность (фиг. 6.25).



Фиг. 6.23. Сечение поверхности Петцваля в плоскости чертежа



Фиг. 6.24. Кружок рассеяния, вызванный ошибкой в фокусировке.

Для рассматриваемой в качестве примера системы с германиевой линзой ($f = 50$ мм, $n = 4,004$) радиус кривизны поля равен 200,2 мм. Если система работает со 150-элементной линейкой с размерами элементов по вертикали 0,05 мм и такими же зазорами между элементами, то высота линейки составит 14,95 мм. Половина угла поля зрения будет равна

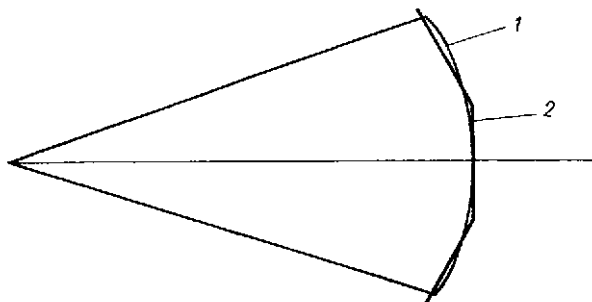
$$\frac{A}{2} = \arctg \left(\frac{7,5}{50} \right) = 8,531^\circ.$$

Для $\theta = A/2$

$$x = \sqrt{200,2^2 - (200,2 - 50)^2 \sin^2 8,531^\circ} - (200,2 - 50) \cos 8,531^\circ = 50,46 \text{ мм.}$$

Расфокусировка на краю линейки составит

$$\epsilon = \frac{50}{\cos 8,531^\circ} - 50,46 = 0,1 \text{ мм,}$$



Фиг. 6.25. Сегментированная линейка чувствительных элементов приемника излучения.

1 — искривленная поверхность изображения; 2 — сегментированная линейка чувствительных элементов.

а результирующий угловой размер кружка рассеяния вследствие расфокусировки будет равен

$$\omega = \frac{20 \cdot 0,1}{2 \cdot 50 \cdot (50 + 0,1)} = 0,000399 \text{ рад} \approx 0,4 \text{ мрад.}$$

Таким образом, для данного примера расфокусировка не играет существенной роли.

Один из возможных путей уменьшить влияние кривизны поля — спроектировать объектив приемника излучения как дублет, обеспечивающий нулевую кривизну поля. Для этого должны выполняться следующие условия:

$$f_{12} = \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2} \quad (6.64)$$

и

$$\frac{1}{n_1 f_1} + \frac{1}{n_2 f_2} = 0, \text{ или } f_2 = -\frac{n_1}{n_2} f_1, \quad (6.65)$$

из которых следует

$$f_1 = -\frac{n_2 - n_1}{n_1} f_{12}, \quad (6.66)$$

$$f_2 = \frac{n_2 - n_1}{n_2} f_{12}, \quad (6.67)$$

т.е. для линз дублета, обеспечивающего плоское поле зрения, требуются два различных материала. Другое решение — расположить для выравнивания поля дополнительную линзу вблизи плоскости изображения.

6.6.4. Расфокусировка в оптических системах, ограниченных дифракцией

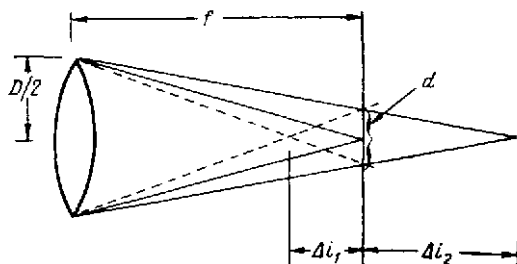
На практике необходимо учитывать ухудшение качества изображения, вызванное расфокусировкой из-за температурного влияния на элементы оптической системы или из-за ошибок оператора при ручной механической фокусировке. Рассмотрим простой случай получения изображения бесконечно удаленного объекта с помощью линзы диаметром D и фокусным расстоянием f .

Геометрическое построение на фиг. 6.26 показывает, какой кружок рассеяния образуется в фокальной плоскости вследствие ошибок фокусировки. Ошибки Δi_1 (влево) и Δi_2 (вправо) вызывают образование одного и того же кружка рассеяния диаметром d . Из подобия треугольников следует

$$\frac{d/2}{\Delta i_1} = \frac{D/2}{f - \Delta i_1}, \text{ или } d = \frac{D \Delta i_1}{f - \Delta i_1} \approx \frac{D \Delta i_1}{f} \quad (6.68)$$

и

$$\frac{d/2}{\Delta i_2} = \frac{D/2}{f + \Delta i_2}, \text{ или } d = \frac{D \Delta i_2}{f + \Delta i_2} \approx \frac{D \Delta i_2}{f}. \quad (6.69)$$



Фиг. 6.26. Кругок рассеяния, вызванный расфокусировкой.

d — диаметр круга рассеяния.

Заметим, что относительная расфокусировка в обе стороны по отношению к фокусу дает приблизительно одинаковый кругок рассеяния диаметром $d = D\Delta i/f$. Соответствующий угловой диаметр круга δ можно определить, разделив d на f :

$$\delta = \frac{D\Delta i}{f^2}. \quad (6.70)$$

Гопкинс [5] вывел выражение для ОПФ в зависимости от ошибки фокусировки Δi , относительного отверстия оптической системы и длины волны для случая ограниченной дифракцией круглой апертуры, освещенной монохроматической плоской волной. Леви и Остин [6] упростили уравнение Гопкинса и привели его к виду

$$\text{МПФ}(\nu_r, \Delta) = \frac{4}{\pi a} \int_{\nu_r}^1 (1-x^2)^{1/2} \cos[a(x-\nu_r)] dx, \quad (6.71)$$

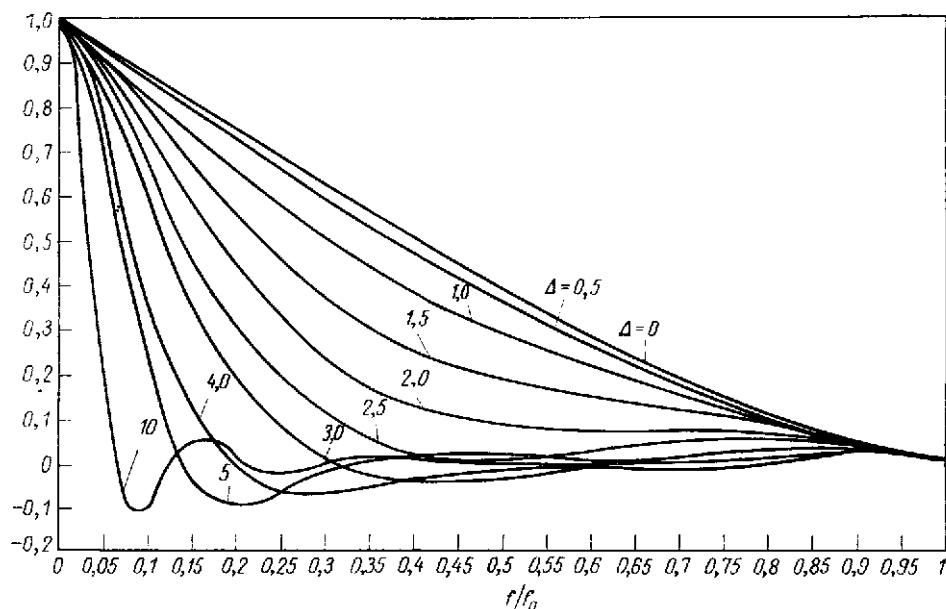
где

$$a = 2\pi\nu_r\Delta; \quad (6.72)$$

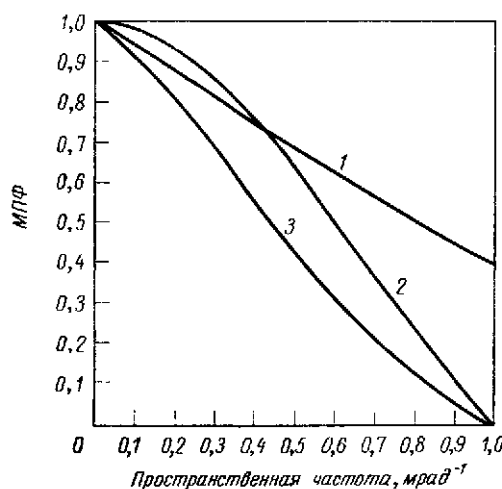
$$\Delta = 2 \sin^2(D/2f) \Delta i/\lambda; \quad (6.73)$$

Δi — расфокусировка, выраженная в тех же единицах, что и λ ;
 ν_r — относительная пространственная частота в безразмерных единицах f/f_c ; $0 \leq \nu_r \leq 1$, $f_c = D/\lambda$.

Леви и Остин вычислили МПФ (ν_r, Δ) в диапазоне изменения Δ от 0 до 50 и привели результаты в таблицах. Некоторые из этих результатов представлены на фиг. 6.27 графически. На основе законов геометрической оптики можно заключить, что МПФ должна бы уменьшаться по закону Bessinc (df), однако Гопкинс показал, что этот закон справедлив приблизительно до значений $f/f_c = 0,1$ независимо от ошибки фокусировки. При более высоких частотах расчеты на основе законов геометрической оптики дают завышенные значения МПФ независимо от ошибки фокусировки.



Фиг. 6.27. МПФ расфокусированной оптики, ограниченной дифракцией [6].



Фиг. 6.28. МПФ системы, рассматриваемой в качестве примера, при идеальном приемнике излучения и оптике.

1 — оптическая система; 2 — приемник излучения; 3 — оптическая система и приемник.

Для иллюстрации этого вывода обратимся к рассматриваемой в качестве примера системе, используемой без телескопа. По-прежнему будем считать, что фокусное расстояние и диаметр объектива приемника составляют 50 и 20 мм соответственно, а размер элемента приемника излучения $0,05 \times 0,05$ мм. Если характеристики объектива ограничиваются дифракцией, его МПФ в случае идеальной фокусировки будет иметь предельную частоту f_c , о разделяемую формулой

$$f_c = \frac{D_d}{\lambda} = \frac{20}{10^{-2}} = 2 \text{ мрад}^{-1}.$$

Угловой размер чувствительного элемента приемника излучения составляет 1 мрад; следовательно, частота, соответствующая первому нулю МПФ, равна 1 мрад⁻¹. МПФ оптической системы и приемника и результирующая МПФ (их произведение) представлены на фиг. 6.28.

Предположим для определенности, что расфокусировка, вызывающая уменьшение до нуля произведения $\tilde{r}_o \tilde{r}_d$ вблизи частоты 0,5 мрад⁻¹, достаточно велика, и мы считаем ее нежелательной. Обращаясь к фиг. 6.27, видим, что такое ухудшение возникает, когда величина Δ достигает 2,5. Для рассматриваемой системы

$$\Delta = 2 \sin^2 \left(\frac{D}{2f} \right) \frac{\Delta i}{\lambda},$$

$$2,5 = 2 \sin \left(\frac{20}{2 \cdot 50} \right) \frac{\Delta i}{10^{-2}},$$

или

$$\Delta i = 0,318 \text{ мм.}$$

Поскольку

$$\Delta i = \frac{df}{D}, \text{ или } d \approx \frac{D \Delta i}{f},$$

$$d \approx \frac{20 \cdot 0,318}{50} = 0,127 \text{ мм}$$

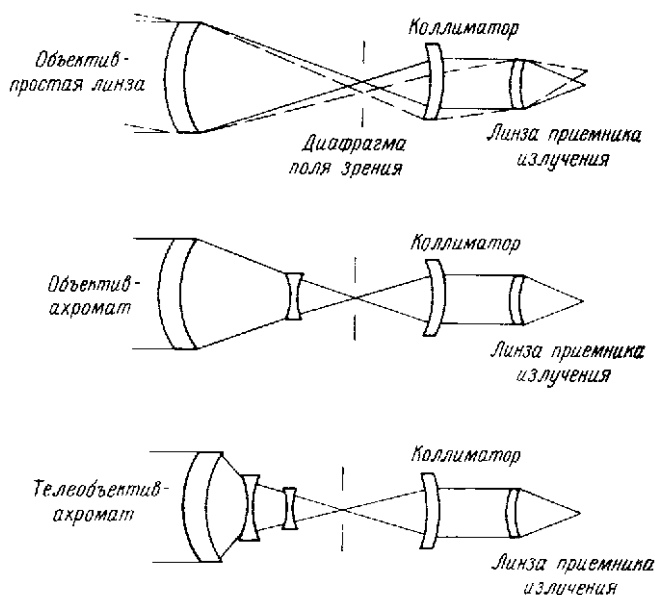
и

$$\delta \approx \frac{d}{f} = \frac{0,127}{50} = 0,00254 \text{ рад} = 2,54 \text{ мрад.}$$

Таким образом, предельно допустимый кружок рассеяния вследствие расфокусировки имеет угловой диаметр $\sim 2,5$ мрад.

6.7. Дополнительная оптика

Для улучшения разрешения можно дополнить объектив приемника телескопической системой с определенным увеличением. Увеличение уменьшает поле зрения и увеличивает угловое разрешение, сохраняя неизменным отношение углового размера приемника излучения к световому диаметру, так что тепловая чувстви-



Фиг. 6.29. Астрономические телескопические системы для систем сканирования в параллельном пучке лучей.

тельность системы не меняется. На фиг. 6.29 показаны некоторые применяемые астрономические (с оборачиванием изображения) телескопические системы. Первая система состоит из положительного однолинзового объектива, в плоскости действительного изображения которого расположена диафрагма, определяющая поле зрения, и положительного однолинзового коллиматора, или окуляра.

Во второй системе для уменьшения хроматических aberrаций в объективе использован слабый отрицательный элемент. Материал, из которого изготовлен этот корректирующий хроматическую aberrацию элемент, должен иметь большую дисперсию, чем оптический материал первого элемента, чтобы скорректировать сдвиг фокуса с ростом длины волны. Фокусное расстояние данного объектива определяется формулой

$$f_{12} = \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2 - d}. \quad (6.74)$$

Для получения равной нулю продольной хроматической aberrации требуется, чтобы

$$f_{12}(\lambda_1) = f_{12}(\lambda_2). \quad (6.75)$$

Решая уравнение (6.74) относительно d и подставляя соотношения

$$f_{12}(\lambda) = \frac{f_1(\lambda)f_2(\lambda)}{f_1(\lambda) + f_2(\lambda) - d} \quad (6.76)$$

и

$$f = \frac{k}{n(\lambda) - 1} \quad (6.77)$$

получим для двух длин волн λ_1 и λ_2

$$d = \frac{f_1}{1 + \frac{\Delta n_1(n_2 - 1)}{\Delta n_2(n_1 - 1)}} + \frac{f_2}{1 + \frac{\Delta n_2(n_4 - 1)}{\Delta n_1(n_2 - 1)}} \quad (6.78)$$

В уравнении (6.78)

$$\Delta n_1 = n_1(\lambda_2) - n_2(\lambda_1), \quad (6.79)$$

$$\Delta n_2 = n_2(\lambda_2) - n_2(\lambda_1), \quad (6.80)$$

$$n_1 = n_1 \left(\frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} \right), \quad (6.81)$$

$$n_2 = n_2 \left(\frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} \right). \quad (6.82)$$

Так как

$$V = (n - 1)/\Delta n$$

то

$$d = \frac{f_1}{1 + (V_2/V_1)} + \frac{f_2}{1 + (V_1/V_2)}. \quad (6.83)$$

Результирующее фокусное расстояние можно тогда выразить формулой

$$f_{12} = \frac{f_1 f_2 (V_1 + V_2)}{f_1 V_2 + f_2 V_1} \quad (6.84)$$

Если, к примеру, первая линза изготовлена из германия, для которого $V_1 = 1001,27$ в диапазоне длин волн 8—14 мкм, а вторая линза — из селенида цинка, для которого $V_2 = 34,45$, то

$$d = 0,9667f_1 + 0,03324f_2.$$

Параметры линз можно выбрать таким образом, чтобы в максимальной степени уменьшить аберрации. Фокусное расстояние обеспечивающего хроматическую коррекцию дублета из двух склеенных тонких линз, для которых

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}, \quad (6.85)$$

можно определить, приняв $d = 0$; тогда

$$f_1 = -\frac{V_2}{V_1} f_2, \quad (6.86)$$

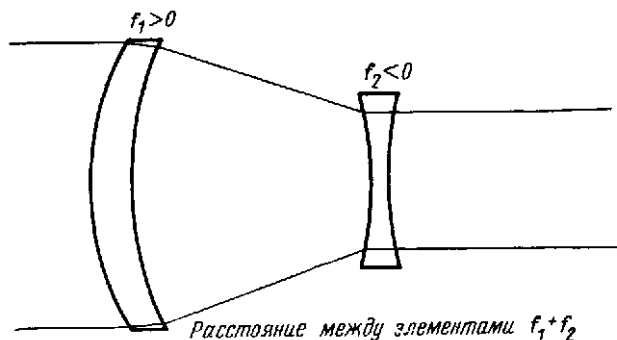
$$f_1 = -\frac{V_1}{V_2 - V_1} f \quad (6.87)$$

и

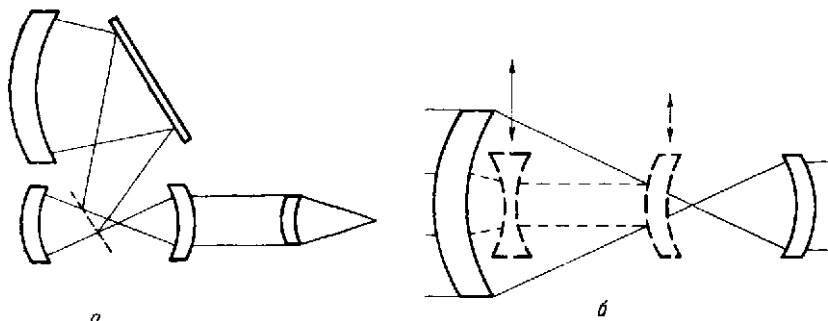
$$f_2 = \frac{V_2 - V_1}{V_2} f. \quad (6.88)$$

Третья схема, показанная на фиг. 6.29, представляет астрономическую телескопическую систему с телеобъективом. Первый элемент имеет большую оптическую силу, чем первый элемент более простого астрономического телескопа. За этим первым элементом установлен второй, отрицательный элемент, что обеспечивает более короткую общую длину для данного относительного отверстия системы.

На фиг. 6.30 показана телескопическая система Галилея. Первый элемент положительный, второй отрицательный, а расстояние между ними равно алгебраической сумме фокусных расстояний. Плоскость действительного изображения в этой системе отсутствует, выходной лучок находится внутри системы (для получения более компактной конструкции), а выходящие параллельные пучки



Фиг. 6.30. Телескопическая система Галилея.



Фиг. 6.31. Телескопические системы с двумя переключаемыми полями зрения. а — схема с двумя отдельными объективами, попеременно включаемыми в систему с помощью зеркала, перемещающегося перпендикулярно плоскости чертежа; б — соосный двухступенчатый телескоп с переменным полем зрения.

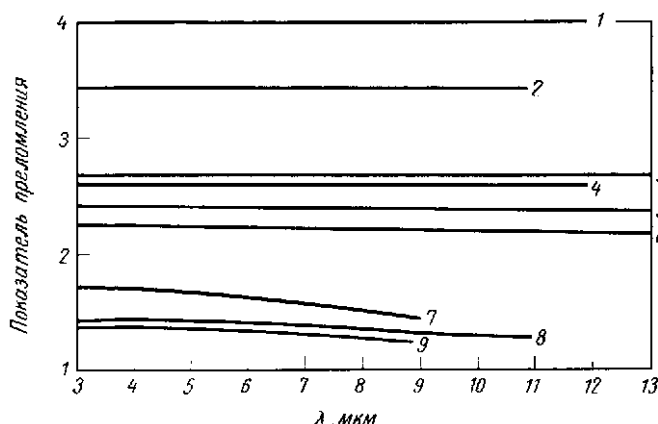
расходятся. Поэтому более употребительной является схема, в которой система Галилея располагается перед объективом приемника излучения в сканирующей системе в сходящемся пучке лучей.

Системы с двумя переключаемыми полями зрения можно построить различными способами. Типичные телескопические системы такого рода показаны на фиг. 6.31. В заключение отметим, что, как показал Джемисон [7], можно создавать работоспособные инфракрасные оптические системы с плавно меняющимися фокусным расстоянием и полем зрения, используя не более двух или трех элементов. Джемисон рассмотрел качество изображения, обеспечиваемое с помощью таких простых систем с переменным фокусным расстоянием, и привел некоторые примеры систем.

6.8. Оптические материалы для тепловизионных систем

Для линз и окон в тепловидении обычно используются три класса оптических материалов: полупроводниковые материалы кремний и германий (как в монокристаллической, так и в поликристаллической форме); поликристаллические соединения II—IV групп, полученные горячим прессованием, типа керамических оптических материалов «Иртран» (фирма «Истмен кодак»); полученные химическим путем слои ZnSe и ZnS , а также халькогенидные стекла типа Te 1173 (фирма «Тексес инструментс»). Кремний и германий используются особенно широко, поскольку высокий показатель преломления, большая механическая прочность и твердость облегчают проектирование оптических деталей из этих материалов.

В идеальном случае желательно, чтобы материал линз, используемых в тепловизионных системах, обладал высоким показателем преломления, не зависящим от температуры и не меняющимся с длиной волны, т. е. имел бы нулевую дисперсию. Материал должен иметь нулевой коэффициент теплового расширения, высокую поверхностную твердость, высокую механическую прочность, совместимость с просветляющими покрытиями, не растворяться в воде и слабо поглощать инфракрасное излучение. Высокий показатель преломления требуется для уменьшения кривизны линз и их толщин, а также числа линз в системе с данным относительным отверстием. Низкий температурный коэффициент показателя преломления необходим для предотвращения дополнительных aberrаций и изменений фокусного расстояния линз с изменением температуры. Малая дисперсия необходима для минимизации хроматической aberrации и числа линз для ее компенсации. Сохранение размеров линз при изменении температуры нужно для исключения несбалансированных aberrаций и изме-



Фиг. 6.32. Показатели преломления оптических материалов, используемых обычно для изготовления линз в тепловидении.

1 — германий; 2 — кремний; 3 — «Иртран» 6; 4 — Ti 1173; 5 — «Иртран» 4 и селенид цинка; 6 — «Иртран» 2 и сульфид цинка; 7 — «Иртран»; 8 — «Иртран» 3; 9 — «Иртран» 1.

нений фокусных расстояний, а также для упрощения монтажа линз в оправках.

Высокая твердость предохраняет поверхность от царапин и истирания, а высокая механическая прочность позволяет применять тонкие линзы (с большим отношением диаметра к толщине). Совместимость с просветляющими покрытиями совершенно необходима, поскольку потери на отражение от поверхности увеличиваются с ростом n . Нерастворимость в воде нужна для того, чтобы линзы не разрушались под дождем и при высокой влажности. Низкий показатель поглощения снижает потери на поглощение и обеспечивает эффективное проектирование систем.

Ни один из известных материалов не обладает всеми этими качествами, однако кремний, германий, селенид цинка $ZnSe$, сульфид цинка ZnS и стекла Ti 1173 наиболее близки к совершенству. Эти материалы имеют высокие показатели преломления, высокую твердость и прочность, совместимы с просветляющими покрытиями, нерастворимы и характеризуются малым поглощением. Чаще всего для изготовления линз систем тепловидения применяются кремний и германий. Важнейшие свойства наиболее употребительных оптических материалов приведены в табл. 6.1.

Герцбергер и Зальцберг [4] установили, что дисперсия инфракрасных оптических материалов достаточно точно описывается уравнением

$$n = A + BL + CL^2 + DL^3 + EL^4,$$

где

$$L = (\lambda^2 - 0,028)^{-1}.$$

Свойства наиболее употребительных влагостойких инфракрасных оптических материалов

Материал	Состав, структура	Рабочий инф-диапазон длины волн, мм	Показатели преломления							
			$n(3 \text{ мкм})$	$n(4 \text{ мкм})$	$n(5 \text{ мкм})$	$n(8 \text{ мкм})$	$n(9 \text{ мкм})$	$n(10 \text{ мкм})$	$n(11 \text{ мкм})$	$n(12 \text{ мкм})$
Германий	n -типа с низким сопротивлением	2—23	4,049	4,0244	4,0151	4,0053	4,0040	4,0032	4,0026	4,0023
Кремний	p - или n -типа с низким сопротивлением	1,5—15	3,4324	3,4254	3,4221	3,4184	3,4180	3,4177	3,4177	—
«Иртрап» 1	Горячее прессование, MgF_2	0,5—9,0	1,3640	1,3526	1,3374	1,2634	1,2269	—	—	—
«Иртрап» 2	Горячее прессование, ZnS	0,4—14,5	2,2558	2,2504	2,2447	2,2213	2,2107	2,1986	2,1846	2,1689
Сульфид цинка	Химическое осаждение из паровой фазы	0,4—14,5	2,2558	2,2504	2,2447	2,2213	2,2107	2,1986	2,1846	2,1689
«Иртрап» 3	Горячее прессование, CaF_2	0,4—11,5	1,4179	1,4097	1,3990	1,3498	1,3269	1,3002	1,2694	—
«Иртрап» 4	Горячее прессование, ZnSe	0,5—22	2,440	2,435	2,432	2,418	2,413	2,407	2,401	2,394
Селенид цинка	Химическое осаждение из паровой фазы	0,5—22	2,440	2,435	2,432	2,418	2,413	2,407	2,401	2,394
«Иртрап» 5	Горячее прессование, MgO	0,4—9,5	1,6920	1,6884	1,6368	1,4824	1,406	—	—	—
«Иртрап» 6	Горячее прессование, CdTe	0,9—31	2,695	2,688	2,684	2,677	2,674	2,672	2,669	2,666
Теллурид кадмия	Химическое осаждение из паровой фазы, CdTe	0,9—15	—	—	2,67	—	—	2,56	—	—
Сульфид кадмия	Химическое осаждение из паровой фазы, CdS	1—14	—	—	2,27	—	—	—	—	—
ТИ 1173	из паровой фазы, CdS	1—14	2,6263	2,620	2,6165	2,6076	2,604	2,600	2,596	2,592
ТИ 20	Аморфный $\text{Ge}_{28}\text{Sb}_{12}\text{Se}_{60}$	0,8—16	—	—	2,49	—	—	3,135	3,045	—
Арсенид галлия	Аморфный $\text{Ge}_{33}\text{As}_{12}\text{Se}_{55}$	0,9—11	—	—	—	3,34	—	~3,1	—	—
Трисульфид мышьяка	As_2S_3 , стекло	1—11	2,4168	2,4118	2,4077	2,3937	2,3878	2,3811	2,3735	2,3650

Продолжение табл. 6.1

Материал	$\partial n/\partial T$ при 300 К, 10 ⁻⁴ °С ⁻¹	$\alpha = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial T}$, 10 ⁻⁶ см/(см·град)	Твердость по Кнуру	Показатель поглощения при 300 К и при $\lambda = 3, 4$ и 5 мкм, см ⁻¹ (приближенные значения)	Показатель поглощения при 300 К и при $\lambda = 8, 9, 10, 11$ мкм, см ⁻¹ (приближенные значения)	Модуль Юнга, ГПа при 25°С	Показатель дисперсии	
							$\lambda = 3 \div 5$ мкм	$\lambda = 8 \div 11$ мкм
Германий	280—300	5,5—6,1	692—850	0,0047; 0,0048; 0,0051	0,015; 0,018; 0,021; 0,029	103,5	88,44	1112,59
Кремний	162—168	4—4,15	1150	—	—	434,4	235,65	3454,36
«Иртран» 1	—	10,4—12,0	576	0,31; 0,19; 0,24	—	114,5	13,18	—
«Иртран» 2	51	6,9—7,4	250	0,22; 0,12; 0,07	0,07; 0,08; 0,11; 0,45	96,6	112,64	32,78
Сульфид цинка	—	—	250	0,22; 0,12; 0,07	0,07; 0,08; 0,11; 0,45	—	112,64	32,78
«Иртран» 3	—	18,9—20	200	0,16; 0,12; 0,06	—	98,7	21,61	3,851
«Иртран» 4	48—58	7,4—8	100	—	0,14; 0,19; 0,13; 0,13	71,07	179,5	82,91
Селенид цинка	100	8,53	100	<0,003	<0,003	67,3	179,5	82,91
«Иртран» 5	—	10,4—12	640	0,24; 0,18; 0,16	—	332,6	12,04	—
«Иртран» 6	96	5,3—6	45	—	0,24; 0,25; 0,29; 0,27	35,9	153,6	209,1
Теллурид кадмия	93—107	5,9	45	0,005 при 10 мкм	0,002 при 10 мкм	22,1	—	—
Сульфид кадмия	—	3	120	—	0,03 при 10 мкм	—	—	—
TI 1173	80	15—16	150	—	0,059 при 11 мкм	21,39	165,45	138,09
TI 20	~80	13	171	—	0,075 при 10 мкм	20,7	—	—
Арсенид галлия	149	5,7—6	750	—	0,091 при 11 мкм	88,8	—	—
Трисульфид мышьяка	—8,6 ÷ ÷10	24,6	109	—	0,02 при 10 мкм	15,87	155,2	68,5

Коэффициенты дисперсии оптических материалов, применяемых в тепловизионных системах

Материал	Диапазон длин волн, мкм	A	B	C	D	E
Германий	2,0—13,5	3,99931	0,391707	0,163492	-0,0000060	0,000000053
Кремний	1,3—11,0	3,41696	0,138497	0,013924	-0,0000209	0,000000148
«Иртрап» 1	1,0—6,7	1,37770	0,001348	0,000216	-0,0015041	0,000000441
«Иртрап» 2	1,0—13,5	2,25698	0,032586	0,000679	-0,0005272	0,000000604
«Иртрап» 3	1—10	1,4278071	2,2806966·10 ⁻³	-9,1939015·10 ⁻⁵	-1,1165792·10 ⁻³	-1,5949659·10 ⁻⁶
«Иртрап» 4	1—10	2,4350823	5,1567472·10 ⁻²	2,4901923·10 ⁻³	-2,7245212·10 ⁻⁸	-9,8541275·10 ⁻⁸
«Иртрап» 5	1—10	1,7200516	5,6119400·10 ⁻³	-1,0986148·10 ⁻⁵	-3,0994558·10 ⁻³	-9,6139613·10 ⁻⁶
«Иртрап» 6	1—10	2,682384	1,180290·10 ⁻¹	3,276801·10 ⁻²	-1,202984·10 ⁻⁴	2,177336·10 ⁻⁸

Значения коэффициентов, полученных в работе [4], приведены в табл. 6.2. Уравнение такого вида полезно для получения интерполяцией промежуточных значений показателя преломления, заключенных между измеренными значениями n . Дисперсия некоторых материалов показана на фиг. 6.32. Более подробное изложение вопросов, рассмотренных в этом разделе, можно найти в литературе [8—12].

6.9. Тепловые эффекты в оптических системах

Показатель преломления большинства используемых в тепловидении преломляющих оптических материалов, включая германий, существенно меняется с температурой в диапазоне земных температур. Многие тепловизионные системы работают в диапазоне температур от -20 до $+40$ °C, а в некоторых областях применения, таких, как высотная и скоростная авиация или космические корабли, пределы могут быть еще шире. Поэтому влиянием температуры на параметры линз, обусловленным температурной зависимостью показателя преломления, пренебрегать нельзя.

Для одиночной линзы, изготовленной из одного материала и находящейся в воздухе, фокусное расстояние связано с показателем преломления n соотношением

$$f = \frac{k}{n-1}, \quad (6.89)$$

где k — геометрическая константа, если материал линзы не расширяется. Частная производная от f по n равна

$$\frac{\partial f}{\partial n} = -\frac{k}{(n-1)^2}, \quad (6.90)$$

а частная производная от n по T равна $\partial n / \partial T$. Таким образом, небольшое изменение фокусного расстояния при незначительном изменении температуры T приближенно описывается выражением

$$\Delta f = -\frac{k}{(n-1)^2} \frac{\partial n}{\partial T} \Delta T = -\frac{f}{n-1} \frac{\partial n}{\partial T} \Delta T. \quad (6.91)$$

Если изменение фокусного расстояния велико, оно будет определяться формулой

$$f = \frac{k}{n(T_2)-1} - \frac{k}{n(T_1)-1}. \quad (6.92)$$

Температурные коэффициенты показателей преломления наиболее употребительных оптических материалов приведены в табл. 6.1. Изображение бесконечно удаленного объекта сдвигается на Δf по направлению к линзе при отрицательном значении $\partial n / \partial T$ и на Δf по направлению от нее — при положительном. Если этот

сдвиг превышает допустимую глубину резкости, его необходимо компенсировать.

Поскольку все применяемые материалы имеют значительные температурные коэффициенты, необходимо разработать компенсационные схемы. Возможны следующие решения:

1. Предусмотреть ручную подфокусировку.
2. Слабдить систему автоматической электромеханической подфокусировкой.
3. Исключить влияние температуры, подбирая материалы различных элементов системы таким образом, чтобы результирующая эффективная величина $\partial n / \partial T$ равнялась нулю.
4. Исключить влияние температуры, монтируя линзы системы таким образом, чтобы они перемещались с изменением температуры, компенсируя расфокусировку.

Линза приемника в рассматриваемой в качестве примера системе имеет при 300 K $f = 50$ мм, $n = 4,004$, $\partial n / \partial T = +3 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ и $\Delta f = -4,993 \cdot 10^{-3} \Delta T$ мм. Для $\Delta T = +10 \text{ } ^\circ\text{C}$ $\Delta f = -4,993 \times 10^{-2}$ мм. Это дает относительную расфокусировку Δ (см. разд. 6.6.4), равную 0,395, которой можно пренебречь. Однако если температура изменяется на $+50 \text{ } ^\circ\text{C}$, то величина Δ будет равна 1,97, что уже означает существенную расфокусировку, которую нужно компенсировать тем или иным способом.

При небольших изменениях температуры увеличение какого-либо размера R линзы равно

$$\Delta R = R\alpha \Delta T, \quad (6.93)$$

где α — коэффициент теплового расширения, мм/(мм·°C). Ясно, что фокусное расстояние одиночной линзы будет изменяться в соответствии с формулой

$$\frac{\partial f}{\partial T} = \alpha f. \quad (6.94)$$

Германиевая линза приемника в рассматриваемом примере имеет $f = 50$ мм и $\alpha = 6,1 \cdot 10^{-6} \text{ } (^\circ\text{C})^{-1}$. При $\Delta T = +10 \text{ } ^\circ\text{C}$ расфокусировка составит $\Delta f = (50 \text{ мм}) \times (6,1 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}) \times (10 \text{ } ^\circ\text{C}) = 3,05 \cdot 10^{-3}$ мм, т. е. будет незначительной.

Этот пример показывает, что влияние теплового расширения линз обычно мало по сравнению с влиянием изменения показателя преломления в зависимости от температуры. Однако оправы линз также расширяются и сжимаются, вызывая расфокусировку. Если линза приемника в рассматриваемом примере заключена в алюминиевую оправу с коэффициентом теплового расширения $\alpha = 23 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$, то линейная расфокусировка δ , обусловленная только удлинением оправы, при $\Delta T = 10 \text{ } ^\circ\text{C}$ составит

$$\delta = (50 \text{ мм}) \times (23 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}) \times 10 \text{ } ^\circ\text{C} = 1,15 \cdot 10^{-2} \text{ мм.}$$

Все рассмотренные факторы можно учесть уравнением полной расфокусировки

$$\delta = \left(-\frac{f}{n-1} \frac{\partial n}{\partial T} + \alpha f + \alpha L \right) \Delta T, \quad (6.95)$$

где L — полная длина системы линз. Коэффициенты теплового расширения материалов, обычно применяемых для оправ объективов приведены в табл. 6.3.

Таблица 6.3

Коэффициенты теплового расширения некоторых наиболее употребительных материалов для оправ объективов

Материал	α , 10^{-6} мм/(мм·°C) (приблизительные значения)
Алюминий	23
Оксид магния	26
Нержавеющая сталь	11
Титан	9,5
Бериллий	11,5
Ni 42 (сплав с малым коэффициентом теплового расширения)	5,7

6.10. Пассивная оптическая компенсация температурных изменений показателя преломления

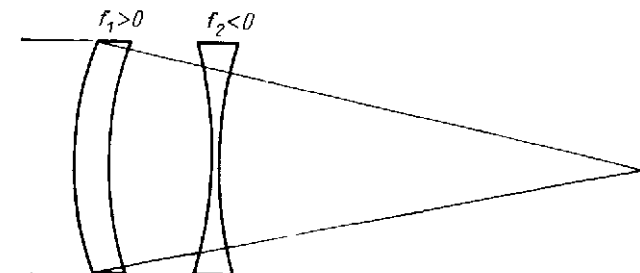
Фокусное расстояние простой линзы при температуре T_0 определяется уравнением

$$f(T_0) = \frac{k}{n(T_0) - 1}, \quad (6.96)$$

где $n(T_0)$ — показатель преломления при температуре T_0 . Большинство применяемых в тепловидении оптических материалов характеризуются значительными температурными коэффициентами показателей преломления. Для равного нулю коэффициента теплового расширения и отличного от нуля температурного коэффициента показателя преломления фокусное расстояние при температуре $T = T_0 + \Delta T$ приближенно определяется формулой

$$f(T) = \frac{k}{n(T_0) + \Delta T \frac{\partial n(T_0)}{\partial T} - 1}, \quad (6.97)$$

если $(\partial^2 n / \partial T^2) = 0$ или если ΔT достаточно мало.



Фиг. 6.33. Система линз для пассивной оптической компенсации изменения показателя преломления с температурой.

Изменение фокусного расстояния равно

$$\Delta f = f(T) - f(T_0) = -\frac{k}{n(T_0) - 1} \left(\frac{\Delta T \frac{\partial n(T_0)}{\partial T}}{n(T_0) - 1 + \Delta T \frac{\partial n(T_0)}{\partial T}} \right) \approx$$

$$\approx -f \Delta T \frac{\partial n(T_0)}{\partial T}. \quad (6.98)$$

Последнее приближение справедливо потому, что для инфракрасных оптических материалов при обычных температурах $n - 1 \gg \Delta T (\partial n / \partial T)$.

При пассивной оптической компенсации требуется, чтобы $\partial f / \partial T \approx 0$ во всем диапазоне представляющих интерес температур. Осуществить полную пассивную компенсацию, по-видимому, не удастся никогда, поскольку линзы в системе нагреваются неравномерно, так что наблюдаются градиенты в самой линзе и от линзы к линзе.

В качестве примера рассмотрим дублет, показанный на фиг. 6.33. Если расстояние между линзами s мало по сравнению с произведением фокусных расстояний линз, то фокусное расстояние дублета равно

$$f = \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2}. \quad (6.99)$$

Производная от f по T определяется следующим образом:

$$\frac{\partial f}{\partial T} = -\frac{f}{f_1 + f_2} \left(\frac{\partial f_1}{\partial T} + \frac{\partial f_2}{\partial T} \right) + \frac{1}{f_1 + f_2} \left(f_1 \frac{\partial f_2}{\partial T} + f_2 \frac{\partial f_1}{\partial T} \right). \quad (6.100)$$

Учитывая, что $\partial n / \partial T = -[f / (n - 1)] (\partial f / \partial T)$, можно показать

$$\frac{\partial f}{\partial T} = -f^2 \left(\frac{1}{f_1} \frac{\partial n_1 / \partial T}{n_1 - 1} + \frac{1}{f_2} \frac{\partial n_2 / \partial T}{n_2 - 1} \right). \quad (6.101)$$

Таким образом, для эффективной пассивной компенсации требуется, чтобы член в скобках равнялся нулю. Вводя обозначение

$$I = \frac{\partial n / \partial T}{n-1}, \quad (6.102)$$

это условие можно записать в виде

$$I_2/I_1 = -f_2/f_1. \quad (6.103)$$

Если система линз собирающая, возможны только три случая:

- 1) $\frac{I_2}{I_1} < 0$, $f_1 > 0$, $f_2 > 0$;
- 2) $\frac{I_2}{I_1} > 1$, $f_1 > 0$, $f_2 < 0$, $|f_2| > |f_1|$;
- 3) $1 < \frac{I_2}{I_1} < 1$, $f_1 < 0$, $f_2 > 0$, $|f_1| > |f_2|$.

Считая для примера, что первый элемент изготовлен из селенида цинка ZnSe, а второй — из германия Ge, и используя данные табл. 6.4, получим $I_2/I_1 = 2,94$, $f_1 = -0,34f_2 = 0,66f$, $f_2 = -1,94f$.

Таблица 6.4

Материал	$\frac{1}{n-1} \frac{\partial n}{\partial T}$ при $T = 25^\circ \text{C}$ в диапазоне $8 \leq \lambda \leq 11$ мкм
Ge	$+100 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
ZnSe	$+34 \cdot 10^{-6}$
ZnS	Неизвестно
Tl 1173	$+50 \cdot 10^{-6}$
As ₂ S ₃	$-7,25 \cdot 10^{-6}$
Tl ₂ BrI	$-171 \cdot 10^{-6}$

К недостаткам этого метода следует отнести усложнение коррекции хроматической аберрации. Выражение для продольной хроматической аберрации дублета из двух тонких линз без зазора выводится следующим образом:

$$\Delta f = \frac{\partial f}{\partial n_1} \Delta n_1 + \frac{\partial f}{\partial n_2} \Delta n_2, \quad (6.104)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial n} &= \frac{\partial}{\partial n} [f_1 f_2 (f_1 + f_2)^{-1}] = \\ &= \frac{\partial f_1}{\partial n} \frac{f_2}{f_1 + f_2} + \frac{\partial f_2}{\partial n} \frac{f_1}{f_1 + f_2} - \left(\frac{\partial f_1}{\partial n} + \frac{\partial f_2}{\partial n} \right) \frac{f_1 f_2}{(f_1 + f_2)^2}, \end{aligned} \quad (6.105)$$

$$\frac{\partial f}{\partial n_1} = \frac{\partial f_1}{\partial n_1} \frac{f_2}{f_1 + f_2} - \frac{\partial f_1}{\partial n_1} \frac{f_1 f_2}{(f_1 + f_2)^2}, \quad (6.106)$$

$$\frac{\partial f}{\partial n_2} = \frac{\partial f_2}{\partial n_2} \frac{f_1}{f_1 + f_2} - \frac{\partial f_2}{\partial n_2} \frac{f_1 f_2}{(f_1 + f_2)^2}, \quad (6.107)$$

$$\frac{\partial f}{\partial n} = -\frac{f}{n-1}, \quad (6.108)$$

так что Δf равно

$$\Delta f = -f^2 \left(\frac{1}{V_1 f_1} + \frac{1}{V_2 f_2} \right). \quad (6.109)$$

Для рассмотренного выше примера $V_2(\text{Ge}) = 1113$; $V_1(\text{ZnSe}) = 83$ и $\Delta f = -f/73$.

Следовательно, данный случай соответствует одиночной линзе из материала с большей, чем у ZnSe, дисперсией, и для коррекции хроматизма требуется третий элемент с еще большей дисперсией, например ZnS.

6.11. Качество изображения за пределами центра поля зрения

При расчете и проектировании систем часто необходимо решить, до какой степени допустимо ухудшение качества изображения на некотором расстоянии от оси по сравнению с качеством изображения в центре поля зрения.

В разд. 4.11 было показано, как чувствительность наблюдателя к изменениям разрешающей способности зависит от величины последней. Одна пороговая единица при низкой разрешающей способности составляет обычно 5–10% ее величины; при улучшении разрешающей способности ее изменения заметить труднее. Очевидно, если ухудшение качества по полю зрения составит примерно одну пороговую единицу, такое ухудшение будет практически незаметно и не приведет к ухудшению характеристик системы. В разд. 10.2 будет показано, что, осуществляя поиск объекта по полю зрения, наблюдателя обычно концентрируют внимание на участке размером 9° в центре экрана индикатора, и, следовательно, чем больше угловой размер экрана, тем меньше используются его края. Ясно, что если нужно пожертвовать качеством изображения в какой-то части экрана, то это должна быть мало используемая часть. Таким образом, можно допустить ухудшение разрешения на краях большого экрана, однако не в таких пределах, чтобы дезориентировать наблюдателя. Некоторое ухудшение разрешения на краях поля зрения оптической системы неизбежно из-за дисторсии и поперечной хроматической аберрации. Обычно ухудшение разрешения в два-три раза незаметно, если только специально не разглядывать край поля. В этом можно убедиться на опыте работы систем FLIR с круговым сканированием, в которых намеренно изменяют разрешение от центра к краю поля зрения [13].

6.12. Искажения изображения в системах с фиксированной фокусировкой

Оптическая система, сфокусированная на определенный объект, расположенный на расстоянии O , не обязательно обеспечит хорошую фокусировку для объектов на других представляющих интерес расстояниях. Рассмотрим простую собирающую линзу диаметром D (фиг. 6.34), которая на расстоянии i дает изображение объекта, находящегося на расстоянии O , меньшем бесконечности. На фиг. 6.35 и 6.36 показаны линзы, дающие изображения объектов, находящихся на расстояниях O_1 и O_2 , отличных от O . Если тонкий приемный элемент расположен на расстоянии i , то объект, находящийся на расстоянии O , будет сфокусирован, а объекты, находящиеся на расстояниях O_1 и O_2 , — расфокусированы. По законам геометрической оптики в первом приближении (для параксимальных лучей) изображения на расстоянии i точечных источников, находящихся на расстояниях O_1 и O_2 , будут представлять кружки диаметрами d_1 и d_2 соответственно. Качество фокусировки сложным образом зависит от диаметра кружка рассеяния, как, например, в случае расфокусированной оптической системы, ограниченной дифракцией (разд. 6.6.4).

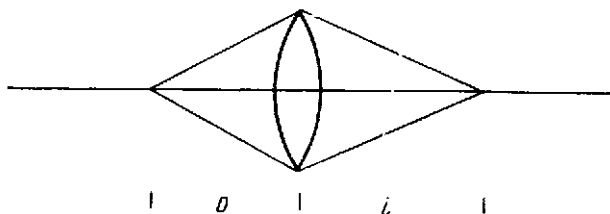
Обычно на практике используют критерий качества, связанный с размером чувствительного элемента приемника излучения и основанный на теоретическом рассмотрении или экспериментальных данных. Каким бы ни был критерий, полезно знать пределы перемещения объекта или изображения, для которых данный критерий удовлетворяется, и уметь связать эти пределы с диаметром кружка d или соответствующим ему угловым размером δ . Обращаясь к фиг. 6.37 и 6.38, можно сказать, что точку, находящуюся на расстоянии $O_2 < O$, на котором критерий удовлетворяется, можно назвать ближней границей глубины поля зрения, а соответствующую точку, расположенную на расстоянии $O_1 > O$, — дальней границей глубины поля зрения. Соответствующие точки в пространстве изображений можно назвать ближней i_2 и дальней i_1 границами глубины резкости.

Рассмотрим сначала случай, когда изображение объекта, расположенного на расстоянии O_1 , фокусируется на расстоянии i_1 от линзы перед приемником, отстоящим от линзы на расстоянии i (фиг. 6.37). Точка, находящаяся на расстоянии O_1 , изображается на приемнике в виде кружка рассеяния диаметром d_1 . При достаточно малом относительном отверстии

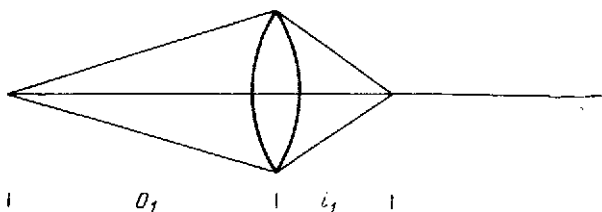
$$\frac{D}{i_1} = \frac{d_1}{i - i_1}, \quad \text{или} \quad \frac{1}{Di} = \frac{1}{(d_1 + D)i_1}. \quad (6.110)$$

Используя соотношения

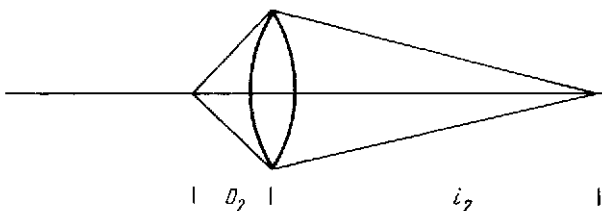
$$\frac{1}{i} = \frac{1}{f} - \frac{1}{O} \quad \text{и} \quad \frac{1}{i_1} = \frac{1}{f} - \frac{1}{O_1},$$



Фиг. 6.34. Положение изображения объекта, расположенного не на бесконечности.



Фиг. 6.35. Положение изображения объекта, расположенного на большем расстоянии, чем на фиг. 6.34.



Фиг. 6.36. Положение изображения для объекта, расположенного на меньшем расстоянии, чем на фиг. 6.34.

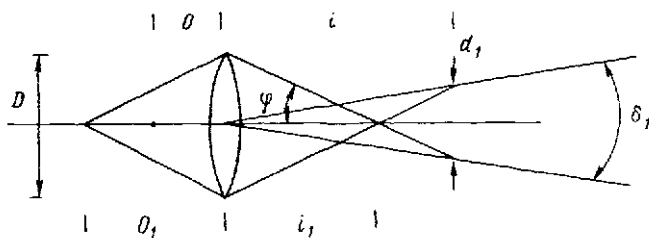
легко показать, что при небольшой расфокусировке

$$O_1 \approx \frac{Dof}{f(D+d_1)-d_1O} \approx \frac{Dof}{Df-d_1O} \quad (6.111)$$

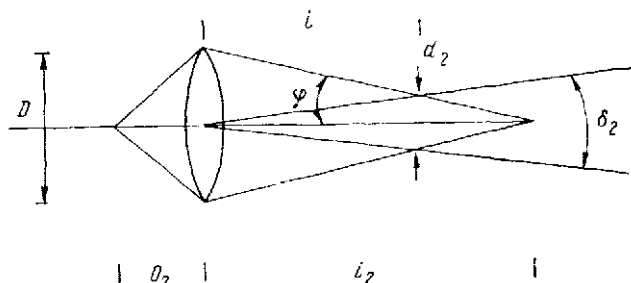
и

$$i_1 \approx \frac{Df}{D+d_1}. \quad (6.112)$$

Далее рассмотрим случай, когда изображение объекта, расположенного на расстоянии O_2 , получается в виде кружка рассеяния d_2 на расстоянии i . Как и прежде, можно показать, что



Фиг. 6.37. Расфокусировка для объекта, расположенного дальше расстояния наилучшей фокусировки.



Фиг. 6.38. Расфокусировка для объекта, расположенного ближе расстояния наилучшей фокусировки.

$$O_2 = \frac{DOf}{Df + d_2(O - f)} \approx \frac{DOf}{Df + d_2O} \quad (6.113)$$

и

$$i_2 \approx \frac{Df}{D - d_2}. \quad (6.114)$$

Дальняя граница глубины поля O_1 уходит в бесконечность, когда $O = Df/d_1$. Это расстояние до объекта, соответствующее сфокусированному положению, называется гиперфокальным расстоянием O_h . Когда $O = O_h$, ближняя граница глубины поля оказывается на расстоянии O_2 , равном $Df/2d_2$, или $O_h/2$.

Заметим, что когда диаметр кружка рассеяния мал по сравнению с диаметром входного зрачка, $i_1 \approx i_2 \approx f$, так что угловые размеры, соответствующие диаметрам d_1 и d_2 , приблизительно равны

$$\delta_1 \approx \frac{d_1}{f}, \quad \delta_2 \approx \frac{d_2}{f},$$

то глубина поля и глубина резкости могут быть записаны в виде

$$O_1 = \frac{DO}{D - \delta_1 O}, \quad (6.115)$$

$$i_1 = \frac{Df}{D + f\delta_1}, \quad (6.116)$$

$$O_2 = \frac{DO}{D + \delta_2 O}, \quad (6.117)$$

$$i_2 = \frac{Df}{D - f\delta_2}. \quad (6.118)$$

Если объект находится на бесконечности, то

$$O_2 = D/\delta_2. \quad (6.119)$$

Таким образом, гиперфокальное расстояние и ближняя граница глубины поля для случая фокусировки на бесконечность совпадают.

Решая уравнения относительно d и δ , получим

$$d_1 = Df \left(\frac{1}{O} - \frac{1}{O_1} \right), \quad (6.120)$$

$$d_2 = Df \left(\frac{1}{O_2} - \frac{1}{O} \right), \quad (6.121)$$

$$\delta_1 = D \left(\frac{1}{O} - \frac{1}{O_1} \right), \quad (6.122)$$

$$\delta_2 = D \left(\frac{1}{O_2} - \frac{1}{O} \right). \quad (6.123)$$

Когда объект находится на бесконечности,

$$\delta_2 = D/O_2. \quad (6.124)$$

Интересно оценить, насколько может сбиться фокусировка приемника излучения за счет механического износа, ударов или вибрации, чтобы кружок рассеяния не вышел за допустимые пределы. Рассмотрим фиг. 6.39, на которой показаны два случая расфокусировки Δi . Для малых относительных отверстий

$$2\theta = \frac{D}{i} = \frac{d}{\Delta i}$$

и

$$\Delta i = \frac{di}{D} = \frac{\delta fi}{D} \approx \frac{\delta}{D} f^2, \quad (6.125)$$

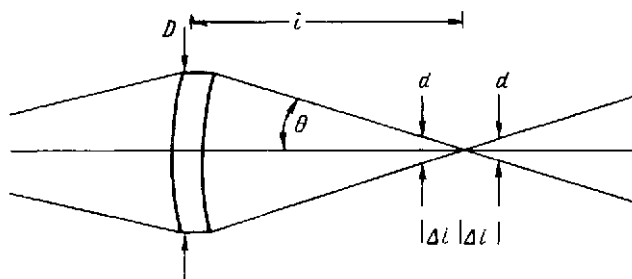
где δ — допустимый угловой диаметр кружка рассеяния.

В заключение рассмотрим случай, когда изображение объекта, расположенного на расстоянии O , меньшем бесконечности, получается на расстоянии $f + \Delta i$ (фиг. 6.40). По формуле для линзы имеем

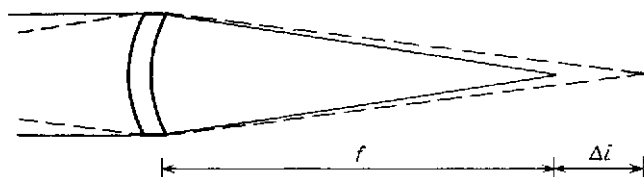
$$\frac{1}{O} + \frac{1}{f + \Delta i} = \frac{1}{f}, \quad (6.126)$$

или

$$\Delta i = \frac{f^2}{O - f} \approx \frac{f^2}{O}. \quad (6.127)$$



Фиг. 6.39. Расфокусировка вследствие сдвига плоскости изображения.



Фиг. 6.40. Сдвиг фокальной плоскости при приближении объекта из бесконечности.

Таким образом, изображение сдвигается из фокуса в направлении от линзы, когда объект приближается к линзе из бесконечно удаленной точки.

Как указывалось в разд. 6.6.4, допустимый угловой размер кружка рассеяния при расфокусировке, рассматриваемой в качестве примера системы, составляет $\sim 2,54$ мрад. Если линза приемника сфокусирована на бесконечность, ближняя граница глубины поля O_2 для такой расфокусировки составит

$$O_2 = \frac{D}{\delta_2} = \frac{20 \text{ мм}}{0,00254 \text{ рад}} \approx 7890 \text{ мм} \approx 8 \text{ м.}$$

Гиперфокальное расстояние для допустимой расфокусировки равно

$$O_h = \frac{Dd}{\delta} = 8 \text{ м,}$$

а ближняя граница глубины поля при фокусировке на гиперфокальное расстояние составляет 4 м.

Этот пример показывает, что МПФ относительно нечувствительна к расфокусировке. Система с фокусным расстоянием 50 мм и разрешением 1 мрад становится системой с разрешением порядка 2 мрад при кружке рассеяния за счет расфокусировки 2,54 мрад и с линейной расфокусировкой 0,8 мм.

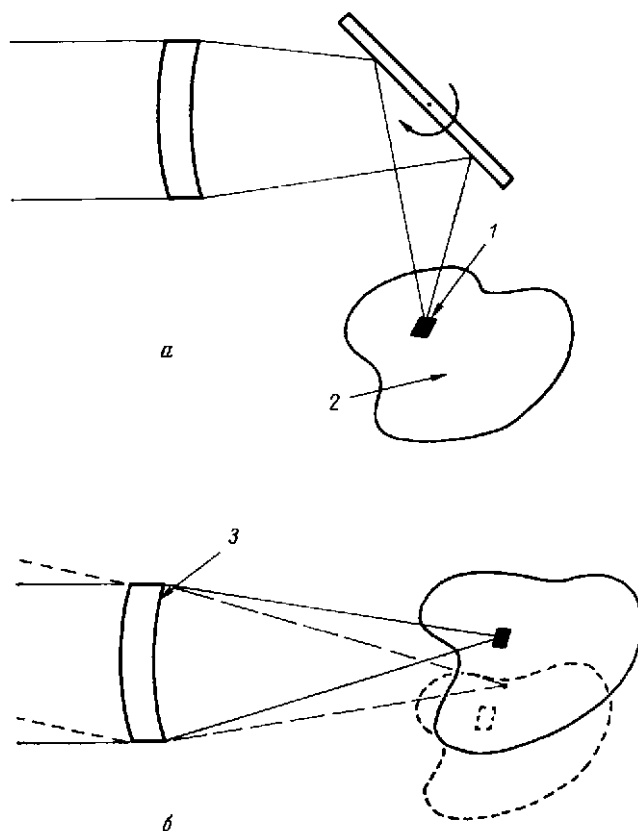
6.13. Отражения от холодных поверхностей

В системе тепловидения с линзовой оптикой и охлаждаемыми приемниками излучения возможны дефекты изображения из-за обратного отражения от холодных поверхностей на приемник. Явление, заключающееся в том, что элементы приемника «чувствуют» собственные холодные поверхности на фоне более теплого окружения, называется эффектом Нарцисса. Эффект Нарцисса возникает при сканировании всякий раз, когда часть холодной чувствительной поверхности приемника, находящаяся в фокальной плоскости, отражается от какого-нибудь оптического элемента так, что отраженное изображение вновь попадает в фокальную плоскость на линейку чувствительных элементов приемника, в то время как в других точках по линии сканирования на приемник попадает более теплый фон. Два обычных примера — возникновение эффекта Нарцисса в результате отражений от плоской поверхности окна или от вогнутой обращенной к приемнику поверхности линзы.

В качестве простого примера рассмотрим случай, изображенный на фиг. 6.41, когда в сканирующем устройстве в сходящемся пучке используется собирающий мениск. На нижней части фигуры показано эквивалентное сканированию перемещение приемника, когда расфокусировка за счет сканирования пренебрежимо мала. Хотя проблемы, возникающие в связи с эффектом Нарцисса, далеко не просты, мы рассмотрим эту систему в качестве примера, иллюстрирующего существенные стороны проблемы. Пусть f — фокусное расстояние объектива, a и b — линейные размеры чувствительной поверхности приемника, находящейся в фокальной плоскости, причем низкую температуру приемника обозначим T_c , а более высокую температуру окружения T_w .

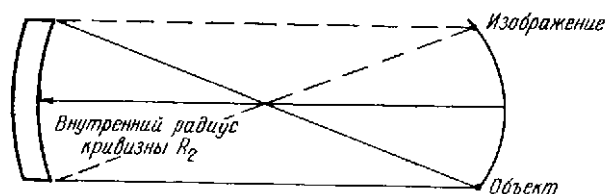
Рассмотрим наихудший возможный случай, когда радиус кривизны внутренней поверхности линзы R_2 равен ее фокусному расстоянию f . Тогда, если тыльная поверхность линзы имеет коэффициент отражения r , она действует как зеркало с фокусным расстоянием $R_2/2$. В этом случае по законам геометрической оптики некоторая точка в фокальной плоскости изображается за счет отражения в другой точке фокальной плоскости, как показано на фиг. 6.42. Это не реальный случай, однако его полезно рассмотреть, прежде чем приступить к изучению практических примеров.

Схема перемещения приемника, эквивалентного сканированию, на фиг. 6.41 показывает, что приемник будет визировать более теплое окружение на краях линии сканирования и собственное холодное отражение в центральной части этой линии. Отражения от поверхности линзы приводят к тому, что приемник воспринимает не только излучение картины, но и меняющееся при сканировании излучение фокальной плоскости.

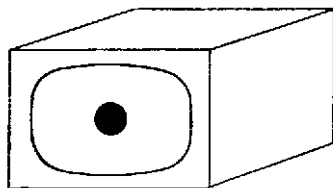


Фиг. 6.41. Зеркальная сканирующая система в сходящемся пучке лучей (а) и эквивалентное сканирование перемещением приемника (б).

1 — приемник излучения; 2 — холодный участок фокальной плоскости; 3 — частично отражающая поверхность.



Фиг. 6.42. Схема, иллюстрирующая эффект Нарцисса.



Фиг. 6.43. Эффект Нарцисса на экране индикатора.

Поскольку усиливается переменная составляющая сигналов приемника излучения, большая разность между излучением холодной фокальной плоскости и более теплым окружением будет накладываться на видеосигнал картины, так что на экране индикатора будут видны картина и темное изображение фокальной плоскости. Типичный вид этого явления показан на фиг. 6.43, причем форма пятна, обусловленного эффектом Нарцисса, зависит от формы охлажденной поверхности в фокальной плоскости и степени расфокусировки. Величину этого отрицательного сигнала можно определить следующим образом. Поверхностная плотность потока излучения холодной поверхности с температурой T_c и теплой поверхности с температурой T_w определяется формулами

$$W_\lambda(T_c) = \frac{c_1}{\lambda^5 (e^{c_2/\lambda T_c} - 1)}, \quad (6.128)$$

$$W_\lambda(T_w) = \frac{c_1}{\lambda^5 (e^{c_2/\lambda T_w} - 1)}. \quad (6.129)$$

Если предположить, что эти поверхности излучают по закону Ламберта, спектральный поток, который попадет на приемник от холодной и теплой поверхностей соответственно, составит

$$P_\lambda(T_c) = r \frac{W_\lambda(T_c)}{\pi} \frac{\pi D^2}{4R_2^2} \frac{ab}{R_2^2} R_2^2 = r \left(\frac{W_\lambda(T_c) D^2 ab}{4R_2^2} \right), \quad (6.130)$$

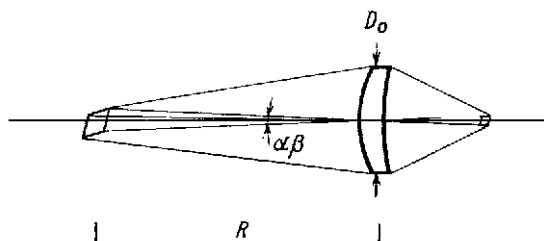
$$P_\lambda(T_w) = r \left(\frac{W_\lambda(T_w) D^2 ab}{4R_2^2} \right). \quad (6.131)$$

Разность этих величин ΔP_λ равна

$$\Delta P_\lambda = r \frac{ab D^2}{4R_2^2} [W_\lambda(T_w) - W_\lambda(T_c)]. \quad (6.132)$$

Полная интегральная разность ΔP в пределах диапазона длин волн $\lambda_1 - \lambda_2$ в предположении, что отражательная способность в пределах этого диапазона постоянна, равна

$$\Delta P = \frac{rab D^2}{4R_2^2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left[\frac{c_1}{\lambda^5 (e^{c_2/\lambda T_w} - 1)} - \frac{c_1}{\lambda^5 (e^{c_2/\lambda T_c} - 1)} \right] d\lambda. \quad (6.133)$$



Фиг. 6.44. К расчету потока излучения.

Чтобы определить, насколько допустим такой сигнал, нужно сравнить его с разностью плотностей потока, соответствующей типичной воспринимаемой картине. Согласно фиг. 6.44, где показан телесный угол, в пределах которого приемник воспринимает излучение объекта, изменения в получаемом потоке с изменением температуры картины T_s будут описываться выражением

$$\begin{aligned} \frac{\partial P_s}{\partial T_s} &= \alpha\beta \frac{1}{\pi} \left[\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\partial W_\lambda(T_s)}{\partial T_s} d\lambda \right] \frac{\pi D_o^2}{4R^2} R^2 \tau_o = \\ &= \frac{1}{4} \left[\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\partial W_\lambda(T_s)}{\partial T_s} d\lambda \right] D_o^2 \tau_o \alpha\beta. \end{aligned} \quad (6.134)$$

В случае малых разностей температур ΔT_s изменение в воспринимаемой плотности потока будет равно

$$\Delta P_s = \frac{1}{4} \Delta T_s \alpha\beta \tau_o D_o^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\partial W_\lambda(T_s)}{\partial T_s} d\lambda. \quad (6.135)$$

Наконец, можно взять отношение ΔP к ΔP_s

$$\begin{aligned} \frac{\Delta P}{\Delta P_s} &= \frac{r}{\Delta T_s} \frac{(ab/R_s^2) D^2}{\alpha\beta \tau_o D_o^2} \times \\ &\times \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left[\frac{c_1}{\lambda^5 (e^{c_2/\lambda T_w} - 1)} - \frac{c_1}{\lambda^5 (e^{c_2/\lambda T_c} - 1)} \right] d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\partial W_\lambda(T_s)}{\partial T} d\lambda}. \end{aligned} \quad (6.136)$$

Для случая простой линзы $R_s^2 = f^2$, $ab/R_s^2 = \alpha\beta$ и $D = D_o$. Чтобы привести пример расчета, примем, что $T_w = T_s = 300$ К, $T_c = 77$ К и что рабочий диапазон длин волн 8–14 мкм. Тогда второй член в квадратных скобках в числителе становится пре-

небрежимо малым по сравнению с первым, и, следовательно,

$$\frac{\Delta P}{\Delta P_s} = \frac{r}{\Delta T_s \tau_0} \frac{\int_8^{14} \frac{c_1}{\lambda^5 (e^{c_2/\lambda T_s} - 1)} d\lambda}{\int_8^{14} \frac{\partial W_\lambda(T_s)}{\partial T_s} d\lambda}. \quad (6.137)$$

Интегралы в числителе и знаменателе равны соответственно $1,72 \cdot 10^{-2}$ и $2,62 \cdot 10^{-4}$ Вт/см². Таким образом, принимая коэффициент пропускания линзы равным единице, получаем

$$\frac{\Delta P}{\Delta P_s} = 66 (r/\Delta T_s).$$

Если $\Delta T_{\text{пор}}$ и $\Delta T_{\text{обн}}$ системы таковы, что с ее помощью можно обнаружить протяженный объект с $\Delta T_s \approx 0,01^\circ\text{C}$ и более, и если минимально возможный коэффициент отражения с учетом просветления поверхности линзы равен 0,01, то блик от холодной поверхности будет превышать $\Delta T_{\text{пор}}$ в 66 раз.

Проведенный выше расчет соответствует наихудшему случаю, когда центр кривизны поверхности линзы расположен в фокальной плоскости. На практике, однако, поверхности линз обычно таковы, что обратное отражение расфокусировано. В общем случае для вогнутой поверхности одиночной линзы приемника

$$\frac{\Delta P}{\Delta P_s} = 66 \left(\frac{fD}{R D_0} \right)^2 \frac{r}{\tau_0 \Delta T_s},$$

где R — радиус кривизны, а D — диаметр поверхности линзы.

Для случая рассматриваемой в примере линзы приемника $R = R_s = 85,01$ мм, $D = D_0 = 20$ мм и $f = 50$ мм. Тогда

$$\frac{\Delta P_s^l}{\Delta P_s} = 66 \left(\frac{50 \cdot 20}{85,01 \cdot 20} \right)^2 \frac{r}{\tau_0 \Delta T_s} = \frac{23r}{\tau_0 \Delta T_s}.$$

Если $r = 0,01$ и $\tau_0 = 1$, то

$$\frac{\Delta P}{\Delta P_s} = \frac{0,23}{\Delta T_s},$$

что дает неприемлемый уровень эффекта Нарцисса.

Так как холодный сигнал отрицателен по отношению к среднему уровню сигнала картины и так как этот средний уровень соответствует низкому уровню яркости на индикаторе, холодный сигнал на индикаторе обычно выглядит черным. В практических случаях эффект Нарцисса может возникать вследствие отражения от входных окон, от деталей корпуса приемника излучения, от элементов сканирующей системы и от поверхностей линз, расположенных в различных частях системы. В целом приведенный

выше вывод дает удовлетворительные результаты при оценке эффекта Нарцисса, если правильно принимается в расчет величина и геометрия отражения и пропускания излучения в системе.

Для уменьшения отражения от холодной поверхности до приемлемого уровня следует принимать следующие меры:

1. Уменьшать эффективную излучающую площадь холодной фокальной поверхности с помощью теплых экранов.
2. Уменьшать отражение поверхностей линз, применяя высокоэффективные просветляющие покрытия.
3. Расфокусировать отраженное по направлению к приемнику излучение холодных поверхностей, проектируя оптическую систему, не содержащую конфокальных поверхностей.
4. Наклонять все плоские окна.
5. Если этих мер недостаточно, рекомендуется компенсировать сигнал с помощью нагретого источника или электронных средств в видеоканале.

Однако первых четырех способов обычно бывает достаточно для устранения эффекта Нарцисса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Klein M. V., Optics, Wiley, 1970.
2. Walles S., Hopkins R. E., The Orientation of the Image Formed by a Series of Plane Mirrors, *Appl. Opt.*, 3, 1447—1452 (1964).
3. Борт М., Вольф Э., Основы оптики, изд-во «Наука», 1970.
4. Hertzberger M., Salzberg C. D., Refractive Indices of Infrared Optical Materials and Color Correction of Infrared Lenses, *JOSA*, 52, 420—427 (1962).
5. Hopkins H. H., The Frequency Response of a Defocused Optical System, *Proc. Roy. Soc.*, 231, 91—103 (1955).
6. Levi L., Austing R. H., Tables of the Modulation Transfer Function of a Defocused Perfect Lens, *Appl. Opt.*, 7, 967—974 (1968).
7. Jamieson T. H., Zoom Lenses for the 8 to 13 μ Waveband, *Optical Acta*, 18, 17—30 (1971).
8. Hilton A. R., Nonoxide Chalcogenide Glasses as Infrared Optical Materials, *Appl. Opt.*, 5, 1877—1882 (1966).
9. Hilton A. R., Jones C. E., The Thermal Change in the Nondispersive Infrared Refractive Index of Optical Materials, *Appl. Opt.*, 6, 1513—1517 (1967).
10. Hilton A. R., Jones C. E., Braun M., New High Temperature Infrared Transmitting Glasses—III, *Infrared Physics*, 6, 183—194 (1966).
11. Salzberg C. D., Villa J. J., Infrared Refractive Indexes of Silicon, Germanium, and Modified Selenium Glass, *JOSA*, 47, 244—246 (1957).
12. Hilton A. R., Infrared Transmitting Materials, *J. Elec. Materials*, 2, 211—225 (1973).
13. Sendall R. L., Xerox Electro-Optical Systems, Pasadena, California (частное сообщение).

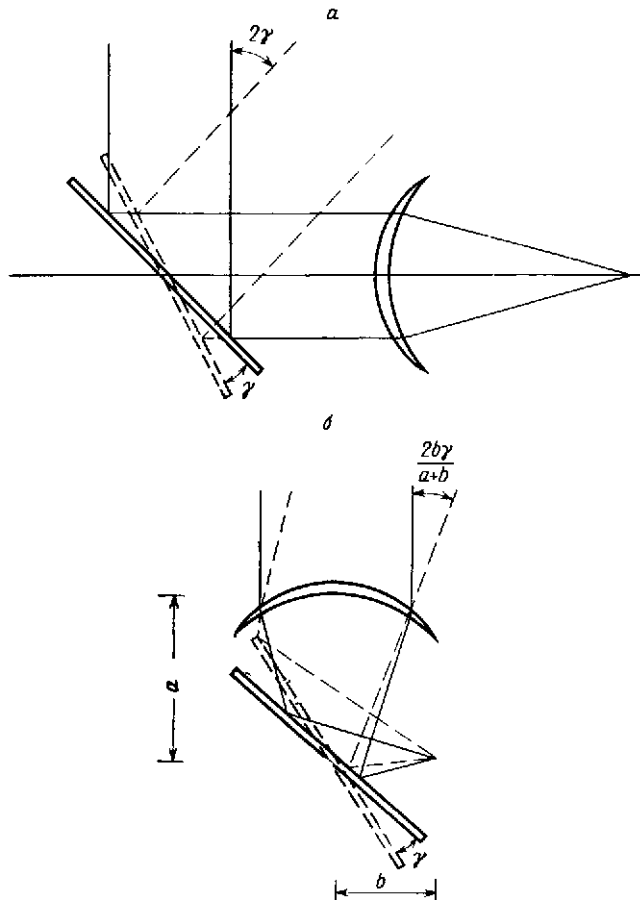
7.1. Введение

Сканирующее устройство в системе FLIR используется для перемещения изображения, сформированного оптической системой в плоскости линейки чувствительных элементов приемника излучения, с тем чтобы обеспечить полное последовательное разложение изображения. Существуют два основных типа сканирующих систем (фиг. 7.1): осуществляющие сканирование в параллельном и в сходящемся пучках лучей. Системы сканирования в параллельном пучке состоят из оптического отклоняющего устройства, например движущегося зеркала, расположенного перед объективом, формирующим выходное изображение. Системы сканирования в сходящемся пучке лучей состоят из движущегося зеркала или другого сканирующего элемента, расположенного между объективом, создающим выходное изображение, и изображением.

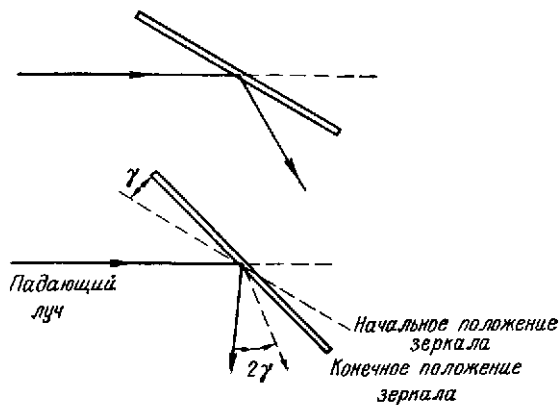
Обычно используются следующие типы оптических сканирующих устройств: качающееся зеркало, вращающийся зеркальный барабан, вращающаяся призма, вращающийся клин, перемещающийся объектив, вращающееся приемное устройство и вращающееся V-образное зеркало. Различные комбинации этих устройств позволяют создать как одномерные, так и двумерные системы сканирования.

7.2. Плоское качающееся зеркало

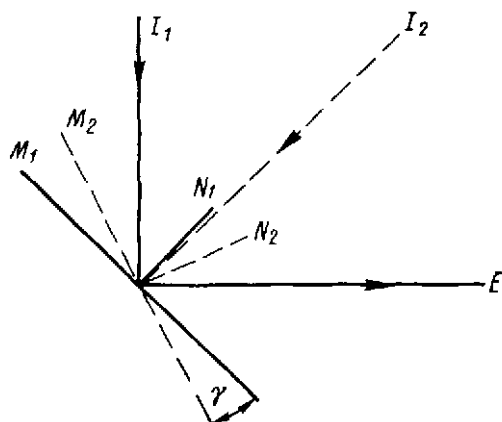
Качающееся зеркало (фиг. 7.2) периодически качается между двумя ограничителями хода и может использоваться как в параллельном, так и в сходящемся пучке лучей. Угол отклонения луча качающимся зеркалом вдвое больше угла поворота самого зеркала (фиг. 7.2). В этом можно убедиться с помощью закона отражения. Рассмотрим фиг. 7.3, где показаны два положения зеркала (M_1 и M_2) с углом γ между ними и соответствующие нормали к поверхности зеркала N_1 и N_2 . Показаны также два падающих луча I_1 и I_2 , которые после отражения распространяются в одном



Фиг. 7.1. Сканирующие системы в параллельном (а) и сходящемся (б) пучках лучей.



Фиг. 7.2. Отклонение луча на двойной угол при качании зеркала.



Фиг. 7.3. К выводу выражения для угла отклонения луча в зависимости от угла поворота зеркала при качании.

направлении E . Угол между I_1 и I_2 , $\angle(I_1, I_2)$, равен

$$\angle(I_1, I_2) = \angle(E, I_1) - \angle(E, I_2). \quad (7.1)$$

По закону отражения

$$\angle(I_1, I_2) = 2\angle(E, N_1) - 2\angle(E, N_2). \quad (7.2)$$

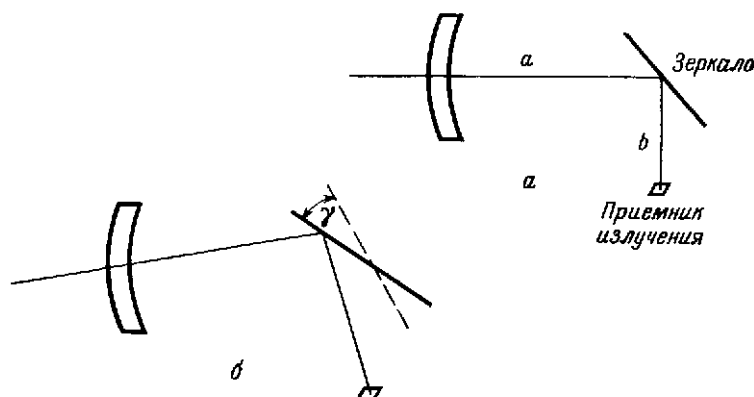
Поскольку угол между нормальными к поверхности зеркала равен γ , получим

$$\angle(I_1, I_2) = 2\{\angle(E, N_1) - [\angle(E, N_1) - \gamma]\} = 2\gamma. \quad (7.3)$$

7.2.1. Сканирующие системы в сходящемся пучке лучей

Качающееся зеркало в сходящемся пучке лучей — настолько распространенное сканирующее устройство, что имеет смысл рассмотреть подробнее, как угловое перемещение зеркала обеспечивает сканирование и влияет на фокусировку. Рассмотрим фиг. 7.4, на которой для простоты показаны только центральные лучи для двух положений зеркала. На фиг. 7.5 показаны те же лучи для неотклоненного и отклоненного положений зеркала, а также эквивалентный ход лучей без излома зеркалом. Такое построение упрощает вывод соответствующих соотношений. Пусть угол сканирования, измеряемый от оптической оси, равен θ , и пусть положение зеркала относительно произвольной неподвижной позиции характеризуется углом γ ; центр вращения обозначим P , а местоположение приемника излучения — D . Размеры a и b показаны на чертеже.

Зависимость угла сканирования θ от углового положения зеркала γ можно найти из построения, приведенного на фиг. 7.5. Треугольник PDQ , соответствующий отражению от зеркала, находящегося в положении, показанном пунктиром, преобразуется



Фиг. 7.4. Принцип сканирования качающимся зеркалом.
 a — неотклоненное зеркало; b — отклоненное на угол γ зеркало.

в треугольник $PD'Q$. Суммарная длина пути луча для смещенного положения зеркала равна $c \leq a + b$. Из чертежа видно, что

$$\lambda = \theta + \xi. \quad (7.4)$$

Так как угловое смещение отраженного от зеркала луча PD равно удвоенному изменению углового положения зеркала γ , имеем

$$\lambda = 2\gamma, \quad (7.5)$$

так что

$$\gamma = (\theta + \xi)/2. \quad (7.6)$$

Теперь рассмотрим треугольник со сторонами a , b и c и опустим перпендикуляр h на сторону c из точки P (фиг. 7.5, в). Ясно, что

$$\sin \xi = h/b, \quad (7.7)$$

$$\sin \theta = h/a \quad (7.8)$$

и, следовательно,

$$\xi = \arcsin (a \sin \theta / b). \quad (7.9)$$

Подстановка уравнения (7.9) в уравнение (7.6) дает

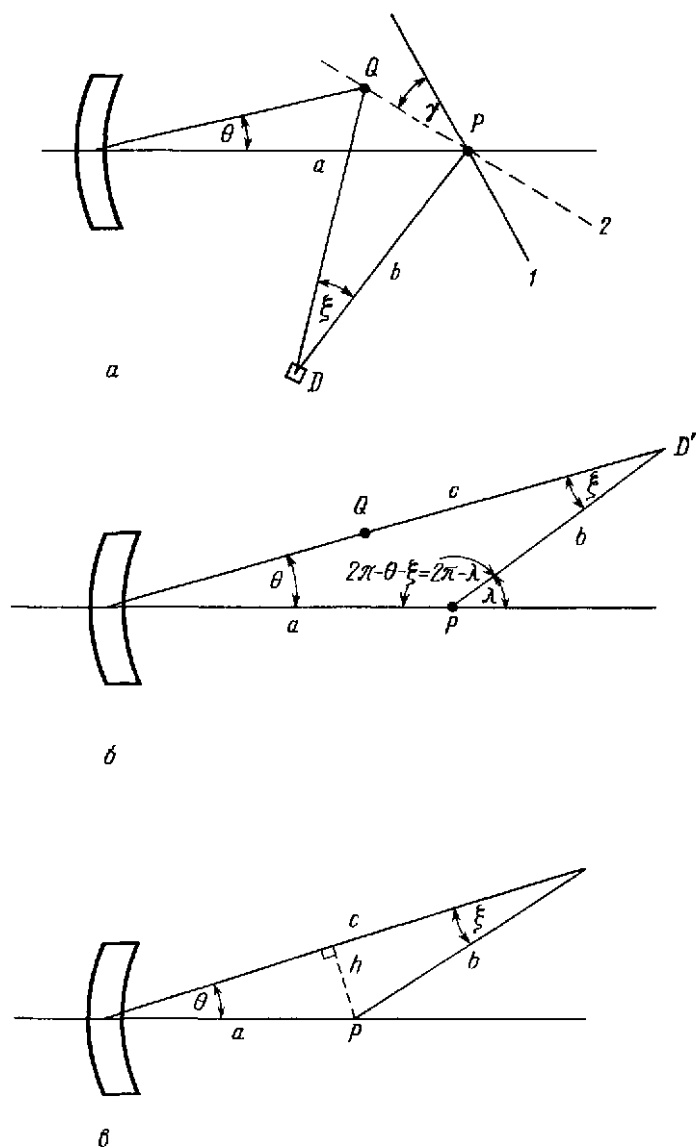
$$\gamma = \frac{\theta + \arcsin (a \sin \theta / b)}{2}. \quad (7.10)$$

Преобразуя уравнение (7.10), получим

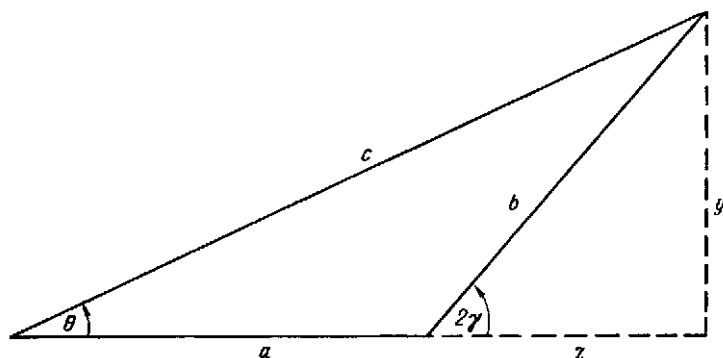
$$\operatorname{tg} \theta = b \sin 2\gamma / (a + b \cos 2\gamma), \quad (7.11)$$

или

$$\theta = \operatorname{arctg} [b \sin 2\gamma / (a + b \cos 2\gamma)]. \quad (7.12)$$



Фиг. 7.5. Изменение длины пути луча.
 1 — неотклоненное зеркало; 2 — отклоненное на угол γ зеркало.

Фиг. 7.6. К определению длины пути луча c .

Это и есть искомое соотношение. Для достаточно малых углов θ оно приводится к виду

$$\theta = 2b\gamma/(a + b), \quad (7.13)$$

или

$$\gamma = \theta (a + b)/2b. \quad (7.14)$$

Эти выражения можно вывести также из построения, приведенного на фиг. 7.6:

$$\operatorname{tg} \theta = y/(a + z), \quad (7.15)$$

$$y = b \sin 2\gamma \quad (7.16)$$

и

$$z = b \cos 2\gamma. \quad (7.17)$$

Следовательно,

$$\operatorname{tg} \theta = \sin 2\gamma / [(a/b) + \cos 2\gamma], \quad (7.18)$$

или

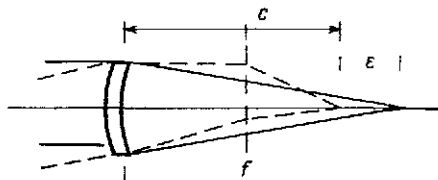
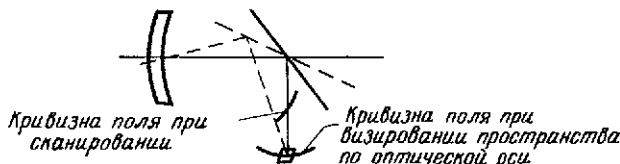
$$\theta = \operatorname{arctg} \left[\frac{\sin 2\gamma}{(a/b) + \cos 2\gamma} \right]. \quad (7.19)$$

Из фиг. 7.6 видно, что длина пути c от объектива до приемника излучения сокращается, когда зеркало отклоняет главный луч от оси, т. е.

$$c < a + b = f \quad (7.20)$$

при $\theta \neq 0$. Идеальный объектив формирует изображение на сферической поверхности радиусом R , определяемым уравнением (6.61). Расстояние от объектива до этой поверхности определяется уравнением (6.62)

$$x(\theta) = \sqrt{R^2 - \sin^2 \theta (R - f)^2} - (R - f) \cos \theta. \quad (7.21)$$



Фиг. 7.7. Расфокусировка, вызванная изменением длины пути луча.

Из фиг. 7.7 следует, что если кривизна поля не компенсирует кривизну, вызванную изменением длины пути луча, то возникает расфокусировка. Расфокусировка в функции угла сканирования θ описывается соотношением

$$\text{Расфокусировка} = c(\theta) - x(\theta). \quad (7.22)$$

Таким образом, чтобы не было расфокусировки, должно удовлетворяться условие

$$c(\theta) = x(\theta). \quad (7.23)$$

Длину пути c можно найти из фиг. 7.6, заметив, что

$$c^2 = a^2 + b^2 - 2ab \cos(\pi - 2\gamma), \quad (7.24)$$

и подставив выражение для γ . В результате получим

$$c = \left\{ a^2 + b^2 - 2ab \cos \left[\pi - \theta - \arcsin \left(\frac{a \sin \theta}{b} \right) \right] \right\}^{1/2}. \quad (7.25)$$

Из построения, приведенного на фиг. 7.6, следует

$$c = y / \sin \theta = b \sin 2\gamma / \sin \theta, \quad (7.26)$$

или

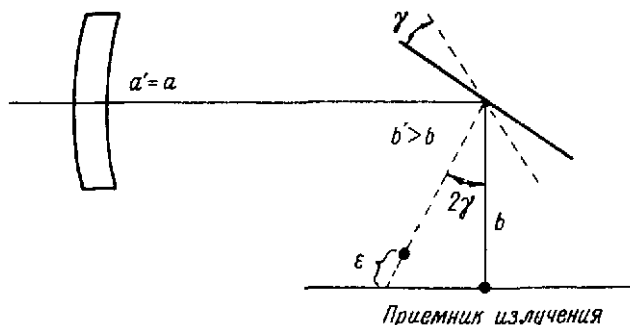
$$c = b \sin \left[\theta + \arcsin \left(\frac{a}{b} \sin \theta \right) \right] / \sin \theta. \quad (7.27)$$

В заключение выражение

$$c = (a + z) / \cos \theta \quad (7.28)$$

можно переписать в другой эквивалентной форме:

$$c = \frac{a + b \cos \left[\theta + \arcsin \left(\frac{a \sin \theta}{b} \right) \right]}{\cos \theta}. \quad (7.29)$$



Фиг. 7.8. Линейная расфокусировка в сканирующем устройстве в сходящейся пучке лучей.

Геометрическое построение, приведенное на фиг. 7.8, позволяет вывести выражение для расфокусировки в случае плоской фокальной поверхности. Здесь мы рассматриваем осевой луч и его отклонение на идеальной плоской фокальной поверхности. Отрезок a является общим как для отклоненного, так и для неотклоненного лучей, и так как поворот зеркала на угол γ вызывает отклонение луча на 2γ , имеем

$$\epsilon = b' - b = \frac{b}{\cos 2\gamma} - b = b(\sec 2\gamma - 1). \quad (7.30)$$

$\epsilon \approx 2b\gamma^2$ для малых γ , или

$$\epsilon \approx \frac{\theta^2 (a+b)^2}{2b}. \quad (7.31)$$

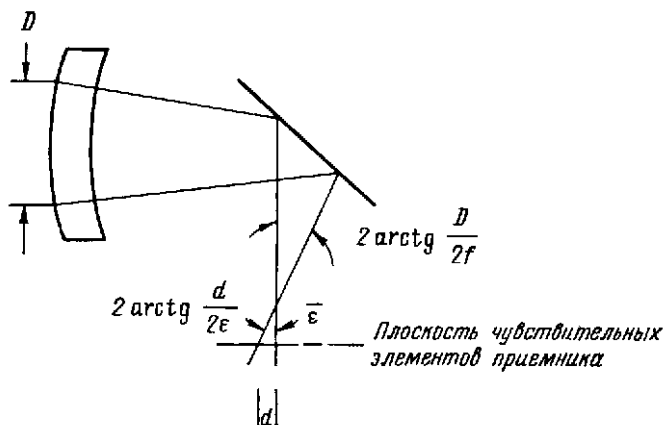
Из подобия треугольников (фиг. 7.9) диаметр кружка рассеяния d получается равным

$$d = \epsilon D / f = \frac{(f-c) D}{f}, \quad (7.32)$$

а соответствующий угловой размер δ составит

$$\delta = d/c = \frac{D(f-c)}{fc}. \quad (7.33)$$

Эту расфокусировку можно компенсировать, рассчитав при проектировании фокальную поверхность таким образом, чтобы в горизонтальном направлении она имела кривизну, компенсирующую расфокусировку, а в вертикальном направлении была плоской, что позволило бы расположить на ней плоскую линейку чувствительных элементов приемника излучения. Для этой цели в сходящемся пучке вблизи приемника излучения устанавливают полевую линзу. Другую возможность скорректировать расфо-



Фиг. 7.9. Диаметр кружка рассеяния при расфокусировке в сканирующем устройстве в сходящемся пучке лучей.

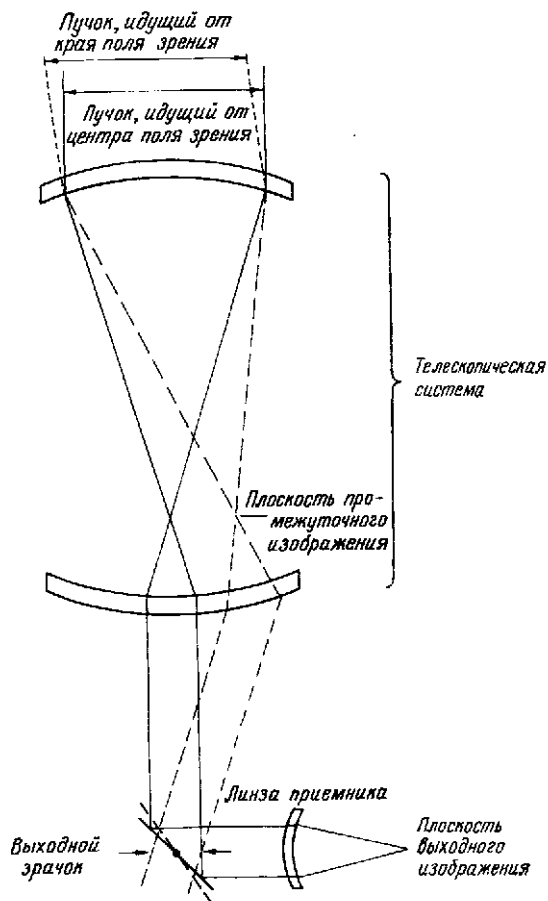
кусировку дает следующая схема: ось зеркала монтируют на эксцентрик, который попеременно перемещает зеркало внутрь и наружу, предотвращая расфокусировку.

7.2.2 Сканирующие системы в параллельном пучке лучей

Чаще всего качающееся зеркало используют как сканирующее устройство в параллельном пучке лучей, расположенное между телескопической системой и объективом приемника излучения (фиг. 7.10). Важной особенностью систем этого типа является то, что зеркало сканирует не в пространстве объектов, а близ выходного зрачка телескопа. Пучки, соответствующие определенным углам поля зрения, совмещаются только в одной плоскости — в выходном зрачке. Таким образом, если требуются небольшие размеры объектива приемника излучения, сканирующее зеркало следует располагать вблизи выходного зрачка, чтобы расхождение сканирующих пучков было малым. Такая схема приведена на фиг. 7.10. На фиг. 7.11 схема сканирования показана более подробно для случая неперемещающегося выходного пучка. Начальное и конечное положения зеркала соответствуют противоположным краям поля зрения телескопической системы.

Требуемый размер зеркала l определяется из фиг. 7.12 следующим образом. В первом приближении диаметр пучка D для данного половинного угла поля зрения $A/2$ связан с диаметром выходного зрачка P соотношением

$$D = P \cos \frac{A}{2}. \quad (7.34)$$



Фиг. 7.10. Сканирующее устройство с качающимся зеркалом в параллельном пучке лучей.

Суммируя углы вокруг оси пучка, получим

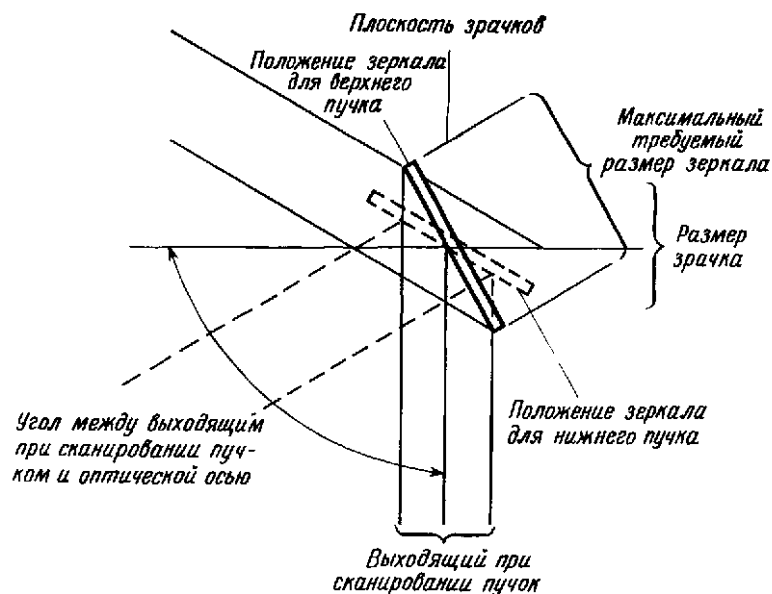
$$\frac{A}{2} + \frac{\pi}{2} + K + \gamma + \gamma = \pi, \quad (7.35)$$

или

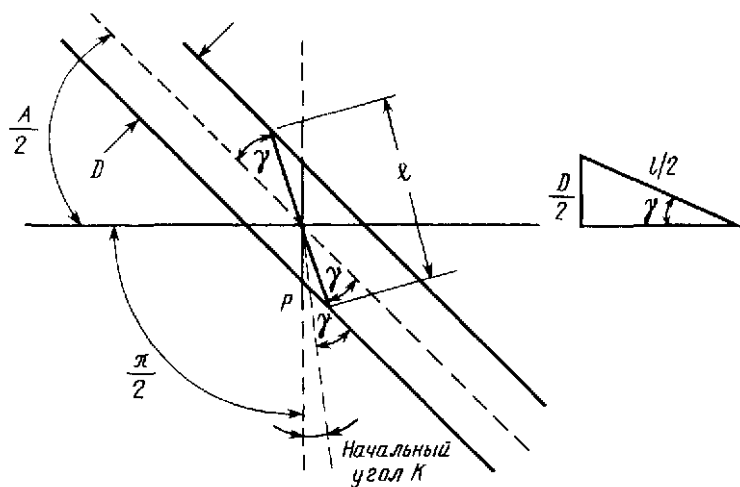
$$\gamma = \frac{\pi}{4} - \frac{A}{4} - \frac{K}{2}. \quad (7.36)$$

Длина зеркала l связана с положением зеркала γ и диаметром пучка D соотношением (фиг. 7.12)

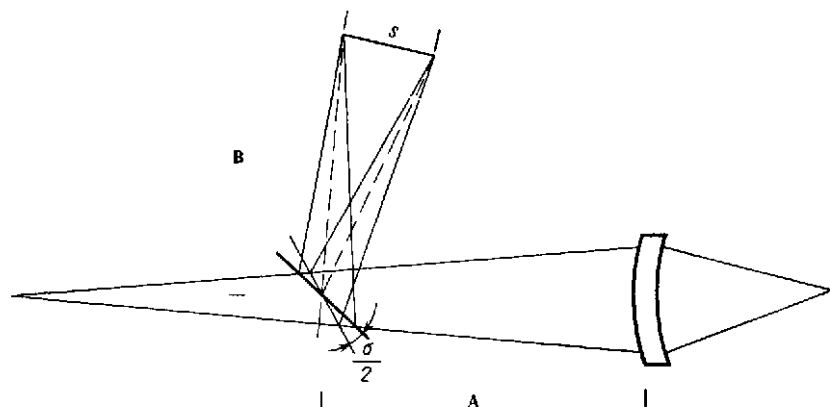
$$l = D / \sin \gamma, \quad (7.37)$$



Фиг. 7.11. Расположение зеркала для получения несмещающегося пучка.



Фиг. 7.12. К определению длины зеркала.



Фиг. 7.13. Движение точки, сопряженной с фиксированной точкой изображения, в пространстве объектов.

так что

$$l = D / \sin \left(\frac{\pi}{4} - \frac{K}{2} - \frac{A}{4} \right). \quad (7.38)$$

Если объект не находится на бесконечности, пучок лучей, в котором сканирует такая система, уже не будет параллельным (фиг. 7.13). Если зеркало расположено под углом $\sigma/2$, осевой луч отклонится на угол σ и линейный сдвиг в пространстве объектов составит

$$s \approx B\sigma. \quad (7.39)$$

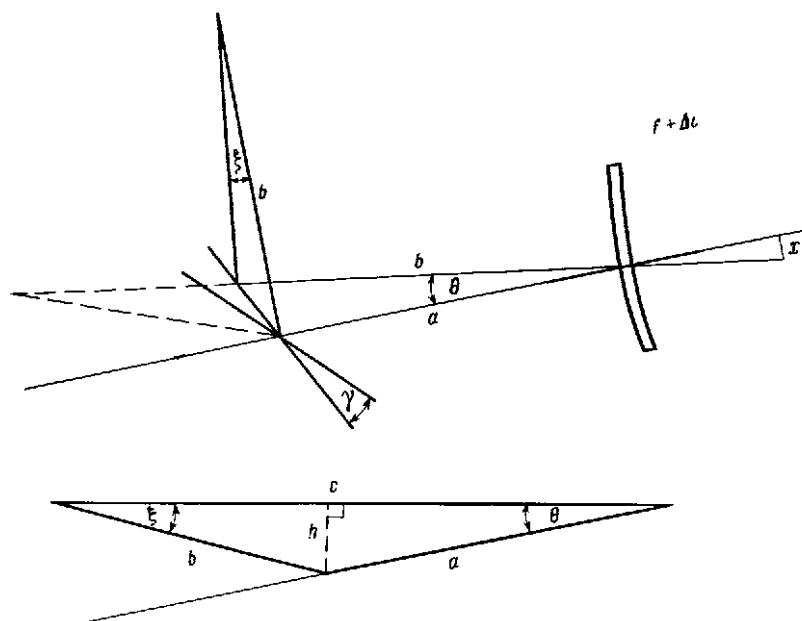
Угловой размер σ , соответствующий линейному размеру s на расстоянии O , измеряемом от линзы, будет равен

$$\sigma = \frac{s}{O} = \frac{B\alpha}{O} = \sigma \left(\frac{O-A}{O} \right) = \sigma \left(1 - \frac{A}{O} \right). \quad (7.40)$$

Таким образом, угол сканирования в пространстве объектов меняется в зависимости от расстояния, на которое сфокусирована система. Угловой размер чувствительного элемента приемника излучения также меняется в пределах

$$\text{от } \alpha = a/f \text{ до } \alpha = a/i = \alpha O / (O + f). \quad (7.41)$$

Аналогично в зависимости от расстояния, на которое сфокусирована система, изменяется перемещение лучей в плоскости изображения. На фиг. 7.14 показано, как при изменении положения зеркала перемещается изображение точки, находящейся в пространстве объектов ближе, чем на бесконечности. Два луча, отражаясь от отклоненного зеркала, образуют треугольник, показанный в нижней части фиг. 7.14. Угол θ , на который отклоняется



Фиг. 7.14. Движение точки, сопряженной с фиксированной точкой объекта, в пространстве изображений.

центральный луч, можно определить следующим образом:

$$\sin \xi = h/b, \quad (7.42)$$

$$\sin \theta = h/a, \quad (7.43)$$

$$\xi = \arcsin (a \sin \theta / b), \quad (7.44)$$

$$\gamma = (\theta + \xi) / 2 \text{ (см. разд. 7.2.1)}. \quad (7.45)$$

При малых θ

$$\gamma \approx \theta (a + b) / 2b, \quad (7.46)$$

или

$$\theta \approx 2b\gamma / (a + b). \quad (7.47)$$

Точка изображения перемещается на расстояние x , приблизительно определяемое соотношением

$$x \approx \theta i = \frac{2b\gamma}{a+b} i = \frac{2b\gamma}{a+b} (f + \Delta f), \quad (7.48)$$

где

$$\Delta f = f^2 / O \text{ [см. уравнение (6.127)]}. \quad (7.49)$$

Используя формулу линзы

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}, \quad (7.50)$$

или

$$\frac{1}{a+b} = \frac{\Delta i}{f(f+\Delta i)}, \quad (7.51)$$

получим

$$b = [f^2 + \Delta i (f - a)] / \Delta i. \quad (7.52)$$

Тогда

$$x = \frac{2\gamma \left[\frac{f^2 + \Delta i (f - a)}{\Delta i} \right] \Delta i (f + \Delta i)}{f(f + \delta)} = 2\gamma \left[f + \frac{\Delta i (f - a)}{f} \right]. \quad (7.53)$$

Скорость движения изображения в плоскости изображения будет равна

$$\frac{dx}{dt} = 2 \frac{d\gamma}{dt} \left[f + \frac{\Delta i (f - a)}{f} \right]. \quad (7.54)$$

Член $2f (d\gamma/dt)$ определяет скорость для бесконечно удаленного объекта, а $[2\Delta i (f - a)/f] (d\gamma/dt)$ — изменение скорости, когда объект приближается на расстояние $O = f^2/\Delta i$. Ошибка в процентах равна $[\Delta i (f - a)/f^2] \cdot 100\% = [(f - a)/O] \cdot 100\%$.

7.3. Вращающийся зеркальный барабан

Качающиеся зеркала не пригодны для сканирования с высокой скоростью, поскольку их работа становится нестабильной близ краев поля зрения и для их привода требуются двигатели очень большой мощности. При высокой скорости сканирования часто используются вращающиеся зеркальные барабаны, подобные показанному на фиг. 7.15, поскольку вращение осуществляется непрерывно и стабильно по скорости. Рассмотрим многогранный зеркальный барабан, сечение которого в виде многоугольника показано на фиг. 7.16; r_i и r_o — радиусы вписанной и описанной окружностей. Зеркальный барабан на фиг. 7.16 имеет шесть граней. Угол грани, измеренный из центра многогранника, равен

$$\theta_f = 2\pi/n, \quad (7.55)$$

где n — число граней.

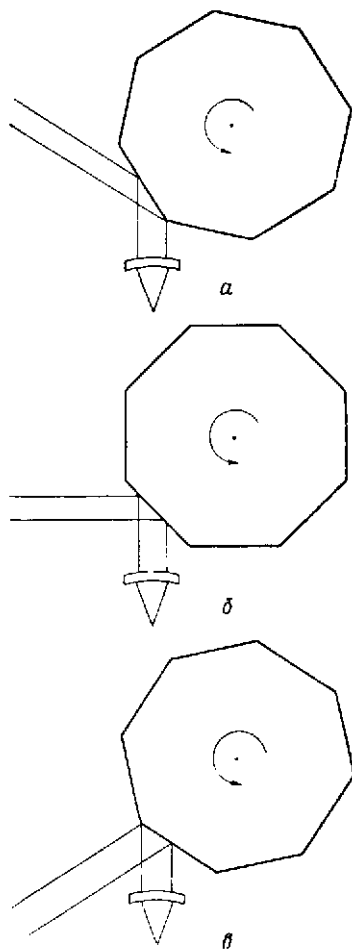
Если обозначить ширину грани l , то из фиг. 7.17 следует

$$l = 2r_o \sin (\theta_f/2) \quad (7.56)$$

и

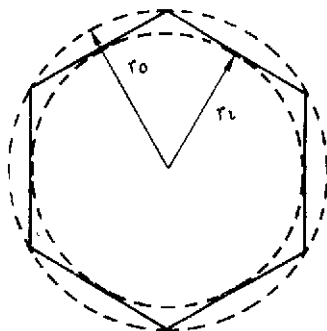
$$r_o/r_i = [\cos (\theta_f/2)]^{-1}. \quad (7.57)$$

Отношения ширины грани к внешнему радиусу и внешнего радиуса к внутреннему в зависимости от числа граней приведены в табл. 7.1.



Фиг. 7.15. Сканирующее устройство в виде вращающегося зеркального барабана-многогранника.

a — начало сканирования; *б* — середина сканирования; *в* — конец сканирования.

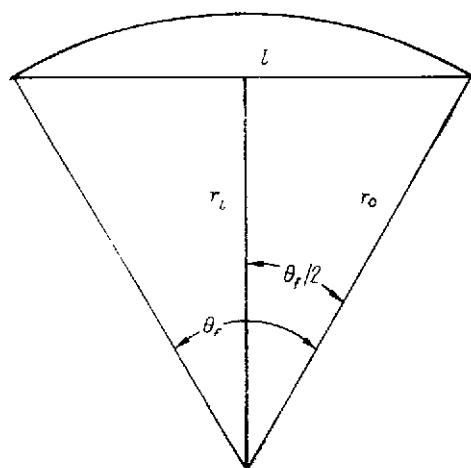


Фиг. 7.16. Размеры зеркального барабана-многогранника.

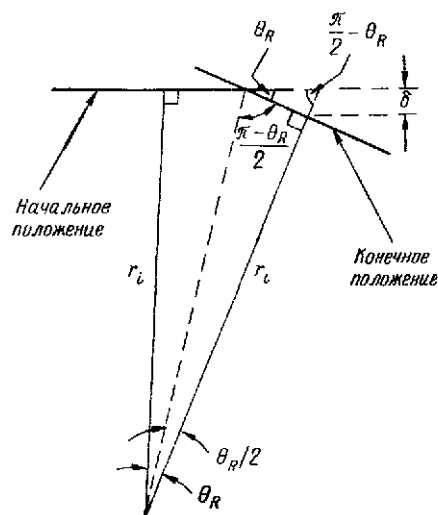
Таблица 7.1

Количественные характеристики зеркального барабана

Число граней	Угол грани	l/r_o	r_o/r_i
3	120°	1,732	2,000
4	90	1,414	1,414
5	72	1,176	1,236
6	60	1,000	1,155
7	51,43	0,868	1,110
8	45	0,785	1,082
9	40	0,684	1,064
10	36	0,618	1,051



Фиг. 7.17. К определению ширины грани.



Фиг. 7.18. Движение зеркальной грани при вращении барабана.

Рассмотрим теперь фиг. 7.18, где показаны два положения барабана, отличающиеся на угол θ_R . Из приведенного геометрического построения видно, что смещение δ центра грани в направлении, перпендикулярном грани в начальном повернутом положении, равно

$$\delta = r_i (1 - \cos \theta_R) = r_o [1 - \sin (\theta_f/2) \operatorname{tg} (\theta_f/4)] (1 - \cos \theta_R). \quad (7.58)$$

Таким образом, сканирующее действие вращающегося зеркального многогранника подобно действию качающегося зеркала с той разницей, что центр грани совершает возвратно-поступательное движение со скоростью

$$\frac{d\delta}{dt} = r_i \sin (\dot{\theta}_R t) \dot{\theta}_R, \quad (7.59)$$

если считать, что нулевое смещение соответствует моменту времени $t = 0$.

При использовании такого сканирующего устройства в сходящемся пучке это смещение будет изменять положение фокальной точки в зависимости от времени и может вызвать сильную расфокусировку. Поэтому подобные сканирующие устройства используются главным образом в параллельном пучке лучей. Если углы зеркальных граней с вертикалью одинаковы, получается линейное сканирование без чередования строк. Если углы нарастают, можно получить чересстрочную развертку или развертку с перекрытием. Например, с помощью зеркального барабана в виде куба можно получить кратность чересстрочной развертки, равную 1, 2 или 4. Однако чересстрочная развертка сопровождается увеличением поворота изображения, так как края граней сближаются из-за наклона граней к вертикали.

Леви [1] показал, что минимальный внешний радиус r_o , при котором пучок при сканировании в параллельном пучке лучей не вињетируется, равен

$$r_o = \frac{D}{2 \cos (\delta/2) \sin [(\theta_f - \gamma)/2]}, \quad (7.60)$$

где D — диаметр пучка; δ — угол отклонения пучка в средней точке линии сканирования; 2γ — угол отклонения пучка при сканировании; $\theta_f = 2\pi/n$ — центральный угол грани. При $\delta = 90^\circ$

$$r_o = \frac{D}{\sqrt{2} \sin [(\theta_f - \gamma)/2]}. \quad (7.61)$$

Сканирующее устройство в виде зеркального многогранника при уменьшающемся отклонении пучка менее эффективно по сравнению с качающимся зеркалом, поскольку движение граней несколько

отличается от движения зеркала (фиг. 7.19). На фиг. 7.20 представлены два различных начальных положения сканирования, чтобы проиллюстрировать возникающую разницу в сдвиге пучка.

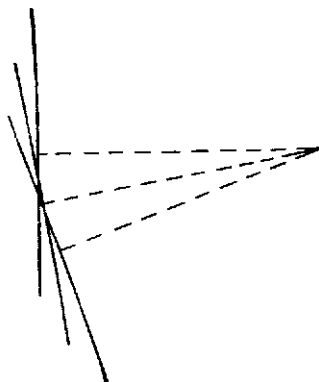
Горог и др. [2] указали, что максимальная скорость вращения $M_{\text{макс}}$ (об/с) зеркального многогранника ограничена его прочностью. Максимальная скорость определяется выражением

$$M_{\text{макс}} = \frac{1}{2\pi\sigma} \sqrt{\frac{8T}{\rho(3+\eta)}} \quad (7.62)$$

где ρ — плотность материала зеркала; T — прочность на разрыв; η — коэффициент Пуассона.

В действительности из-за деформации граней зеркало нельзя будет использовать задолго до того, как оно разрушится.

Другое сканирующее устройство, напоминающее зеркальный многогранник, имеет вид круглой сегментированной чаши (фиг. 7.21). Устройства такого рода используются для получения

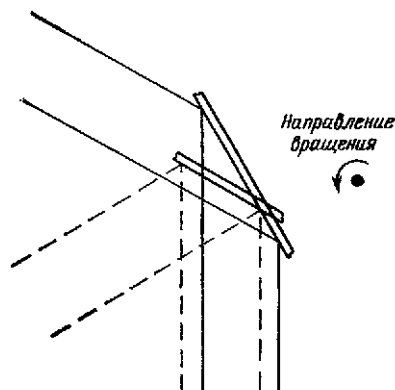


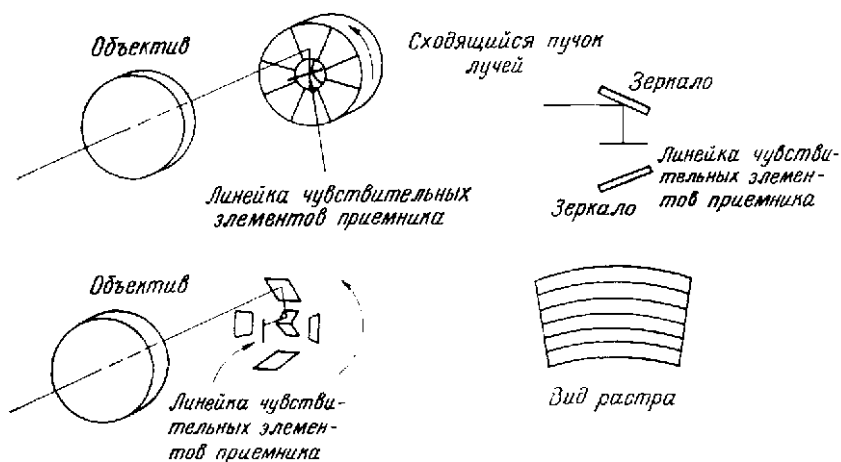
Фиг. 7.19. Поворот грани при вращении барабана.

Фиг. 7.20. Сдвиг пучка.

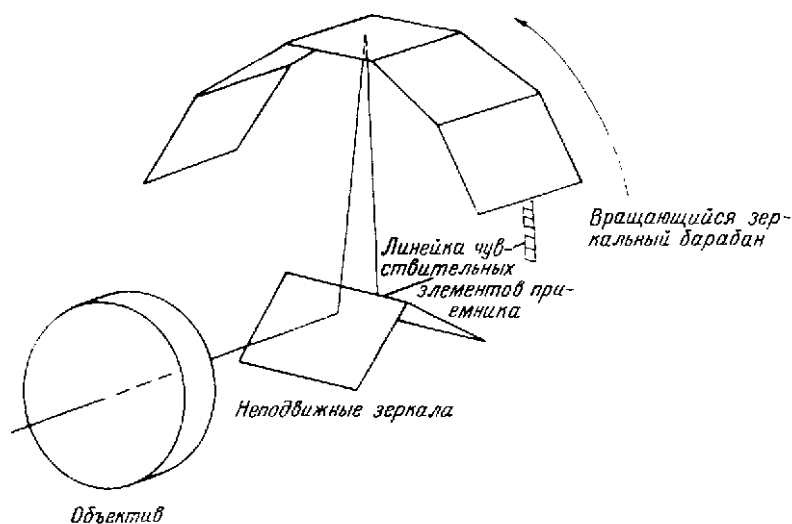
Случай 1 (показанный на фигуре): зеркальная грань в центре зрачка для верхнего пучка; пересечение грани с пучком перемещается навстречу пучку, и выходящий пучок немного сдвигается влево.

Случай 2 (не показанный на фигуре): зеркальная грань в центре зрачка для центрального пучка; пересечение грани с пучком совершает возвратно-поступательное движение и выходящий пучок сдвигается попеременно влево и вправо.





Фиг. 7.21. Сканирующие устройства в виде вращающейся зеркальной сегментированной чаши.



Фиг. 7.22. Вращающееся зеркальное сканирующее устройство карусельного типа.

стабильного сканирования в сходящемся пучке лучей. Еще одним зеркальным сканирующим устройством является карусельная сканирующая система (фиг. 7.22), которая дает прямоугольный растр

7.4. Вращающиеся преломляющие призмы

Третий тип сканирующих устройств — преломляющая призма, имеющая $2(n+2)$ граней и вращающаяся вокруг оси, проходящей через центр тяжести (фиг. 7.23). На фиг. 7.24 показан сходящийся пучок лучей с установленным в нем сканирующим устройством. Преимуществом этой схемы является отсутствие в ней излома лучей. Сканирование осуществляется путем сдвига вбок сходящегося пучка и перемещения его по линейке чувствительных элементов приемника излучения. Принцип действия показан для отклоненного и неотклоненного пучков. Ясно, что, если падающий и выходящий пучки находятся в одной и той же среде, углы обоих пучков с горизонталью будут одинаковы. Это происходит потому, что при преломлении на первой и второй поверхностях ход луча изменяется одинаково, но во взаимно противоположных направлениях, так что результирующее изменение направления хода луча равно нулю. Однако фокус (точка, в которой сходятся лучи) смещается на величину y по вертикали и на величину z по горизонтали.

Выражения для отклонения луча y можно вывести на основе геометрического построения, приведенного на фиг. 7.25 (φ_1 — угол между падающим лучом и горизонталью):

$$(a+b)/t = \operatorname{tg}(\varphi_1 - N), \quad (7.63)$$

$$a + b = t \operatorname{tg}(\varphi_1 - N), \quad (7.64)$$

$$a/t = \operatorname{tg}(\varphi_2 - N), \quad (7.65)$$

$$b = t [\operatorname{tg}(\varphi_1 - N) - \operatorname{tg}(\varphi_2 - N)], \quad (7.66)$$

$$y/b = \cos \gamma, \quad (7.67)$$

$$y = t \cos \gamma [\operatorname{tg}(\varphi_1 - N) - \operatorname{tg}(\varphi_2 - N)]. \quad (7.68)$$

Так как $N = \gamma$, имеем

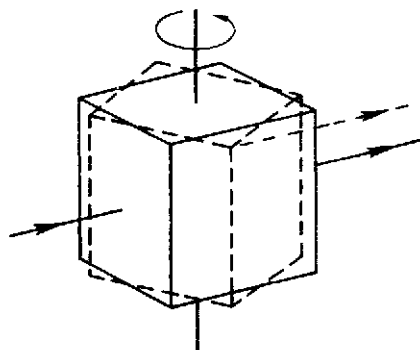
$$y = t \cos \gamma [\operatorname{tg}(\varphi_1 - \gamma) - \operatorname{tg}(\varphi_2 - \gamma)], \quad (7.69)$$

$$\sin(\varphi_2 - \gamma) / \sin(\varphi_1 - \gamma) = n_1 / n_2, \quad (7.70)$$

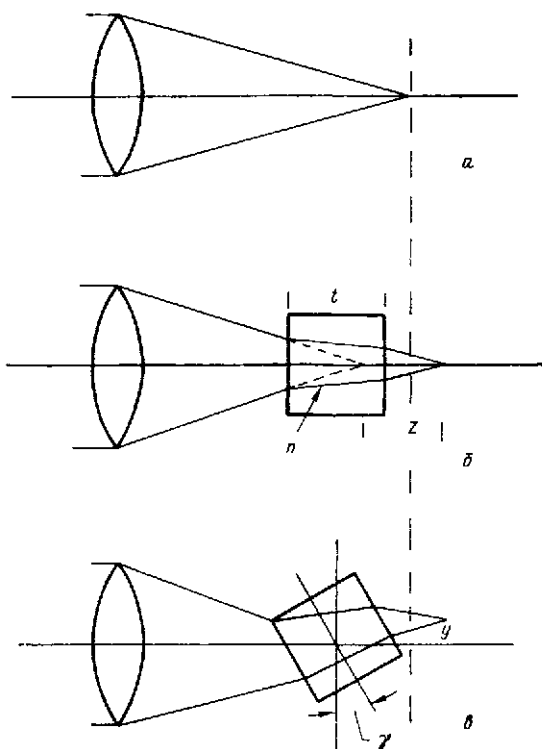
$$\operatorname{tg}(\varphi_2 - \gamma) = \frac{(n_1/n_2) \sin(\varphi_1 - \gamma)}{\cos(\varphi_2 - \gamma)}, \quad (7.71)$$

и

$$\operatorname{tg}(\varphi_2 - \gamma) = \frac{(n_1/n_2) \sin(\varphi_1 - \gamma)}{\sqrt{1 - \sin^2(\varphi_2 - \gamma)}} = \frac{(n_1/n_2) \sin(\varphi_1 - \gamma)}{\sqrt{1 - [(n_1/n_2) \sin(\varphi_1 - \gamma)]^2}}. \quad (7.72)$$

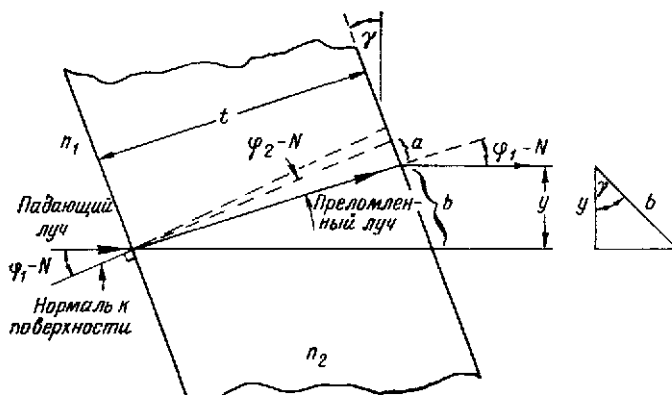


Фиг. 7.23. Сканирующее устройство в виде вращающегося преломляющего куба.



Фиг. 7.24. Сдвиг фокуса и смещение изображения.

a — сходящийся пучок лучей; b — сдвиг z фокуса в продольном направлении; y — смещение изображения; n — показатель преломления; γ — угол наклона.



Фиг. 7.25. К определению величины смещения изображения.
 n_1, n_2 — показатели преломления.

Тогда

$$y = t \cos \gamma \left[\frac{\sin(\varphi_1 - \gamma)}{\cos(\varphi_1 - \gamma)} - \frac{(n_1/n_2) \sin(\varphi_1 - \gamma)}{\sqrt{1 - (n_1/n_2)^2 \sin^2(\varphi_1 - \gamma)}} \right]. \quad (7.73)$$

Для воздуха, когда $n_1 = 1$, выражение для y будет иметь вид

$$y = t \cos \gamma \left[\frac{\sin(\varphi_1 - \gamma)}{\cos(\varphi_1 - \gamma)} - \frac{\sin(\varphi_1 - \gamma)}{\sqrt{n^2 - \sin^2(\varphi_1 - \gamma)}} \right]. \quad (7.74)$$

В литературе это выражение встречается в различных эквивалентных формах. Для малых значений $\varphi_1 - \gamma$ и γ

$$y \approx t \cos \gamma \left\{ \varphi_1 - \gamma - \left[\frac{1}{n} (\varphi_1 - \gamma) \right] / \sqrt{1 - [(\varphi_1 - \gamma)^2/n^2]} \right\}, \quad (7.75)$$

или

$$y \approx t \cos \gamma \left[\varphi_1 - \gamma - \frac{1}{n} (\varphi_1 - \gamma) \right] = t \cos \gamma (\varphi_1 - \gamma) \frac{n-1}{n}. \quad (7.76)$$

Окончательное приближительное выражение для малых углов имеет вид

$$y \approx t (\varphi_1 - \gamma) \frac{n-1}{n}. \quad (7.77)$$

Таким образом, при малых углах вращение призмы обеспечивает приблизительно линейное сканирование. В работах Горога и др. [2], Линдберга [3], а также Куликовской и др. [4] имеются эти и другие соотношения, необходимые для проектирования. Линдберг приводит также расчет сканирующих систем с кубической призмой в шведских разработках для военных и гражданских применений.

Дифференциальное изменение сдвига при вращении можно определить, взяв производную $dy/d\gamma$. Для параксиальных лучей $\varphi_1 = 0$ и

$$y = -t \sin \gamma \left(1 - \frac{\cos \gamma}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \gamma}} \right). \quad (7.78)$$

Тогда

$$\frac{dy}{d\gamma} = -t \left[\cos \gamma + \frac{\sin^2 \gamma - \cos^2 \gamma}{(n^2 - \sin^2 \gamma)^{1/2}} - \frac{\sin^2 \gamma \cos^2 \gamma}{(n^2 - \sin^2 \gamma)^{3/2}} \right]. \quad (7.79)$$

Для углов наклона $\gamma \ll \pi/2$

$$y \approx t\gamma \left(1 - \frac{1}{n} \right) + \text{Член порядка } \gamma^3. \quad (7.80)$$

При $\gamma = 0$ сдвиг фокуса z в направлении от линзы с увеличением угла луча с горизонталью φ_1 , согласно Горю и др. [2], определяется уравнением

$$z = t \left(1 - \frac{\cos \varphi_1}{n^2 - \sin^2 \varphi_1} \right), \quad (7.81)$$

или для $\varphi_1 \ll \pi/2$

$$z \approx t \left(1 - \frac{1}{n} \right) + \varphi_1^2 \frac{t}{n} \left(1 - \frac{1}{2n^2} \right). \quad (7.82)$$

Центральный луч будет сдвинут на величину

$$z = t \left(1 - \frac{1}{n} \right). \quad (7.83)$$

Горю и др. [2] вывели также выражение для сдвига фокальной плоскости z при отличных от нуля углах наклона γ для параксиальных лучей ($\varphi_1 = 0$)

$$z = t \left[\cos \gamma - \frac{\cos 2\gamma}{(n^2 - \sin^2 \gamma)^{1/2}} - \frac{1}{4} \frac{\sin^2 2\gamma}{(n^2 - \sin^2 \gamma)^{3/2}} \right]. \quad (7.84)$$

Для $\gamma \ll \pi/2$

$$z = t \left(1 - \frac{1}{n} \right) + \gamma^2 \frac{t}{n} \left(2 - \frac{n}{2} - \frac{3}{2n^2} \right). \quad (7.85)$$

Дженкинс и Уайт [5], Леви [1], Смит [6] и Уэддел [7] показали, что такие призмы создают продольную и поперечную хроматическую aberrацию, кому, сферическую aberrацию и астигматизм. Анализ механической прочности вращающихся зеркал применим и для вращающихся призм. Линдберг [3] сообщает, что в конкретной разработке для повышения механической прочности и уменьшения сопротивления при вращении он срезал края призмы.

Призматические сканирующие системы имеют ряд преимуществ. Их движение непрерывно и поэтому обычно стабильно. Использо-

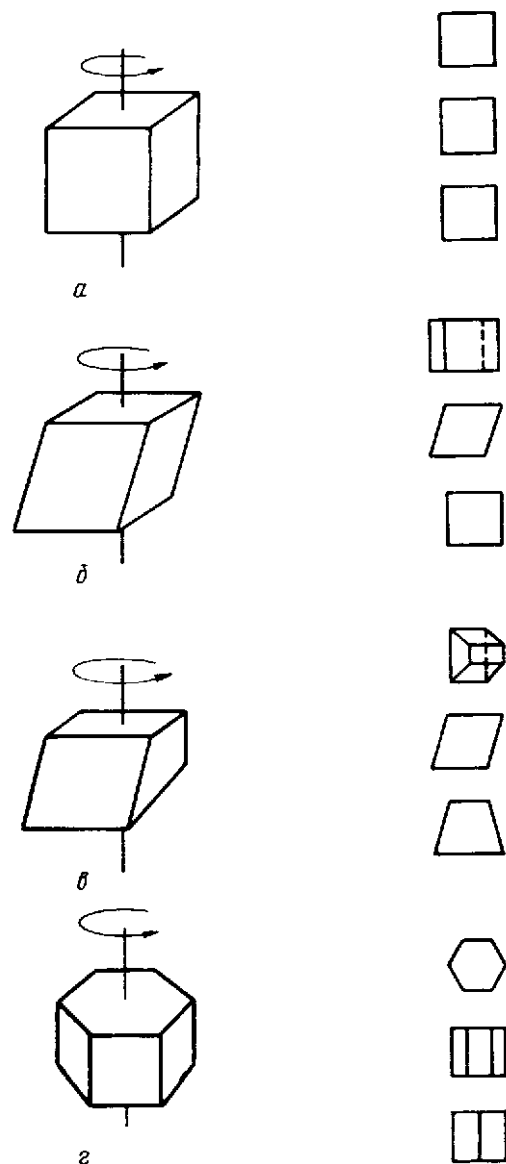
зуемые в сходящемся пучке призмы невелики по размерам, края призм могут быть срезаны для уменьшения инерции и сопротивления при вращении, что позволяет применять для привода двигателя небольшой мощности. Механические шумы могут быть очень низкими, поскольку используются простые равномерно вращающиеся механизмы. Легко получить чересстрочную развертку, скашивая грани призм (фиг. 7.26). Недостатками систем с вращающимися призмами являются низкий коэффициент использования развертки, сдвиг фокуса и аберрации, которые создает призма. Другая проблема связана с тем, что преломляющие материалы, используемые для призм, имеют большие потери на отражение на поверхностях, и поверхности следует просветлять. Однако просветляющие покрытия становятся менее эффективными для больших углов падения, так что близ краев призмы потери на отражение будут выше. Если температура призмы отличается от кажущейся температуры картины, призма может также создавать накладывающуюся на картину модулированную помеху из-за изменения собственного излучения в зависимости от угла сканирования.

7.5. Вращающиеся преломляющие клинья

Вращающийся преломляющий клин является одним из наиболее гибких элементов систем сканирования. Использование двух вращающихся клиньев позволяет получить линейную развертку, развертку по кругу, по эллипсу, розетку или спираль [8, 9]. Устройства сканирования с помощью клина следует применять в параллельном пучке лучей, поскольку в сходящихся пучках они вызывают сильные аберрации. Поэтому рассмотрим только случай применения клиньев в параллельном пучке лучей (фиг. 7.27). Пусть падающий луч характеризуется углом φ_1 с компонентами φ_{1x} и φ_{1y} , и пусть угол между лучом и осью в промежутке между клиньями равен φ_2 с компонентами φ_{2x} и φ_{2y} . Координаты (x, y) выбраны таким образом, что положительные углы соответствуют повороту вверх от оси. Для показанного на фигуре случая выходящий луч параллелен оси. Направление вращения клиньев вокруг оси считается положительным, если оно происходит против часовой стрелки; углы поворота обозначены θ_1 и θ_2 .

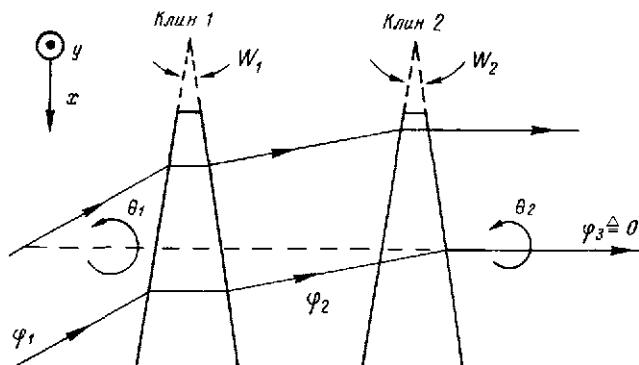
Движение луча, входящего в систему под углом φ_1 , при изменении углов θ_1 и θ_2 можно описать, проследивая обратный ход луча, вышедшего из системы под углом φ_2 , и используя известные законы преломления лучей в клине:

1. Найти отклонение φ_2 луча, выходящего из клина 2, в зависимости от поворота клина θ_2 .
2. Разделить угол φ_2 на две компоненты, связанные с неподвижными и вращающимися координатами клина 1.



Фиг. 7.26. Вращающиеся преломляющие призмы.

a — прогрессивная развертка; $б$ — чересстрочная развертка 2 : 1; $в$ — чересстрочная развертка 4 : 1; $г$ — чересстрочная развертка 3 : 1. Справа от каждой призмы приведены вид сверху, вид спереди и вид сбоку (сверху вниз).



Фиг. 7.27. Сканирующее устройство в виде пары вращающихся клиньев.

3. Найти компоненты отклоненного луча, выходящего из клина 1, во вращающихся координатах.
4. Перейти к неподвижной системе координат для отыскания искомой величины φ_1 .

Необходимое построение выполнено на фиг. 7.28. Если следовать справа налево, луч φ_3 входит в клин 2 с компонентами

$$\varphi_{3x} = \varphi_{3y} = 0 \quad (7.86)$$

в невращающейся системе координат. Выходя из клина, луч отклоняется на угол δ_2 . Компоненты его в невращающейся системе координат будут равны

$$\varphi_{2x} = \delta_2 \cos \theta_2, \quad (7.87)$$

$$\varphi_{2y} = -\delta_2 \sin \theta_2. \quad (7.88)$$

Преобразуя эти компоненты во вращающуюся систему координат клина 1, получим

$$\varphi'_{2x} = \varphi_{2x} \cos \theta_1 - \varphi_{2y} \sin \theta_1, \quad (7.89)$$

$$\varphi'_{2y} = \varphi_{2y} \cos \theta_1 + \varphi_{2x} \sin \theta_1. \quad (7.90)$$

Выходя из клина, луч имеет во вращающейся системе координат следующие компоненты:

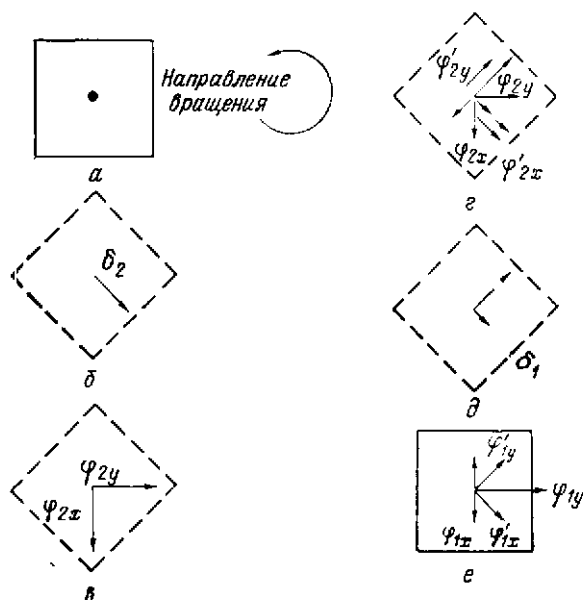
$$\varphi'_{1x} = \varphi'_{2x} + \delta_1, \quad (7.91)$$

$$\varphi'_{1y} = \varphi'_{2y}. \quad (7.92)$$

Наконец, преобразование этих компонентов в невращающуюся систему координат дает

$$\varphi_{1x} = \varphi'_{1x} \cos \theta_1 + \varphi'_{1y} \sin \theta_1, \quad (7.93)$$

$$\varphi_{1y} = \varphi'_{1y} \cos \theta_1 - \varphi'_{1x} \sin \theta_1. \quad (7.94)$$



Фиг. 7.28. К выводу выражения для угла отклонения луча.

а — неотклоненный луч $\varphi_2 = 0$; б — луч, выходящий из вращающегося клина 2; в — преобразование в не вращающуюся систему координат; г — преобразование во вращающуюся систему координат клина 1; д — луч, выходящий из клина 1, во вращающейся системе координат; е — луч, выходящий из клина 1, в не вращающейся системе координат.

Совместное использование полученных соотношений дает искомые общие уравнения для сканирующего устройства, состоящего из двух клиньев:

$$\varphi_{1x} = [\delta_2 \cos(\theta_1 - \theta_2) + \delta_1] \cos \theta_1 + \delta_2 \sin(\theta_1 + \theta_2) \sin \theta_1, \quad (7.95)$$

$$\varphi_{1y} = \delta_2 \sin(\theta_1 - \theta_2) \cos \theta_1 - [\delta_2 \cos(\theta_1 - \theta_2) + \delta_1] \sin \theta_1. \quad (7.96)$$

В табл. 7.2 приведены некоторые используемые на практике случаи сканирования с помощью пары вращающихся клиньев, имеющих постоянные и одинаковые по абсолютной величине скорости вращения. Недостатком систем этого типа при сканировании по линейному закону является более низкий, чем в других системах, коэффициент использования развертки из-за изменения скорости по синусоидальному закону. Покадровая и построочная регистрация требует также высокого постоянства угловой скорости вращения клиньев. При использовании зубчатых передач люфт в них и в связи с этим износ зубьев представляют серьезную проблему.

Таблица 7.2

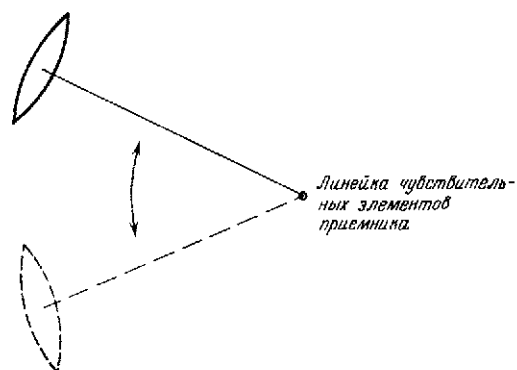
**Четыре возможных случая сканирования
с помощью пары вращающихся клиньев**

Случай	Условия	Φ_{1x}	Φ_{1y}	Сканирование
1	$\theta_1 = \theta_2 = \theta$ $\delta_1 = \delta_2 = \delta$	$2\delta \cos \theta$	$-2\delta \sin \theta$	Круговое
2	$\theta_2 = -\theta_1 = -\theta$ $\delta_1 = \delta_2 = \delta$	$2\delta \cos \theta \times$ $\times (1 - \sin^2 \theta) \approx$ $\approx 2\delta \cos \theta$ (для малых θ)	0	По прямой в двух направлениях, со скоростью, изменяющейся примерно по закону косинуса
3	$\theta_2 = -\theta_1 = -\theta$ $\delta_1 \neq \delta_2$	$2\delta_2 \cos^3 \theta +$ $+(\delta_1 - \delta_2) \cos \theta$	$(\delta_2 - \delta_1) \sin \theta$	Приблизительно эллиптическое
4	$\theta_2 = \theta_1 + P$ $\theta_1 = \theta$ $\delta_1 = \delta_2 = \delta$	$\delta [\cos \theta +$ $+\cos \theta \cos P +$ $+\sin \theta \times$ $\times \sin (2\theta + P)]$	$-\delta [\sin (\theta + P) +$ $+\sin \theta]$	Такое же, как в случае 2, только линия сканирования вращается со скоростью P

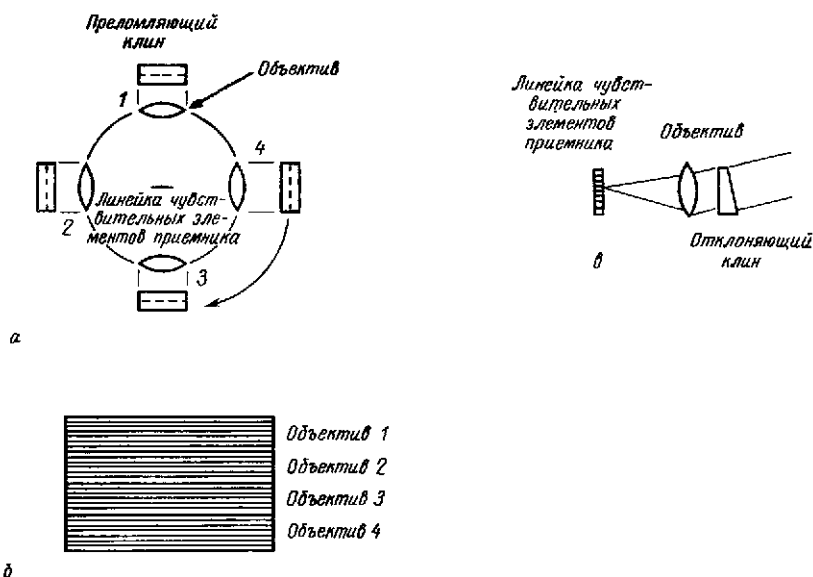
7.6. Другие системы сканирования

Простейшее решение проблемы обеспечения сканирования заключается в использовании перемещающегося объектива. На фиг. 7.29 изображена простая схема такого рода — объектив, прокатывающийся между двумя ограничителями. Другим вариантом подобного устройства является изображенная на фиг. 7.30 сканирующая система с вращающимися в револьверной оправе объективами, которая применялась на ранней стадии развития FLIR. Обе системы невыгодны для приборов с большой апертурой, поскольку приходится перемещать слишком большие массы стекла, и кроме того револьверная оправа имеет очень низкий коэффициент использования развертки.

Большинство сканирующих устройств дает прямоугольный растр, однако определенный интерес представляют и другие, реже используемые устройства с круглым растром. В последнем случае имеются две возможности: вращение всего приемного устройства с радиальным расположением чувствительных элементов приемника излучения или вращение картины с помощью вращающихся оптических элементов. Первый способ иллюстрируется на фиг. 7.31. Недостатками таких сканирующих систем являются необходимость вращении большой массы приемного



Фиг. 7.29. Простая сканирующая система с перемещающимся объективом.

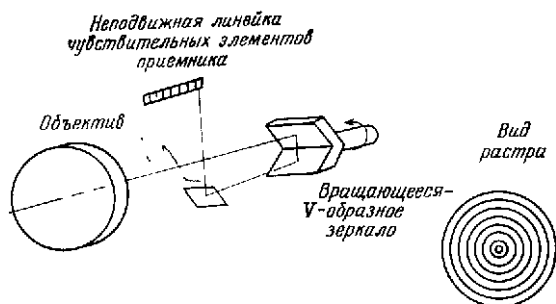
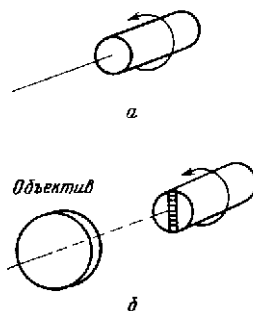


Фиг. 7.30. Сканирующая система с вращающимися в револьверной оправе объективами.

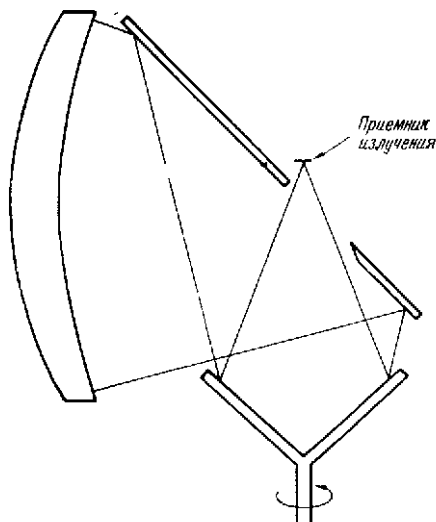
а — вид сверху; б — вид раstra; в — вид сбоку на одну телескопическую систему.

Фиг. 7.31. Сканирующие системы с вращающимся приемным устройством.

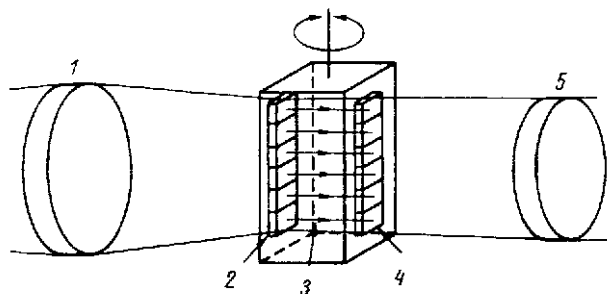
а — вращающееся приемное устройство в целом; *б* — вращающийся узел приемника излучения.



Фиг. 7.32. Сканирующая система с вращающимся V-образным зеркалом.



Фиг. 7.33. Сканирующая система с круговым сканированием.



Фиг. 7.34. Сканирующая система с вращением в фокальной плоскости.

1 — инфракрасный объектив; 2 — линейка чувствительных элементов приемника; 3 — многоканальное устройство электронной обработки сигнала; 4 — линейка светодиодов; 5 — окуляр.

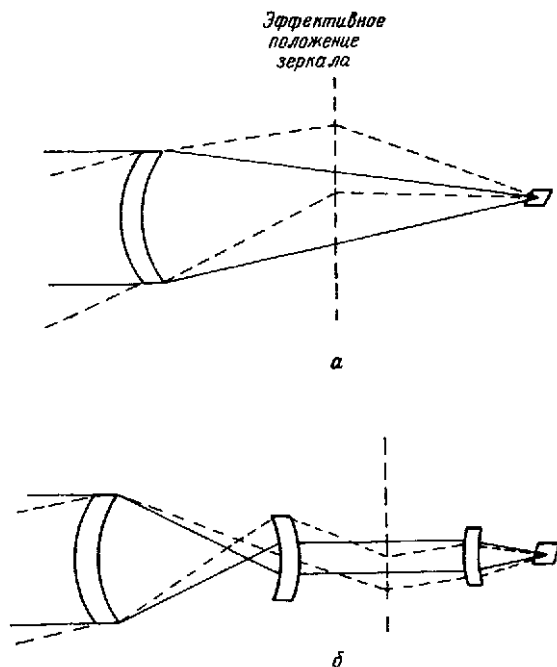
устройства и возникновение гироскопического эффекта, который может усложнить конструкцию подвеса.

Гораздо проще вращать картину, а не приемное устройство. Эффективный метод, который можно для этого использовать, заключается в применении вращающегося V-образного зеркала (фиг. 7.32). Другой пример круговой сканирующей системы показан на фиг. 7.33. Основное преимущество таких систем заключается в том, что движение непрерывно и что любое вращение изображения, возникающее при сканировании, может быть устранено вращением в обратную сторону компенсирующих поворот оптических элементов. Наконец, можно прокачивать целиком приемник излучения с электронным блоком (фиг. 7.34).

7.7. Эффекты затемнения

В определенных типах субоптимальных разработок FLIR на изображение на экране индикатора накладывается медленно изменяющийся большой по площади паразитный сигнал. Этот дефект изображения называется затемнением по аналогии с похожим, но не связанным с ним по существу эффектом в передающих телевизионных трубках. Затемнение возникает, когда наблюдается одно из следующих двух явлений (или оба сразу). Во-первых, если сигнал приемника излучения от однородного источника изменяется в картине в зависимости от угла сканирования, изображение источника на экране индикатора будет казаться изменяющимся по яркости или затемняться. Во-вторых, если меняется сигнал приемника излучения от источников, находящихся вне поля зрения, т. е. сигнал от фона, система FLIR пропустит эти изменения по переменной составляющей в видеоканал, в результате чего возникнет не зависящий от картины эффект затемнения.

Имеются два типа затемнения: зависящее и не зависящее от сигнала. Зависящее от сигнала затемнение возникает по следующим причинам. Во-первых, из-за дисторсии в оптической системе, которая приводит к изменению увеличения в зависимости от угла поля зрения. В результате будет наблюдаться локальное увеличе-



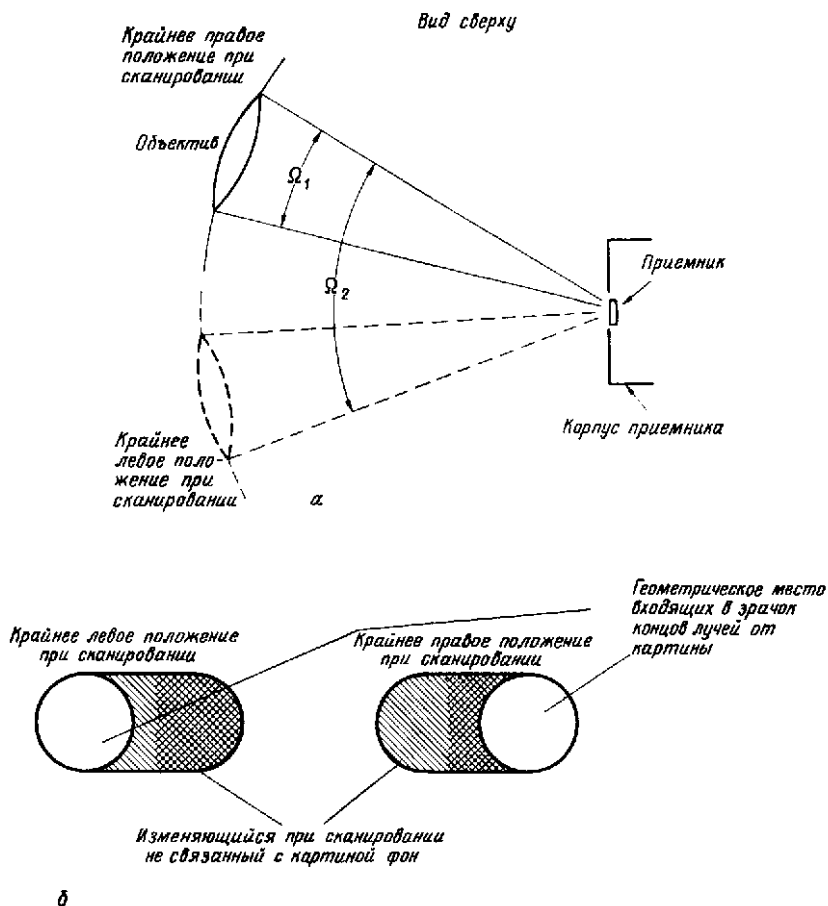
Фиг. 7.35. Сдвиг пучка при сканировании.

a — сканирование в сходящемся пучке; *б* — сканирование в параллельном пучке.

ние или уменьшение яркости деталей изображения в фокальной плоскости. Поскольку системы FLIR работают по переменной составляющей сигнала, изменения яркости фона из-за дисторсии будут еще более заметными. Во-вторых, виньетирование в оптической системе вызывает спад сигнала в соответствии с кривой виньетирования. Эти два дефекта часто удается устранить соответствующим выбором оптической системы при проектировании. В-третьих, затемнение равномерно излучающего объекта возникает из-за изменения по закону косинуса проекции площади зрачка оптической системы на плоскость, перпендикулярную оси мгновенного угла поля зрения. В-четвертых, зависящее от сигнала затемнение связано с изменением угла, под которым сходящийся пучок падает на приемник излучения. Эта причина может создать наиболее серьезные проблемы. В первом приближении плоская поверхность чувствительных элементов приемника воспринимает излучение по закону Ламберта, т. е. выходной сигнал пропорционален косинусу угла между падающим пучком и нормалью к поверхности чувствительного элемента приемника. Все системы со сканированием в сходящемся пучке и системы со сканированием в параллельном пучке, в которых перемещается зрачок, характери-

зуются изменением угла падения пучка на приемник (фиг. 7.35). Эти изменения угла падения сходящегося пучка вызывают сигнал затемнения, изменяющийся по закону косинуса. В некоторых приемниках увеличение потерь на отражение с ростом угла падения может усугубить этот эффект.

Не зависящее от сигнала затемнение может наблюдаться во всех тех случаях, когда конфигурация сканирующей системы и оптики такова, что излучение корпуса попадает на приемник. Этим недостатком будут обладать все системы сканирования в сходящемся пучке и системы сканирования в параллельном пучке с перемещающимся зрачком. Простой частный случай показан на фиг. 7.36, где для ясности система сканирования в сходящемся пучке изображена в виде эквивалентной качающейся линзы.



Фиг. 7.36. Пример сканирования апертурой.

ном положении сканирующей системы приемник воспринимает излучение в пределах полного телесного угла Ω_1 , образованного лучами, идущими от линзы. Однако, чтобы правильно работать при всех положениях оптической системы, неподвижный приемник должен воспринимать излучение в телесном угле $\Omega_2 > \Omega_1$. Таким образом, приемник принимает излучение не только от картины, но и от корпуса прибора. На корпус приемник не сфокусирован, однако поток излучения от корпуса, попадающий на приемник, может меняться в зависимости от положения сканирующей системы, так что в видеосигнал вносятся стационарные сигналы помех.

В случае сканирующей системы с перемещающимся зрачком линза приемника должна иметь запас по размеру, в связи с чем при изменении угла сканирования приемник будет визировать различные части корпуса, что при наличии разности их температур вызовет затемнение. Важно отметить, что устройство, сканирующее в параллельном пучке только в одном направлении, неизбежно будет иметь сдвиг пучка в направлении, в котором сканирование не происходит. Само по себе такое затемнение не вызывает больших неприятностей, если оно ограничено несколькими процентами от максимальной яркости изображения картины на индикаторе. Однако, если система FLIR должна использоваться как входное устройство автоматической системы слежения или в приборе, обеспечивающем автоматическую классификацию наблюдаемых объектов, затемнение должно быть сведено к минимуму. Если проектированием оптической системы затемнение устранить не удастся, можно прибегнуть к диафрагмированию и установке бленд в оптической части прибора и к электронной компенсации.

ЛИТЕРАТУРА

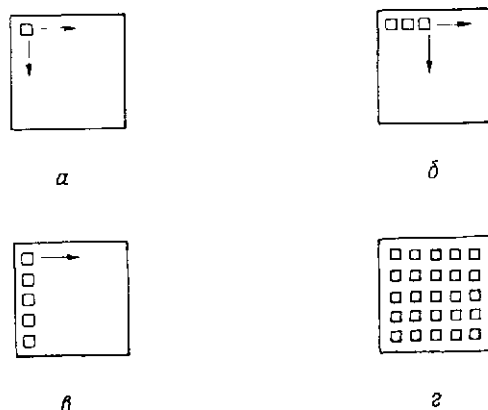
1. Levi L., Applied Optics, Wiley, 1968.
2. Gorog I., Knox J. D., Goedertier P. V., A Television-Rate Laser Scanner. 1. General Consideration, *RCA Rev.*, 33, 623—666 (1972).
3. Lindberg P. J., A Prism Line-Scanner for High Speed Thermography, *Optica Acta*, 15, 305—316 (1966).
4. Куликовская Н. И., Гальперин Л. А., Курышева В. М., Оптические характеристики сканирующих систем тепловизоров, *Оптико-механическая промышленность*, 37, № 10, 21—23 (1970).
5. Jenkins F. A., White H. E. Fundamentals of Optics, McGraw-Hill, 1957.
6. Smith W. J., Modern Optical Engineering, McGraw-Hill, 1966.
7. Waddell J. H., Rotating Prism Design for Continuous Image Compensation Cameras, *Applied Optics*, 5, 1211—1223 (1966).
8. Rosell F. A., Prism Scanner, *JOSA*, 50, 521—526 (June 1960).
9. Wolfe W. L., ed., Handbook of Military Infrared Technology, USGPO, 1965.

8.1. Введение

Секретный характер большинства разработок систем тепловидения не позволяет широко обсуждать характеристики систем в открытой литературе. Немногочисленные публикации на эту тему относятся к термографической аппаратуре [1—7], системам FLIR для гражданского применения [8, 9] и для применения в военных целях [10—12]. Кратко рассмотренная в гл. 1 система с одноэлементным приемником излучения является простейшей. Однако фундаментальные ограничения или современное состояние технологии изготовления приемников излучения могут не позволить создать систему такого типа с достаточной тепловой чувствительностью, и для повышения отношения сигнала к шуму на кадр и на элемент разрешения приходится увеличивать число чувствительных элементов.

При этом можно сохранить вид раstra таким же, как для одноэлементного приемника, и вытянуть линейку чувствительных элементов горизонтально (в направлении сканирования), или применить одномерное сканирование, располагая линейку вертикально, или, наконец, скомбинировать оба способа. Некоторые возможные схемы показаны на фиг. 8.1. При увеличении числа чувствительных элементов приемника для каждого элемента требуется как минимум свой предусилитель, так что повышение чувствительности сопровождается увеличением сложности системы. Чтобы не слишком усложнить систему, можно применить метод последовательной обработки сигнала или коммутирование каналов, причем в обоих случаях n -канальное устройство сводится к системе с одним видеоканалом.

Обычные системы тепловидения отличаются друг от друга по двум принципиальным признакам: способу разложения картины и способу обработки предварительно усиленных сигналов приемника излучения для получения изображения. Отличия в оптике, сканирующих устройствах, системах охлаждения и индикаторах не имеют фундаментального значения, если указанные части системы отвечают минимуму предъявляемых требований. Например,



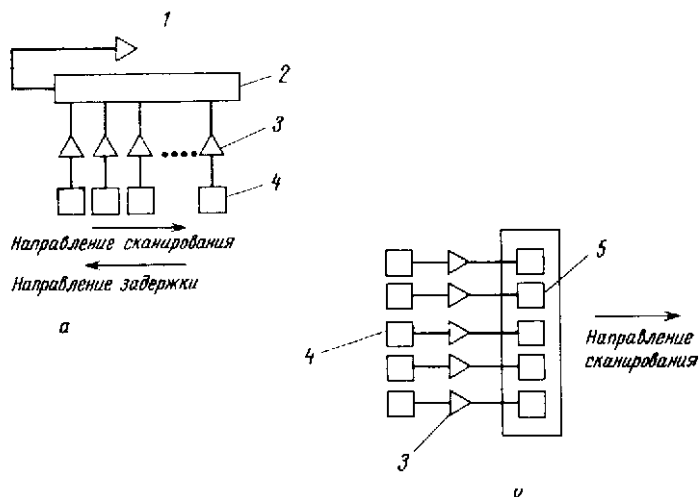
Фиг. 8.1. Возможные способы использования дискретных фотоприемных структур.

а — одноэлементный приемник излучения, сканирующий медленно по вертикали и быстро по горизонтали; б — последовательная линейка чувствительных элементов, сканирующая медленно по вертикали и быстро по горизонтали; в — параллельная линейка чувствительных элементов, сканирующая медленно по горизонтали и с черестрочной разверткой по вертикали; г — двумерная мозаика чувствительных элементов без сканирования.

выбор системы охлаждения, работающей по циклу Стирлинга или циклу Виллюме, может повлиять на стоимость, вес или надежность систем тепловидения в целом, но не дает оснований относить их к системам разного класса. Изменения же в типе сканирования или обработки сигнала, как мы увидим ниже, могут радикально изменить функционирование системы.

8.2. Последовательное и параллельное разложение картины

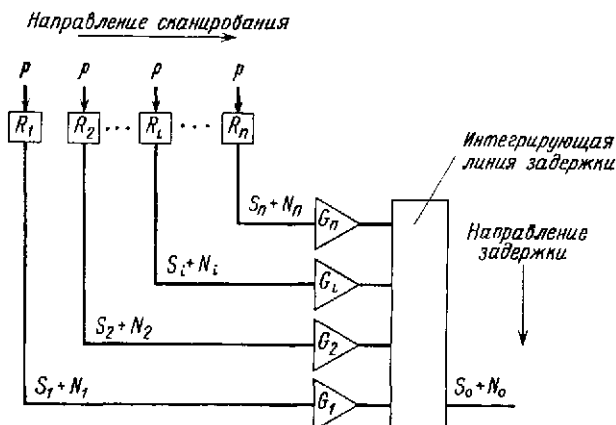
В дополнение к разделению сканирующих устройств на устройства со сканированием в параллельном и сходящемся пучках и на устройства с одномерным и двумерным сканированием можно разделить их на устройства с параллельным и последовательным разложением картины и соответствующей обработкой сигнала приемника. Различие между этими двумя типами сканирования показано на фиг. 8.2. При параллельном разложении картины чувствительные элементы приемника ориентированы перпендикулярно линии сканирования, как, например, в линейке чувствительных элементов приемника, используемых в системах с азимутальным сканированием. Выходные сигналы всех чувствительных элементов усиливаются, обрабатываются и подаются на индикатор одновременно, т. е. параллельно. При последовательном разложении картины [13] линейка чувствительных элементов ориентирована параллельно линии сканирования и каждая точка изо-



Фиг. 8.2. Последовательное (а) и параллельное (б) сканирование.
 1 — усилитель; 2 — линия задержки; 3 — предусилители; 4 — чувствительные элементы приемника излучения; 5 — светодиоды.

бражения сканируется всеми чувствительными элементами. Выходные сигналы элементов поступают в линию задержки и суммируются на выходе, при этом можно использовать сумму как единый сигнал (как это делается при использовании одноэлементного приемника), а можно направлять сигналы друг за другом на аналогичную линейку сканирующих индикаторных элементов.

Один тип сканирования может оказаться более выгодным, чем другой, в зависимости от таких факторов, как допустимые габаритные размеры приемного устройства, потребление мощности и соотношение эффективности характеристик системы и ее стоимости. Основное преимущество параллельной обработки сигнала заключается в том, что можно создать весьма компактные приемные устройства узкого назначения, используя сканирование в сходящемся пучке как для приемных, так и для индикаторных элементов с помощью одного зеркала. Это преимущество может быть утрачено при использовании системы общего назначения со сканированием в параллельном пучке. Основной недостаток параллельной обработки сигналов заключается в том, что разброс по обнаружительной способности D^* и чувствительности элементов приемника в линейке приводит к неравномерности изображения. Кроме того, прохождение по переменной составляющей паразитных сигналов, обусловленных различными значениями средней яркости участков картины, и их попадание на разные



Фиг. 8.3. Применение интегрирующей линии задержки при последовательном сканировании.

чувствительные элементы приемника излучения также вызывают неравномерность изображения.

Основные преимущества последовательного сканирования заключаются в том, что упомянутые выше неравномерности устраняются, поскольку разложение картины осуществляется на самом деле как бы одним чувствительным элементом и требуемое число чувствительных элементов диктуется не числом линий сканирования, как в системах с параллельным сканированием, а требуемой чувствительностью системы. Основной недостаток последовательного сканирования заключается в том, что приходится использовать сканирование в параллельном пучке, в результате чего оптическая система получается более сложной и громоздкой. Вид выражения для отношения сигнала к шуму системы FLIR с последовательным сканированием довольно трудно себе представить. Приводимый ниже вывод выражений для эффективной обнаружительной способности D^* и отношения сигнала к шуму такой системы показывает, как в этом случае улучшаются характеристики, несмотря на неравномерность обнаружительной способности D^* и чувствительности.

Интегрирующая линия задержки (фиг. 8.3) линейно суммирует сигналы чувствительных элементов приемника и извлекает корень квадратный из суммы квадратичных значений шумов. Эффективная обнаружительная способность D^* и эффективное отношение сигнала к шуму «эквивалентного» одноэлементного приемника определяются комбинациями характеристик отдельных чувствительных элементов. Характеристики могут быть оптимизированы соответствующим выбором коэффициентов усиления каналов, ведущих в линию задержки. Делается это следующим образом.

Допустим, что на каждый чувствительный элемент падает одинаковый поток излучения P и что имеется n чувствительных элементов приемника с чувствительностью R_i и обнаружительной способностью D_i^* . Сигнал S_i и шум N_i на выходе будут равны соответственно

$$S_i = PR_i G_i \quad (8.1)$$

и

$$N_i = R_i G_i \frac{\sqrt{A_d \Delta f}}{D_i^*} = \frac{R_i G_i}{D_i}, \quad (8.2)$$

где G_i — регулируемый коэффициент усиления предусилителей каждого канала.

Каждый выходной сигнал задерживается на время, соответствующее расстоянию от электрического центра каждого элемента до последнего элемента в линейке (фиг. 8.3). На выходе линии задержки создаются сигнал S_o и шум N_o , относительно которых можно предположить, что они получаются на выходе одноэлементного приемника с обнаружительной способностью D_o^* и чувствительностью R_o . Сигнал и шум на выходе линии задержки описываются выражениями

$$S_o = P \sum_{i=1}^n R_i G_i, \quad (8.3)$$

и

$$N_o = \left[\sum_{i=1}^n \left(\frac{R_i G_i}{D_i} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (8.4)$$

Отношение сигнала к шуму на выходе равно

$$\frac{S_o}{N_o} = \frac{P \sum_{i=1}^n R_i G_i}{\left[\sum_{i=1}^n \left(\frac{R_i G_i}{D_i} \right)^2 \right]^{1/2}}. \quad (8.5)$$

Вводя относительный коэффициент усиления

$$g_i = G_i / G_1, \quad (8.6)$$

при котором $g_1 = 1$, получим

$$\frac{S_o}{N_o} = \frac{P \sum_i R_i g_i}{\left[\sum_i \left(\frac{R_i g_i}{D_i} \right)^2 \right]^{1/2}}. \quad (8.7)$$

Можно максимизировать величину S_o/N_o соответствующим выбором относительных коэффициентов усиления g_i . Для этого при определенном g_k берется частная производная $\partial (S_o/N_o)/\partial g_k$, которая затем приравнивается нулю. Тогда

$$\frac{\partial (S_o/N_o)}{\partial g_k} = \frac{PR_k}{\left[\sum_i \left(\frac{R_i g_i}{D_i} \right)^2 \right]^{1/2}} - \frac{PR_k^2 g_k}{D_k^2} \frac{\sum_i R_i g_i}{\left[\sum_i \left(\frac{R_i g_i}{D_i} \right)^2 \right]^{3/2}}, \quad (8.8)$$

или

$$\sum_i \left(\frac{R_i g_i}{D_i} \right)^2 = \frac{g_k R_k}{D_k^2} \sum_i R_i g_i. \quad (8.9)$$

Решая эти уравнения относительно g_k , получаем

$$\left(\frac{R_k g_k}{D_k} \right)^2 + \sum_{i \neq k} \left(\frac{R_i g_i}{D_i} \right)^2 = \frac{R_k g_k}{D_k^2} \left(R_k g_k + \sum_{i \neq k} R_i g_i \right), \quad (8.10)$$

$$g_k = \frac{D_k^2 \sum_{i \neq k} \left(R_i \frac{g_i}{D_i} \right)^2}{R_k \sum_{i \neq k} g_i R_i}. \quad (8.11)$$

Необходимо решить k уравнений относительно $k = n$ неизвестных. В простейшем случае, когда $n = 2$, решение имеет вид

$$g_2 = \frac{R_1}{R_2} \left(\frac{D_2}{D_1} \right)^2 \quad \text{при} \quad g_1 \equiv 1. \quad (8.12)$$

Отсюда можно предположить, что общее решение имеет вид

$$g_i = \frac{R_1}{R_i} \left(\frac{D_i}{D_1} \right)^2. \quad (8.13)$$

Подставляя это предполагаемое решение в ряд уравнений (8.11), получим тождество, что свидетельствует о правильности выбранного решения. Подставляя данное решение в уравнение (8.7) для S_o/N_o , найдем

$$\frac{S_o}{N_o} = \frac{P \sum_i D_i^2}{\left[\sum_i D_i^2 \right]^{1/2}} = P \left[\sum_i D_i^2 \right]^{1/2}. \quad (8.14)$$

Таким образом, максимальное теоретическое значение отношения сигнала к шуму, соответствующее оптимальному подбору коэффициентов усиления, равно квадратному корню из суммы квадратов отношений сигнала к шуму отдельных элементов. Если чувствительность всех элементов одинакова, то эффективная удельная

обнаружительная способность D_o^* будет равна

$$D_o^* = [\sum_i D_{i^*}^{*2}]^{1/2}, \quad (8.15)$$

и по теореме Ролля

$$D_o^* = \sqrt{n} D_{\text{ср. кв}}^*, \quad (8.16)$$

где

$$D_{\text{ср. кв}}^* = \sqrt{\frac{\sum D_{i^*}^{*2}}{n}}. \quad (8.17)$$

8.3. Сравнение характеристик систем FLIR с параллельным и последовательным сканированием

Автор твердо убежден, что последовательное сканирование имеет преимущество над параллельным для большинства применений систем FLIR. Явное предпочтение, отдаваемое в этом разделе системам с последовательным сканированием, должно рассматриваться прежде всего как выражение этой точки зрения автора. Приведенные здесь утверждения основаны на современном состоянии технологии и прогнозируемых перспективах ее развития, однако они вполне могут оказаться опровергнутыми при радикальном усовершенствовании технологии изготовления приемников излучения.

С учетом преимуществ последовательного сканирования можно сделать следующие утверждения:

1. Данный уровень объективных характеристик системы с последовательным сканированием может быть достигнут с числом чувствительных элементов приемника, составляющим не более $1/10$ этого числа в системе с параллельным сканированием.
2. Если системы с параллельным и последовательным сканированием имеют одинаковые объективные характеристики, то система с последовательным сканированием обеспечит лучшее по субъективной оценке качество изображения.

Эти утверждения основаны главным образом на практике использования систем FLIR с последовательным и параллельным сканированием с одинаковыми объективными характеристиками, а также подкрепляются следующими техническими аргументами. Рассмотрим две системы FLIR с последовательным и параллельным сканированием, имеющие следующие одинаковые параметры:

- 1) диаметр входного зрачка и оптическое пропускание;
- 2) поле зрения;
- 3) угловой размер чувствительного элемента приемника;

- 4) частоту кадров;
- 5) число активных строк на высоту картины;
- 6) спектральный диапазон работы;
- 7) зависимость D^* и чувствительности от длины волны и электрической частоты.

Напомним, как указывалось в гл. 5, что эффективная тепловая чувствительность системы улучшается при уменьшении отношения $\Delta T_{\text{пор}}/\sqrt{\dot{F}}$. Необходимое для сравнения уравнение, определяющее $\Delta T_{\text{пор}}$, имеет вид

$$\Delta T_{\text{пор}} = \frac{\pi \sqrt{ab\Delta f_R} \sqrt{\bar{n}}}{\alpha \beta A_0 \tau_0 D^*(\lambda_p) (\Delta W/\Delta T)}, \quad (8.18)$$

где n — число чувствительных элементов приемника излучения.

Если сравнить две системы по отношению $\Delta T_{\text{пор}}/\sqrt{\dot{F}}$ при условии, что семь указанных выше параметров одинаковы, то сравнение можно свести к рассмотрению показателя качества Q , определяемого уравнением

$$Q = \frac{1}{D^*(\lambda_p)} \sqrt{\Delta f_R} \sqrt{\bar{n}}. \quad (8.19)$$

Эталонная эквивалентная шумовая полоса Δf_R зависит от времени элемента разложения и шумовых характеристик системы приемник — предусилитель. Обнаружительная способность $D^*(\lambda_p)$ зависит от напряжения питания приемника, режима его работы (ОФ или какой-либо другой) эффективности применения охлаждаемых диафрагм и, наконец, экономических соображений при изготовлении приемников.

Ко времени написания книги (1974—1975 гг.) наиболее употребительные приемники излучения имели значительную составляющую шумов со спектром вида $1/f$ в полосе частот, характерной для работы систем с параллельным сканированием. В то же время в полосе частот, типичной для систем с последовательным сканированием, вклад шумов $1/f$ незначителен. Обеспечить функционирование чувствительных элементов приемника в режиме ОФ при числе элементов 200 гораздо труднее, чем в линейке с числом элементов 20. Формы охлаждаемых диафрагм на практике делают простыми; обычно это обыкновенные щели, а не набор отверстий. При параллельном сканировании щель длиннее и такая диафрагма менее эффективна, чем более короткая щель при последовательном сканировании.

В системе с параллельным сканированием, содержащей 200-элементный приемник излучения, для обеспечения стыковки приемника с устройством для охлаждения небольшой мощности приемник должен работать при низком напряжении питания, чтобы

уменьшить приток тепла. Таким образом, утрачивается возможность выбора напряжения питания с учетом условий оптимизации обнаружительной способности $D^*(\lambda_p)$. Перечисленные четыре фактора дают преимущества системе с последовательным сканированием, что в настоящее время позволяет обеспечить в такой системе с числом чувствительных элементов $n = 20$ такой же показатель качества Q , что и в системе с параллельным сканированием с числом чувствительных элементов приемника $n = 200$.

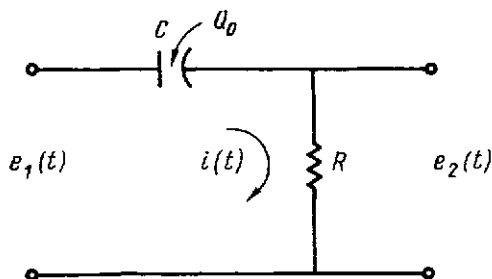
Второй аргумент в пользу последовательного сканирования — более высокое, субъективно воспринимаемое качество изображения, что связано главным образом с трудностью изготовления многоэлементных линеек для параллельного сканирования с одинаковыми элементами по обнаружительной способности и чувствительности. Если в системе с параллельным сканированием не предусмотрена в той или иной форме автоматическая регулировка чувствительности, неоднородность элементов по чувствительности приведет к большой паразитной разности сигналов от строки к строке из-за неодинакового восприятия однородного теплоизлучающего фона. С другой стороны, при использовании автоматической регулировки увеличивается разница в шумах чувствительных элементов приемника. Обе эти проблемы не возникают в системах с последовательным сканированием, поскольку в них неоднородность элементов по обнаружительной способности и чувствительности сглаживаются таким образом, что сохраняется максимально возможное отношение сигнала к шуму.

8.4. Обработка сигнала

8.4.1. Низкочастотная характеристика и восстановление постоянной составляющей

Усиление сигнала приемника излучения по переменной составляющей применяется в системах тепловидения по следующим трем причинам. Во-первых, для хорошей передачи контраста требуется вычистить фон, и это в первом приближении достигается блокированием постоянной составляющей. Во-вторых, перед обработкой сигнала необходимо устранить постоянное напряжение питания приемника излучения. В-третьих, нужно свести к минимуму влияние шума приемника вида $1/f$. Простейшая схема, обеспечивающая выполнение этих функций, представляет собой RC -фильтр верхних частот (фиг. 8.4).

Определение реакции фильтра на синусоидальную волну представляет тривиальную задачу, однако нас интересует реакция фильтра на входной сигнал любой формы. Входное и выходное



Фиг. 8.4. Схема передачи сигнала по переменной составляющей.

напряжения описываются выражениями

$$e_1(t) = \frac{1}{C} \int_0^t i(t) dt + \frac{Q_0}{C} + i(t) R, \quad (8.20)$$

$$e_2(t) = i(t) R, \quad (8.21)$$

где Q_0 — заряд конденсатора в момент времени, равный нулю. Производя преобразование Лапласа выражений (8.20) и (8.21), получаем

$$E_1(s) = \frac{1}{Cs} I(s) + \frac{Q_0}{Cs} + I(s) R, \quad (8.22)$$

$$E_2(s) = I(s) R. \quad (8.23)$$

Решая уравнение (8.22) относительно $I(s)$ и производя подстановку в уравнение (8.23), получим

$$\begin{aligned} E_2(s) &= R \frac{E_1(s) - (Q_0/Cs)}{R + (1/Cs)} = \frac{RCs}{RCs + 1} E_1(s) - \frac{RQ_0}{RCs + 1} = \\ &= \frac{s}{s + \frac{1}{RC}} E_1(s) - \frac{Q_0}{C} \frac{1}{s + \frac{1}{RC}}. \end{aligned} \quad (8.24)$$

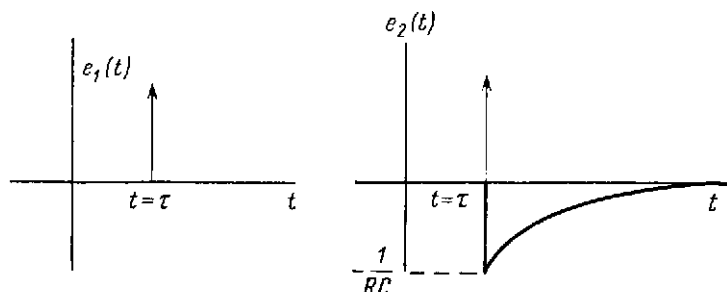
Разложение первого члена на элементарные дроби

$$E_2(s) = E_1(s) \left(-\frac{1}{RC} \frac{1}{s + (1/RC)} + 1 \right) - \frac{Q_0}{C} \frac{1}{s + (1/RC)} \quad (8.25)$$

и обратное преобразование Лапласа дают ¹⁾

$$\begin{aligned} e_2(t) &= e_1(t) * \left[-\frac{1}{RC} e^{-t/RC} + \delta(0) \right] - \frac{Q_0}{C} e^{-t/RC} = \\ &= e_1(t) - \frac{Q_0}{C} e^{-t/RC} - \frac{1}{RC} e_1(t) * e^{-t/RC}. \end{aligned} \quad (8.26)$$

¹⁾ Символ * означает свертку.



Фиг. 8.5. Импульс и реакция на импульс схемы передачи сигнала по переменной составляющей.

Уравнение (8.26) описывает реакцию схемы $e_2(t)$ на любой входной сигнал $e_1(t)$.

Пусть заряд Q_0 в данный момент равен нулю, и пусть $e_1(t) = \delta(t - \tau)$ — импульс с единичной площадью, поступивший в момент времени $t = \tau$. Тогда

$$e_2(t) = \delta(t - \tau) - \frac{1}{RC} e^{-(t-\tau)/RC}, \quad (8.27)$$

как показано на фиг. 8.5.

Интегрируя $e_2(t)$ по всему интервалу времени, получаем интересный результат:

$$\int_0^{\infty} e_2(t) dt = \int_0^{\infty} \delta(t - \tau) dt - \frac{1}{RC} \int_{\tau}^{\infty} e^{-(t-\tau)/RC} dt = 1 - e^{-t/RC} \Big|_0^{\infty} = 0. \quad (8.28)$$

Можно доказать, что такой же результат получится для любого $e_2(t)$. Таким образом, рассматриваемая схема обладает тем свойством, что среднее значение сигнала на ее выходе равно нулю, как и следовало ожидать, поскольку схема не пропускает постоянную составляющую. Когда заряд Q_0 не равен нулю, то

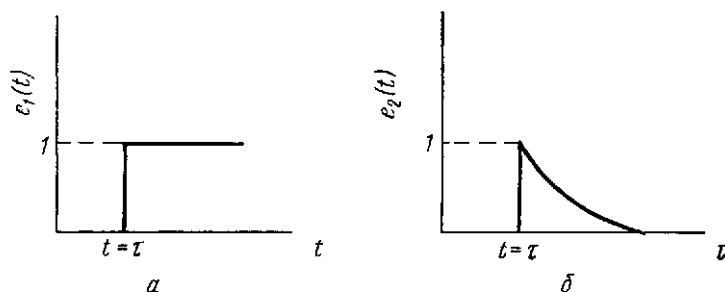
$$\int_0^{\infty} e_2(t) dt = -\frac{Q_0}{RC^2}. \quad (8.29)$$

Интересно рассмотреть реакцию схемы на единичный скачок и на импульс единичной амплитуды на входе. Для единичного скачка на входе (фиг. 8.6, а)

$$e_1(t) = U(t - \tau) e^{-(t-\tau)/RC} \quad (8.30)$$

получаем на выходе (фиг. 8.6, б) в соответствии с уравнением (8.26).

$$e_2(t) = U(t - \tau) e^{-(t-\tau)/RC}. \quad (8.31)$$



Фиг. 8.6. Скачок и реакция на скачок.

Для импульса шириной t_p

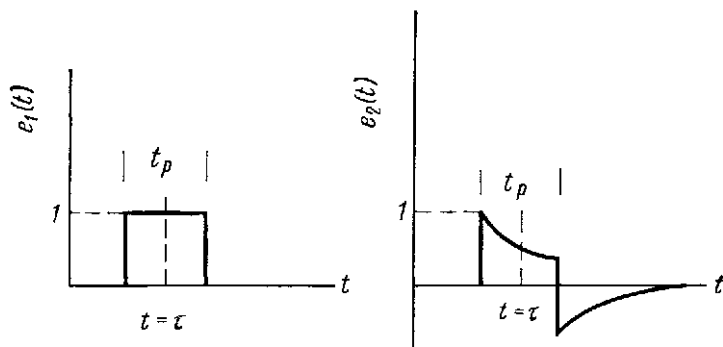
$$e_1(t) = \text{Rect} \left(\frac{t - \tau}{t_p} \right) \quad (8.32)$$

и

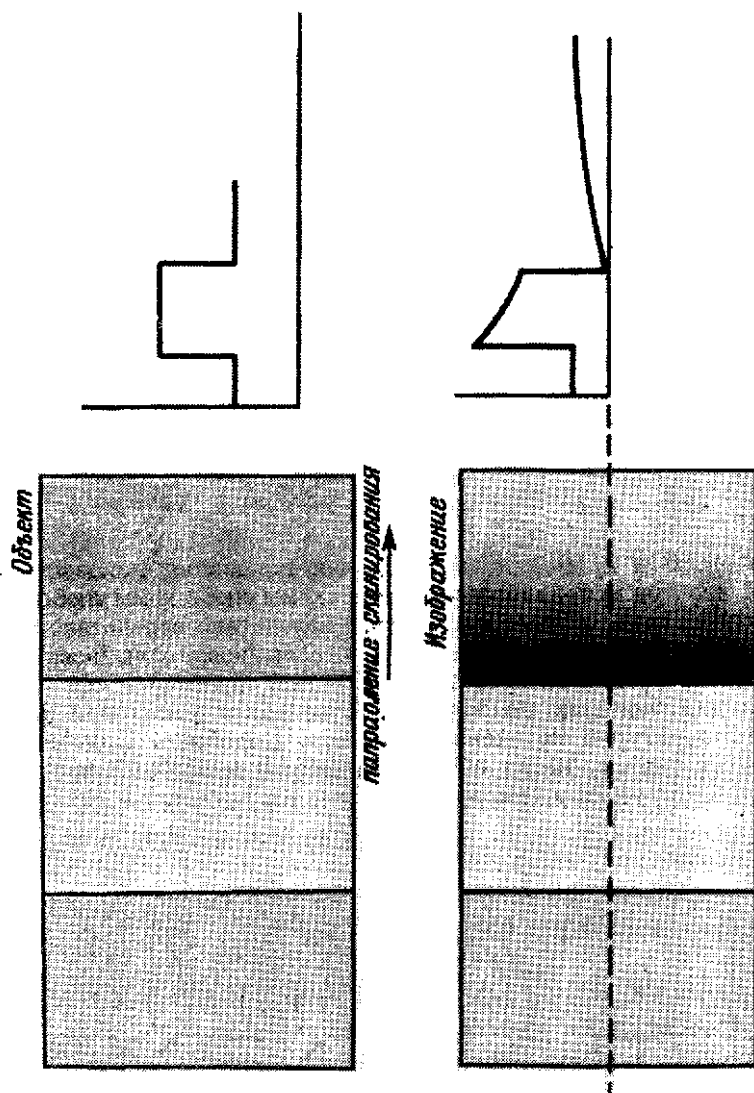
$$\begin{aligned} e_2(t) &= \text{Rect} \left(\frac{t - \tau}{t_p} \right) e^{-(t - \tau)/RC} - U(t - t_p - \tau) (e^{-(t_p - \tau)/RC} - 1) = \\ &= e^{-(t - t_p - \tau)/RC}. \end{aligned} \quad (8.33)$$

Функции $e_1(t)$ и $e_2(t)$ для этого случая показаны на фиг. 8.7.

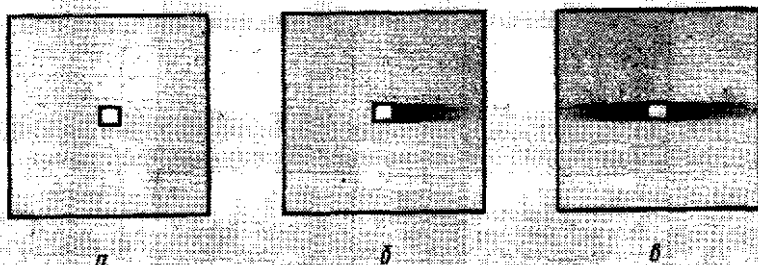
Ясно, что при использовании такой схемы любой низкочастотный элемент картины будет искажаться вследствие спада постоянного уровня и появления отрицательного выброса. Это вызывает искажения изображения трех типов. Первый тип искажений наблюдается для больших по площади объектов с умеренной разностью температур и не очень существен. Подобные искажения возникают в случае, когда объект, подобный изображенному на фиг. 8.8, сканируется в одном направлении и сигнал усиливается



Фиг. 8.7. Прямоугольный импульс и реакция на него.



Фиг. 8.8. Изображение при резком спаде постоянного уровня.



Фиг. 8.9. Наблюдение небольшого сильно нагретого объекта без восстановления постоянной составляющей.

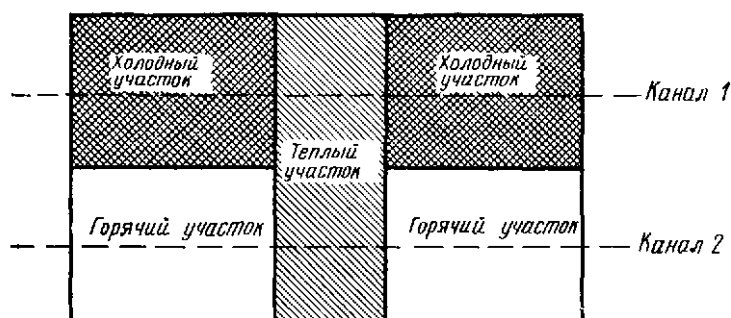
а — объект; б — изображение при сканировании в одном направлении; в — изображение при сканировании в двух направлениях.

по переменной составляющей. В некоторых случаях такое искажение может маскировать присутствие других объектов. Гораздо более серьезным является второй тип искажений (фиг. 8.9), когда в поле зрения находятся сильно нагретые объекты. Поскольку среднее значение сигнала на выходе схемы равно нулю, положительный сигнал от сильно нагретого объекта будет сопровождаться отрицательным сигналом меньшей амплитуды, но большей продолжительности. Это искажение может занять весь экран индикатора (фиг. 8.9). Третий тип искажений изображения возникает в системах с многоэлементными приемниками и связан с зарядом Q_{0j} на выходе каждого из j каналов, равным

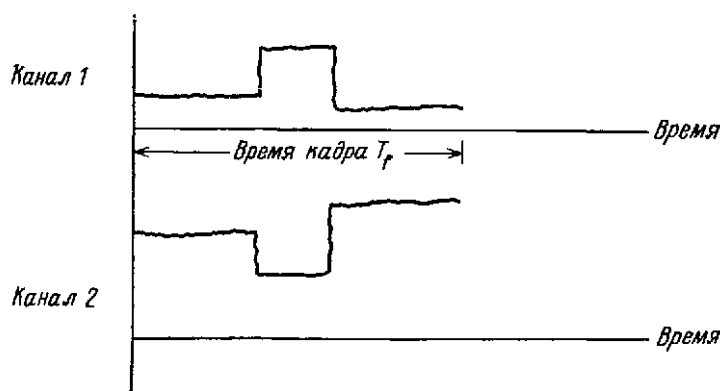
$$Q_{0j} = \int_{-\infty}^0 i_j dt, \quad (8.34)$$

где $t = 0$ — момент наблюдения. Таким образом, этот заряд отражает предысторию канала. Очевидно, что средние сигналы на выходе из каналов не одинаковы, так что в общем случае заряды Q_{0j} не равны друг другу. Обращаясь к уравнению (8.26), видим, что эти заряды определяют уровень $e_2(t)$ на выходе каждого канала. Таким образом, два канала при наблюдении одного и того же объекта на разных фонах могут дать различные сигналы на выходе. Это становится ясным из рассмотрения фиг. 8.10, где показан тест-объект, и фиг. 8.11, где показаны сигналы на выходе и вид полученного изображения.

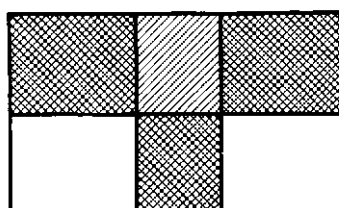
Не существует удовлетворительного решения, позволяющего одновременно устранить все три типа искажений изображения. Спад постоянного уровня можно устранить путем увеличения постоянной времени, но это увеличит продолжительность отри-



Фиг. 8.10. Тест-объект для демонстрации пользы восстановления постоянной составляющей.

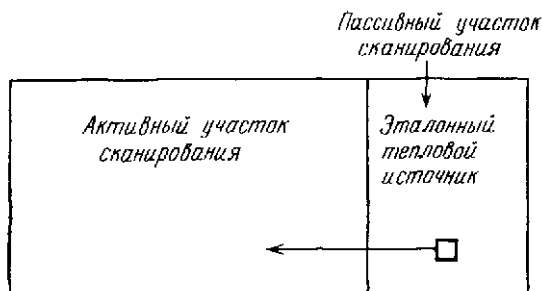


а



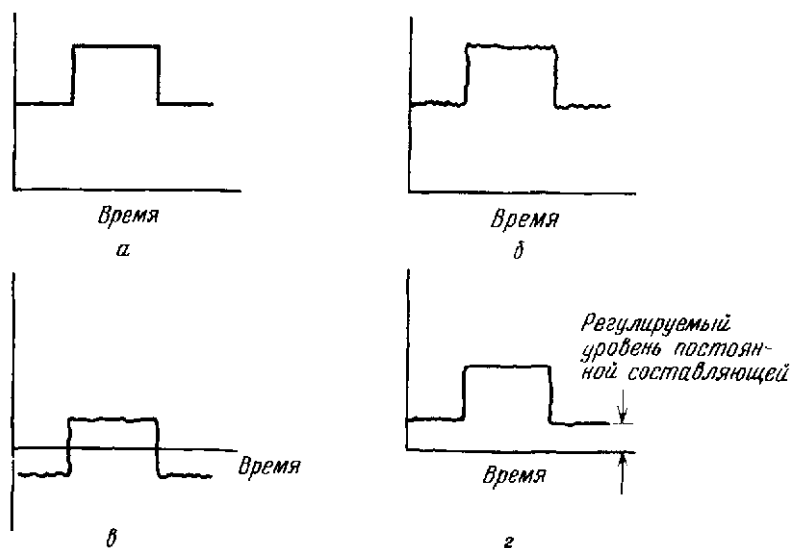
б

Фиг. 8.11. Реакции каналов в системе без восстановления постоянной составляющей на тест-объект, изображенный на фиг. 8.10, в предположении, что $RC \ll T_f$ (а); вид изображения (б).



Фиг. 8.12. Восстановление постоянной составляющей с помощью опорного теплового источника.

пательного выброса, и, наоборот, продолжительность отрицательного выброса можно уменьшить путем уменьшения постоянной времени, но это увеличит спад постоянного уровня. Реакцию каналов можно сделать более однородной, применяя усиление по постоянному току, но это усложнит подачу питающего напряжения на приемник и уменьшит контрасты для деталей объекта с малыми ΔT . Спад и отрицательный выброс можно уменьшить путем зна-



Фиг. 8.13. Сигналы с восстановленной и невосстановленной постоянными составляющими.

а — яркость на входе; б — реакция приемника до передачи сигнала по переменной составляющей; в — реакция приемника после передачи сигнала по переменной составляющей без восстановления постоянной составляющей; г — реакции приемника после передачи сигнала по переменной составляющей с восстановлением постоянной составляющей.

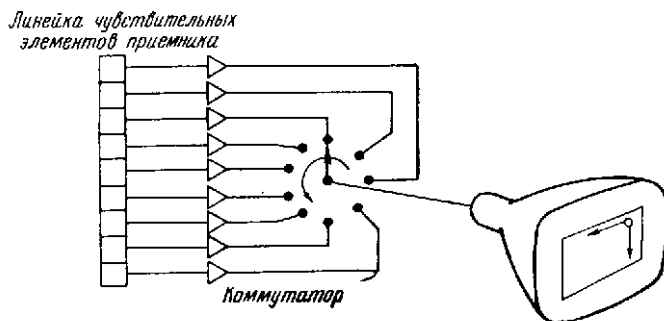
чительного увеличения ширины полосы рабочих частот относительно низкочастотной границы, как в системах с последовательным сканированием, но это не устраняет третий тип искажений.

Удовлетворительным решением является использование последовательного сканирования в сочетании с искусственным восстановлением постоянной составляющей. В одном из вариантов восстановления постоянной составляющей (фиг. 8.12) на неактивном участке сканирования приемник визирует опорный тепловой источник. Этим источником может быть пассивный элемент, например диафрагма, или активный излучатель, например нагреваемый проводник в виде узкой полоски. Во время визирования приемником этого источника сигнал приемника с выхода конденсатора замыкается на землю через резистор и конденсатор заряжается до некоторой постоянной величины, характеризующей реакцию приемника на эталонный источник. Когда приемник достигает активного участка сканирования, схема начинает работать в нормальном режиме и усиливается только переменная составляющая сигнала, падающая на эталонное напряжение конденсатора. Видеосигналы с восстановленной и невосстановленной постоянными составляющими сравниваются на фиг. 8.13.

8.4.2. Коммутация

В системах, в которых используется параллельная обработка сигналов n -элементного приемника излучения, часто желательно уменьшить число n каналов до единственного видеоканала. Это позволяет уменьшить потребление мощности электронной схемой, избежать обработки видеосигнала по множеству каналов, удобно состыковать схему обработки с одноканальным индикаторным устройством, например с однолучевой электронно-лучевой трубкой, или передать видеoinформацию по единственному каналу связи. Процесс сведения n каналов к одному называется коммутацией и может осуществляться как чисто электронным, так и оптико-электронным способами.

Рассмотрим простой случай сканирования по азимуту линейкой соприкасающихся чувствительных элементов приемника (фиг. 8.14). При электронном коммутировании выходы предусилителей приемника подключены к электронному коммутатору, который последовательно опрашивает каждый элемент, повторяя этот процесс периодически. Такую обработку можно назвать обработкой с временным разделением каналов, поскольку один выходной канал при множестве входных каналов с элементов уделяет определенное время на обработку сигнала с каждого элемента. Сигнал с коммутатора подают на блок обработки видеосигнала и индикатор, показанный здесь в виде электронно-лучевой трубки, луч трубки развертывает в пространстве сигнал, изменяющийся во времени,

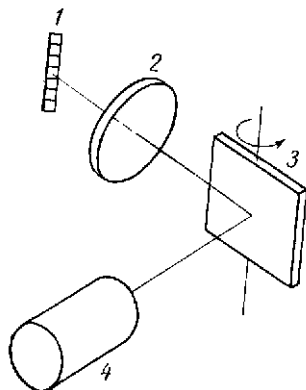


Фиг. 8.14. Электронная коммутация.

и сигналы с различных элементов соответствующим образом изображаются на поверхности экрана. Если частота коммутации достаточно велика, каждый разрешаемый элемент изображения будет опрашиваться достаточно часто, и мы получим бесструктурное изображение. С этой точки зрения типичный электронный коммутатор подробно анализируется в гл. 9.

До последнего времени создание электронного коммутатора с достаточно низким уровнем шумов, характеризующего отсутствием переходных процессов и достаточно высокочастотного, чтобы обеспечить требуемые характеристики системы при его применении, являлось весьма трудной проблемой. Из-за сложности систем с коммутаторами такого типа их труднее изготовить, и они значительно дороже и менее надежны, чем системы некоторых других типов. Общие принципы построения систем с коммутацией и чересстрочной разверткой описаны Кариженским и Мирошниковым [14].

Одним из путей упрощения электронной схемы обработки сигнала является сведение множества входных каналов к одному выходному каналу оптико-электронным способом. При этом все сигналы на низком уровне поступают на многоэлементный индикатор обычно в виде сканирующей линейки светодиодов, визируемой затем телевизионной камерой, чтобы получить единый видео-канал (фиг. 8.15). В такой схеме возможны следующие недостатки. Во-первых, пространственная частота выборки телевизионной камеры (число вертикальных линий) должна существенно превышать частоту выборки при сканировании тепловых картины, чтобы предотвратить искажение изображения. Во-вторых, движение по кадру в тепловизионной и телевизионной частях системы должно быть столь хорошо синхронизировано, чтобы обеспечить постоянное положение на экране светящейся линии, являющейся геометрическим местом точек, которые одновременно пересекаются линиями сканирования тепловизора и телевизионной камеры.



Фиг. 15. Оптико-электронная коммутация.
1 — линейка светодиодов; 2 — объектив; 3 — сканирующее зеркало; 4 — видеокон.

Это позволяет сделать линию незаметной и, если требуется, погасить ее электронным способом. В-третьих, из-за инерционности мишени видеокона изображение обычно не исчезает полностью к концу кадра, поэтому движущиеся нагретые источники создают остаточное ложное изображение.

Оба метода имеют свои достоинства и недостатки. При электронной коммутации обычно не происходит ухудшения МПФ, а при оптико-электронном способе не удастся избежать ухудшения МПФ в телевизионной камере. Электронная коммутация может внести дополнительные шумы и нестационарные помехи в отличие от оптико-электронного способа. При использовании обоих способов возникают искажения, связанные с выборкой: при электронной коммутации — в виде второго раstra, перпендикулярного первому, а в оптико-электронном способе — за счет перекрытия теплового и телевизионного растров.

8.5. Сканирующие системы FLIR

Сканирующие системы FLIR различаются по типу сканирования и способам обработки сигналов с предусилителей приемника. Имеются три типичных способа обработки: многоканальная последовательная или параллельная обработка, стандартная телевизионная обработка и, наконец, нестандартная обработка по типу телевизионной. При многоканальной обработке сигналы с каждого чувствительного элемента приемника поступают на соответствующий элемент индикаторного устройства. При стандартной телевизионной обработке выходной сигнал электронной схемы представляет видеосигнал в едином видеоканале, причем характеристики сигнала соответствуют принятым в вещательном телевидении стандартам, что позволяет сформировать изображение, пользуясь стандартным телевизионным оборудованием. В нестан-

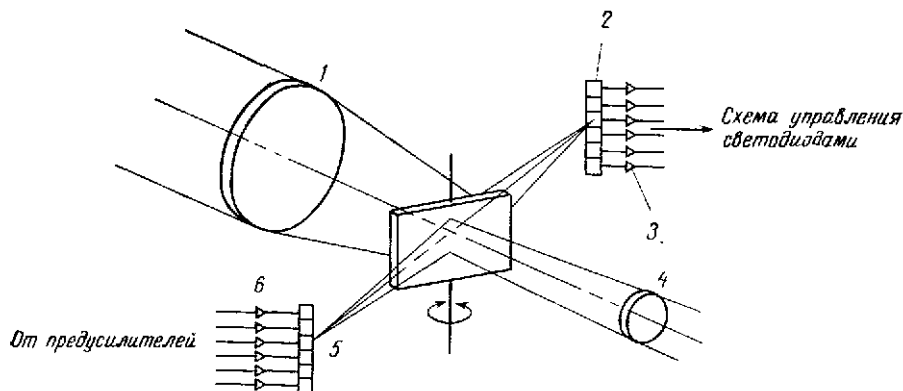
дартных системах по типу телевизионных используются телевизионный формат и монитор, аналогичные используемым в стандартном телевидении.

Современные системы можно разделить на четыре категории в соответствии с наиболее целесообразными сочетаниями типов сканирования и обработки сигнала:

1. Параллельное сканирование — параллельная обработка видеосигналов.
2. Параллельное сканирование — стандартная обработка видеосигналов.
3. Последовательное сканирование — параллельная обработка видеосигналов.
4. Последовательное сканирование — стандартная обработка видеосигналов.

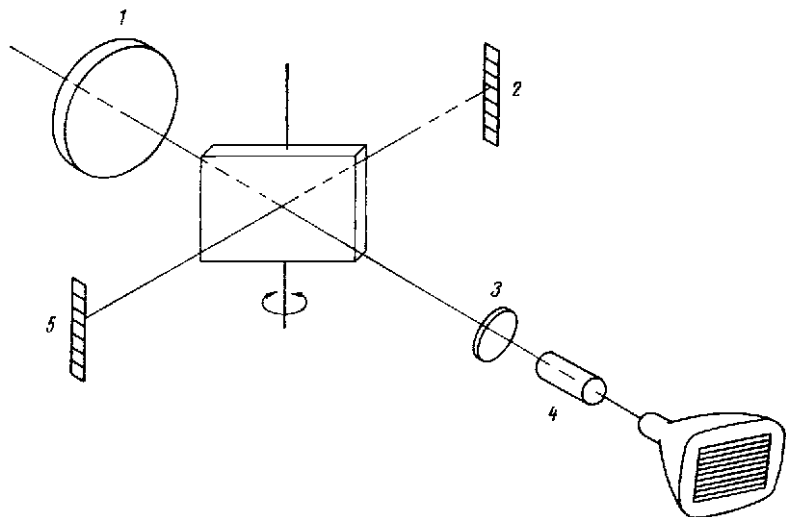
Нестандартные системы по типу телевизионных экономически невыгодны по сравнению с системами других типов и здесь рассматриваться не будут. Остановимся на достоинствах и недостатках систем четырех указанных выше типов.

Простейшей возможной системой с многоэлементным приемником излучения является система с параллельным сканированием и параллельной обработкой сигналов (фиг. 8.16). Для создания такой системы требуется только собирающая оптика, двустороннее сканирующее устройство, многоэлементный приемник с линейкой чувствительных элементов, электронный блок усиления сигналов, блок управления индикаторным устройством, линейка светодиодов и окуляр. Система, изображенная на фигуре,



Фиг. 8.16. Система с параллельным сканированием и параллельной обработкой видеосигналов.

1 — инфракрасный объектив; 2 — линейка чувствительных элементов приемника; 3 — предусилители; 4 — окуляр; 5 — линейка светодиодов; 6 — схема управления светодиодами.



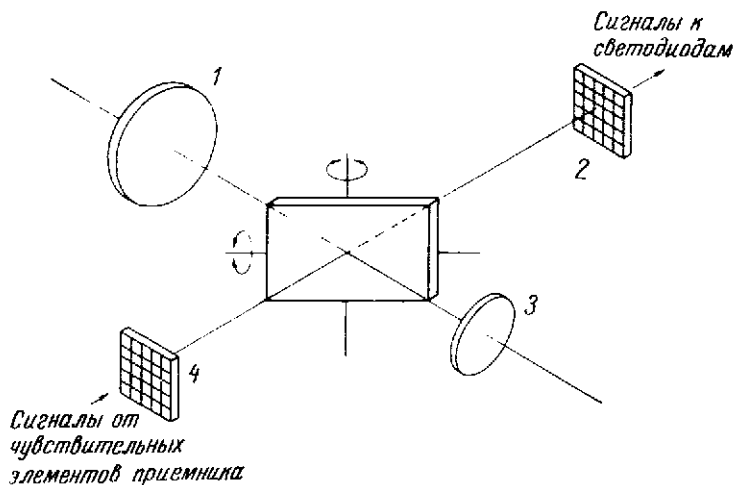
Фиг. 8.17. Система с опто-электронной коммутацией, параллельным сканированием и стандартной телевизионной обработкой сигналов.

1 — инфракрасный объектив; 2 — линейка чувствительных элементов приемника; 3 — объектив для видимой области спектра; 4 — видеоник; 5 — линейка светодиодов.

имеет сканирующее устройство в сходящемся пучке, причем одна сторона тонкого колеблющегося зеркала используется для сканирования тепловой картины, а другая — для формирования видимого изображения. Сигналы приемника излучения усиливаются и используются для соответствующей модуляции видимого излучения светодиодов. Окулярная оптика увеличивает и фокусирует сканирующее изображение линейки светодиодов, обеспечивая наблюдение изображения глазом.

Преимущества такой системы заключаются в том, что в ней не нужна синхронизация, для привода сканирующего устройства требуется небольшая мощность и индикаторное устройство получается компактным. Ее недостатки состоят в следующем: изображение может видеть только один наблюдатель; при частичном отказе одного из каналов в изображении выпадает целая строка; все каналы требуют индивидуальной регулировки; все каналы должны одновременно управляться; может потребоваться восстановление постоянной составляющей сигнала в каналах; видеосигнал для управления индикатором нужно формировать в каждом канале. Несмотря на эти недостатки, построение «параллельно-параллельной» системы — эффективный путь создания малогабаритного прибора наблюдения.

Входная часть системы с параллельным сканированием и преобразованием видеосигналов в соответствии с телевизионным стан-



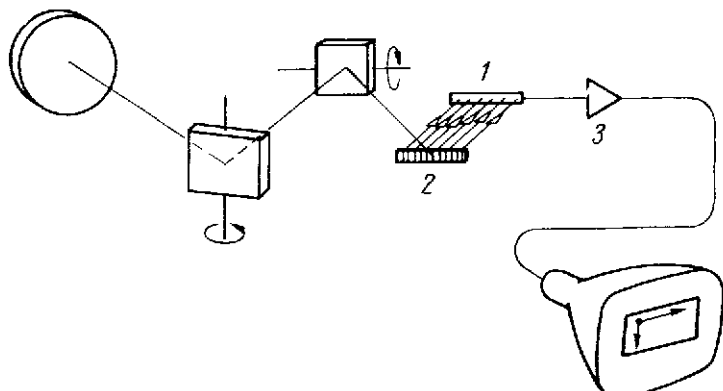
Фиг. 8.18. Система с последовательным сканированием и параллельной обработкой видеосигналов, в которой применяется сканирующее устройство с разверткой по двум осям.

1 — инфракрасный объектив; 2 — мозаика чувствительных элементов приемника; 3 — объектив для видимой области спектра; 4 — мозаика светодиодов.

дартом может быть такой же, как у параллельно-параллельной системы, а получение изображения на стандартном телевизоре осуществляется оптико-электронным путем, как показано на фиг. 8.17 и описано в разд. 8.4.2. Здесь индикатор параллельно-параллельной системы визируется телевизионной камерой, формирующей стандартный видеосигнал. Необходима точная синхронизация кадровой частоты сканирования тепловой картины и телевизора. Весьма тонкой задачей является согласование динамических диапазонов тепловизора и телевизора.

Система с последовательным сканированием и параллельной обработкой сигналов может быть реализована, как показано на фиг. 8.18, где каждый элемент двумерной мозаики многоэлементного приемника подсоединен к соответствующему элементу аналогичной мозаики светодиодов. В таких системах используется способность наблюдателя осуществлять временную суммирование, что в сочетании с последовательным сканированием позволяет сгладить изображение; их достоинством является также простота устройства, поскольку мозаика светодиодов наблюдается непосредственно.

Система с последовательным сканированием и стандартной телевизионной обработкой сигналов показана на фиг. 8.19. В ней используется метод непосредственного формирования стандартного видеосигнала без коммутационных и преобразующих сканирую-



Фиг. 8.19. Система с последовательным сканированием и стандартной телевизионной обработкой сигналов.

1 — интегрирующая линия задержки с отводами; 2 — линейка чувствительных элементов приемника; 3 — устройство для обработки видеосигнала.

щих устройств. Система весьма близка к телевизионной. В ней сочетаются преимущества последовательного сканирования, рассмотренные в предыдущем разделе, с низкой стоимостью индикаторного устройства и таких вспомогательных средств, как устройства для видеозаписи и ретрансляции, генератор специальных отметок, автоматическая система слежения за целью.

Трудно оценить предельные характеристики системы тепловидения, поскольку при современном состоянии их разработок определяющую роль обычно играют конструктивные ограничения, а не теоретические, например обусловленные дифракцией или квантовыми шумами. Интересные сведения по этому вопросу приводятся в статьях Эдгара [15] и Вильямса [16]. Основные выводы, к которым приходит Эдгар, заключаются в том, что из-за ограничений, обусловленных современным состоянием разработок приемников излучения, может потребоваться использование приемников больших размеров, чем это необходимо для удовлетворения критерия разрешающей способности, что приводит к излишней чувствительности. Вильямс считает, что для широкоугольных многострочных систем может потребоваться оптика с таким большим относительным отверстием и соответственно малым фокусным расстоянием, что задача построения системы станет практически невыполнимой.

8.6. Системы тепловидения без сканирования

Обычную систему FLIR с механическим сканированием часто считают слишком громоздкой, дорогостоящей и неэффективной тепловизионной системой. Строчно-кадровая развертка, система

охлаждения приемника излучения, электронный блок обработки сигнала, движущиеся оптические элементы — часто упоминаемые недостатки обычных систем FLIR, которые стимулируют постоянный интерес к более простым в механической и электронной части приборам. Хотя можно себе представить много таких приборов, однако ни один из них по чувствительности, разрешающей способности и постоянной времени не способен заменить сканирующие системы.

Проблема заключается не в том, что существуют какие-то фундаментальные физические ограничения, не позволяющие получить требуемые характеристики с приборами без сканирования, а скорее в том, что из-за низких радиационных контрастов в инфракрасной области спектра предъявляются очень жесткие требования к однородности чувствительных элементов и что линейное усиление сигналов должно сопровождаться вычитанием фона. Таким образом, все приборы получения изображения без сканирования, такие, как полупроводниковые видиконы, электронно-оптические преобразователи и самосканирующие приборы с зарядовой связью (ПЗС), хорошо работающие в видимой области спектра, не будут работоспособными в инфракрасной области спектра без кардинального улучшения однородности и введения сложных электронных или оптико-электронных схем для вычитания фона.

Поскольку обнаружение или преобразование энергии в некогерентном приборе происходит до вычитания фона, чувствительность отдельных элементов приемника несканирующего прибора должна быть очень равномерной, чтобы не возникало паразитной модуляции изображения. Рассмотрим, например, двумерную матрицу чувствительных элементов, заполняющих плоскость изображения и линейно преобразующих излучение в диапазоне длин волн 8—14 мкм в видимый свет. Для фона с температурой 300 К проинтегрированная по спектру плотность потока излучения в указанном диапазоне в соответствии с вычислениями, проведенными в гл. 2, равна $W_B = 1,72 \cdot 10^{-2}$ Вт/см², изменение W с температурой T равно $\partial W / \partial T = 2,62 \cdot 10^{-4}$ Вт/(см² · К) и радиационный контраст равен $C_R = 0,74\%$ /К.

Пусть отдельные элементы матрицы разрешаются глазом, так что пространственно-частотная структура матрицы лежит внутри полосы пропускания глаза. Предположим далее, что чувствительность элементов матрицы характеризуется среднеквадратичным разбросом σ_R относительно среднего значения $\bar{R}$. Тогда до вычитания фона на изображение объекта однородной яркости с разностью температур ΔT относительно фона, имеющего температуру 300 К и характеризующего плотностью потока излучения W_B , будет палочка обусловленная вариациями чувствительности фиксированная картина шумов со среднеквадратичным значением

$$\sigma = \sigma_R W_B \bar{R}. \quad (8.35)$$

Сигнал изображения будет иметь среднее значение

$$\bar{S} = \left[\Delta T \left(\frac{\partial W}{\partial T} \right) \right] \bar{R}. \quad (8.36)$$

Если затем произвести вычитание фона на уровне, эквивалентном плотности излучения $W'_B < W_B$, при условии, что вычитание не затрагивает фиксированную картину шума (т. е. $W_B - W'_B > 3\sigma_R W_B$), то отношение сигнала к шуму в точке изображения объекта равно

$$\frac{C}{\Pi} = \frac{\bar{S}}{\sigma} = \frac{\Delta T (\partial W / \partial T)}{\sigma_R W_B}. \quad (8.37)$$

В качестве примера рассмотрим вычитание фона, устрояющее все сигналы до уровня, эквивалентного 290 К, или $W'_B = 1,56 \times 10^{-2}$ Вт/см². При малых σ_R и ΔT порядка 1 К указанное выше условие выполняется и

$$\frac{C}{\Pi} = \frac{2,62 \cdot 10^{-4}}{\sigma_R (1,72 \cdot 10^{-2})} = 0,0152 / \sigma_R.$$

Следовательно, если отношение сигнала к шуму должно быть равно 5, что является типичным для систем со сканированием при наблюдении объектов с $\Delta T = 1$ К, то среднеквадратичное значение вариаций чувствительности элементов не должно превышать 0,3%.

В проведенном анализе не учитывалось, что пространственный шум в системе FLIR со сканированием на самом деле не фиксированный, а случайным образом меняется от кадра к кадру, вследствие чего отношение сигнала к шуму улучшается в $\sqrt{T_e \dot{F}}$ раз. Поскольку в рассмотренном выше гипотетическом приборе шумы из-за вариаций чувствительности элементов фиксированы во времени, то, чтобы получить такие же характеристики, как в сканирующей системе FLIR с частотой кадров $\dot{F} = 30$ Гц ($T_e = 0,2$ с), нужно улучшить равномерность элементов по чувствительности в $\sqrt{6}$ раз, т. е. требования к равномерности должны быть на уровне 0,12%. Таким образом, если даже прибор практически не имеет внутренних шумов, вариации чувствительности элементов создают фиксированную картину шумов, которая ухудшает характеристики прибора.

Требования к равномерности элементов по чувствительности по проведенной выше оценке столь высоки, что в ближайшее время не приходится рассчитывать на их выполнение в двумерных мозаиках различных типов. Таким образом, мы не видим перспектив построения многоэлементных приемных устройств по типу глаза для наземных систем тепловидения. Подставляя величины Q вместо W в выведенные выше уравнения, читатель может сам

убедиться, что для приборов, реагирующих на поток фотонов, а не на поток излучения, требования к однородности будут еще более жесткими. В фотоприемных устройствах с кадровой разверткой также возникает проблема однородности, однако при использовании многоэлементных приемников с одномерными линейками чувствительных элементов легче достичь равномерности по чувствительности. Одномерность вариаций чувствительности, проявляющаяся на экране индикаторного устройства в виде шумов, позволяет наблюдателю с большим успехом рассматривать изображение, не обращая внимания на шумы, чем при двумерной картине шумов.

Если удастся решить проблему однородности, то фотоприемные устройства, непрерывно визирующие картину, будут иметь весьма существенное преимущество по сравнению с системами с кадровой разверткой. Это связано с тем, что глаз суммирует во времени сигналы и среднеквадратичную величину шумов в точке за время T_e , так что шумы системы с кадровой разверткой суммируются по своим среднеквадратичным значениям только в течение короткой части интервала T_e , а в системах, непрерывно визирующих картину, шумы усредняются по среднеквадратичному значению все время. Поэтому требования к тепловой чувствительности устройств, непрерывно визирующих картину, могут быть снижены на 1—2 порядка по сравнению с требованиями к системам с кадровой разверткой.

По-видимому, лучшим способом оценки этого эффекта является математическое описание по Будрыкису [17] временной чувствительности глаза в частотной области с помощью приближенных выражений, например таких, как частотная характеристика фильтра нижних частот

$$\tilde{r} = [1 + (2\pi T_e f)^2]^{-1/2}. \quad (8.38)$$

Рассмотрим изображения точечного источника в системе с кадровой разверткой и системе, непрерывно визирующей объект. Пусть обе системы имеют одинаковые функции рассеяния и одинаковые передаточные функции сигнала и не имеют фиксированных шумов, так что составляющие сигналов в обеих системах идентичны. Тогда изображения, создаваемые двумя системами, будут различаться только составляющими шумов. Глаз будет осуществлять пространственную суммацию сигналов и шумов одинаково в обеих системах. Если далее предположить, что спектральная плотность мощности пространственных шумов на экране индикатора в обоих случаях различается только масштабным коэффициентом по амплитуде A , то явление пространственной суммации не будет влиять на результаты сравнения двух систем.

Определим теперь кажущуюся, или воспринимаемую, временную эквивалентную шумовую полосу для каждой системы.

Пусть $g^2(f)$ — временная спектральная плотность мощности шумов на экране индикатора системы с кадровой разверткой и $A^2 g^2(f)$ — та же характеристика для непрерывно визирующей картину системы. Тогда ширина воспринимаемой эквивалентной шумовой полосы для системы с кадровой разверткой будет равна

$$\Delta f_F = \frac{1}{T_e \dot{F}} \int_0^\infty g^2(f) df, \quad (8.39)$$

а для непрерывно визирующей картину системы

$$\Delta f_S = \int_0^\infty A^2 g^2(f) [1 + (2\pi T_e f)^2]^{-1} df. \quad (8.40)$$

Если желательно, чтобы обе системы имели одинаковую чувствительность, нужно приравнять полосы по ширине и решить уравнение относительно A^2 . Тогда получим

$$A^2 = \frac{(1/T_e \dot{F}) \int_0^\infty g^2(f) df}{\int_0^\infty g^2(f) [1 + (2\pi T_e f)^2]^{-1} df}. \quad (8.41)$$

Поскольку при одинаковом характере шумов величины тепловой чувствительности двух идентичных по другим параметрам систем относятся как корни квадратные из ширины полосы, можно использовать A как сравнительный параметр, эквивалентный шуму:

$$A = (T_e \dot{F})^{-1/2} \left\{ \frac{\int_0^\infty g^2(f) df}{\int_0^\infty g^2(f) [1 + (2\pi T_e f)^2] df} \right\}^{1/2}. \quad (8.42)$$

Смысл параметра A состоит в том, что объективно тепловая чувствительность непрерывно визирующей картину системы может быть в A раз хуже чувствительности аналогичной системы с кадровой разверткой.

Рассмотрим в качестве простого примера шум, который является белым до некоторой граничной частоты f_1

$$f_1 = \frac{1}{2\pi T_e}. \quad (8.43)$$

Тогда

$$A = (T_e \dot{F})^{-1/2} \left(\frac{f_1}{\frac{\pi}{2} \frac{1}{2\pi T_e}} \right)^{1/2} = 2 \left(\frac{f_1}{\dot{F}} \right)^{1/2}. \quad (8.44)$$

Для типичного многоэлементного приемного устройства с кадровой разверткой $f_1 = 10^4$ Гц и $F = 30$ Гц, так что $A = 2 (10^4/30)^{1/2} = 36,4$. Таким образом, некоторый критический параметр системы, непрерывно визирующей объект, может быть в 36 раз хуже, чем это обычно требуется. Например, соответственно может быть меньше площадь входного зрачка собирающей оптики, ниже D^* или выше шумы электронной схемы обработки сигнала. Однако следует подчеркнуть, что эти преимущества могут быть реализованы только при достижении однородности по чувствительности.

История попыток создания несканирующих систем с удовлетворительными характеристиками восходит по меньшей мере к 1929 г. С тех пор не удалось построить ни одного прибора, который по совокупности таких параметров, как скорость обновления информации, тепловая чувствительность и пространственное разрешение, находился бы на уровне, требуемом для получения в земных условиях изображения телевизионного качества, хотя предлагалось не менее 13 различных принципиальных схем построения приборов. Ниже приводится краткое описание семи типов приборов без сканирования.

8.7. Эвапорографы

Первые тепловизионные системы, в которых использовался принцип эвапорографии, были описаны Черни [18], Черни и Молле [19], Робинсоном и др. [20], Мак-Даниэлем и Робинсоном [21], Овребо и др. [22], а также Сипцовым [23]. Несмотря на различие конструкций, основной принцип построения всех эвапорографов одинаков: тонкая мембрана помещена в камеру с перенасыщенными парами масла, причем вся система находится в тепловом равновесии. В состоянии равновесия скорость испарения паров масла с поверхности мембраны и скорость их конденсации на этой поверхности равны. Однако, если с помощью оптической системы создать на мембране изображение тепловой картины, равновесие нарушается. Если мембрана и пленка масла на ней достаточно тонкие, то при освещении пленки белым светом будут наблюдаться интерференционные цвета. Эта картина, обусловленная различной степенью испарения летучей жидкости с поверхности мембраны, будет соответствовать поглощению теплового излучения мембраной.

В начале 50-х годов Фоши [24] с сотрудниками предложили использовать свойства тонкой пленки в эвапорографе для получения теплового изображения другим путем. Они наносили жидкую пленку с малой вязкостью на тыльную сторону тонкой зачерненной мембраны, как в эвапорографе, но теперь пленка освещалась и рассматривалась через оптическую шлирен-систему. При этом становились видимыми деформации поверхности, вызванные

изменениями поверхностного натяжения из-за локального нагревания пленки. С помощью этого прибора не удалось получить удовлетворительного изображения из-за слишком большого размытия последнего, обусловленного тепловой проводимостью пленки. В так называемом паниконе фирмы «Гретаг» [25] эта проблема решена путем нагревания пленки только в дискретных точках двумерной картины, для чего используется маска в виде сетки, изолирующая малые участки пленки.

Все упомянутые приборы обладают недостатками, связанными с тем, что это тепловые приемники, т. е. образование изображения зависит от создаваемой излучением разности температур на чувствительной поверхности. При использовании чувствительных к теплу поверхностей возникает ряд серьезных проблем:

1. Необходимость обеспечения высокой тепловой чувствительности поверхности делает ее весьма восприимчивой к излучению корпуса прибора и требует изоляции поверхности от всех тепловых источников, кроме рассматриваемой картины.
2. При воспроизведении изображения движущихся объектов требуется малая постоянная времени, для чего необходима быстрая передача тепла по поверхности. Последнее требование несовместимо с требованием ограничения рассеяния изображения для обеспечения высокого разрешения.
3. Контрасты обычно получаются низкими, поскольку не существует простых способов вычитания фона.
4. На относительно большой чувствительной поверхности трудно обеспечить равномерную чувствительность, и поэтому часто появляется паразитная модуляция.

8.8. Инфракрасные полупроводниковые видиконы

Более совершенные телевизионные передающие трубки вытеснили механические сканирующие системы в телевидении. Это воодушевило многих исследователей попытаться сделать нечто подобное с системами FLIR, однако до сих пор достигнутые успехи невелики. Самая трудная проблема связана с тем, что высокие уровни потоков излучения от фона в далекой инфракрасной области спектра в наземных условиях приводят к насыщению генерирующих заряды чувствительных поверхностей и обеднению электронами считывающих пучков, и в результате требуется вычитание фона. Это означает, что большинство схем с видиконами сможет успешно работать только на холодных фонах, например на фоне космоса. Другая серьезная проблема состоит в том, что видиконы, линейно преобразующие поток теплового излучения или поток квантов в электрические сигналы, должны обладать очень высокой

однородностью чувствительности, чтобы избежать паразитной модуляции, как уже указывалось в разд. 8.6. К настоящему времени разработаны четыре типа инфракрасных полупроводниковых видиконов.

Сообщение об одной из ранних разработок Реддингтона и ван Гердена [26] появилось в 1959 г. Упомянутые авторы исследовали мишени из фотопроводящих материалов (кремния и германия с примесями), работающих при низких температурах. Мишени из кремния, легированного золотом, дали наилучшие результаты, однако спектральная чувствительность ограничивалась длиной волны ~ 2 мкм, и достаточно высокой чувствительности получить не удалось. В 1962 г. Хейман и Кунце [27] сообщили о резистроне — инфракрасном видиконе с граничной длиной волны спектральной характеристики 2 мкм. В резистроне использовалась мишень из сульфида свинца. Для получения удовлетворительного изображения требовался дополнительный осветитель мощностью 1,5 кВт. Берг и Бриссо [28] в 1969 г. описали две телевизионные трубки со спектральной чувствительностью, ограниченной длиной волны 2 мкм. В первой использовалась фотопроводящая мишень из $\text{PbS} - \text{PbO}$, а во второй — мозаика из германиевых фотодиодов. Обе трубки надо было охлаждать, а для получения удовлетворительного изображения требовалось дополнительное освещение рассматриваемой картины. В 1971 г. Ким и Даверн [29] продемонстрировали возможности использования одномерной и двумерной мозаик из фотодиодов на основе арсенида индия со спектральной чувствительностью от 2,5 до 3,4 мкм.

Диммок [30] сделал обзор большинства упомянутых работ и провел сравнительный анализ некоторых гипотетических телевизионных трубок и обычных систем FLIR для разных уровней потока излучения от фона. Он рассмотрел как видиконы с мозаиками в виде линеек и механическим сканированием, так и видиконы с двумерными мишенями и сделал следующие теоретические выводы:

1. Видикон с одномерной мозаикой-линейкой будет удовлетворительно работать на земных фонах как в диапазоне 3—5 мкм, так и в диапазоне 8—14 мкм.
2. Видиконы с двумерной мозаикой или с непрерывной чувствительной поверхностью и с неравномерностью чувствительности не более 0,04% будут хорошо работать на земных фонах в диапазоне 3—5 мкм, а в диапазоне 8—14 мкм работать не смогут.
3. На холодных космических фонах видиконы с двумерной мишенью будут работать лучше, чем видиконы с одномерной линейкой чувствительных элементов и обычные сканирующие системы.

Диммок предложил вычитать фон, используя расфокусированный электронный пучок для равномерного снятия заряда с мишени или применяя фотопроводящие мишени, являющиеся одновременно фотоэмиттерами.

8.9. Пироэлектрические видиконы

Пироэлектрические материалы обладают свойством изменять свою электрическую поляризацию при изменении температуры. Томпсет [31] описал использование пироэлектрических свойств триглицинсульфата (ТГС) для создания инфракрасного видикона. В предложенной им схеме монокристалл ТГС электрически поляризуется под действием приложенного постоянного электрического поля. Лицевая поверхность кристалла покрывается тонким проводящим слоем, потенциал которого поддерживается постоянным. Падающее тепловое излучение вызывает изменение поляризации, в результате чего возникает соответствующим образом распределенная разность потенциалов между проводящей поверхностью и тыльной непроводящей поверхностью. Тыльная поверхность сканируется электронным лучом, электроны вносят заряд, нейтрализующий разность потенциалов. Ток луча в функции положения луча является аналогом тепловой картины. Поскольку пироэлектрический видикон — тепловой прибор, перед каждым новым кадром должна быть восстановлена однородная температура чувствительного слоя, чтобы устранить смазывание изображения. В пироэлектрическом видиконе Томпсета для этой цели используется механическая заслонка, обеспечивающая восстановление исходной температуры кристалла ТГС в промежутке между кадрами. По заключению Томпсета можно получить разрешающую способность 10^4 элемент/см² и тепловую чувствительность $\sim 1^\circ\text{C}$ при частоте кадров ~ 10 Гц.

8.10. Электронно-оптические преобразователи

Было предпринято несколько попыток разработать чувствительные в инфракрасной области спектра трубки по образцу электронно-оптических преобразователей изображения, отличающихся простотой в работе. Гарбуни и др. [32] описали трубку, названную фототермическим преобразователем изображения (термиконом). В этом тепловом приборе бегущий световой луч используется для возбуждения фотоэлектронной эмиссии с тонкого фотокатода, расположенного в фокальной плоскости инфракрасного объектива. Термикон работал с телевизионной кадровой частотой и имел хорошую разрешающую способность, но минимально обнаруживаемая разность температур для больших объектов составляла лишь $\sim 10^\circ\text{C}$. В статье [32] приведен анализ предельных возможностей термиконов.

Офан и др. [33] рассмотрели трубку, названную «сервал» и представляющую собой тепловой преобразователь изображения, в котором используется возбуждаемая ультрафиолетовым излучением фотоэлектронная эмиссия с фотопроводящего катода для получения видимого изображения на флуоресцирующем экране. Ульмер [34] описал тепловой прибор, в котором изменения температуры тонкой масляной пленки вызывают изменения отражательной способности, которые обнаруживаются при освещении. Шуассер и Высочанский [35] разработали тепловой преобразователь изображения — трубку под названием «болокон». В этом приборе фотоэлектронная эмиссия с фотокатода, нанесенного на тонкое полупроводящее стекло, возбуждается ультрафиолетовым излучением. Мортон и Форге [36] описали фотопроводящий чувствительный слой из сульфида свинца, используемый в преобразователях изображения.

8.11. Лазерный параметрический преобразователь изображения с повышением частоты

Преобразование с повышением частоты представляет собой метод, в котором инфракрасное излучение смешивается с когерентным излучением гетеродина в оптически нелинейном материале. В результате получается видимый свет, пространственно промодулированный так же, как инфракрасное излучение. Электромагнитная теория преобразования с повышением частоты описана Яривом [37] и здесь не приводится. Лазерное параметрическое преобразование с повышением частоты возможно только в таких оптических кристаллах, которые не обладают симметрией инверсии, так что электрическая восприимчивость кристалла нелинейна. В этом случае электрическое поле внутри кристалла вызывает электрическую поляризацию, пропорциональную квадрату напряженности поля. Падающая волна с частотой ω_{IR} при наличии частоты накачки ω_p преобразуется в волну видимого света с частотой ω_V , равной

$$\omega_V = \omega_{IR} + \omega_p. \quad (8.45)$$

Такое преобразование в кристалле осуществляется только при выполнении целого ряда требований.

Первое, наиболее важное требование заключается в том, чтобы волновые векторы были согласованы по эффективной длине взаимодействия в кристалле и обеспечивалось сохранение количества движения

$$\mathbf{K}_V = \mathbf{K}_{IR} + \mathbf{K}_p. \quad (8.46)$$

Поскольку показатели преломления для инфракрасного излучения и излучения накачки различны, это условие может выполняться

ся только в случае, когда кристалл двоякопреломляющий, т. е. показатели преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей различны. В зависимости от отношения этих показателей можно поляризовать излучение накачки в направлении обыкновенного или необыкновенного лучей, так что оно оказывается согласованным по фазе с компонентой инфракрасного излучения, поляризованного в другом направлении.

Второе требование заключается в том, чтобы кристалл был прозрачен для всех трех длин волн и обеспечивал тем самым высокую эффективность преобразования. В соответствии с третьим требованием необходим подходящий усилитель яркости создаваемого изображения, не вносящий дополнительных шумов. Поток фотонов видимого излучения не может быть больше потока фотонов падающего инфракрасного излучения, и эффективность преобразования в действительности невелика, а полученный видимый свет слабый. Четвертое требование заключается в том, что должен использоваться подходящий фильтр, который мог бы отделить слабый пучок видимого света от мощного излучения накачки. Выбор фильтра осложняется тем, что по длинам волн эти излучения отличаются только на доли микрометра:

$$\lambda_p - \lambda_V = \frac{\lambda_p^2}{\lambda_p + \lambda_{IR}}. \quad (8.47)$$

Ярив вывел выражение для эффективности преобразования с повышением частоты по мощности P_V/P_{IR} , пренебрегая потерями на отражение и поглощение в кристалле:

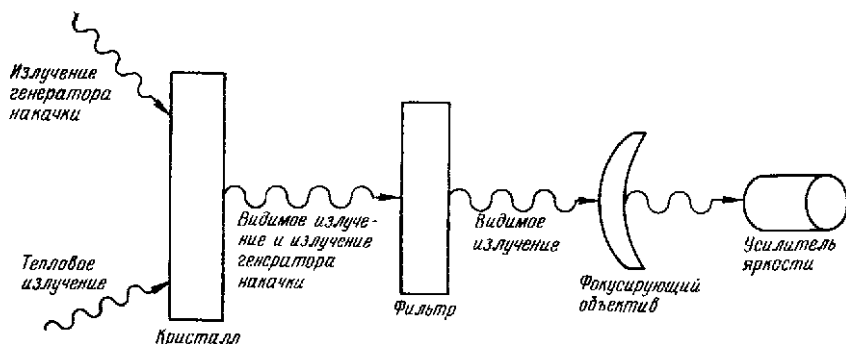
$$\frac{P_V}{P_{IR}} \approx \frac{\omega_V^2 l^2 d^2}{2\pi I_{IR} n_p n_V} \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{3/2} \frac{P_p}{A}, \quad (8.48)$$

где ω_V — частота видимого света, l — эффективная длина взаимодействия, n — показатель преломления, μ_0 — магнитная проницаемость в вакууме, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость в вакууме, P_p — мощность накачки, A — эффективное сечение взаимодействия и d — коэффициент оптической нелинейности, определяемый по Яриву. Очевидно, что эффективность возрастает с увеличением плотности мощности накачки и эффективной длины взаимодействия в кристалле.

При применении метода преобразования с повышением частоты для получения теплового изображения в широкой полосе возникает множество проблем. Самая трудная связана с тем, что угловое увеличение при таком преобразовании зависит от длины волны и определяется выражением

$$M = \left(\frac{n_{IR}}{\lambda_{IR}} \right) / \left(\frac{n_V}{\lambda_V} \right). \quad (8.49)$$

Если выбрать материал, обеспечивающий постоянство этого отношения для всех представляющих интерес значений λ_{IR} (т. е. про-



Фиг. 8.20. Принципиальная схема параметрического преобразователя изображения с повышением частоты.

известии согласование по дисперсии), то компоненты изображения на всех длинах волн сфокусируются в одном месте. В противном случае для каждой длины волны будет свое угловое увеличение, что эквивалентно наличию поперечной хроматической аберрации. Однако, если провести согласование по дисперсии, на величину поля зрения наложатся ограничения, связанные с условием согласования по фазе.

Наиболее подходящим материалом для преобразования излучения в окрестности длины волны 10 мкм в видимый свет является прустит Ag_3AsS_3 . Основные элементы системы преобразования с повышением частоты показаны на фиг. 8.20. Сторонники метода параметрического преобразования изображения с повышением частоты указывают на следующие его преимущества по сравнению с обычными методами сканирования:

1. Пространственно-непрерывное (без выборки) изображение.
2. Отсутствие системы охлаждения.
3. Потенциальная возможность получать изображение без дополнительных шумов.
4. Потенциальная возможность обойтись без инфракрасной оптической системы.
5. Отсутствие механических движущихся частей, обеспечивающее простоту устройства.

Однако основным недостатком метода является, по-видимому, потребность в очень высокой мощности накачки. Например, согласно оценке Уорнера [38], для получения тепловой чувствительности $\sim 1^\circ\text{C}$ в преобразователе с повышением частоты с числом элементов в изображении 100×100 требуется источник накачки, произведение мощности которого на постоянную времени приемника видимого света равно 1000 Вт·с. Ясно, что это довольно пло-

хие характеристики системы при столь большом расходе мощности.

По результатам анализа, проведенного Мильтоном [39] с учетом как практических, так и теоретических ограничений, конкурентоспособность систем преобразования с повышением частоты с обычными системами FLIR маловероятна по следующим причинам:

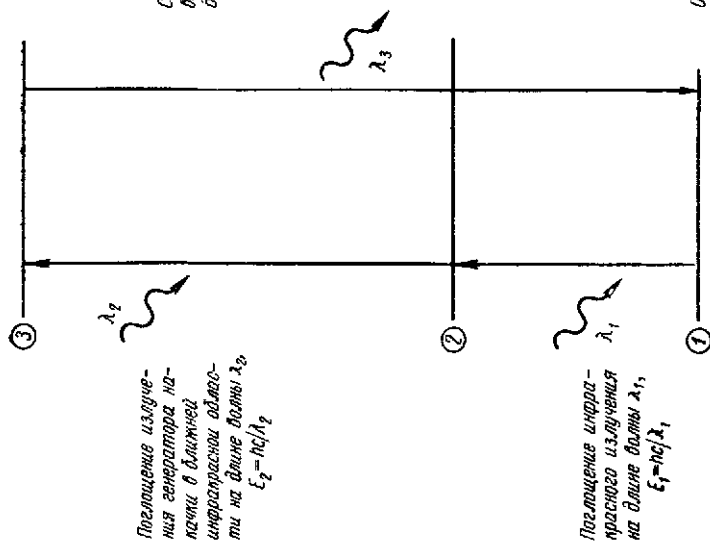
1. Слишком низка квантовая эффективность обнаружения.
2. Слишком высока требуемая мощность накачки.
3. Слишком жестки присущие методу ограничения поля зрения.
4. Требуется специальное устройство для вычитания потока от фона.
5. Существуют присущие данному методу ограничения в разрешающей способности.

Мильтон также сделал вывод, что метод параметрического преобразования с повышением частоты больше подходит для лазерной инфракрасной локации и для активных средств получения изображения с импульсной лазерной подсветкой. Подробные обобщающие сведения о данном методе содержатся в статьях [40—42].

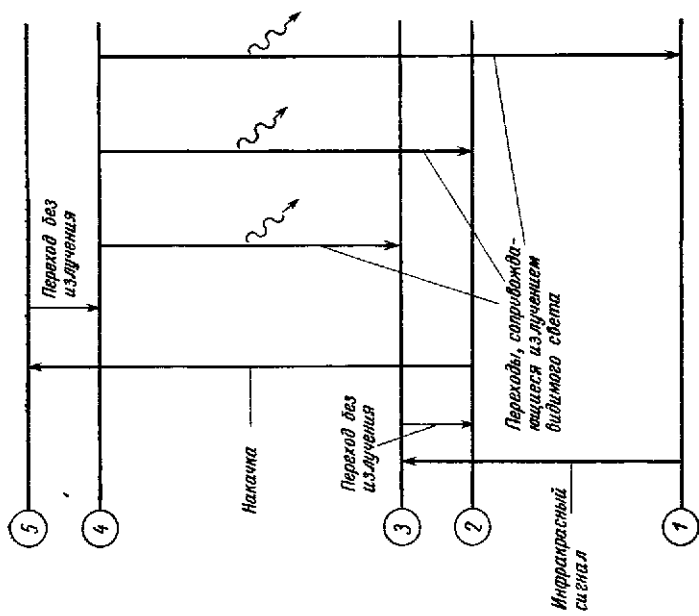
8.12. Инфракрасные квантовые счетчики

Инфракрасные квантовые счетчики (ИККС) являются преобразователями инфракрасного излучения в видимое, в которых используется обмен энергии излучения с энергией электронных уровней для получения твердотельного преобразователя изображения. Принцип действия ИККС был предложен в 1959 г. Бломбергенем [43] и подробно проанализирован Эстеровицем и др. [44]. Он основан на предположении, что в примесных редкоземельных соединениях структура ионных энергетических уровней такова, что существуют переходы, соответствующие как видимому, так и инфракрасному излучению, и заключается в том, что ион, возбужденный в результате поглощения фотона инфракрасного излучения, может быть переведен с помощью лазерного гетеродина еще на более высокий энергетический уровень, с которого спонтанно излучается видимый свет. Простейшая модель трехуровневого ИККС показана на фиг. 8.21.

Трехуровневый ИККС непригоден для практического использования по причинам, изложенным Эстеровицем и др. [44]. На практике используется пятиуровневая схема, показанная на фиг. 8.22. Наиболее подходящий материал для демонстрации действия ИККС — трихлорид лантана LaCl_3 , активированный празеодимом Pr^{3+} . В этом соединении имеется достаточное число пере-



Фиг. 8.21. Простейшая модель трехуровневого инфракрасного квантового счетчика.



Фиг. 8.22. Пятиуровневый инфракрасный квантовый счетчик.

ходов, чтобы обеспечить чувствительность в широкой полосе от 3 до 5 мкм.

Квантовая эффективность и выходной световой поток ИККС столь низки, что для достижения приемлемой яркости изображения необходимо применение усилителя яркости изображения или другого аналогичного прибора. Достаточно эффективный ИККС будет весьма сложным прибором даже по сравнению с приборами с механической разверткой. Для подавления маскирующих изображений сигналов помехи от переходов, обусловленных температурой кристалла, кристалл необходимо охлаждать. Для достижения эффективного преобразования инфракрасного излучения в видимое нужно использовать накачку относительно большой мощности, к тому же в такой спектральной области, где лазеры неэффективны. Наконец, ИККС является прибором с линейным преобразованием числа фотонов по постоянной составляющей, поэтому для улучшения контраста изображения требуется специальное устройство для вычитания фона. Источниками шумов теоретически идеального ИККС являются квантовые шумы инфракрасного сигнала, автоэмиссионный шум перехода, шум накачки и шум усилителя яркости. Ограничения из-за неоднородностей чувствительности по поверхности кристалла пока не определялись. Эксперименты с ИККС описаны в статьях [45, 46].

ЛИТЕРАТУРА

1. Astheimer R. W., Wormser E. M., Instrument for Thermal Photography, *JOSA*, **49**, 184—187 (1959).
2. Astheimer R. W., Schwarz F., Thermal Imaging Using Pyroelectric Detectors, *Appl. Opt.*, **7**, 1687—1695 (1968).
3. Nichols L. W., Lamar J., Conversion of Infrared Images to Visible in Color, *Appl. Opt.*, **7**, 1757—1762 (1968).
4. Kutzcher E. W., Zimmermann K. H., A Scanning Infrared Inspection System Applied to Nondestructive Testing of Bonded Aerospace Structures, *Appl. Opt.*, **7**, 1715—1719 (1968).
5. Astheimer R. W., Infrared to Visible Conversion Devices, *Phot. Sci. and Eng.*, **13**, 127—133 (1969).
6. Jatteau M., Infrared Thermography Equipment for Medical Applications, *Philips Tech. Rev.*, **30**, 278—291 (1969).
7. Gershon-Cohen J., Medical Thermography, *Scientific American*, 94—102 (1967).
8. Borg S. B., Thermal Imaging with Real-Time Picture Presentation, *Appl. Opt.*, **7**, 1697—1703 (1968).
9. Sundstrom E., Wide-Angle Infrared Camera for Industry and Medicine, *Appl. Opt.*, **7**, 1763—1768 (1968).
10. Gramm C. F., Infrared Equipment, Applied Optics and Optical Engineering, R. Kingslake, ed., Vol. 2, Academic, 1965, Ch. 9.
11. Borely C. R., Guildford L. H., A 100 Line Thermal Viewer, *Infrared Physics*, **8**, 131—134 (1968).
12. Lindberg P. J., A Prism Line-Scanner for High-Speed Thermography, *Optica Acta*, **15**, 305—316 (1968).

13. Laakmann P., United States Patent Number 3723642, Thermal Imaging System, 1971.
14. Кариженский Е. Я., Мирошников М. М., Сканирующие системы для тепловизоров, *Оптико-механическая промышленность*, 37, № 9, 39—42 (1970).
15. Edgar R. F., Some Design Consideration for Infrared Image Scanning Systems, *Infrared Physics*, 8, 183—187 (1968).
16. Williams C. S., Limitations on Optical Systems for Images of Many Discrete Elements of Area, *Appl. Opt.*, 6, 1383—1385 (1967).
17. Budrikis Z. L., Visual Thresholds and the Visibility of Random Noise in TV, *Proc. IRE* (Australia), 751—759 (1961).
18. Czerny M., *Physik*, 53, 1 (1929).
19. Czerny M., Mollet, *Zeitschrift für technische Physik*, 18, 582 (1937).
20. Robinson et al., *JOSA*, 47, 340 (1957) (только реферат).
21. McDaniel G. W., Robinson D. Z., Thermal Imaging by Means of the Evaporograph, *Appl. Opt.*, 1, 311—324 (1962).
22. Ovrebo P. J., Sawyer R. R., Ostergren R. H., Powell R. W., Woodcock E. L., Industrial, Technical and Medical Applications of Infrared Techniques, *Proc. IRE* (1959).
23. Sintsov V. N., Evaporographic Image Quality, *Appl. Opt.*, 6, 1851—1854 (1967).
24. Poshce L. L., Hughes Aircraft Company, Culver City, California (частное сообщение).
25. Gretag AG, CH-8105, Regensdorf, Switzerland.
26. Redington R. W., van Heerden P. J., Doped Silicon and Germanium Photoconductors as Targets for Infrared Television Camera Tubes, *JOSA*, 49, 997—1001 (1959).
27. Heilmann W., Kunze C., Infrarot-Vidikon, *Infrared Physics*, 2, 175—181 (1962).
28. Berth M., Brissot J. J., Targets for Infrared Television Camera Tubes, *Philips Technical Review*, 30, 270—279 (1969).
29. Kim C. W., Davern W. E., InAs Charge-Storage Photodiode Infrared Vidicon Targets, *IEEE Trans. Elec. Dev.*, ED-18, 1062-1069 (1971).
30. Dimmock J. O., Capabilities and Limitations of Infrared Imaging Systems, *Proc. SPIE Seminars Developments in Electronic Imaging Techniques*, 32 (1972).
31. Thompsett M. F., A Pyroelectric Thermal Imaging Camera Tube, *IEEE Trans. Elec. Dev.*, ED-18, 1070—1074 (1972).
32. Garbuny M., Vogel T. P., Hansen J. R., Image Converter for Thermal Radiation, *JOSA*, 51, 261—273 (1961).
33. Auphan M., Boutry G. A., Brissot J. J., Dormont H., Perilhou J., Pietri G., Un Tube Transformateur d'Image pour l'Infrarouge Moyen a Couche Photoconductive et Couche Photoemissive Juxtaposees: Le Serval, *Infrared Physics*, 3, 117—127 (1963).
34. Ulmer W., A New Type of Optical Image Converter, *Infrared Physics*, 11, 221—224 (1971).
35. Choissier J. P., Wysoczynski, Electronic Vision Corporation, San Diego, California (частное сообщение).
36. Morton G. A., Forgue S. V., An Infrared Pickup Tube, *Proc. IRE*, 47, 1607—1609 (1959).
37. Yariv A., Introduction to Optical Electronics, Holt, Rinehart, Winston, 1971, Ch. 8.
38. Warner J., Parametric Upconversion from the Infra-Red, *Optoelectronics*, 3, 37—48 (1971).
39. Milton A. F., Upconversion — A Systems View, *Appl. Opt.*, 11, 2311—2330 (1972).

40. Midwinter J. E., Zernike F., Note on Up-Converter Noise Performance, *IEEE J. Quant. Electr.*, QE-5, 130—131 (1969).
41. Andrews R. A., IR Image Parametric UP-Conversion, *IEEE J. Quant. Electr.*, QE-6, 68—80 (1970).
42. Midwinter J. E., Parametric Infrared Image Converters, *IEEE J. Quant. Electr.* QE-4, 716—720 (1968).
43. Bloembergen N., Solid State Infrared Quantum Counters, *Phys. Rev. Letters*, 2, 84—85 (1959).
44. Esterowitz L., Schnitzler A., Noonan J., Bahler J., Rare Earth Infrared Quantum Counter, *Appl. Opt.*, 7, 2053—2070 (1968).
45. Porter J. F., Sensitivity of Pr^{3+} : LaCl_3 Infrared Quantum Counter, *IEEE J. Quant. Electr.*, 113—115 (1965).
46. Gandrud W. B., Moos H. W., Improved Rare-Earth Trichloride Infrared Quantum Counter Sensitivity, *IEEE, J. Quant. Electr.*, QE-4, 249—252 (1968).

Глава 9

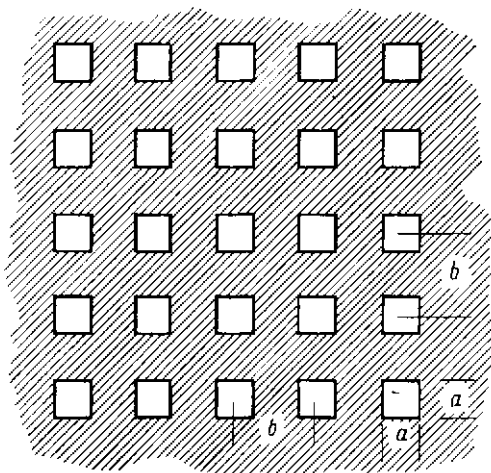
Выборка

9.1. Введение

В системах изображения выборка оказывает столь же большое влияние на качество изображения, как оптическая передаточная функция и тепловая чувствительность. Примерами процессов выборки являются использование линеек дискретных чувствительных элементов приемников излучения для разложения изображения, электронная коммутация или широтно-импульсная модуляция, преобразование информации при сканировании и относительное перемещение между наблюдаемой картиной и приемным устройством, работающим с покадровым разложением. Роль выборки при получении изображения рассматривается в работах [1—10].

Как отмечалось в гл. 3, к важнейшим свойствам высококачественных процессов получения изображения относятся пространственная инвариантность импульсной реакции и линейность передачи сигнала. Если система FLIR не обладает этими свойствами, то возможно искажение изображения. Пространственная и временная выборки осуществляются в том случае, когда в системе имеются дискретные отклонения от инвариантности, а выборка по амплитуде — при дискретных отклонениях от линейности. В системах изображения особое значение имеют два типа выборок. Первый тип соответствует периодическому восприятию информации через определенные промежутки. Второй тип представляет выборку средней величины в пределах каждого промежутка в периодическом наборе промежутков. Далее эти два типа выборок будут кратко именоваться соответственно выборкой через «окна» и «усредняющей» выборкой.

Структура, показанная на фиг. 9.1, может быть использована для получения обоих типов выборок. Если изображение, сформированное системой, определяется распределением яркости объекта, рассматриваемого через эту структуру, то последняя действует как пропускающий фильтр, и мы имеем выборку через окна. Если изображение состоит из выборочной совокупности (возможно, пространственно отфильтрованной) средних значений яркости объек-



Фиг. 9.1. Периодическая структура с чередованием прозрачных и непрозрачных участков.

та в пределах каждого окна структуры, то процесс представляет собой усредняющую выборку. Выборка через окна осуществляется при электронной коммутации и при взаимном перемещении объекта и приемного устройства, работающего с покадровой разверткой. Усредняющая выборка имеет место в полутоновой фотографии, а также в перпендикулярном к линии сканирования направлении в системах с дискретным разложением картины, например в телевидении, лазерных сканирующих устройствах, сканирующих преобразователях.

Большинство проблем, связанных с выборкой, довольно трудно решить обычными методами, однако решение существенно упрощается, если использовать сокращенные обозначения операций фурье-анализа, введенные в гл. 3. Покажем это на следующем примере с выборкой через окна. Рассмотрим объект, характеризующийся функцией распределения яркости $O(x, y)$, который перекрыт периодической структурой, характеризующейся функцией пропускания $W(x, y)$. Получаемое распределение яркости изображения $I(x, y)$ равно произведению этих двух функций

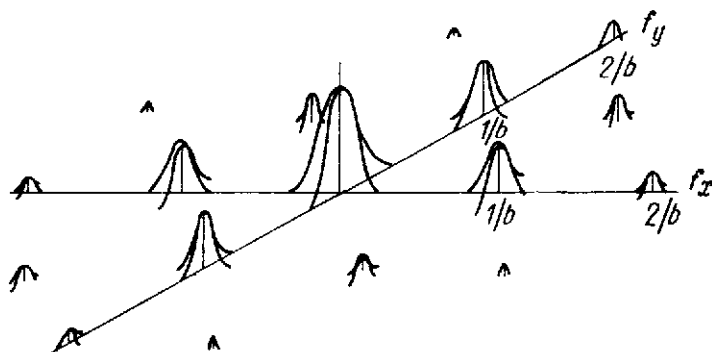
$$I(x, y) = O(x, y) W(x, y), \quad (9.1)$$

и преобразование Фурье спектра изображения имеет вид

$$\tilde{I}(f_x, f_y) = \tilde{O}(f_x, f_y) * \tilde{W}(f_x, f_y). \quad (9.2)$$

Если, как на фиг. 9.1,

$$W(x, y) = \left[\text{Rect} \left(\frac{x}{a} \right) \text{Rect} \left(\frac{y}{b} \right) \right] * \left[\text{Comb} \left(\frac{x}{b} \right) \text{Comb} \left(\frac{y}{a} \right) \right], \quad (9.3)$$



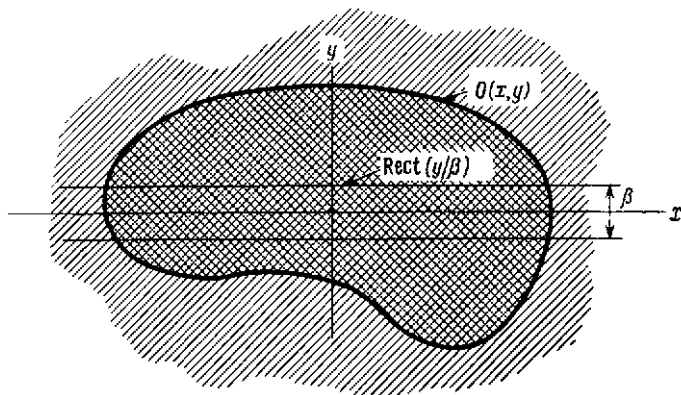
Фиг. 9.2. Спектр изображения объекта, рассматриваемого через периодическую структуру, показанную на фиг. 9.1.

то

$$\begin{aligned} \tilde{I}(f_x, f_y) = & \tilde{O}(f_x, f_y) * [\text{Sinc}(af_x) \text{Sinc}(af_y)] \times \\ & \times [\text{Comb}(bf_x) \text{Comb}(bf_y)]. \end{aligned} \quad (9.4)$$

Этот спектр показан на фиг. 9.2, однако мы не пытались изобразить на рисунке фазовый сдвиг. Влияние выборки проявляется в возникновении боковых частотных полос с центрами в $\pm m/b$ и $\pm n/b$, которые содержат частоты, называемые псевдочастотами (aliases), поскольку последние отсутствуют в исходном спектре объекта. Псевдочастоты представляют собой просто смещенные в частотной области в процессе выборки пространственные частоты объекта. Боковые полосы показаны на фиг. 9.2 разделенными, но на самом деле, поскольку всегда $b > a$, они перекрываются. В результате псевдочастоты интерферируют с частотами объекта, и в худшем случае псевдочастоты по оси x воспринимаются как частоты по оси y и наоборот.

Усредняющую выборку проанализировать гораздо сложнее, чем выборку через окна, причем этот анализ представляет собой одну из интереснейших проблем теории выборки. Рассмотрим двумерную функцию распределения яркости объекта $O(x, y)$. Чтобы показать особенности усредняющей выборки, найдем вид этой выборки для трех важных типов апертур. Сначала рассмотрим апертуру, описываемую функцией $\text{Rect}(y/\beta)$ (фиг. 9.3). В пределах данной прямоугольной функции заменим значение яркости объекта в каждой точке (x, y) соответствующим значением, усредненным по y и оцененным в x . Затем произведем выборку этого нового распределения с помощью дельта-функции $\delta(y)$. Тогда мы получим



Фиг. 9.3. Апертура, описываемая прямоугольной функцией.

следующее распределение яркости изображения:

$$I(x, y) = \left[\frac{1}{\beta} \int_{-\beta/2}^{\beta/2} O(x, y) dy \right] \delta(y). \quad (9.5)$$

Докажем, что это выражение эквивалентно свертке распределения яркости объекта с функцией $\text{Rect}(y/\beta)$ и последующей выборке с помощью функции $\delta(y)$. Это важный момент, поскольку он позволяет существенно упростить анализ изображения, полученного с помощью выборки. Перепишем уравнение (9.5), вводя пределы интегрирования в подынтегральную функцию:

$$I(x, y) = \left[\frac{1}{\beta} \int_{-\infty}^{\infty} O(x, y) \text{Rect}(y/\beta) dy \right] \delta(y). \quad (9.6)$$

Не изменяя величины интеграла, можно заменить обозначение координаты y на η :

$$I(x, y) = \left[\frac{1}{\beta} \int_{-\infty}^{\infty} O(x, \eta) \text{Rect}(\eta/\beta) d\eta \right] \delta(y). \quad (9.7)$$

Умножение на функцию $\delta(y)$ оказывает отфильтровывающее действие на значение этой функции при $y = 0$, поэтому можно заменить множитель $\text{Rect}(\eta/\beta)$ на $\text{Rect}[(\eta - y)/\beta]$ без ущерба для общности рассуждений. Тогда

$$I(x, y) = \left[\frac{1}{\beta} \int_{-\infty}^{\infty} O(x, \eta) \text{Rect}\left(\frac{\eta - y}{\beta}\right) d\eta \right] \delta(y). \quad (9.8)$$

Поскольку прямоугольная функция симметрична, можно написать

$$I(x, y) = \left[\frac{1}{\beta} \int_{-\infty}^{\infty} O(x, \eta) \text{Rect} \left(\frac{y - \eta}{\beta} \right) d\eta \right] \delta(y). \quad (9.9)$$

Этот интеграл, по определению, является интегралом свертки, и

$$I(x, y) = \frac{1}{\beta} \left[O(x, y) * \text{Rect} \left(\frac{y}{\beta} \right) \right] \delta(y). \quad (9.10)$$

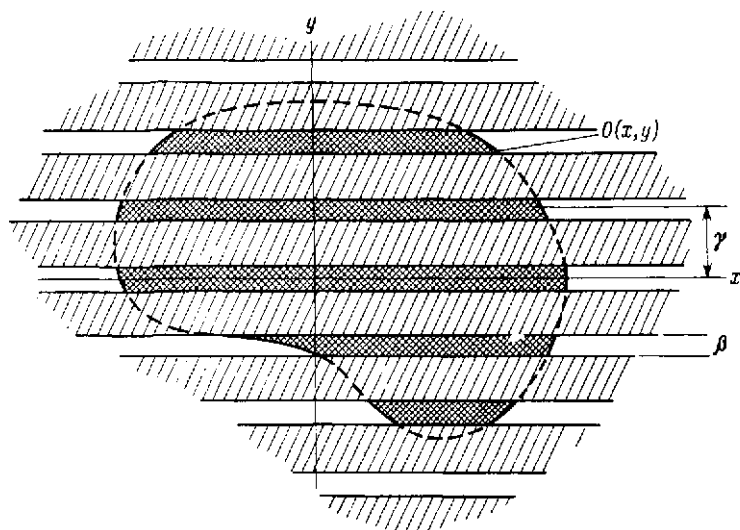
Таким образом, доказано, что величина яркости изображения в пределах усредняющей апертуры определяется путем свертки с последующим процессом выборки. Производи преобразование Фурье, получим

$$\tilde{I}(f_x, f_y) = \frac{1}{\beta} [\tilde{O}(f_x, f_y) \text{Sinc}(\beta f_y)] * \delta(y) = \frac{1}{\beta} [\tilde{O}(f_x, f_y) \text{Sinc}(\beta f_y)]. \quad (9.11)$$

Далее рассмотрим набор апертур, имеющий периодическую структуру бесконечной протяженности, описываемую выражением

$$[\text{Rect}(y/\beta) * \text{Comb}(y/\gamma)]$$

(фиг. 9.4). Если усреднить яркость объекта в точках y по каждой элементарной апертуре $\text{Rect}(y/\beta)$ и произвести выборку с помощью дельта-функции $\delta(y - n\gamma)$, где n — целое число, то



Фиг. 9.4. Апертура, описываемая периодической прямоугольной функцией и осуществляющая выборку по распределению яркости объекта.

получим

$$I(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \left[\frac{1}{\beta} \int_{-\beta/2+n\gamma}^{\beta/2+n\gamma} O(x, y) dy \right] \delta(y-n\gamma) \right\}. \quad (9.12)$$

Производя такие же операции, как и в случае одиночной апертуры, можно написать

$$\begin{aligned} I(x, y) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \left[\frac{1}{\beta} \int_{-\infty}^{\infty} O(x, y) \text{Rect} \left(\frac{y-n\gamma}{\beta} \right) d\eta \right] \delta(y-n\gamma) \right\} = \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \left[\frac{1}{\beta} \int_{-\infty}^{\infty} O(x, \eta) \text{Rect} \left(\frac{\eta-n\gamma}{\beta} \right) d\eta \right] \delta(y-n\gamma) \right\} = \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \left[\frac{1}{\beta} \int_{-\infty}^{\infty} O(x, \eta) \text{Rect} \left(\frac{y-\eta+n\gamma}{\beta} \right) d\eta \right] \delta(y-n\gamma) \right\} = \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{\beta} \left[O(x, y) * \text{Rect} \left(\frac{y-n\gamma}{\beta} \right) \right] \delta(y-n\gamma) \\ &= \frac{1}{\beta} [O(x, y) * \text{Rect}(y/\beta)] \text{Comb}(y/\gamma). \end{aligned} \quad (9.13)$$

Снова видим, что операция усреднения и выборки эквивалентна свертке с одной полосой периодической апертуры и выборке с помощью набора дельта-функций. Спектр изображения равен

$$\tilde{I}(f_x, f_y) = \frac{1}{\beta} [\tilde{O}(f_x, f_y) \text{Sinc}(\beta f_y)] * [\text{Comb}(\gamma f_y) \delta(f_x)]. \quad (9.14)$$

В качестве заключительного примера рассмотрим средние в пределах каждого прозрачного участка значения $O(x, y)$, полученные в результате выборки с помощью структуры, показанной на фиг. 9.1 и описываемой выражением

$$\left[\text{Rect} \left(\frac{x}{a} \right) \text{Rect} \left(\frac{y}{a} \right) \right] * \left[\text{Comb} \left(\frac{x}{b} \right) \text{Comb} \left(\frac{y}{b} \right) \right]. \quad (9.15)$$

Распределение яркости изображения будет иметь вид

$$\begin{aligned} I(x, y) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ \left[\frac{1}{a^2} \int_{-a/2+nb}^{a/2+nb} \int_{-a/2+mb}^{a/2+mb} O(x, y) dy \times \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \times [\delta(y-nb) \delta(x-mb)] \right\}. \end{aligned} \quad (9.16)$$

Распространяя на этот случай результаты, полученные для двух предыдущих случаев, можно показать, что уравнение (9.16)

приводится к виду

$$I(x, y) = \left\{ \frac{1}{a^2} \left[O(x, y) * \left[\text{Rect} \left(\frac{x}{a} \right) \text{Rect} \left(\frac{y}{a} \right) \right] \right] \right\} \times \\ = \left[\text{Comb} \left(\frac{y}{b} \right) \text{Comb} \left(\frac{x}{b} \right) \right]. \quad (9.17)$$

Таким образом, усредняющая выборка с помощью двумерной структуры прозрачных отверстий эквивалентна свертке с основным отверстием структуры и последующей выборке в узлах структуры. Производя преобразование Фурье, получим

$$\tilde{I}(f_x, f_y) = \frac{1}{a^2} [\tilde{O}(f_x, f_y) \text{Sinc}(af_x) \text{Sinc}(af_y)] * [\text{Comb}(bf_y) \times \\ \times \text{Comb}(bf_x)]. \quad (9.18)$$

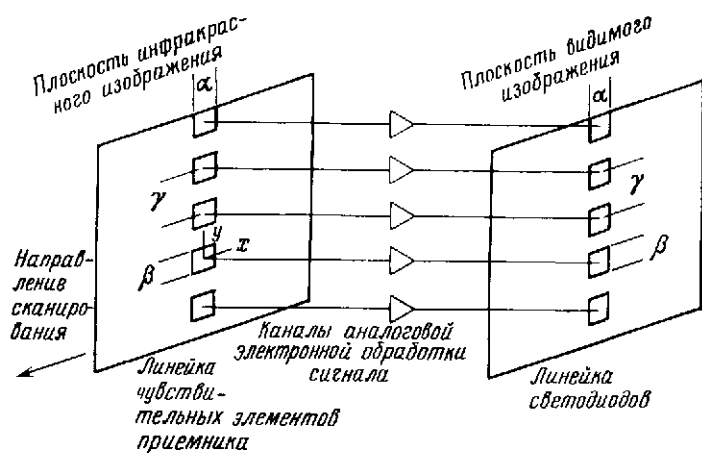
Упрощения, введенные в этих трех примерах, сделали разрешимой проблему нахождения усредняющей выборки. В противном случае требовалось бы проведение подробного суммирования и многократного интегрирования. Из этих примеров видно, что усредняющая выборка с помощью периодической структуры отверстий по существу является предварительной фильтрацией спектра объекта перед последующей выборкой с помощью совокупности дельта-функций в узлах решетки, составляющей основу периодической структуры.

В остальной части этой главы рассматриваются четыре практические задачи и их решение. Во всех задачах предполагается, что угловое увеличение системы равно единице, т. е. пространственные координаты в плоскости изображения приведены по масштабу к координатам в плоскости объекта. Предполагается также, что сканирующие устройства осуществляют линейное сканирование в одном направлении, а функции распределения яркости объекта ограничиваются полем зрения.

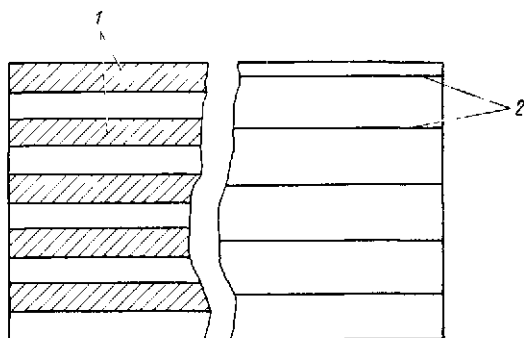
9.2. Выборка в системах с параллельным сканированием

В тепловизорах обычно используется сканирующая линейка чувствительных элементов приемника инфракрасного излучения, электрически соединенная с линейкой светодиодов. Эта система разлагает картину, осуществляя свертку в направлении x и выборку в направлении y (фиг. 9.5). Обычно импульсная реакция инвариантна в направлении сканирования и периодична (нестационарна) в другом направлении. Это показано на фиг. 9.6. Слева штриховкой отмечены полосы, по которым идет усреднение яркости объекта, а справа — линии раstra, с которых осуществляется выборка.

Найдем распределение яркости изображения $I(x, y)$ объекта с распределением яркости $O(x, y)$ в такой системе. Решая задачу

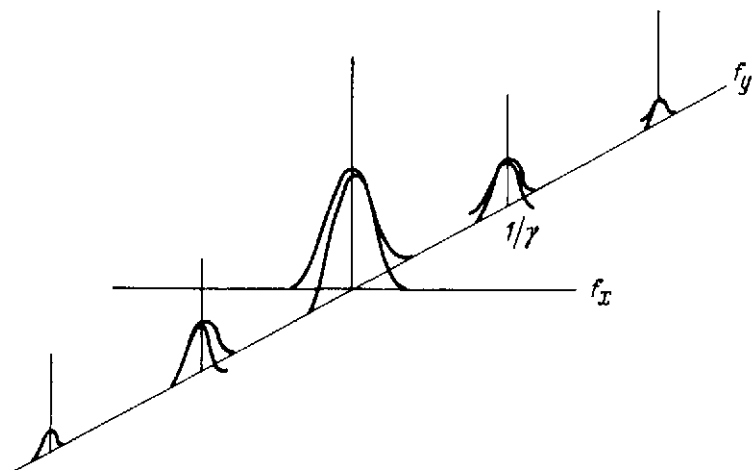


Фиг. 9.5. Система с параллельной обработкой сигналов.



Фиг. 9.6. Выборка в системе с параллельной обработкой сигналов.

1 — сканирующие строки;
2 — центры сканирующих строк.



Фиг. 9.7. Спектр изображения объекта в системе с параллельной обработкой сигналов.

по этапам и пренебрегая функциями рассеяния оптической и электронной систем, получим:

1. $O(x, y)$ подвергается свертке с импульсной реакцией приемника $r_d(x, y)$ и выборке; электронные каналы переносят усредненные значения на центры полос раstra $y = \pm n\gamma$:

$$I'(x, y) = [O(x, y) * r_d(x, y)] \text{Comb}\left(\frac{y}{\gamma}\right). \quad (9.19)$$

2. Функция I' подвергается свертке с функцией рассеяния монитора $r_m(x, y)$:

$$I(x, y) = I'(x, y) * r_m(x, y). \quad (9.20)$$

3. Совместное рассмотрение этапов 1 и 2 дает

$$I_1(x, y) = \left\{ [O(x, y) * r_d(x, y)] \text{Comb}\left(\frac{y}{\gamma}\right) \right\} * r_m(x, y). \quad (9.21)$$

Обозначая преобразование Фурье импульсной реакции $r(x, y)$, являющееся оптической передаточной функцией, через $\tilde{r}(f_x, f_y)$, получим спектр изображения в виде

$$\tilde{I}(f_x, f_y) = \{ [\tilde{O}(f_x, f_y) \tilde{r}_d(f_x, f_y)]^* \text{Comb}[\gamma f_y \delta(f_x)] \} \tilde{r}_m(f_x, f_y). \quad (9.22)$$

Этот спектр изображения приведен на фиг. 9.7. Чтобы не затемнять картину, на фигуре не показано неизбежное перекрытие боковых частотных полос.

Существенной особенностью полученного спектра является появление боковых полос, которые повторяют спектр объекта, причем избавиться от них не удастся без резкого сужения спектра изображения. Заметим, что в отсутствие выборки спектр изображения получился бы в виде

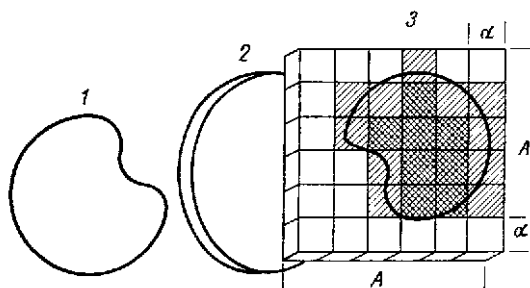
$$\tilde{I}(f_x, f_y) = \tilde{O}(f_x, f_y) r_d(f_x, f_y) \tilde{r}_m'(f_x, f_y), \quad (9.23)$$

где $\tilde{r}_d \tilde{r}_m'$ есть МПФ системы.

Важно отметить, что действие выборки можно представить себе как результат периодического опроса приемника, сканирующего в направлении y . Представляет интерес случай, когда функция рассеяния приемника отличается от функции рассеяния светодиода, так что появляется возможность минимизировать влияние боковых частот в мониторе.

9.3. Выборка в двумерных мозаиках приемных устройств, непрерывно визирующих картину

В системах тепловидения часто предлагают использовать преобразователи изображения, состоящие из двумерной матрицы примыкающих друг к другу квадратных элементов (фиг. 9.8). Такая



Фиг. 9.8. Матричный преобразователь изображения.

1 — объект; 2 — объектив; 3 — преобразователь инфракрасного изображения в видимое.

матрица усредняет яркость объекта по каждому элементу на входе, далее система осуществляет однократную выборку с каждого элемента и передает сигнал на выход, где формируется изображение путем свертки выходной апертуры с сигналами выборок. Уравнение изображения для такого прибора имеет вид

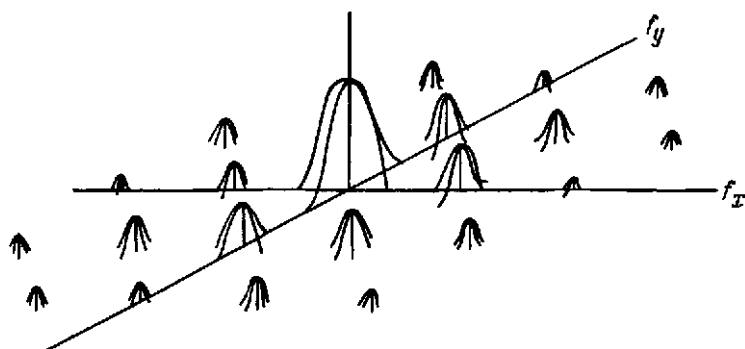
$$I(x, y) = \left\{ \left[O(x, y) * \left[\text{Rect} \left(\frac{x}{\alpha} \right) \text{Rect} \left(\frac{y}{\beta} \right) \right] \right] \times \right. \\ \left. \times \text{Comb} \left(\frac{x}{\alpha} \right) \text{Comb} \left(\frac{y}{\alpha} \right) \right\} * \left[\text{Rect} \left(\frac{x}{\alpha} \right) \text{Rect} \left(\frac{y}{\alpha} \right) \right]. \quad (9.24)$$

Производя преобразование Фурье, получим

$$\tilde{I}(f_x, f_y) = \{ [\tilde{O}(f_x, f_y) \text{Sinc}(\alpha f_x) \text{Sinc}(\alpha f_y)] * \\ * [\text{Comb}(\alpha f_x) \text{Comb}(\alpha f_y)] \} [\text{Sinc}(\alpha f_x) \text{Sinc}(\alpha f_y)]. \quad (9.25)$$

Этот спектр показан на фиг. 9.9 без учета перекрытия боковых полос. Ограниченный по полосе спектр яркости объекта повторяется в боковых полосах на частотах $\pm n/\alpha$ и $\pm m/\alpha$, где n и m — целые числа. Эти боковые полосы не полностью отфильтровываются с помощью восстанавливающего фильтра, и возникает думерный набор псевдочастот.

Анализ, проведенный в разд. 9.2, показывает, что выборка в каком-либо направлении приводит к появлению псевдочастот в этом направлении. Отличительной особенностью рассматриваемой задачи является возникновение псевдочастот в обоих направлениях, а также перекрестных псевдочастот. Другими словами, частоты по оси x могут выглядеть, как частоты по оси y , и наоборот. Эти

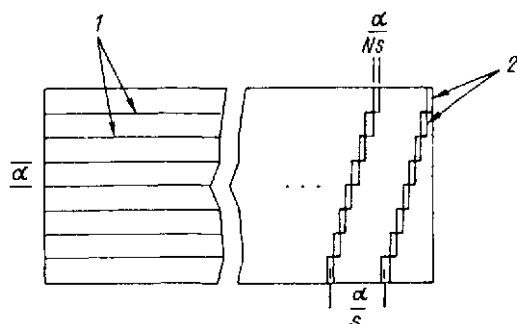


Фиг. 9.9. Спектр изображения объекта в матричном преобразователе.

эффекты становятся очевидными при тщательном анализе периодических изображений в цветном телевидении и полутонных изображений.

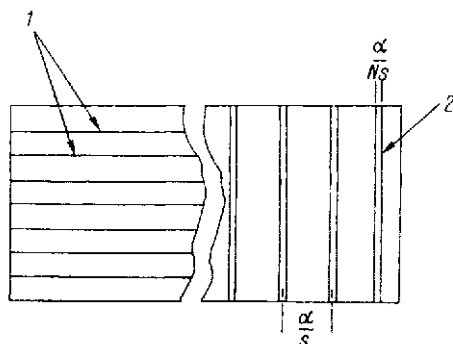
9.4. Выборка в системах с коммутацией

В одном из типов систем FLIR, описанном в разд. 8.4.2, видеосигналы, поступающие по множеству каналов, передаются в один канал с помощью коммутации каналов во времени. Система такого типа состоит из параллельного сканирующего устройства с электронным переключателем, который последовательно опрашивает N идентичных, ограниченных по полосе каналов, и индикаторного устройства, которое демодулирует и фильтрует полученные сигналы. Математическое описание системы с коммутацией идентично математическому описанию системы с параллельной обработкой сигналов до второго этапа. Пространственный эквивалент временной выборки, осуществляемой коммутатором, показан на фиг. 9.10.



Фиг. 9.10. Путь окна коммутатора при выборке.

1 — сканирующие строки; 2 — окна коммутатора.



Фиг. 9.11. Приближенный растр при использовании электронного коммутатора.

1 — сканирующие строки; 2 — приближенный путь окон коммутатора.

Горизонтальный растр в левой части фигуры представляет аналог каналов, опрашиваемых коммутатором в направлении x . Наклонный растр в правой части представляет путь небольшого прямоугольного окна, которое последовательно опрашивает каждый канал. Это электронное окно опрашивает каждый канал через интервал α/s в течение времени α/Ns , где s — число опросов за время элемента (эффективность коммутатора полагается равной единице). Мы аппроксимировали наклонный растр выборки вертикальным, поскольку точное уравнение очень громоздко, а выигрыш в точности получается незначительным и не оправдывает такого усложнения. Приближенный растр изображен на фиг. 9.11.

Предположим, что импульсная реакция системы до коммутатора определяется только реакцией приемника $r_d(x, y)$. Предположим также, что импульсная реакция демодулятора и конечного фильтра (монитора) равна r_m . Функция окон коммутатора имеет вид

$$W_1(x) = \text{Rect} \left(\frac{x}{\alpha/Ns} \right) * \text{Comb} \left(\frac{x}{\alpha/s} \right). \quad (9.26)$$

Изображение формируется по следующим этапам:

1. Изображение $I'(x, y)$ образуется с помощью обычной выборки одномерным растром

$$I'(x, y) = [O(x, y) * r_d(x, y)] \text{Comb} \left(\frac{y}{\beta} \right). \quad (9.27)$$

2. I' опрашивается функцией окон коммутатора W и подвергается свертке с помощью импульсной реакции канала коммутатора, влиянием которой мы пренебрежем, и тогда

$$I''(x, y) = I'(x, y) W(x, y). \quad (9.28)$$

3. Конечное изображение получается в результате свертки I'' с импульсной реакцией демодулятора и монитора r_m

$$I(x, y) = I''(x, y) * r_m(x, y). \quad (9.29)$$

Таким образом,

$$I(x, y) = \left\{ [O(x, y) * r_d(x, y)] \text{Comb} \frac{y}{\beta} W(x, y) \right\} * r_m(x, y). \quad (9.30)$$

Производя преобразование Фурье, получим

$$\tilde{I}(f_x, f_y) = \{ [\tilde{O}(f_x, f_y) \tilde{r}_d(f_x, f_y)] * [\text{Comb}(\beta f_y) \delta(f_x)] * \tilde{W}(f_x, f_y) \} \tilde{r}_m(f_x, f_y). \quad (9.31)$$

Преобразование Фурье функции окна имеет вид

$$\tilde{W}(f_x, f_y) = \text{Sinc} \left(\frac{\alpha}{N s} f_x \right) \left[\text{Comb} \left(\frac{\alpha}{s} f_x \right) \delta(f_y) \right]. \quad (9.32)$$

В окрестности $f_x = 0$ для больших N

$$\tilde{W}(f_x, f_y) \approx \text{Comb} \left(\frac{\alpha}{s} f_x \right) \cdot \delta(f_y). \quad (9.33)$$

Преобразование Фурье изображения приобретает вид

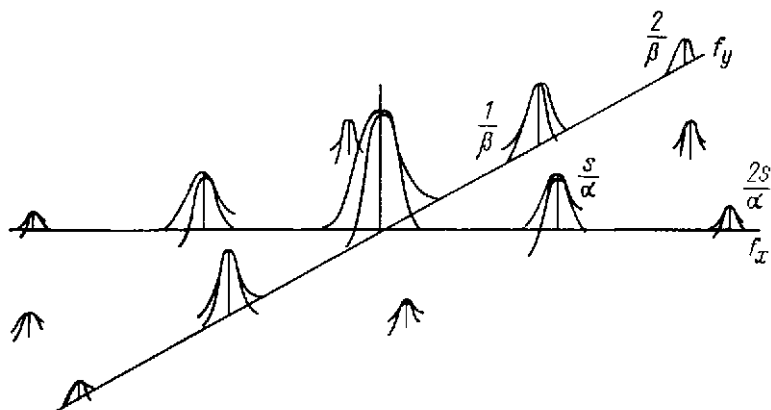
$$\tilde{I}(f_x, f_y) = \left\{ [\tilde{O}(f_x, f_y) \tilde{r}_d(f_x, f_y)] * [\text{Comb}(\beta f_y) \delta(f_x)] * \left[\text{Comb} \left(\frac{\alpha}{s} f_x \right) \delta(f_y) \right] \right\} \tilde{r}_m(f_x, f_y), \quad (9.34)$$

или

$$\tilde{I}(f_x, f_y) = \left\{ [\tilde{O}(f_x, f_y) \tilde{r}_d(f_x, f_y)] * \left[\text{Comb}(\beta f_y) \text{Comb} \left(\frac{\alpha}{s} f_x \right) \right] \right\} \times \tilde{r}_m(f_x, f_y). \quad (9.35)$$

Этот спектр изображения показан на фиг. 9.12. Отличительной особенностью рассматриваемой задачи опять является наличие боковых полос, которые повторяют вид спектра до выборки. Анализ первых трех проблем может быть распространен на случай наблюдения с помощью другого сканирующего приемного устройства с покадровым разложением.

В качестве полезного практического упражнения по использованию приведенного анализа интересующиеся читатели могут описать действие широтно-импульсного модулятора. Этот прибор периодически опрашивает каждый аналоговый канал в течение более короткого промежутка времени, чем время элемента, и преобразует полученные величины в импульсы постоянной амплитуды, возникающие с частотой опроса и имеющие ширину, пропор-



Фиг. 9.12. Спектр изображения в системе с коммутатором.

циональную полученным путем опроса величинам. Широтно-импульсный модулятор используется затем для управления светодиодами сканирующего индикаторного устройства.

9.5. Практические последствия выборки

К наиболее вредным последствиям выборки в системах тепловидения приводит временная выборка движущегося изображения при покадровом разложении и пространственная выборка при растровом разложении. Временная выборка вызывает сильное искажение формы небольших объектов, быстро движущихся перпендикулярно направлению сканирования, а пространственная выборка приводит к еще более нежелательным последствиям. Влияние выборки при растровом разложении подробно рассматривается Биберманом [11], который приводит результаты исследований Томпсона [12]. Томпсон определял распределение оптимальных дистанций наблюдения для изображений без раstra и телевизионных изображений с растром. Он нашел (см. также разд. 4.8), что угловой размер экрана с растром, рассматриваемого с оптимального расстояния, составляет $\sim 8^\circ$, а без раstra наблюдатели предпочитают выбирать такую дистанцию наблюдения, при которой угловой размер экрана получается равным $\sim 16^\circ$. При числе активных строк ~ 480 на стандартном поле телевизионного экрана с угловым размером 8° одна строка видна под углом $\sim 1'$, что согласуется с максимально допустимой угловой величиной строки раstra по данным многих других исследователей.

Значение этого факта заключается в том, что при рассмотрении искаженного растром изображения наблюдатель с помощью зрительной системы старается усилить эффект пространственной фильтрации после выборки, чтобы ослабить паразитные высокие

частоты, обусловленные растром. В результате у наблюдателей ухудшается восприятие как нужных, так и ненужных частот сигнала, и результирующее качество видения оказывается хуже, чем можно достигнуть при использовании безрастровых систем.

Другое последствие выборки при растровом разложении заключается в уменьшении предельного разрешения в направлении, перпендикулярном направлению сканирования. Это учитывается коэффициентом K , который для стандартного телевидения связывает число разрешаемых линий R_V по высоте картины и число активных строк N_a , т. е. $R_V = KN_a$. Согласно [13], экспериментальные значения K лежат в диапазоне $0,53 \leq K \leq 0,85$; в практике американского телевидения принимается среднее значение 0,7.

Следующая проблема связана с тем, что растр мешает глазу осуществлять свободный поиск, замедляя его движение и отвлекая от цели. Конечный результат выборки сводится к тому, что объекты, которым соответствует фиксированная структура изображения, труднее обнаружить и опознать, чем в системе без выборки с теми же номинальными значениями разрешающей способности и чувствительности. Многим из нас трудно в это поверить, поскольку мы привыкли считать телевизионное изображение хорошим, когда ясно виден четкий растр.

Обычным дефектом многоэлементных систем является наличие неработающих каналов из-за неисправностей приемника, электронного или индикаторного устройства. При наличии такого дефекта либо оставляют одну строку неработающей, либо, если имеется такая возможность, подают на нее сигнал с соседней строки. При отсутствии нескольких строк такое решение уже неприемлемо, поскольку дефекты изображения будут постоянно отвлекать внимание. Установлено, что формирование для неработающей строки искусственного сигнала, являющегося усреднением сигналов двух каналов, прилегающих к неработающему, дает настолько качественное изображение, что дефект трудно обнаружить глазом; эта мера приемлема, конечно, лишь тогда, когда процент неработающих каналов остается низким.

Из определения ОПФ (гл. 3) и из приведенного обсуждения становится ясно, что понятие ОПФ применимо только к тем направлениям в изображении, в которых отсутствует выборка. Следовательно, требуется какой-то критерий качества изображения, полученного с выборкой. Для описания дефектов выборки можно использовать, например, относительную (в процентах) мощность спектра изображения, связанную с псевдочастотами. Другой возможной мерой является разрешающая способность для полос мира, ориентированных параллельно направлению сканирования. Ко времени написания этой книги не появилось удовлетворительного обобщающего критерия, позволяющего оценивать качество изображения, полученного с выборкой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Mertz P., Gray F., A Theory of Scanning and Its Relation to the Characteristics of the Transmitted Signal in Telephotography and Television, *BSTJ*, 13, 464—515 (1934).
2. Jenness J. R., Jr., Eliot W. A., Ake J. A., Intensity Ripple in a Raster Generated by a Gaussian Scanning Spot, *JSMPT*, 549—550 (1967).
3. Callahan L. G., Brown W. B., One- and Two-Dimensional Processing in Line-Scanning Systems, *Appl. Opt.*, 2, 401—407 (1963).
4. Peterson D. P., Middleton D., Sampling and Reconstruction of Wave-Number-Limited Functions in N-Dimensional Euclidean Spaces, *Information and Control*, 5, 279—323 (1962).
5. Schade O. H., Sr., Image Reproduction by a Line Raster Process, Perception of Displayed Information, L. M. Biberman, ed. Ch. 6, Plenum, 1973.
6. Montgomery W. D., Some Consequences of Sampling in Image Transmission Systems, Research Paper P-543, Institute for Defense Analyses, 1969.
7. Wheeler H. A., Loughren A. V., The Fine Structure of Television Images, *Proc. IRE*, 540—575 (1938).
8. Scott R. M. et al., A Symposium on Sampled Images, Perkin-Elmer Corporation publication IS 10763, Norwalk, Connecticut, 1971.
9. Katzberg S. J., Huck F. O., Wall S. D., Photosensor Aperture Shaping to Reduce Aliasing in Opto-Mechanical Line-Scan Imaging Systems, *Appl. Opt.*, 12, 1054—1060 (1973).
10. Harmon L. D., Julesz B., Masking in Visual Recognition: Effects of Two-Dimensional Filtered Noise, *Science*, 180, 1194—1197 (1973).
11. Biberman L. M., ed. Perception of Displayed Information, Plenum 1973.
12. Thompson F. T., Television Line Structure Suppression, *JSMPT*, 66, 602—606 (1957).
13. Техника систем индикации, изд-во «Мир», М., 1970.

10.1. Основные положения

Процесс поиска объекта на экране индикатора оптико-электронной системы включает четыре взаимосвязанные стадии: обнаружение, классификацию, различение и опознавание. Под обнаружением подразумевается выделение объекта на фоне и отнесение его к классам объектов, представляющих потенциальный интерес. Классификация означает отнесение обнаруженного объекта к одному из широких классов, таких, как сухопутные транспортные средства или военные корабли. Различение означает отнесение наблюдаемых объектов к более узким подклассам, как, например, танки или самоходные орудия. Наконец, на стадии опознавания можно установить тип объекта, например определить, что наблюдается танк М-60¹⁾.

При использовании системы тепловидения она обычно характеризуется единой вероятностью восприятия $P_{\text{воспр}}$, которая определяет вероятность выполнения данной задачи. Можно представить $P_{\text{воспр}}$ как произведение условных вероятностей, если ввести следующие обозначения:

- π — объект появляется в поле зрения;
- виз — наблюдатель визирует объект (смотрит на него);
- обн — наблюдатель обнаруживает объект;
- кл — наблюдатель классифицирует объект;
- разл — наблюдатель различает объект;
- опозн — наблюдатель опознает объект.

Тогда

$$P_{\text{воспр}} = P_{\text{опозн/разл, кл, обн, виз, } \pi} P_{\text{разл/кл, обн, виз, } \pi} \times \\ \times P_{\text{кл/обн, виз, } \pi} P_{\text{обн/виз, } \pi} P_{\text{виз/} \pi} P_{\pi}. \quad (10.1)$$

Вероятность того, что объект находится в поле зрения, является сложной функцией метода нацеливания на объект, априорных

¹⁾ В отечественной литературе используются только две стадии — обнаружение и опознавание, причем под опознаванием понимается возможность отнесения объекта к узкому классу, и в этом смысле опознавание соответствует различению по определению автора. — *Прим. ред.*

сведений, точности решения навигационных задач и выбранного алгоритма поиска. Обычно полагают $P_n = 1$. Принимают также, что задачи, решаемые при поиске, взаимно независимы, так что условные вероятности могут быть заменены безусловными вероятностями

$$P_{\text{воспр}} = P_{\text{опозн}} P_{\text{разл}} P_{\text{кл}} P_{\text{обн}} P_{\text{вяз}}. \quad (10.2)$$

Сложность процесса поиска объекта можно оценить на основании составленного по опубликованным данным перечня факторов, влияющих на этот процесс.

Характеристики объекта: отношение сигнала к шуму C/Π ; контраст относительно фона C ; критический угловой размер θ_c ; градиенты изменения яркости на краях крупных деталей изображения; сложность контуров; место в общей рассматриваемой картине; положение на экране индикатора; форма; ориентация; перспектива; размер по отношению к размеру экрана; скорость движения по картине V ; яркость; режим работы.

Характеристики картины: яркость фона L_D ; плотность помех или ложных сигналов; скорость движения картины по экрану; соотношение ширины и высоты картины.

Характеристики системы: оптическая передаточная функция и связанные с ней критерии разрешения; частота выборки во времени $\dot{F}$; частота выборки в пространстве (число строк сканирования L на критический угловой размер объекта); угловой размер экрана индикаторного устройства A' ; передача серой шкалы градиций яркости; динамический диапазон.

Характеристики наблюдателя: тренированность; мотивировка действий; утомление; получение предварительного инструктажа; возраст; коэффициент интеллекта; индивидуальные особенности; рабочая нагрузка; метод поиска; число наблюдателей и степень связи между ними; периферическая острота зрения.

Разнородные, в том числе тактические, факторы: требуемая площадь зоны поиска; освещенность в кабине наблюдателя; шумы и вибрации транспортного средства, на котором установлена система; вибрации изображения или наблюдателя; допустимое время поиска.

К общему числу перечисленных факторов, равному 40, можно добавить многие другие. Все эти факторы в той или иной мере исследовались, и в последующих разделах подытожены некоторые из наиболее полезных экспериментальных результатов. Любая статья, посвященная исследованию процессов восприятия, описывает эксперименты, в которых для получения поддающихся обработке результатов выделено только несколько факторов из всего их многообразия. Поэтому, хотя в этой области имеется множество статей, невозможно найти точно совпадающие результаты двух аналогичных экспериментов разных авторов. Самое большее, на что

можно надеяться, это извлечь из имеющейся противоречивой массы данных некоторые общие эмпирические положения, которые могут помочь продвинуться в нужном направлении.

В большинстве экспериментов, которые будут здесь рассматриваться, выбирается некоторый переменный показатель качества изображения V , фиксируются все другие возможные показатели качества и затем изменяется величина V , чтобы определить влияние этого показателя на вероятность решения определенной задачи T , т. е. отыскивается зависимость $P_V [T]$ от V . В этих экспериментах обычно предполагается, что влияние таких параметров, как шумы, разрешение, характер выборки, тип объекта, в первом приближении можно разделить. В этом случае максимальное значение $P_V [T]$ может не быть равно единице, поскольку максимально достижимая вероятность может быть ограничена фиксированными параметрами.

По мнению автора, предварительная оценка поведения системы в реальных условиях полезна для общего понимания влияния переменных на $P_V [T]$, но попытка точно предсказать результаты натурных испытаний — пустая трата времени. Лучший подход к проблеме определения характеристик заключается в проведении грамотных спланированных испытаний в натурных условиях и на моделях, а также в экстраполяции результатов на основе общих принципов для других условий.

Именно в этом духе построены последующие разделы главы. В них описаны некоторые заслуживающие доверия экспериментальные результаты, иллюстрирующие общие принципы поиска объектов. Известно немного публикаций, относящихся к исследованию тепловизионных систем, однако имеется множество описаний экспериментов в области фотографии и телевидения с использованием изображений, достаточно похожих на тепловые, чтобы представить для нас интерес. Прежде чем рассматривать исследование собственно тепловых изображений, рассмотрим результаты этих экспериментов в видимой области спектра. Лучшим источником информации о визуальном восприятии объектов является монография [1].

10.2. Движения глаза во время визуального поиска

Процесс визуального поиска объекта в пределах поля зрения в значительной мере определяется ограничениями скорости и частоты движений глаз. При свободном поиске центр поля зрения останавливается на короткий период, быстро перемещается в другую точку, вновь фиксируется и процесс повторяется, пока глаз не обнаруживает объект. Скорость, с которой может перемещаться поле зрения глаза, ограничивается числом возможных фиксаций в секунду и траекторией поиска, которая обычно выбирается полу-

бессознательно. Дальнейшее рассмотрение относится именно к этим проблемам, причем сначала рассматривается механизм поиска, а затем приводятся соответствующие уравнения. Основные статьи, в которых описывается механизм поиска, [2—4].

Энох [2] использовал круглые аэрофотоснимки углового размера 3, 6, 9, 18 и 24° на дистанции наблюдения 55 см и 51°18' на дистанции 34 см. Максимальная яркость картины составляла ~200 кд/м². Энох регистрировал движения глаз наблюдателей в процессе поиска колец Ландольта на фоне этих снимков и пришел к следующим выводам:

1. Максимальное число точек фиксации приходится на центр картины.
2. Большее число точек фиксации сосредоточено в правой и нижней частях картины, в остальных участках точек меньше.
3. Время фиксации уменьшается, а расстояние между точками фиксации увеличивается с увеличением углового размера картины, как следует из приведенной ниже таблицы:

Угловой размер картины	Среднее время фиксации, с	Среднее расстояние между точками фиксации
3°	0,578	0,87°
6	0,468	1,82
9	0,384	2,13
18	0,361	3,72
24	0,355	4,33
51°18'	0,307	6,30

4. При угловом размере, меньшем 9°, эффективность поиска резко снижается, поскольку увеличивается число точек фиксации, лежащих за пределами картины, что следует из приведенных ниже данных:

Угловой размер картины	Число точек фиксации, лежащих за пределами картины, %
> 9°	10
6	50
3	75

5. При угловом размере картины, большем 9°, число точек фиксации в центре возрастает за счет точек на периферии

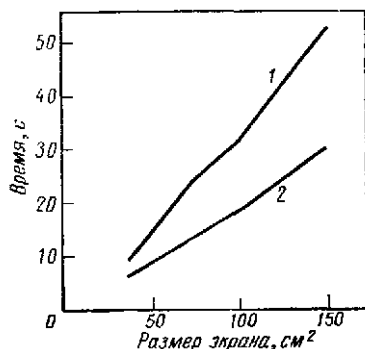
и соответствующим образом уменьшается эффективность поиска.

6. Верхний левый угол картины обследуется реже всего.

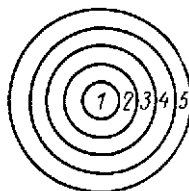
В соответствии с выводами Эноха оптимальный угловой размер картины составляет 9° , а уменьшение и увеличение этого размера приводят к уменьшению эффективности поиска по причинам, указанным в пп. 4 и 5. Отсюда следует, что увеличение углового размера экрана индикатора сверх 9° оправдано лишь в тех случаях, когда избыточные участки экрана используются для ориентации и навигации.

Форд и др. [3] провели эксперимент по визуальному поиску с целью определения частоты фиксаций глаза, продолжительности фиксаций и расстояния между точками фиксации. Производя поиск небольшого объекта, диаметром 3 мм, близкого к порогу восприятия, в поле 30° диаметром 305 мм при яркости $8,5 \text{ кд/м}^2$ в течение 5 с, авторы установили, что частота фиксации заключена в диапазоне $2,2-4,4 \text{ с}^{-1}$ со средним значением $3,1 \text{ с}^{-1}$. Средняя продолжительность фиксаций $0,28 \text{ с}$, т. е. фиксация занимает 85% времени. Среднее время движения $0,04 \text{ с}$, т. е. движение занимает 15% времени. Среднее расстояние между точками фиксации составляло $8,6^\circ$. Форд и др. [3] установили также, что имеется тенденция пренебрегать центральным и внешним участками поля. Обобщающие соображения относительно движения глаза во время поиска приведены Уайтом [5], который утверждает, что время фиксации возрастает для более сложных картин и более жестких требований.

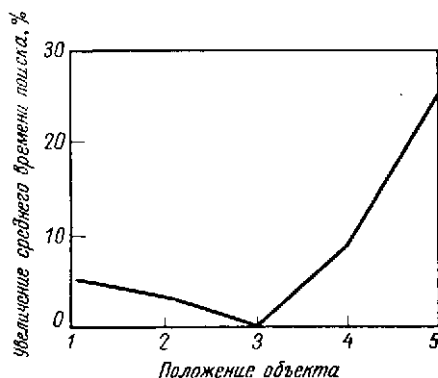
Бэйкер и др. [4] провели эксперименты по наблюдению на экранах индикаторов неподвижных изображений произвольной формы. Плотность помех, или относительное число мешающих изображений, была постоянной, так что общее число помех было



Фиг. 10.1. Время поиска в зависимости от площади экрана индикаторного устройства [4]. 1 — среднее арифметическое время; 2 — среднее геометрическое время.



Фиг. 10.2. Используемая в исследованиях классификация положений объекта на экране [4].



Фиг. 10.3. Время поиска в зависимости от положения объекта [4].

пропорционально площади экрана. Авторы установили, что зависимость времени поиска от площади экрана имеет вид, показанный на фиг. 10.1. Напротив, если число помех не зависит от размера экрана, время поиска с увеличением площади экрана остается неизменным. Эти авторы разделили также круглый экран с неподвижными изображениями на пять кольцевых зон равной ширины (фиг. 10.2) и установили, что при поиске объекты быстрее всего отыскиваются в зоне 3 (фиг. 10.3.)

10.3. Теории свободного поиска

Применим теперь представление о чередовании быстрого перевода взгляда и его фиксации в зрительном процессе для расчета вероятности видения одиночного объекта на экране индикатора.

Наиболее эффективный возможный процесс поиска можно в принципе представить как такой, при котором движение глаз обеспечивает периодический осмотр всего изображения на экране без перекрытий и без пропусков. Уравнение поиска для этого случая выводится следующим образом. Пусть телесный угол, соответствующий однократной фиксации взгляда, равен Ω_g , а телесный угол, соответствующий всей площади экрана индикатора, равен Ω_s . Тогда один полный цикл поиска будет содержать Ω_s/Ω_g фиксаций взгляда. Число результативных действий, в процессе которых мы увидели объект, равно единице, а число нерезультативных действий равно $(\Omega_s/\Omega_g) - 1$.

Задача в том виде, как она здесь сформулирована, эквивалентна, таким образом, определению вероятности выбора черного шара в n попытках без пополнения шаров из сосуда, содержащего a черных шаров и b белых шаров. Возможное число нежелательных

событий равно b . Для такого биномиального распределения вероятность $n - r$ результативных событий в n попытках равна

$$P(n-r) = \frac{n!}{r!(n-r)!} p^{n-r} q^r, \quad (10.3)$$

где p и q — вероятности результативного и нерезультативного исходов одной попытки. Величины p и q связаны с a и b соотношениями

$$p = \frac{a}{a+b}, \quad (10.4)$$

$$q = \frac{b}{a+b}. \quad (10.5)$$

В этой простой модели поиска общее число попыток n равно отношению полного времени t , отведенного на поиск, ко времени t_g одного скачка (движения и фиксации) глаза

$$n = t/t_g. \quad (10.6)$$

В том случае, когда объект обнаруживается при первом взгляде на него, требуемое число результативных событий $n - r$ равно 1 и

$$a = 1, \quad b = \frac{\Omega_g}{\Omega_s} - 1.$$

Тогда

$$p = \Omega_g/\Omega_s, \quad (10.7)$$

$$q = 1 - (\Omega_g/\Omega_s), \quad (10.8)$$

$$P(1) = \frac{(t/t_g)!}{1!((t/t_g)-1)!} \left(\frac{\Omega_g}{\Omega_s}\right)^1 \left(1 - \frac{\Omega_g}{\Omega_s}\right)^{(t/t_g)-1}. \quad (10.9)$$

Поскольку имеется только один результативный исход попытки, можно оценить вероятность $P(1)$ не по уравнению (10.9), а проще:

$$\begin{aligned} P(1) = 1 - P(0) &= 1 - \frac{(t/t_g)!}{0!(t/t_g)!} \left(\frac{\Omega_g}{\Omega_s}\right)^0 \left(1 - \frac{\Omega_g}{\Omega_s}\right)^{t/t_g} = \\ &= 1 - \left(1 - \frac{\Omega_g}{\Omega_s}\right)^{t/t_g}. \end{aligned} \quad (10.10)$$

Недостатки этой простой модели заключаются в том, что свободный поиск такого типа невозможно реализовать, а также в том, что при взгляде на объект он не обязательно обнаруживается с первого раза. Лучшие модели были предложены или обоснованы в трех фундаментальных статьях по теории поиска: Кренделя и Водинского [6], Вильямса и Бороу [7], а также Вильямса [8].

Крендель и Водинский [6] постулировали модель случайного поиска и подтвердили ее справедливость тремя экспериментами. Они предположили, что процесс поиска случаен и что, если вероятность обнаружения объекта с первого взгляда равна P_{sg} , вероятность обнаружения после n попыток равна

$$P = 1 - (1 - P_{sg})^n, \quad (10.11)$$

или, когда n велико и P_{sg} мало:

$$P \approx 1 - \exp [n \ln (1 - P_{sg})]. \quad (10.12)$$

Поскольку $n = t/t_g$,

$$P(t) = 1 - \exp [t \ln (1 - P_{sg})/t_g] = 1 - \exp (-mt). \quad (10.13)$$

В первом эксперименте использовался экран размером 183×160 см и яркостью 17 кд/м², рассматриваемый с расстояния 3 м, что соответствовало угловому размеру экрана $34,9 \times 30,4^\circ$. Объектом являлся кружок диаметром $3,87$ мрад, условия видимости которого были близки к пороговым. Объект мог занимать одну из 48 позиций. Этот эксперимент очень хорошо подтвердил принятую простую модель поиска.

Во втором эксперименте использовался объект размером $1,2$ мрад² на протяженном фоне яркостью $0,03$ кд/м². Угловые размеры полей, в которых производился поиск, составляли $0,22$ и $0,098$ ср. Адаптированные на темноту наблюдатели отыскивали 44 случайно расположенных объекта. Полученные результаты также подтвердили справедливость данной модели.

В третьем эксперименте адаптированным на темноту наблюдателям предлагалось в течение 30 с произвести поиск в поле зрения диаметром $6,8; 18; 32$ и 43° при яркости фона $42,5; 3,5; 0,35$ и $0,035$ кд/м². Объектами являлись кружки с угловыми размерами $1,41; 3,81; 7,03$ и $13,48$ мрад, и контрасты во всех этих случаях по меньшей мере вдвое превышали пороговые значения, необходимые для обнаружения объекта с вероятностью 95% при продолжительном времени наблюдения. Эти эксперименты показали, что экспоненциальная модель поиска является удовлетворительной при выполнении следующих трех условий:

1. Время поиска не превышает 30 с.
2. Параметры изображения таковы, что контраст или размер не изменяется во время поиска.
3. Наблюдатели сознательно не применяют метода поиска, отличного от случайного.

Ко времени проведения этих исследований характер движений и фиксаций взгляда в зрительном процессе еще не был изучен, поэтому используемая модель не могла учитывать роль фиксаций. Исследования Кренделя и Водинского [6] показали также, что

тренировка (приобретение наблюдателями опыта в решении поставленной задачи поиска) в среднем не оказывает заметного влияния на получаемые результаты.

Вильямс и Бороу [7] показали для различных значений плотности помех и скорости движения элементов картины по экрану индикатора, что вероятность различения принимает простую форму $P = 1 - \exp(-mt)$. Вильямс [8] разработал несколько отличную теорию поиска, основанную на том факте, что последовательные фиксации внутри интервала в несколько секунд имеют тенденцию группироваться, в результате чего наблюдается частично упорядоченный процесс поиска. Обозначая через N общее число циклов сканирования взглядом всего поля за время данного эксперимента и через F долю последнего цикла до момента, когда произошло обнаружение, Вильямс показал, что вероятность обнаружения объекта за $N + F$ циклов сканирования равна

$$P(N + F) = 1 - (1 - P_{ss})^N + FP_{ss}(1 - P_{ss})^N, \quad (10.14)$$

где P_{ss} — вероятность обнаружения объекта за один полный цикл сканирования поля.

Поскольку полное время поиска t есть число, кратное времени одного цикла t_{ss} , Уильямс получил

$$P(t) = 1 - \exp(-mt),$$

где

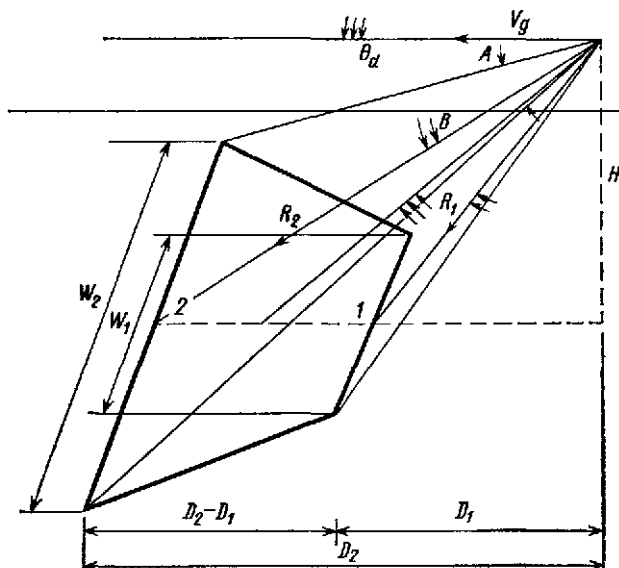
$$m = -\ln(1 - P_{ss})/t_{ss}. \quad (10.15)$$

Во всех приведенных выше уравнениях время t , отведенное на поиск, может быть связано с физическими условиями поиска, такими, как скорость поворота приемного устройства или скорость самолета, высота, угол наклона и поле зрения приемного устройства, как показано в разд. 10.4.

Блумфилд [9] показал, что поиск объекта на картине с высокой плотностью помех облегчается с увеличением контраста или размера объекта по отношению к помехам. Аналогичным образом Петерсен и Дугас [10] установили, что время поиска уменьшается, когда контраст или скорость перемещения объекта относительно фона увеличиваются. Они установили также, что в случае движения объекта в уравнение свободного поиска должен быть введен коэффициент при экспоненте. Для скорости объекта относительно картины V , меньшей 5 град/с, этот коэффициент равен $C(1 + 0,45 V^2)$, где $0,3 \leq C \leq 0,5$.

10.4. Геометрические соотношения при поиске

Для проведения сравнительного анализа параметров при поиске необходимо конкретизировать вид и порядок поиска. Простым примером является поиск объектов на земной поверхности, осу-



Фиг. 10.4. К выводу соотношений при поиске объектов на земле с воздуха.

существляемый с движущегося самолета. Для упрощения уравнений предположим, что приемное устройство находится на постоянной высоте и что движение относительно земли происходит по прямой линии.

Пусть A и B — размеры поля зрения приемного устройства по азимуту и по углу места; θ_d — угол наклона приемного устройства, отсчитываемый от горизонтали до центра поля зрения приемного устройства; H — высота и V_g — скорость приемного устройства относительно земли. Эти величины показаны на фиг. 10.4 вместе с вырезаемым на земной поверхности участком.

Упомянутые величины связаны между собой соотношениями

$$H/R_2 = \sin(\theta_d - B/2), \quad (10.16)$$

$$H/R_1 = \sin(\theta_d + B/2), \quad (10.17)$$

$$H/D_1 = \operatorname{ctg}[90^\circ - (\theta_d + B/2)], \quad (10.18)$$

$$H/D_2 = \operatorname{ctg}[90^\circ - (\theta_d - B/2)], \quad (10.19)$$

$$W_1/R_1 = 2\operatorname{tg}(A/2), \quad (10.20)$$

$$W_2/R_2 = 2\operatorname{tg}(A/2). \quad (10.21)$$

Площадь участка земной поверхности в пределах поля зрения равна

$$G = (D_2 - D_1)/[(W_2 + W_1)/2]. \quad (10.22)$$

Если объект входит в поле зрения в точке 2 (фиг. 10.4) и выходит из него в точке 1, то время t нахождения объекта в поле зрения равно

$$t = (D_2 - D_1)/V_g. \quad (10.23)$$

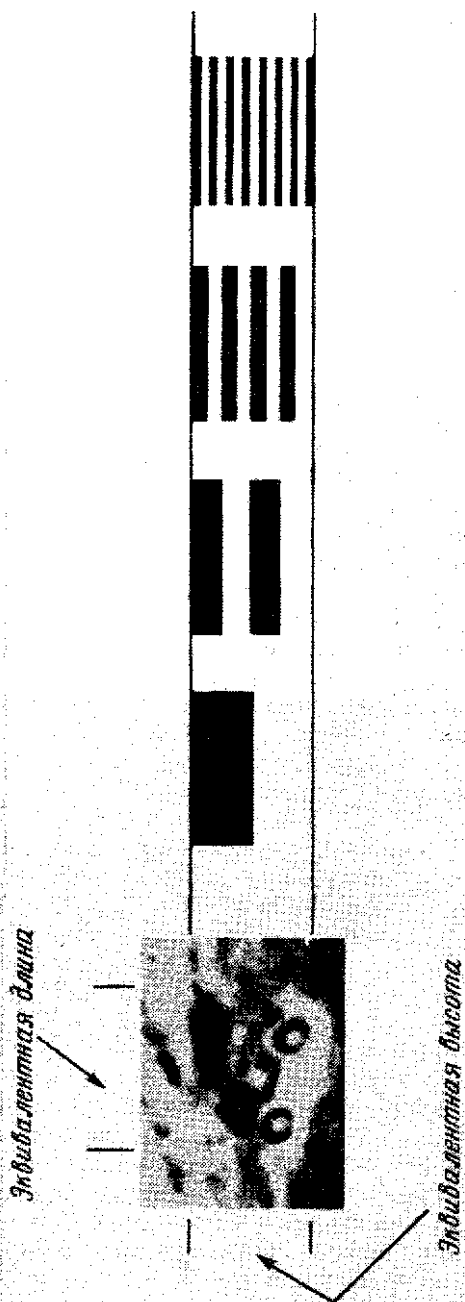
10.5. Разрешение эквивалентных штриховых мир

На примере многих исследований показано, что наиболее важным единым параметром, характеризующим возможный уровень видения объекта с помощью системы, является разрешение различных штриховых мир, эквивалентных объекту. Такой подход справедлив независимо от природы имеющегося сочетания различных дефектов изображения. Он проиллюстрирован на фиг. 10.5 в предположении, что объект характеризуется критическим размером, определяемым размерами деталей объекта, существенных для его видения. В типичном случае этот минимальный габаритный размер проекции изображения объекта на плоскость, перпендикулярную линии наблюдения (фиг. 10.6). Штриховая мира, эквивалентная объекту, является одной из мир набора, в котором полная ширина мир равна критическому размеру объекта, а длина соответствует размеру объекта в направлении, перпендикулярном критическому.

На фиг. 10.7 показано несколько примеров влияния различных дефектов изображения на качество последнего. Объект один и тот же во всех случаях и характеризуется определенной средней кажущейся разностью температур черного тела ΔT относительно фона. Объект имеет критический угловой размер θ_c , так что он занимает часть поля зрения A системы, определяемую отношением θ_c/A . На фиг. 10.7 система 1 ограничена случайными шумами, система 2 характеризуется недостаточным увеличением, параметры системы 3 ограничены МПФ, а системы 4 — растровой структурой изображения. В приведенном примере качество изображения в каждой последующей системе лучше, чем в предыдущей, и обеспечивает обнаружение в системе 1, классификацию в системе 2, различение в системе 3 и опознавание в системе 4.

Согласно теории, связывающей разрешение эквивалентной штриховой мира с видением объекта, качество видения можно предсказать, определив максимальную разрешаемую частоту эквивалентной мира, имеющей ту же кажущуюся разность температур ΔT и наблюдаемой при тех же условиях, что и объект. Эта теория в несколько другом виде была впервые предложена Джонсоном [11], который пытался найти связь характеристик электронно-оптических преобразователей изображения в реальных условиях с с объективными лабораторными критериями.

Джонсон определил число разрешаемых штрихов, соответствующих критическому размеру объекта, для восьми типов военных



Фиг. 10.5. Эквивалентные штриховые тест-объекты (миры).

Критический угловой
размер объекта θ_c



Фиг. 10.6. Критический размер объекта.



Фиг. 10.7. Ограничения качества изображения различными характеристиками систем.
а — система 1; б — система 2; в — система 3; г — система 4.

машин и стоящего человека. Широко известные теперь критерии Джонсона, усредненные по всем классам объектов, имеют следующие значения:

Качество видения	Число разрешаемых штрихов, требуемых для обеспечения 50%-ной вероятности правильного решения
Обнаружение	$1,0 \pm 0,25$
Определение ориентации	$1,4 \pm 0,35$
Различение	$4,0 \pm 0,8$
Опознавание	$6,4 \pm 1,5$

Эти критерии были непосредственно выведены из экспериментальных наблюдений и являются строгими только для безразостройной структуры изображения в электронно-оптических преобразователях.

Розелл и Вильсон [12] уточнили теорию, применив понятие воспринимаемого отношения сигнала к шуму, описанное в гл. 4. Они вывели выражения для условий разрешения штриховых мир на фоне аддитивных гауссовых шумов на экране телевизионного монитора и провели испытания для подтверждения теории. Они добавляли шумы к телевизионным изображениям автомашин, провели испытания с наблюдателями, чтобы определить зависимость вероятности различения и опознавания от воспринимаемого отношения сигнала к шуму, и построили графики полученных вероятностей в функции ожидаемых значений воспринимаемого отношения сигнала к шуму, требуемых для разрешения эквивалентных штриховых мир для каждого объекта. Розелл и Вильсон приняли, что для различения требуется разрешение 7-штриховой миры, а для опознавания — 11-штриховой.

Полученные результаты подтвердили простую теорию, согласно которой различение и опознавание объекта можно предсказать по разрешению эквивалентных штриховых мир. Эксперименты и полученные результаты подробно описаны в книге [11]. Строго говоря, эти данные применимы только для объектов, наблюдаемых на фоне шумов на телевизионном экране с числом строк 525 при условии, что в остальном телевизионное изображение идеально. Для широкого многообразия стандартов разложения, используемых в системах FLIR, эти данные могут и не быть справедливыми. Вильямс [13] провел аналогичные эксперименты с системами FLIR с обработкой изображений на ЭВМ и нашел, что степень различения хорошо согласуется с числом разрешаемых штрихов, укладываемых в критическом размере объекта. Эти результа-

ты можно использовать независимо от степени влияния на качество изображения растровой структуры, разрешения, контраста и шума; они подробно описаны в разд. 10.9.

10.6. Вероятность обнаружения

Вероятность обнаружения объектов простой геометрической формы на однородном фоне в присутствии случайных шумов рассматривалась в гл. 4. Выводы, сделанные на основе этого рассмотрения, таковы, что визуальная система работает, как бы вычисляя отношение сигнала к шуму и сравнивая его с пороговым значением отношения сигнала к шуму как критерием важности полученного сигнала. Имеется значительное количество данных, подтверждающих эту теорию в различных условиях наблюдения. В условиях ограничения видимости квантовыми шумами или контрастом теория подтверждается данными Блэкуэлла [14], а при наличии аддитивных шумов — данными Кольтмана и Андерсона [15], Шаде [16], а также Розелла и Вильсона [12]. Фактически нет опубликованных данных о зависимости условий обнаружения объектов непростой формы на неравномерных фонах от отношения сигнала к шуму.

В гл. 4 указывалось, что вероятность обнаружения возрастает с увеличением времени наблюдения, углового размера объекта и контраста. Испытания Бернштейна [17], Колуччио и др. [18], Холланда и Харабедиана [19], а также Грининга и Уаймана [20], проведенные с реальными объектами в натурных условиях, показали, что процент обнаруживаемых объектов действительно возрастает с увеличением контраста. Бернштейн [17], например, установил, что изображения на экране электронно-лучевой трубки автомашин и людей должны иметь контраст $C \triangleq (I_T - I_B)/I_B$, равный 90%, чтобы обеспечить максимально возможную вероятность различения.

Кроме того, Бернштейн [17] установил, что разрешение влияет на вероятность обнаружения только в той мере, в какой оно изменяет отношение сигнала к шуму или контраст объекта. Однако Колуччио и др. [18] нашли, что условия обнаружения улучшаются с ростом разрешения R , определяемого числом разрешаемых штрихов на размер объекта, причем улучшение описывается формулой

$$\text{Улучшение} = K_1 \lg K_2 R, \quad (10.24)$$

где K_1 и K_2 — эмпирические константы.

Бэйли [21], используя в качестве отправной точки описанную выше теорию поиска, рассмотрел большое число работ, из которых ясно, что полная вероятность обнаружения $P_{\text{обн}}$ является функцией помех. Если на картине с помехами, характеризуемой по

угловым размером телесным углом Ω_s , нужно отыскать объект с угловым размером Ω_T за время t , то в соответствии с выводами Бэйли полная вероятность обнаружения равна

$$P_{\text{обн(шт)}} = P_{\text{обн/виз}} [1 - \exp(-6,9\Omega_T/\Omega_s K)], \quad (10.25)$$

где $P_{\text{обн/виз}}$ — вероятность того, что наблюдатель обнаружит объект, если он смотрит прямо на него, а K — эмпирический коэффициент помех, пропорциональный плотности ложных объектов в картине. Типичные значения K по опубликованным данным, рассмотренным Бэйли, заключены в диапазоне 0,01–0,1. Эксперименты Бэйкера и др. [4], а также Вильямса и Бороу [7] подтверждают эту теорию.

10.7. Вероятности классификации и различения

Насколько известно автору, до сих пор не опубликованы данные о качестве изображения, необходимом для перехода от обнаружения к классификации. Это, однако, не свидетельствует о несущественности классификации как задачи интерпретации изображения. Классификация особенно важна в военных приложениях. Например, обычными ситуациями являются такие, когда известно, что в охраняемом секторе не предполагается наличие своих военных машин или что в определенном секторе должен появиться самолет противника. В этих случаях достаточно только обнаружить объект и классифицировать его как военную машину или самолет, чтобы открыть огонь.

Очень подробно исследовалось влияние изменения какого-либо одного из параметров, характеризующего качество изображения, на вероятность различения простых, представляющих практический интерес объектов. Барнард [22] определил вероятность различения случайным образом ориентированных колец Ландольта и звездообразных мир, в которых отсутствовал один луч, на фоне аддитивных гауссовых шумов. Он нашел, что результаты точно описываются с помощью модели, основанной на предположении, что система глаз — мозг работает, как оптимальный фильтр. Этот вывод подтверждает представление некоторых специалистов в области физиологии зрительного восприятия, что система глаз — мозг состоит из набора статистически независимых узкополосных фильтров.

Все исследователи сходятся во мнении, что улучшение разрешающей способности прибора наблюдения улучшает характеристики различения и опознавания. Бэйли [21] полагает, что вероятность различения $P_{\text{разл}}$ связана с наименьшим числом элементов разрешения, содержащимся в наименьшем размере объекта и определенном с 90%-ной вероятностью. Джонсон [11] указал,

что для уверенного различения число разрешаемых штрихов на критический размер объекта должно составлять $4 \pm 0,8$.

Беннет и др. [23] установили, что при наблюдении с расстояния 380 мм характеристики различения улучшаются с улучшением разрешения до $\sim 0,25$ мрад; ниже этого уровня существенного улучшения различения не наблюдается. Грининг и Уаймен [20] рекомендуют следующее соотношение:

$$P_{\text{разл}} = \exp [-(r_s/r)^m], \quad (10.26)$$

где r_s — разрешение приемного устройства, включая глаз, мрад²; r — определенное эмпирическим путем разрешение для данного объекта, мрад²; $m = 1$ при $r_s/r > 1$ и $m = 2$ при $r_s/r \leq 1$, причем $r = \frac{\Omega_T [\text{мрад}^2]}{N_R^2}$; Ω_T — телесный угол, под которым виден объект; N_R — определенное эмпирическим путем число элементов разрешения на объекте.

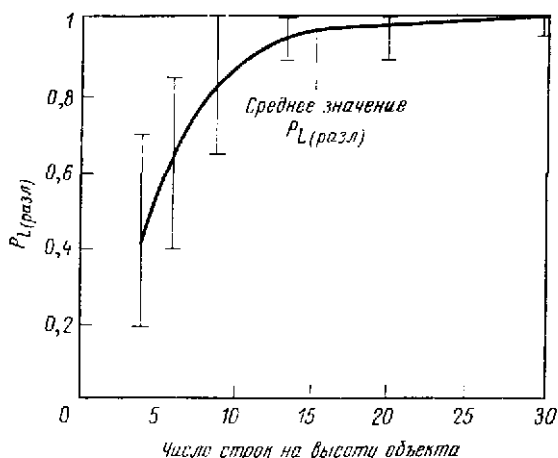
Их эксперименты в натуральных условиях показали, что число элементов разрешения, требуемое для различения с уверенностью 90%, меняется от 3 до 20 в зависимости от сложности объекта. Исследователи фирмы «Боинг» [24] установили, что эффективность извлечения фотографической информации повышается приблизительно пропорционально площади, ограниченной кривой МПФ, и пропорционально N_e для тех типичных видов МПФ, которые они исследовали.

Наиболее надежные результаты в теории поиска получены при исследовании требуемых для различения и опознавания числа пространственных выборок или строк растра, укладываемых в размер изображения объекта. Результаты Джонстона [25] по исследованию вероятности различения $P_{\text{разл}}$ телевизионных изображений автоматов средств в функции числа строк растра L , укладываемых в изображение объекта, достаточно точно описываются формулой

$$P_{L(\text{разл})} = 1 - \exp [-0,018 (L + 1)^2], \quad (10.27)$$

где $7 \leq L \leq 13$.

Ряд натуральных исследований, проведенных с системами тепловидения, показали, что для обеспечения 50%-ной вероятности $P_{\text{разл}}$ необходимо иметь 4 ± 1 строк, укладываемых в размер изображения объекта, а для обеспечения 90%-ной вероятности 6 ± 1 строк. Скотт и др. [26] формировали изображения макетов военных автомашин с выборкой по вертикали при числе строк, укладываемых по высоте изображения объектов 4, 6, 9, 13, 5, 20 и 30. Наблюдателям предлагалось отождествлять изображения автомашин с аналогичными изображениями без выборки и затем вычислялись вероятности правильного различения объектов. Эти результаты приведены на фиг. 10.8. Аналогичные исследования

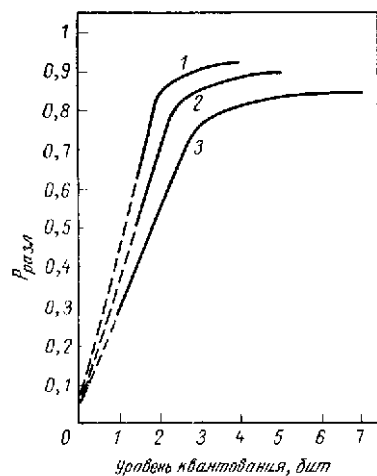


Фиг. 10.8. Пределы изменения вероятности различения в зависимости от числа строк, укладываемых по высоте изображения объекта, для всех классов автомотосредств [26].

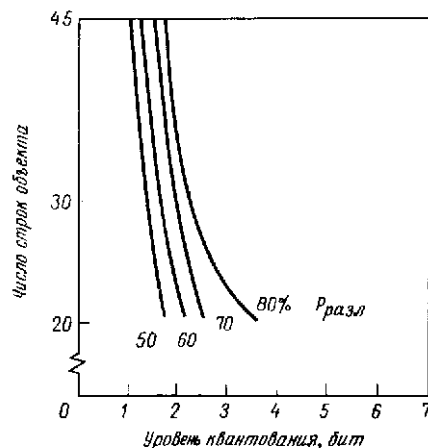
провели Холланда и Харабедян [19], получив аналогичные результаты.

Гейвен и др. [27] исследовали особенности извлечения информации с помощью фотографий с выборкой с равными интервалами в обоих направлениях с величиной σ гауссовой функции рассеяния, равной половине постоянной решетки. Они использовали значения числа строк сканирования на диагональ объекта, равные 22,1, 33,1 и 49,6. Интенсивность изображения квантовалась примерно по равновероятным уровням от 1 до 7 бит (от 2 до 256 уровней). Определялась вероятность различения обработанных таким образом изображений в функции числа строк сканирования L и числа бит по интенсивности. Результаты представлены на фиг. 10.9 и 10.10. По данным этих исследований, не наблюдалось заметного улучшения характеристик на уровне выше 3 бит. С другой стороны, Джонстон [25], используя замкнутую телевизионную систему, не обнаружил заметной зависимости различения от градаций серой шкалы на экране телевизора для числа градаций от 5 до 9.

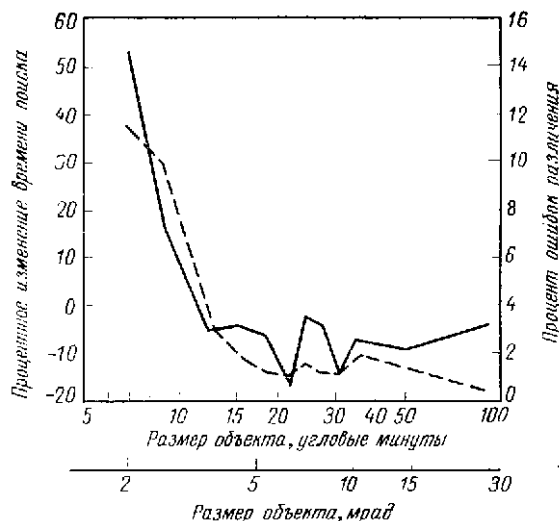
Стидмен и Бэйкер [28] исследовали зависимость различения объекта от его углового размера, используя круглые неподвижные фотографические изображения с угловыми диаметрами 4,6; 9,3; 13,9 и 17,7° при дистанции наблюдения 0,6 м. На каждом изображении было 184 объекта произвольной сложной формы из общего набора 557 объектов; 24 объекта подлежали различению; освещенность составляла 215 лк. Все объекты имели высокий контраст и были только слегка размыты. Результаты этих исследований



Фиг. 10.9. Вероятность различения в функции уровня квантования и числа строк, укладываемых в размер изображения объекта [27]. Число строк, укладываемых в размер изображения: 1—49,6; 2—33,1; 3—22,1.



Фиг. 10.10. Кривые равной вероятности различения в функции уровня квантования и числа строк, укладываемых в размер изображения объекта [27].



Фиг. 10.11. Процентное изменение времени поиска и процент ошибок различения в функции углового размера объекта [28].

— время; — — — ошибки.

показали, что процентная ошибка различения и времени поиска относительно постоянны для угловых размеров, больших $12'$, и резко увеличиваются при угловых размерах, меньших $12'$. На фиг. 10.11 показаны процентное изменение времени поиска и процент ошибок различения в функции максимального углового размера объекта.

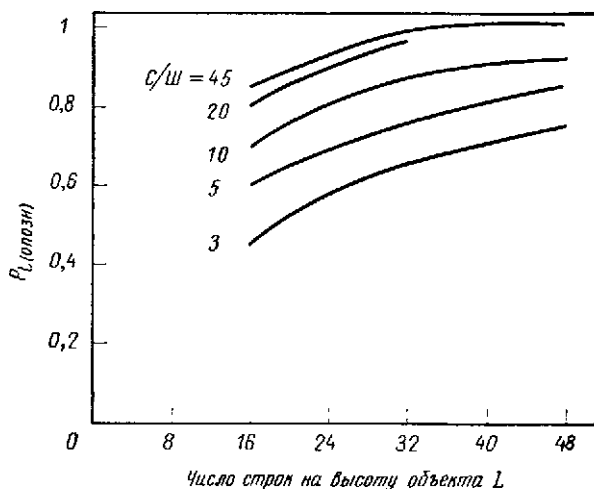
10.8. Вероятность опознавания

Холланда и др. [29] исследовали зависимость опознавания объектов от числа строк сканирования, укладываемых в размер изображения объекта, и от отношения сигнала к шуму в точке. Они использовали 20 макетов бронетанковой техники и получали их изображение с помощью оптико-электронной системы. Число строк сканирования L , соответствующих высоте объекта, составляло 16, 32 и 48; к изображениям добавлялись гауссовы шумы, чтобы получить значения отношения сигнала к шуму 3, 5, 10, 20 и 45. Эти исследователи построили, в частности, кривые процента правильных опознаваний в функции отношения сигнала к шуму для различных значений числа строк L , а также кривые L в функции отношения сигнала к шуму для постоянных условий опознавания. Полученные ими зависимости вероятности опознавания $P_{\text{опозн}}$ от числа строк сканирования и отношения сигнала к шуму представлены на фиг. 10.12—10.15. Основные выводы, сделанные в работе [29], следующие:

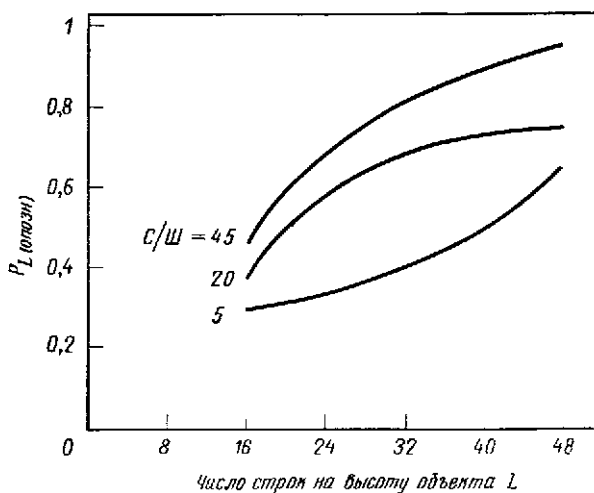
1. $P_{\text{опозн}}$ для наземных объектов военной техники является возрастающей функцией отношения сигнала к шуму вплоть до значений этого отношения, равного 15.
2. $P_{\text{опозн}}$ для изображений без шумов только на 5% выше, чем $P_{\text{опозн}}$ при отношении сигнала к шуму 30.
3. С увеличением отношения сигнала к шуму от 20 до бесконечности $P_{\text{опозн}}$ возрастает максимум на 10%.
4. При отношениях сигнала к шуму 2, 3 и 4 различия в качестве изображения пренебрежимо малы.

Ранее описанные эксперименты Скотта и др. [26] с изображениями, полученными при сканировании картины, позволили определить зависимость $P_{\text{опозн}}$ от числа строк, укладываемых по высоте изображения объекта (фиг. 10.16). Процентное увеличение правильного опознавания при $L > 20$ очень незначительное; вероятность 50% примерно соответствует значению $L = 7$. Изменения $P_{\text{опозн}}$ при наблюдении под углом 45° и при наблюдении в надир показаны на фиг. 10.17.

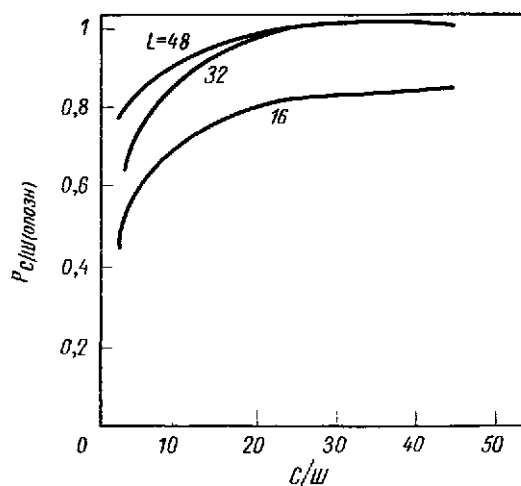
По данным Хемингуэя и Эриксона [30], относящимся к вероятности опознавания типографских знаков произвольной формы на телевизионном экране в зависимости от углового размера зна-



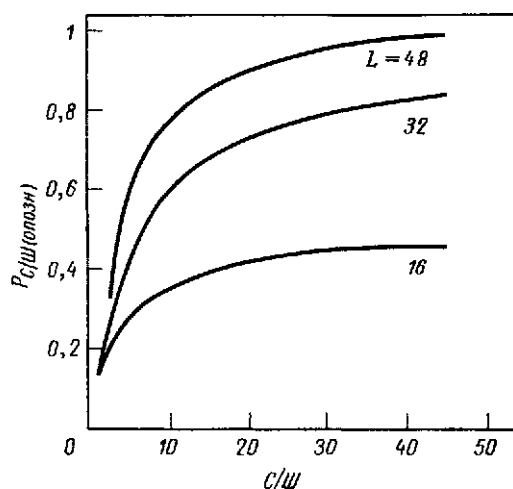
Фиг. 10.12. Вероятность опознавания различных военных автомотосредств в функции числа строк L , укладывающихся по высоте изображения объекта, для различных отношений сигнала к шуму C/Sh в точке [29].



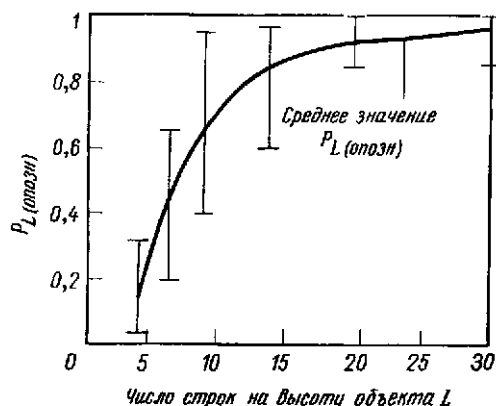
Фиг. 10.13. Вероятность опознавания танков в функции числа строк L , укладывающихся по высоте изображения объекта, для различных отношений сигнала к шуму C/Sh в точке [29].



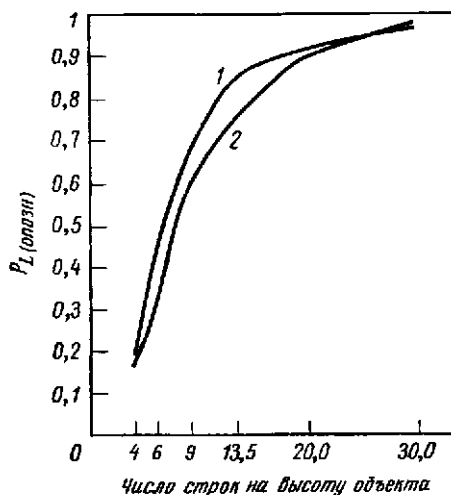
Фиг. 10.14. Вероятность опознавания различных военных автомотосредств в функции отношения сигнала к шуму $C/ш$ в точке для различного числа строк L , укладываемых по высоте изображения объекта [29].



Фиг. 10.15. Вероятность опознавания танков в функции отношения сигнала к шуму $C/ш$ в точке для различного числа строк L , укладываемых по высоте изображения объекта [29].



Фиг. 10.16. Пределы изменения вероятности опознавания в функции числа строк, укладываемых по высоте изображения объекта, для всех классов автомотосредств [26].



Фиг. 10.17. Вероятность опознавания в функции числа строк, укладываемых по высоте изображения объекта, для всех классов автомотосредств при наблюдении под углом 45° и в надир [26].

1 — наблюдение под углом 45° ; 2 — наблюдение в надир.

ков θ_c (мрад) и от числа строк телевизионного разложения, укладываемого в изображении знака, вероятность опознавания достаточно точно описывается формулой

$$P_{\text{опзн}} = 1 - \exp(6,4 \cdot 10^{-3} L \theta_c)^2.$$

10.9. Эксперименты с обработкой на ЭВМ изображений, полученных системой FLIR

Экономическая нецелесообразность создания систем FLIR с широким диапазоном изменения параметров для исследования особенностей интерпретации изображений стимулировала моделирование изменений параметров методом специальной обработки изображений. Одно из таких исследований провел Вильямс [13], который изучал влияние числа строк, укладываемых в размере объекта, увеличения, МПФ и отношения сигнала к шуму на точность различения.

Вильямс с сотрудниками создали цифровой формирователь изображения и использовали его вместе с термографическими изображающими системами для получения изображений с регулируемым ухудшением качества. Целью этих работ было моделирование характеристик изображения для обычных систем FLIR с растровым сканированием, использование этих изображений для количественных исследований влияния изменения параметров на способность наблюдателей различать объекты и установление обобщающих критериев характеристик изображения.

Термографическая система, на которой получалось исходное изображение, практически не имела шумов; отношение ширины к высоте картины составляло 2:1 при 250 строках на высоту кадра; МПФ имела гауссову форму со среднеквадратичным отклонением ФРЛ, равным половине расстояния между строками. Обработка фотографий производилась таким образом, что погрешности в исходном изображении были незначительны по сравнению с ухудшением качества изображения, вносимым при обработке. Каждая фотография передавалась матрицей, состоящей из 250×500 элементов, и регистрировалась при числе градаций на каждый элемент, равном 64, т. е. 6 бит. Информация выбиралась, как при процессе строчного сканирования, размывалась в двух направлениях, как от гауссовой функции рассеяния, ухудшалась контролируруемыми шумами и отпечатывалась на пленку растром, имеющим также гауссово рассеяние. Таким образом, было изготовлено 16 экземпляров изображений каждого из десяти типов объектов. При этом параметры изображения варьировались следующим образом:

Число строк раstra на высоту картины:	11, 22, 44, 88
Число строк раstra на высоту объекта:	3, 6, 12, 24
Величина σ гауссовой ФРЛ в долях расстояния между строками:	0,38; 0,48; 0,55; 0,61; 0,67; 0,72
Соответствующие значения гауссовой МПФ на частоте, равной половине строчной частоты:	0,47; 0,33; 0,23; 0,16; 0,11; 0,08
Отношение сигнала к шуму в изображении объекта:	25; 12,2; 6,58; 3,50; 2,04; 1,35

Эти изображения рассматривались затем с различных расстояний, чтобы получить следующие вариации увеличения:

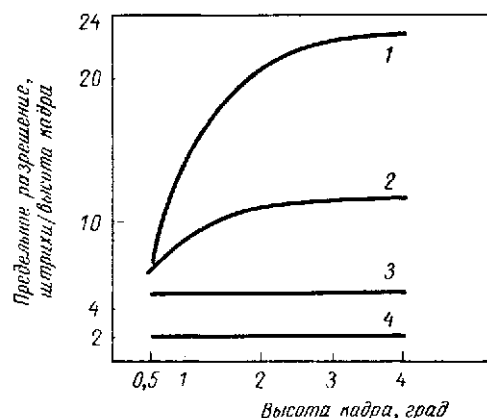
Высота картины (градусы):	0,5; 1; 2; 4
Угловой размер ширины строки раstra (мрад):	19,8; 9,9; 4,95; 2,48
Угловой размер объекта (мрад):	23,3; 11,7; 5,82; 2,91

Было проведено 15 тыс. отдельных наблюдений 18 наблюдателями по 160 изображениям с ухудшенным качеством изображения, и была проведена статистическая обработка полученных данных.

Результаты Вильямса поразительным образом разошлись с принятым представлением, что небольшие изменения МПФ и отношения сигнала к шуму оказывают сильное влияние на характеристики различения. Вильямс обнаружил, что растровая структура, по-видимому, столь основательно разрушает изображение, что значительные изменения МПФ и отношения сигнала к шуму вызывают весьма небольшое ухудшение характеристик различения.

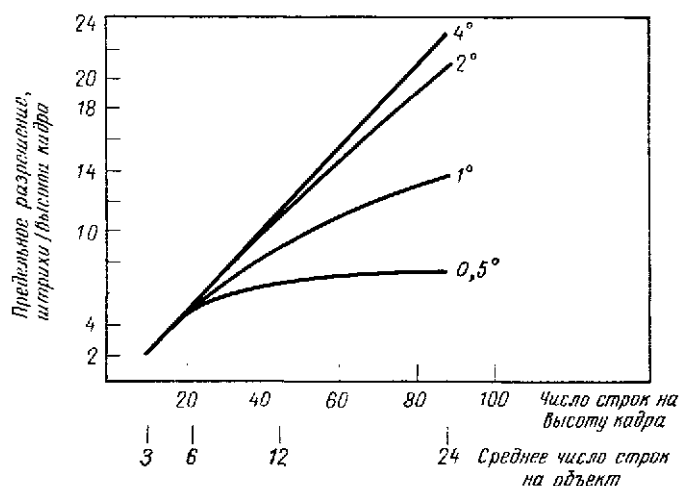
Оценка корреляции переменных параметров качества изображения со степенью различения осуществлялась методом линейной регрессии. Лучшим единым критерием точности различения в этом эксперименте оказалась разрешающая способность по трехштриховому тест-объекту, длина штрихов которого параллельна строкам раstra. Другим подходящим параметром является число строк раstra, укладываемых в минимальном размере объекта.

Разрешающая способность по трехштриховому тест-объекту является хорошим критерием, что согласуется с результатами Джонсона [11] для электронно-оптических преобразователей, а также Розелла и Вильсона [12] для телевидения. Преимущества этого критерия заключаются в том, что он учитывает одновременно влияние на реакцию наблюдателя степени выборки, вертикальной функции рассеяния, отношения сигнала к шуму



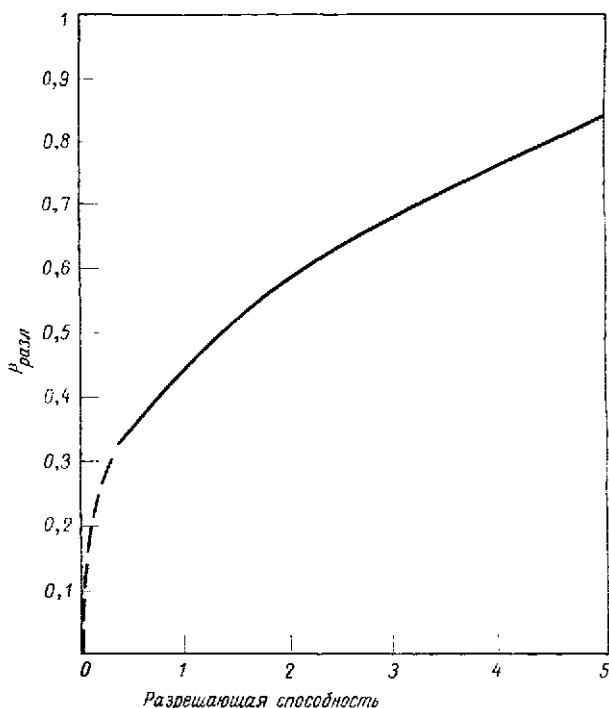
Фиг. 10.18. Предельное разрешение трехштрихового тест-объекта.

1 — 88 строк на высоту кадра, 24 строки на объект; 2 — 44 строки на высоту кадра, 12 строк на объект; 3 — 22 строки на высоту кадра, 6 строк на объект; 4 — 11 строк на высоту кадра, 6 строк на объект.



Фиг. 10.19. Предельное разрешение трехштрихового тест-объекта.

На кривых указана высота кадра в угловых градусах.

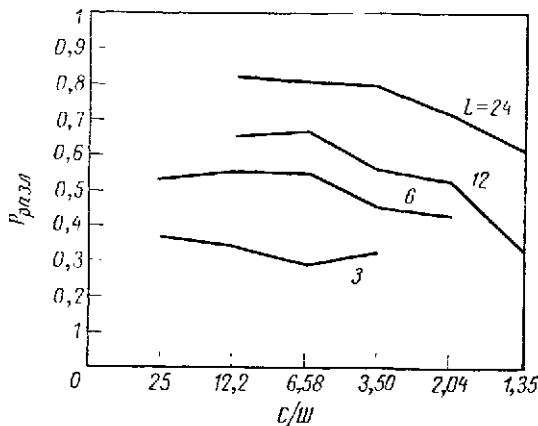


Фиг. 10.20. Вероятность различения в функции разрешающей способности (штрихи/высота объекта).

и увеличения. Таким образом, разрешающая способность остается хорошим критерием качества и при наличии выборки.

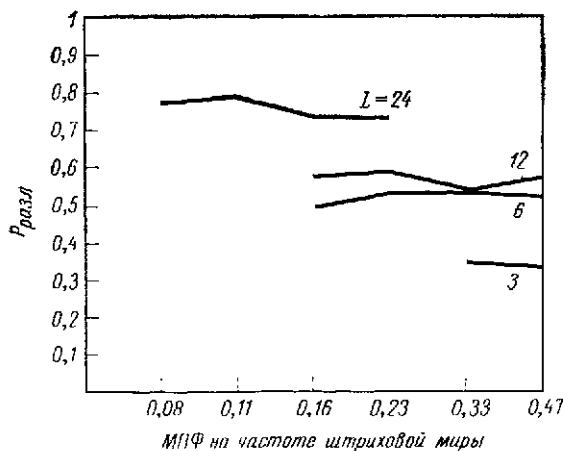
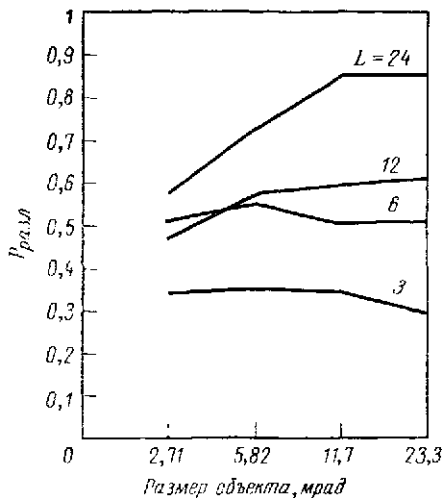
На фиг. 10.18 показано экспериментально полученное предельное разрешение штрихового тест-объекта со штрихами, ориентированными в направлении сканирования. Предельное разрешение представлено в функции общей высоты картины для различного числа строк. Из кривых ясно видно влияние роста увеличения при постоянном числе строк. Те же данные приведены на фиг. 10.19, чтобы показать влияние роста числа строк при постоянном увеличении. Другие результаты, полученные в этих исследованиях, представлены на фиг. 10.20—10.23.

Основной вывод из этих исследований заключается в том, что выборка оказывает определяющее влияние на характеристики изображения, а шум и МПФ играют при различении существенно меньшую роль. Это не противоречит многим более ранним исследованиям по интерпретации фотоизображений, в которых была обнаружена сильная зависимость характеристик изображения от МПФ в фотографии. Просто исследования Вильямса показывают,



Фиг. 10.21. Вероятность различения в функции отношения сигнала к шуму $C/Ш$ для различного числа строк L , укладываемых в размере изображения объекта.

Фиг. 10.22. Вероятность различения в функции углового размера объекта для различного числа строк L , укладываемых в размере изображения объекта.



Фиг. 10.23. Вероятность различения в функции МПФ на частоте, обратной расстоянию между центрами соседних полос тест-объекта, для различного числа строк L , укладываемых в размере изображения объекта.

что псевдочастоты при выборке настолько искажают изображение при малом числе строк, укладываемомся в размере изображения объекта, что изменения МПФ уже не оказывают существенного влияния на качество изображения.

На основании результатов этих исследований можно сформулировать несколько эмпирических выводов:

1. Для 90%-ной вероятности правильного различения требуется в среднем 24 строки раstra или 12 пар разрешаемых штрихов на высоту объекта.
2. Для 50%-ной вероятности правильного различения требуется в среднем 15 строк раstra или 7,5 пары разрешаемых штрихов на высоту объекта.
3. Угловой размер одной строки раstra для глаза должен быть не более 1 мрад и не менее $\sim 0,5$ мрад, в противном случае характеристики изображения существенно ухудшаются.

Эти цифры хорошо согласуются с современной практикой разработки систем FLIR. Так, при 350 строках и угловом размере чувствительного элемента приемника 0,25 мрад, при высоте экрана 150 мм, рассматриваемого с максимального расстояния 0,75 м, угловой размер строки получается равным 0,57 мрад.

Некоторые интересные примеры обработанных на ЭВМ изображений, полученных системой FLIR, показаны на фиг. 10.24 и 10.25. Изображения обрабатывались [13], чтобы моделировать систему с параллельным сканированием, в которой определяющее влияние на МПФ оказывают размеры чувствительного элемента приемника (апертуры на входе) и светодиода (апертура на выходе). На фиг. 10.24 показаны изображения, приведенные к числу строк, равному 125, при постоянном размере светодиода и при меняющихся размерах приемника и отношениях сигнала к шуму в точке. На фиг. 10.25 показаны изображения с теми же относительными изменениями параметров при числе строк, равном 31. Исходное термографическое изображение, в которое вводились эти изменения, показано на фиг. 10.26.

10.10. Другие ограничения при наблюдении

Беннет и др. [23] установили, что увеличение не должно превышать предела, при котором элемент разрешения имеет угловой размер для глаза, равный $3'$ (~ 1 мрад). Этот вывод подтвержден Хемингуэем и Эриксоном [30] и согласуется с исследованиями, описанными в гл. 4.

Вильямс и Бороу [7] не обнаружили ухудшения характеристик поиска при движении картины по экрану индикатора со скоростью 0—8 град/с. При скорости 16 град/с время поиска увеличивается

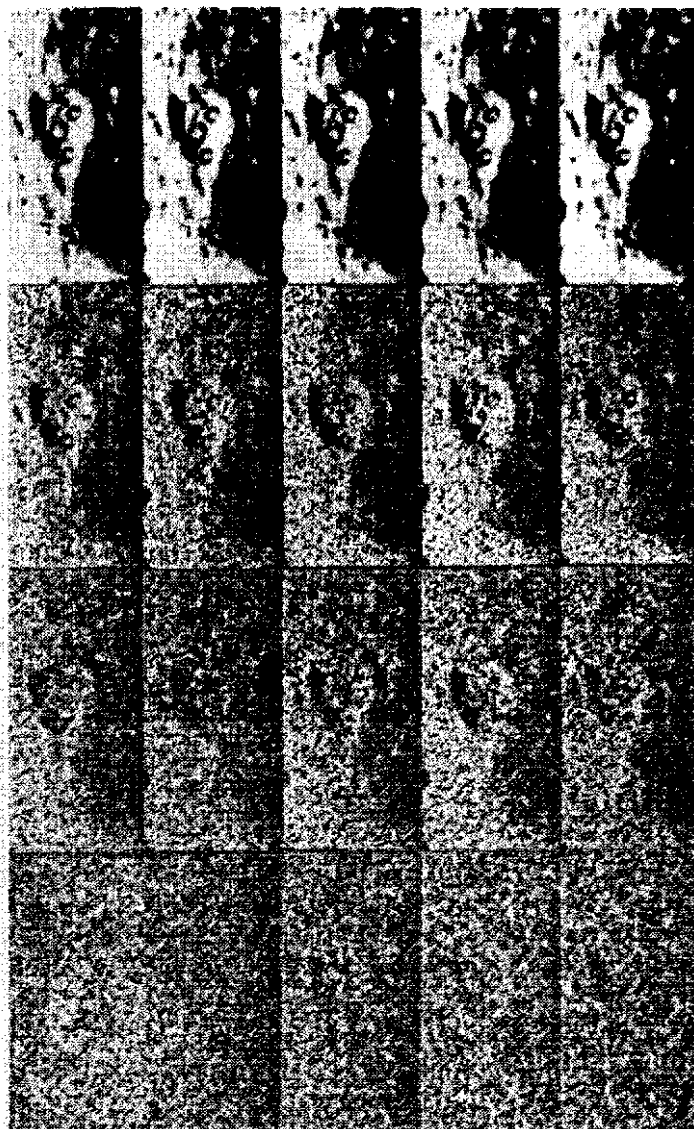
Отношение сигнала к шуму

3,5

6,58

12,2

∞



1 □

1 □
2

1 □
3

2 □
1

2 □
2

Форма апертуры на входе
(определяемая размером
чувствительного элемента приемника)

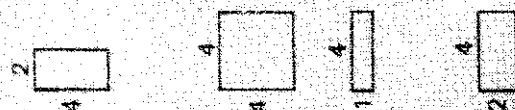
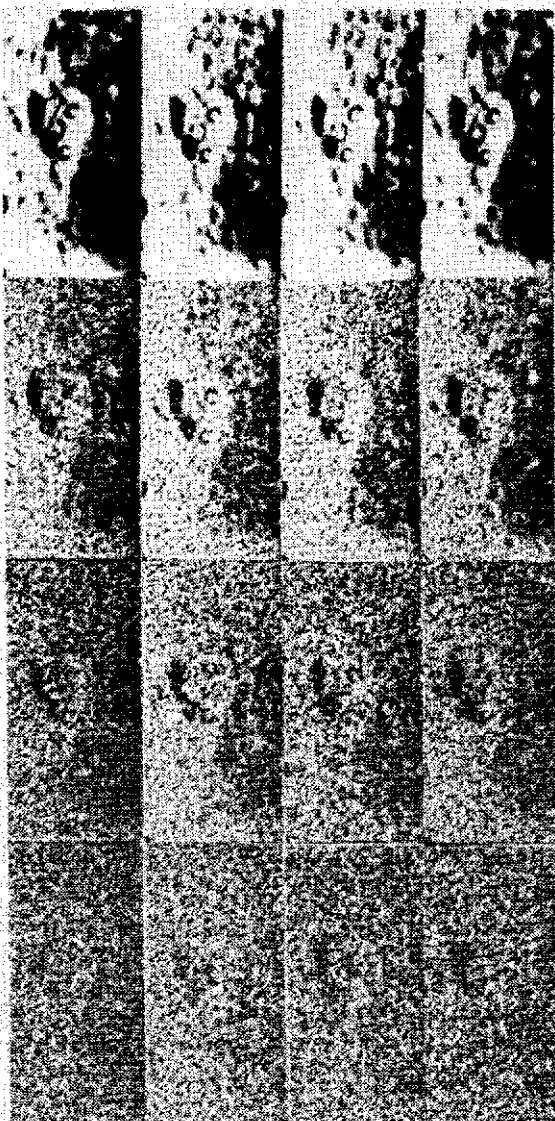
Отношение сигнала к шуму

∞

12,2

6,68

3,5



Формы и размеры объектов
(по вертикали и по горизонтали)
(в пикселах)

Фиг. 10.24. Результаты обработки тепловых изображений при числе строк на высоту кадра, равном 125, и квадратной апертуре луча монитора со стороной, равной ширине строки.

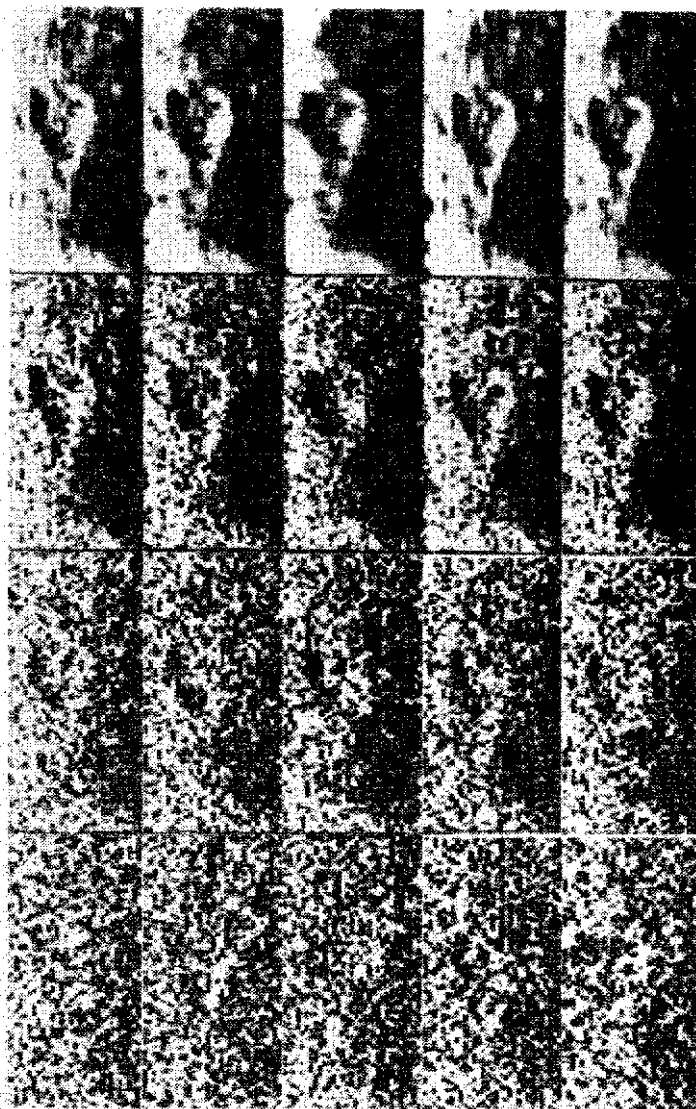
Отношения сигнала к шуму

3,5

6,58

12,2

∞



1 □

1 □
2

1 □
3

2 □
1

2 □
2

Форма антропы на фоне
(предельная разность
устройств и аппаратуры)

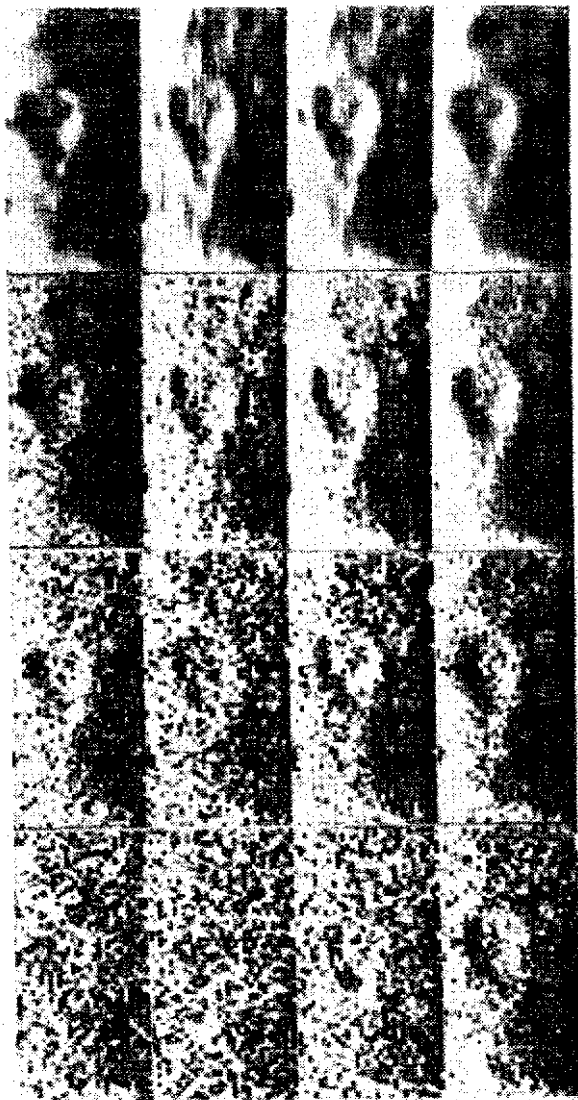
Отношение сигнала к шуму

3,5

6,58

12,2

∞



В

Форма отверстий на входе
(определенная координатами)
(размеры в мм)

Фиг. 10.25. Результаты обработки тепловых изображений при числе строк на высоту кадра, равном 34, и квадратной апертуре луча монитора со стороны, равной ширине строки.



Фиг. 10.26. Исходное термографическое изображение.

на $\sim 25\%$, а при 31 град/с — на 100%. Они установили также, что горизонтальное движение приводит к меньшему ухудшению видения, чем вертикальное.

Вильямс и Бороу [7] определили, что разброс по отдельным наблюдателям в способности извлекать информацию составляет 4 : 1. Аналогично Торнтон и др. [32] установили, что точность оценки изображений, полнота восприятия и время поиска для различных наблюдателей варьируют в отношении 5 : 1. Эрикссон [31] обнаружил, что время поиска уменьшается при повышении периферической остроты зрения. Беннет и др. [23] нашли, что способность наблюдателей оценивать изображение объекта можно улучшить в 3 раза, если просто заранее сообщить им, что определенный объект (один из возможных) имеется на картине.

Жиклаи [33] создавал быстро меняющуюся последовательность телевизионных изображений, содержащих только вполне определенные объекты, и установил, что в идеальных условиях можно различить от трех до пяти объектов или символов в секунду.

10.11. Оптимизация параметров системы

Для экономически эффективного проектирования необходимо обеспечивать только требуемые характеристики. Поэтому следует представлять себе, как взаимосвязаны в системе различные ограничения наблюдения. В качестве примера рассмотрим простую систему, имеющую квадратное поле зрения и растр с примыкающими друг к другу строками без пропусков и перекрытий. Предположим, что для обеспечения эффективности поиска по условиям ограничения размера экрана, восприятия мелькающей оптимального коэффициента окружающего фона или по другим причинам мы выбрали угловые размеры экрана $A' \times A'$ (мрад²). Предположим далее, что из общего рассмотрения качества изображения мы выбрали угловое увеличение M , которое обеспечивает требуемую эффективность совокупности система — глаз. Тогда приемное устройство будет иметь квадратное поле зрения со стороной $A = A'/M$ (мрад).

Предположим теперь, что требуется обеспечить определенную вероятность различения объекта с некоторым критическим линейным размером в метрах на наклонной дальности R (км). Угловой критический размер объекта θ_c (мрад) будет равен отношению линейного критического размера объекта в метрах к дальности в километрах. Требуемая вероятность различения определяет примерное число строк растра (или элементов разрешения для систем без выборки) в угловом размере θ_c ; пусть это число будет L . Тогда одна строка должна иметь угловой размер θ_c/L (мрад). Требуемая вероятность различения определяет также (правда, в менее явном виде) некоторый минимальный угловой критический

размер объекта для глаза, скажем θ'_c , который согласуется с РСВ глаза и спектром пространственных частот объекта. Параметры θ_c и θ'_c связаны соотношением

$$M = \theta'_c / \theta_c, \quad (10.28)$$

но в то же время

$$M = A' / A, \quad (10.29)$$

поэтому

$$A' / A = \theta'_c / \theta_c, \text{ или } A = A' \theta_c / \theta'_c. \quad (10.30)$$

Таким образом, поле зрения приемного устройства определяется выбором углового размера экрана, обеспечивающего эффективный поиск, и требованиями по различению. Например, реальные цифры могут быть следующими: $A' = 160$ мрад ($\sim 9^\circ$), $\theta_c = 1$ мрад (3 м/3 км), $\theta'_c = 4$ мрад ($\sim 12'$). Эти значения дают поле зрения $A = 160 \cdot 1/4 = 40$ мрад $= 2,3^\circ$ и увеличение, равное 4. Если мы выберем $P_{\text{разл}} = 50\%$, подходящим значением числа строк будет $L = 4$. Тогда угловой размер одной строки составит $\theta_c / L = 0,25$ мрад и общее число каналов будет равно $40 \text{ мрад} / 0,25 \text{ мрад} = 160$. Наконец, для эффективной дистанции наблюдения экрана D (м) и для малых значений A' ширина экрана W (мм) должна быть равна $W \approx DA'_m$. При размещении экрана индикатора в кабине оператора дистанция D может быть равной 0,6 м, так что для нашего примера W составит $0,6 \cdot 160 = 96 \text{ мм} \approx 10 \text{ см}$.

Многие применяемые в настоящее время системы тепловидения не вполне оптимальны, по крайней мере в том отношении, что размер экрана, угловой размер строки, поле зрения и увеличение обычно выбираются независимо. Например, поле зрения может быть выбрано из условия перекрытия определенного участка земной поверхности с определенной высоты, в то время как увеличение выбирается независимо из условия эффективного разрешения. Тогда значительная часть экрана не будет использоваться, поскольку наблюдатель не сможет охватить всю информацию.

Опасность спроектировать систему с завышенными характеристиками всегда довольно велика, поскольку технически возможно обеспечить более высокое отношение поля зрения к разрешению по сравнению с тем, которое наблюдатель сможет эффективно использовать. В приведенном выше численном примере число строк 160 на все поле зрения мало для современных систем FLIR с высокими характеристиками. В результате характеристики FLIR обычно ограничиваются не возможностями прибора, а возможностями оператора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Biberman L. M., ed., Perception of Displayed Information, Plenum, 1973.
2. Enoch J. M., Effect of the Size of a Complex Display Upon Visual Search, *JOSA*, 49, 280—286 (1959).
3. Ford A., White C. T., Lichtenstein M., Analysis of Eye Movements During Free Search, *JOSA*, 49, 287—292 (1959).
4. Baker C. A., Morris D. F., Steedman W. C., Target Recognition on Complex Displays, *Human Factors*, 2, 51—61 (1960).
5. White C. T., Ocular Behavior in Visual Search, *Applied Optics*, 3, 569—570 (1964).
6. Krendel E. S., Wodinsky J., Search in an Unstructured Visual Field, *JOSA*, 50, 562—568 (1960).
7. Williams L. G., Borow M. S., The Effect of Rate and Direction of Display Movement Upon Visual Search, *Human Factors*, 5, 139—146 (1963).
8. Williams L. G., Target Conspicuity and Visual Search, *Human Factors*, 8, 80—92 (1966).
9. Bloomfield J. R., Visual Search in Complex Fields, *Human Factors*, 14, 139—148 (1972).
10. Peterson H. E., Dugas D. J., The Relative Importance of Contrast and Motion in Visual Detection, *Human Factors*, 14, 207—216 (1972).
11. Johnson J., Analysis of Image Forming Systems, Proceedings of the Image Intensifier Symposium, U. S. Army Engineering Research Development Laboratories, Fort Belvoir, Virginia, October 1958) (краткое изложение см. [1]).
12. Rosell F. A., Willson R. H., Recent Psychophysical Experiments and the Display Signal-to-Noise Ratio Concept (гл. 5 работы [1]).
13. Williams L. G., Honeywell, Inc., Systems and Research Division, Minneapolis, Minnesota (частное сообщение).
14. Blackwell H. R., Contrast Thresholds of the Human Eye, *JOSA*, 36, 624—643 (1946).
15. Coltman J. W., Anderson A. E., Noise Limitations to Resolving Power in Electronic Imaging, *Proc. IRE*, 858—865 (1960).
16. Schade O. H., Sr., An Evaluation of Photographic Image Quality and Resolving Power, *JSMPT*, 73, 81—119 (1964).
17. Bernstein B. R., Detection Performance in a Simulated Real-Time Airborne Reconnaissance Mission, *Human Factors*, 13, 1—9 (1971).
18. Collucio T. L., MacLeod S., Maier J. J., Effect of Image Contrast and Resolution on Photointerpreter Target Detection and Identification, *JOSA*, 59, 478—481 (1969).
19. Hollanda P. A., Harabedian A., The Informative Value of Line-Scan Images as a Function of Image Contrast and the Number of Scans per Scene Object (Ground-Level, non-simulated imagery), Perkin-Elmer Report № 10032, Perkin-Elmer Optical Technology Division, Danbury, Connecticut, 1970.
20. Greening C. P., Wyman M. J., Experimental Evaluation of a Visual Detection Model, *Human Factors*, 12, 435—445 (1970).
21. Bailey H. H., Target Detection Through Visual Recognition: A Quantitative Model, Rand Corporation Memorandum RM-6158-PR, Rand Corporation, Santa Monica, California, 1970.
22. Barnard T. W., Image Evaluation by Means of Target Recognition, *Phot. Sci. and Eng.*, 16, 144—150 (1972); An Image Evaluation Method, A Symposium on Sampled Images, Perkin-Elmer Corporation, Norwalk, Connecticut, 1971.
23. Bennett C. A., Winterstein S. H., Kent R. E., Image Quality and Target Recognition, *Human Factors*, 9, 5—32 (1967).

24. Perception of Displayed Information, L. M. Biberman, ed., Plenum, 1973, Ch. 3 (Results of Boeing image evaluation studies).
25. Johnston D. M., Target Recognition on TV as a Function of Horizontal Resolution and Shades of Gray, *Human Factors*, **10**, 201—209 (1968).
26. Scott F., Hollanda P. A., Harabedian A., The Informative Value of Sampled Images as a Function of the Number of Scans per Scene Object, *Phot. Sci. and Eng.*, **14**, 21—27 (1970).
27. Gaven J. V., Jr., Tavitian J., Harabedian A., The Informative Value of Sampled Images as a Function of the Number of Gray Levels Used in Encoding the Images, *Phot. Sci. and Eng.*, **14**, 16—20 (1970).
28. Steedman W. C., Baker C. A., Target Size and Visual Recognition, *Human Factors*, **2**, 120—127 (1960).
29. Hollanda P. A., Scott F., Harabedian A., The Informative Value of Sampled Images as a Function of the Number of Scans per Scene Object and the Signal-to-Noise Ratio, *Phot. Sci. and Eng.*, **14**, 407—412 (1970).
30. Hemingway C., Erickson B. A., Relative Effects of Raster Scan Lines and Image Subtense on Symbol Legibility on Television, *Human Factors*, **11**, 331—338 (1969).
31. Erickson R. A., Relation Between Visual Search Time and Peripheral Visual Acuity, *Human Factors*, **6**, 165—177 (1964).
32. Thornton C. L., Barrett G. V., Davis J. A., Field Dependence and Target Identification, *Human Factors*, **10**, 493—496 (1968).
33. Sziklai G. C., Some Studies in the Speed of Visual Perception, *IRE Trans. Info. Thry.*, **IT-2**, 125—128 (1956).

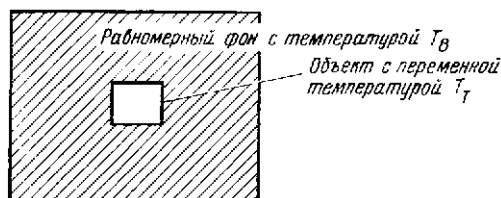
11.1. Передаточная функция сигнала и динамический диапазон

Мы определили систему тепловидения как прибор, который преобразует оптическое излучение дальнего инфракрасного диапазона в видимое излучение таким образом, что информацию можно извлекать из полученного изображения. В типичном случае коэффициент преобразования мощности можно регулировать путем изменения контраста и путем изменения яркости добавлением произвольного уровня постоянной составляющей. Необходимо уметь описывать и измерять коэффициент преобразования мощности и его зависимость от упомянутых видов регулирования, чтобы наблюдатель мог с уверенностью оптимизировать свою способность извлекать информацию из изображения, манипулируя ручками регулировок. Под этим подразумевается, что могут быть достигнуты удовлетворительные значения коэффициента окружающего фона для ожидаемых условий, что может быть получено изображение, восприятие которого ограничивается шумами, и может быть достигнут высокий контраст изображения.

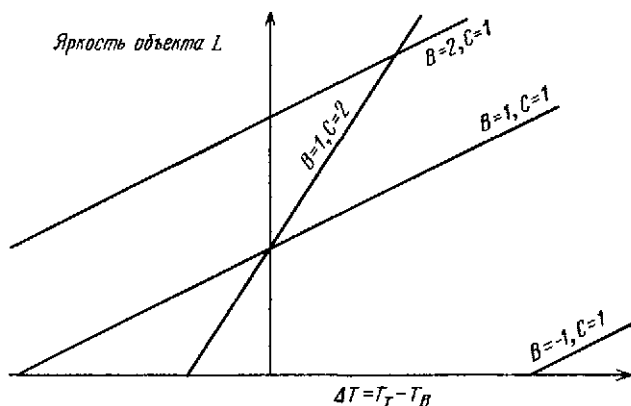
Для удобства коэффициент преобразования (как отношение выходной мощности к входной) измеряют в точке изображения большого квадратного объекта. Входная мощность обычно выражается как эквивалентная черному телу разность эффективных температур объекта и фона в градусах Цельсия, измеренная в спектральном диапазоне теплового излучения, в котором работает система. Выходная мощность обычно представляется яркостью изображения на экране индикатора, оцениваемой в соответствии с дневной кривой видности глаза и измеряемой фотометром ¹⁾.

Преобразование мощности описывается передаточной функцией сигнала ПФС, по терминологии Молтона и др. [5]. ПФС определяется как световая яркость на выходе системы (на экране индикаторного устройства) в функции разности температур объекта и фона в тест-объекте для различных уровней регулировки (фиг. 11.1).

¹⁾ Вопросы фотометрии рассмотрены в работах [1—4].



Фиг. 11.1. Тест-объект для определения передаточной функции сигнала ИФС.



Фиг. 11.2. Идеализированные ПФС для различных уровней регулировки яркости B и контраста C .

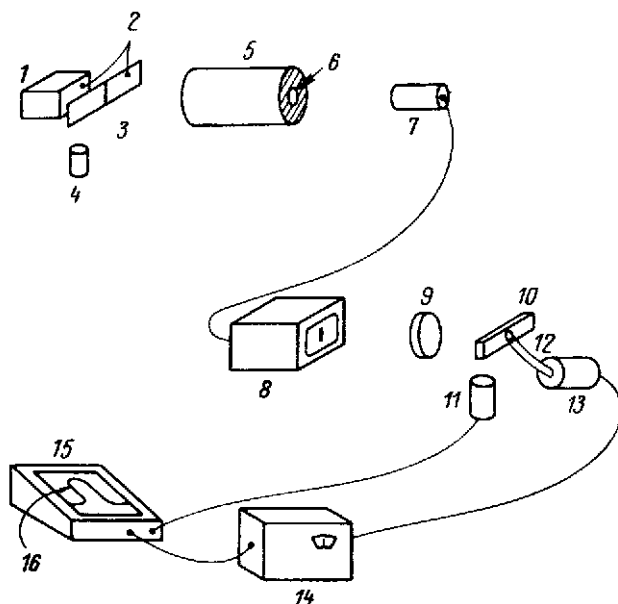
Типичный способ определения ПФС заключается в следующем. Температура квадрата и окружающего его фона устанавливается равной температуре окружающей среды, а яркость и усиление регулируются таким образом, чтобы создать наиболее благоприятные условия наблюдения. На центр изображения квадрата на экране индикатора фокусируется микрофотометр и регистрируется яркость, соответствующая $\Delta T = 0$. Затем температура квадрата последовательно получает небольшие приращения и определяется яркость в функции разности температур квадрата и фона. Измерения повторяются для других уровней регулировки, и, таким образом, достаточно полно характеризуется работа системы. Совокупность идеализированных ПФС для различных уровней регулировки яркости B и регулировки контраста C показана на фиг. 11.2.

Динамический диапазон системы описывается динамическими диапазонами по ΔT и яркости, каждый из которых является функцией уровня регулировки и может быть определен по ПФС. Динамический диапазон по ΔT есть максимальная разность температур картины, которая передается на экран без нелинейных искажений

при определенных условиях регулировки. Максимальный динамический диапазон по ΔT равен максимальной разности температур ΔT , переданной на экран без искажений при минимальном усилении. Динамический диапазон по яркости — это максимальная яркость, которую может обеспечить система.

11.2. Измерение оптической передаточной функции

В гл. 3 приводилось определение оптической передаточной функций (ОПФ) для систем тепловидения и указывался метод ее расчета по результатам измерений функции рассеяния линии (ФРЛ). На фиг. 11.3 показана упрощенная типичная схема испытаний, в которой имеется источник излучения (черное тело) в виде линии и которая позволяет измерять ФРЛ и ОПФ. Показаны два варианта: щель фотометра сканирует по изображению неподвижной щели источника или изображение щели источника перемещается по щели фотометра.



Фиг. 11.3. Схема типичной экспериментальной установки для определения функции рассеяния линии ФРЛ.

1 — источник черного излучения; 2 — датчик температуры; 3 — щель (неподвижная или перемещающаяся); 4 — датчик положения щели; 5 — коллиматор инфракрасного излучения; 6 — диафрагма; 7 — приемное устройство; 8 — видеоконтрольное устройство; 9 — объектив фотометра; 10 — щель фотометра (неподвижная или перемещающаяся); 11 — датчик положения щели; 12 — световод; 13 — фотоумножитель; 14 — фотометр; 15 — двухкоординатное регистрирующее устройство; 16 — вид полученной кривой ФРЛ.

Источник излучения в виде линии создается с помощью термоэлектрической холодильной машины или электрически нагреваемой пластины, перед которой установлена непрозрачная маска с профрезерованной или химически вытравленной тонкой щелью. Источник и маска должны иметь одинаковую спектральную излучательную способность и должны позволить регулировать и обеспечивать постоянство разности температур как по температуре, так и по излучательной способности с точностью $\pm 0,05^\circ \text{C}$ для измерения характеристик тепловизионных систем высокого качества. На схеме, приведенной на фиг. 11.3, плоскость маски со щелью расположена в фокальной плоскости инфракрасного коллиматора, а источник находится на достаточном удалении от маски, чтобы свести к минимуму теплообмен излучением между источником и маской.

В идеальном случае кажущаяся и измеренная контактным способом температуры каждой поверхности должны быть одинаковыми, так что температура источника и маски может измеряться термopарами, термисторами или полупроводниковыми диодами, находящимися в контакте с поверхностями. Это более предпочтительный способ, поскольку небольшие разности температур надежнее и дешевле измерять контактными, а не радиометрическими методами. Излучающая щель должна быть намного уже, чем пространственное разрешение системы, но не настолько узкой, чтобы нельзя было получить достаточного для обеспечения высокого отношения сигнала к шуму излучения, измеряемого в единицах разности температур. Эффективная разность температур щели приблизительно равна действительной разности температур, умноженной на отношение угловой ширины щели к разрешению системы.

Коллиматор может быть линзовым или зеркальным, однако объектив с высоким разрешением, используемый в широком спектральном диапазоне, легче и дешевле изготовить зеркальным. Недостатком зеркальных коллиматоров является необходимость применения диафрагм для исключения попадания на приемник его отраженного расфокусированного изображения и отраженных бликов от посторонних окружающих предметов.

Прежде чем приступить к измерению ОПФ, необходимо знать ОПФ всех измерительных и регистрирующих приборов, а также пространственно-частотный спектр излучающей щели. К приборам, ОПФ которых может отличаться от единицы, относятся коллиматор, микрофотометр и двухкоординатный самописец. Отличный от единицы пространственно-частотный спектр линейного источника влияет на ОПФ измеряемой функции рассеяния, и это необходимо учитывать при расчетах.

Первым этапом при измерении ОПФ является фокусировка приемного устройства на изображение в фокальной плоскости коллиматора и установка приемного устройства таким образом,

чтобы щель оказалась перпендикулярной направлению, в котором предполагается измерить ОПФ. Если в системе есть окуляр, его необходимо отрегулировать, чтобы выходящий пучок был параллельным. Затем изображение щели на экране необходимо сфокусировать на сканирующую щель фотометра, обеспечив параллельность обеих щелей.

Второй этап заключается в определении масштабного коэффициента для данного эксперимента, т. е. переводного коэффициента от миллиметров в плоскости сканирующей щели фотометра к миллирадианам в пространстве объектов. Это позволяет перевести ФРЛ, измеренную по миллиметровой шкале, в шкалу миллирадиан в выбранной плоскости объекта. Способ определения коэффициента перевода, который сводит к минимуму ошибку из-за рассеяния изображения, заключается в использовании штрихового тест-объекта с известным угловым периодом и определении усредненных расстояний между пиками яркости на экране индикатора.

Третьим этапом в измерении ОПФ является установление условий существования ОПФ, определенных в гл. 3, а именно: линейности, пространственной инвариантности и высокого отношения сигнала к шуму. По-видимому, требование пространственной инвариантности будет выполняться, если выбрать достаточно малый участок на экране для проведения измерений. Однако чрезвычайно трудно обеспечить одновременно выполнение требований линейности и низкого уровня шумов, поскольку, по существу, все системы имеют шумы, являются нелинейными и обладают ограниченным динамическим диапазоном. Таким образом, достаточно яркое изображение, характеризующее высоким отношением сигнала к шуму, вероятно, будет обрабатываться нелинейно, в то время как линейно преобразуемое изображение, по-видимому, будет иметь большие шумы. По этой причине важно знать вид передаточной функции сигнала. Еще одна, связанная с обеспечением надлежащих условий измерения задача заключается в том, что фотоумножитель, используемый для измерения яркости экрана, должен быть относительно малошумящим и иметь линейную характеристику. Существенным на третьем этапе является выбор эффективной разности температур, обеспечивающей отношение сигнала к шуму, равное ~ 10 или более, а также выбор такого уровня регулировки яркости и контраста системы, при котором ПФС была бы практически линейна во всем диапазоне изменения сигнала к шуму.

Четвертый этап заключается в формировании функции рассеяния линии (ФРЛ) и зондировании ее движущейся щелью фотометра. Движение щели должно быть медленным, чтобы кадровая развертка в системе совместно с движением щели не приводила к недостаточному числу выборок ФРЛ. Медленное движение позволяет также сузить полосу подавляющего шума электрического

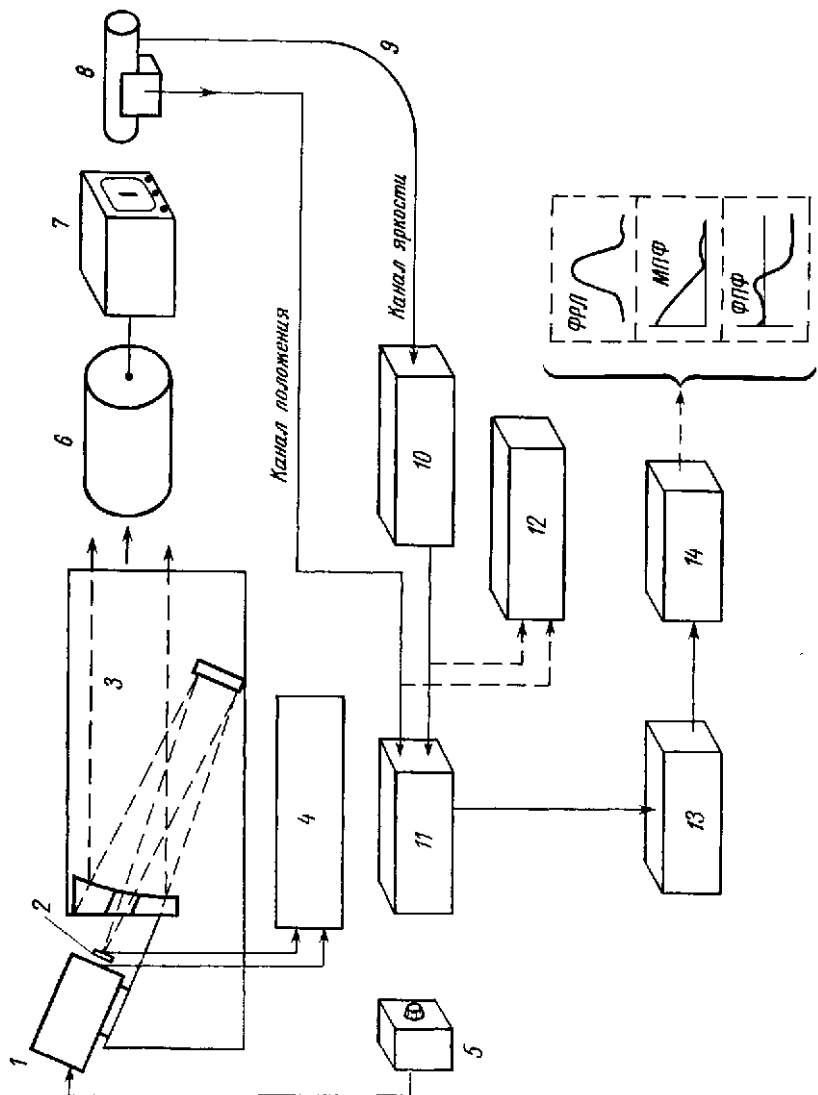
фильтра без искажения ФРЛ. ФРЛ обычно регистрируется двухкоординатным самописцем, хотя может использоваться описанная ниже более сложная техника автоматической записи.

Можно приближенно осуществить преобразование ФРЛ, приводя ее к такой функции, преобразование которой известно, например к гауссовой. Однако, за исключением некоторых частных случаев, такой способ недостаточно точен, и преобразование ФРЛ приходится производить с помощью ЭВМ. В полученную ОПФ требуется затем вносить поправки, учитывающие ошибки измерений, для чего ее делят на ОПФ измерительной аппаратуры и пропорционально-частотный спектр линейного источника.

Изложенная в общих чертах методика определения ОПФ требует больших затрат времени и весьма утомительна, поэтому желательно автоматизировать получение данных. Обычно исследователю приходится несколько раз измерять характеристики, прежде чем ему удастся решить все экспериментальные проблемы и получить удовлетворительные результаты. Таким образом, процесс измерений вполне может занять целый рабочий день. Молтон и др. [5], а также и авторы работы [6] объединили установку для определения ОПФ с цифровыми электронными вычислительными устройствами, чтобы уменьшить ошибки, связанные с определением ОПФ вручную. Принципиальная схема такой установки с ЭВМ показана на фиг. 11.4. Аналоговое напряжение, соответствующее амплитуде ФРЛ при определенном положении сканирующей щели, поступает на управляемый вычислительной машиной двухканальный аналого-цифровой преобразователь, а затем в память вычислительной машины. ЭВМ производит быстрое фурье-преобразование ФРЛ и строит графики ФРЛ, МПФ и ФПФ. Пример полученных таким образом графиков был приведен ранее (см. фиг. 3.10).

Имеется множество экспериментальных погрешностей, которые могут привести к тому, что результаты определения ОПФ окажутся неверными. Сендалл [7] указывает, что высокое мгновенное значение яркости элемента разложения на экране индикатора, требуемое для достижения приемлемой средней яркости в системах с быстрой кадровой разверткой, может вызвать насыщение сигнала используемого фотоумножителя. Поэтому следует обеспечить соответствующий динамический диапазон работы фотоумножителя. Браун [8] указал, что для систем с окуляром входной зрачок фотометра при измерении ФРЛ должен быть согласован со зрачком глаза. Это предотвращает влияние aberrаций объектива, не видимых оператором, которые в противном случае внесут свой вклад в ОПФ, и последняя окажется несогласованной с условиями зрительного восприятия. Другой проблемой при измерении ОПФ является трудность оценки точности результатов. Возможно, лучший способ проверки правильности полученных результатов

Фиг. 11.4. Схема автоматической экспериментальной установки для определения оптической передаточной функции ОПФ.



заключается в сравнении измеренных значений ОПФ с ожидаемыми и с экспериментальными данными по $\Delta T_{\text{разр}}$. Методы измерения ОПФ систем, работающих в видимой области спектра, описаны в работах [9—16].

11.3. Измерение минимальной разрешаемой разности температур

Минимальная разрешаемая разность температур $\Delta T_{\text{разр}}$ была определена в гл. 5 как эквивалентная черному телу разность температур объекта и фона (фиг. 5.5), при которой отдельные штрихи объекта на данной частоте разрешаются наблюдателем. При проектировании установки и разработке методики измерений нужно обеспечить условия, необходимые для определения $\Delta T_{\text{разр}}$. Система должна иметь такой уровень регулировки или такие пределы его изменения, чтобы ее характеристики были практически линейными и шумы были хорошо видны на экране индикатора. Таким образом, возможности системы будут ограничены скорее шумами, а не недостаточно высоким контрастом. Насколько выполняется первое условие, можно проверить, обратившись к кривым ПФС, в то время как в справедливости второго можно убедиться только по субъективной оценке наблюдателем уровня шумов.

Тест-объекты можно устанавливать на конечном расстоянии, и тогда объектив должен быть сфокусирован на это расстояние, а можно рассматривать и на бесконечности, для чего их нужно поместить в фокальную плоскость коллиматора. Установка на конечном расстоянии имеет тот недостаток, что тест-объекты с низкой частотой должны быть довольно большими. В этом случае обеспечение и контроль равномерности излучения объекта могут вызывать значительные трудности. В рассматриваемой здесь методике предполагается, что при испытаниях используется коллиматор.

Необходимо иметь достаточно большой набор тест-объектов, чтобы перекрыть диапазон пространственных частот системы. Требуется определить положение фокальной плоскости коллиматора и помещать тест-объекты именно в этой плоскости. Излучательные способности объекта и фона должны быть одинаковыми, постоянными и известными. Аппаратура, обеспечивающая получение и контроль приращения температуры, должна быть прокалибрована. Источник нагревания объекта должен быть стабильным, контролируемым и должен обеспечивать пространственную равномерность нагревания $\pm 0,01^\circ \text{C}$. Точность такого же порядка должны обеспечивать приборы, измеряющие температуру. Коллиматор должен иметь диафрагмы, а приемное устройство должно располагаться таким образом, чтобы свести к минимуму блики от окружающих предметов на приемник. Спектральная характеристика и ОПФ коллиматора не должны оказывать нежелательного воздействия на приемное устройство.

Наблюдатель, или наблюдатели, проводящие испытания, должны иметь высокую остроту зрения и нормальное цветовое зрение. Они должны быть хорошо знакомы с тепловыми изображениями и уметь интерпретировать изображение в присутствии шумов. Они должны быть адаптированы на среднюю яркость экрана индикатора, а уровень окружающей яркости в лаборатории должен быть примерно согласован с уровнем яркости экрана. Кроме того, наблюдатели должны иметь достаточный опыт в установке и воспроизведении условий, при которых их способность к различению объектов достаточно высока.

Типичный порядок проведения испытаний следующий. Приемное устройство исследуемой системы помещают на пути пучка лучей из коллиматора и соответствующим образом фокусируют. В поле зрения в известной наблюдателю позиции располагают тест-объект самой низкой частоты и разность температур ΔT устанавливают равной 0°C . Затем достаточно медленно сообщают ΔT положительные значения, чтобы обеспечить равномерность излучения объекта и точность измерения температуры и чтобы дать наблюдателю достаточное время для принятия правильного решения. Наблюдатель определяет величину ΔT , при которой он разрешает штрихи объекта. Затем процедура повторяется для все более высоких частот до тех пор, пока наблюдатель оказывается не в состоянии разрешить штрихи, какова бы ни была ΔT . Для определения отрицательной ветви ΔT разр: можно использовать отрицательные ΔT , достаточно малые, чтобы не нарушить линейность характеристик системы как при положительных, так и отрицательных контрастах (обычно только на низких частотах). Это позволит оценить любые изменения температуры при испытаниях.

11.4. Измерение эквивалентной шуму разности температур

Рассмотрение результатов измерения эквивалентной шуму разности температур $\Delta T_{\text{пор}}$ не имеет смысла, если не приведены характеристики ограничивающего шумов электрического фильтра, используемого при измерениях. Для стандартизации и облегчения сравнения желательно использовать однозвенный RC -фильтр нижних частот, полоса частот которого (по уровню 3 дБ) равна обратной величине удвоенного времени элемента разложения. Чтобы сохранить высокое качество изображения, электрическая фильтрация шумов в самой системе обычно минимальна, и этот эталонный фильтр часто делают внешним, т. е. он, по существу, является частью экспериментальной установки.

Чтобы учесть в измерениях все источники шумов, принято брать сигналы с последней ступени схемы обработки в аналоговой форме, т. е. до коммутатора или широтно-импульсного модулятора. Если эта точка доступна, проведение испытаний

для определения $\Delta T_{\text{пор}}$ будет тривиально. Нужно просто сформировать большой квадратный объект, излучающий как черное тело, угловой размер которого в несколько раз превосходит разрешение системы и температура которого больше ожидаемого значения $\Delta T_{\text{пор}}$ примерно в 10 раз, а затем измерить полную (от максимума до минимума) амплитуду сигнала и среднеквадратичное значение шума в электронном изображении этого объекта. Величина $\Delta T_{\text{пор}}$ определяется тогда как частное от деления разности температур на отношение максимального значения амплитуды сигнала к среднеквадратичному значению шума. Необходимо обеспечить условия, при которых характеристики системы являются линейными, а помехи, которые не попадают на экран индикатора, такие, как переходные процессы при коммутации или сигналы отметок, появляющиеся в то время, когда трубка индикатора заперта, не оказывают влияния на измерения. Хотя $\Delta T_{\text{пор}}$ — довольно сомнительный критерий качества, он, по-видимому, будет еще долго использоваться, поскольку для его измерения не требуется такой сложной аппаратуры и методики, как для определения ОПФ и $\Delta T_{\text{разр}}$, и каждый может определить $\Delta T_{\text{пор}}$ достаточно точно.

ЛИТЕРАТУРА

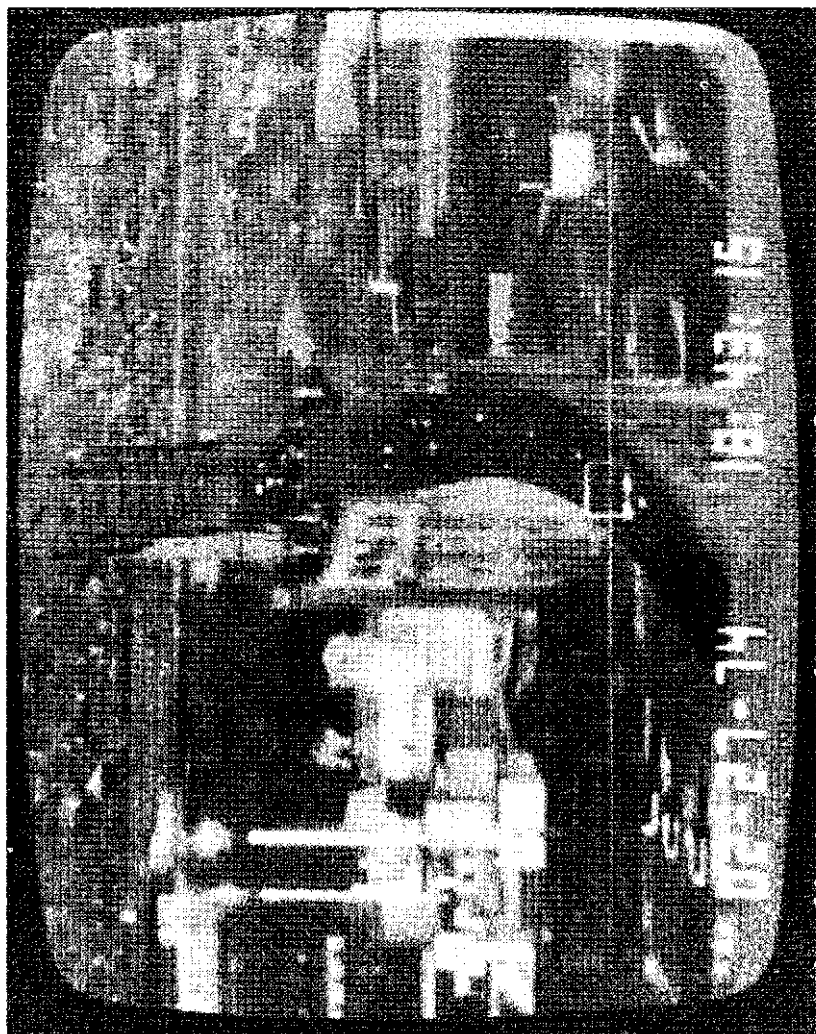
1. Moon P., The Scientific Basis of Illuminating Engineering, Dover, 1961.
2. Teel R. P., Photometry, Applied Optics and Optical Engineering, R. Kingslake, ed., Vol. 1, Academic Press, 1965, Ch. 1.
3. Sherr S., Fundamentals of Display System Design, Wiley-Interscience, 1970.
4. Luxenberg H. R., Kuehn R. L., Display Systems Engineering, McGraw-Hill, 1968.
5. Moulton J. R., Wood J. T., Two-Port Evaluation Techniques Applied to Commercial Imaging Thermographs, Proceedings of the Technical Program, Electro-Optical Systems Design Conference, 1970.
6. Работа, проведенная совместно с Laymon S. F., Blecha B. A., Orlando H. J. в лаборатории ночного видения сухопутных вооруженных сил США (частная публикация).
7. Sendall R. L., Xerox Electro-Optical Systems, Pasadena, California (частное сообщение).
8. Brown D. P., Hughes Aircraft Company, Culver City, California (частное сообщение).
9. Shannon R. R., Newman A. H., *Appl. Opt.* 2, 365—369 (1963).
10. Jones R. A., Yeadon F. C., *Phot. Sci. and Eng.*, 13, 200—204 (1969).
11. Jones R. A., *Phot. Sci. and Eng.*, 11, 102—106 (1967).
12. Schade O. H., Sr., *JSMPT*, 73, 81 (1964).
13. Blackman F. S., *Phot. Sci. and Eng.*, 12, 244—250 (1968).
14. Sanders A. A., Modulation Transfer Function Measurements for Infrared Systems (докт. диссертация), The George Washington University, Washington, D.C. 1970.
15. Tatian B., Method for Obtaining the Transfer Function from the Edge Response Function, *JOSA*, 55, 1014—1019 (1965).
16. Brown E. F., A Method for Measuring the Spatial-Frequency Response of a Television System, *JSMPT*, 76, 884—888 (1967).

Глава 12

Тепловые изображения

Качество изображения, которое в состоянии обеспечить современные системы FLIR, иллюстрируется с помощью приведенных ниже 11 фигур. Эти фотографии были сделаны Сойером ¹⁾ с экрана FLIR с выдержкой 0,2 с, чтобы максимально приблизить фотографии к визуальному восприятию шумов изображения в реальном масштабе времени. Используемая система FLIR представляла собой систему телевизионного типа с последовательным сканированием. На некоторые изображения наложены сетка, прямоугольный строб автоматической системы слежения и временные отметки.

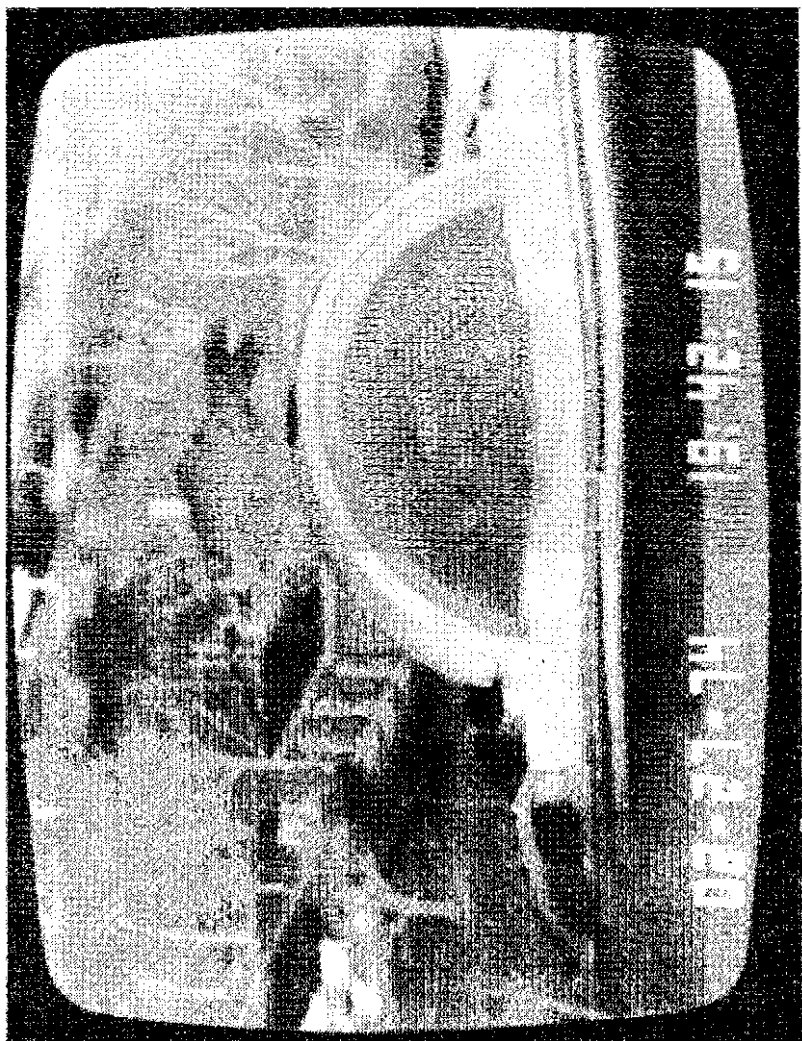
¹⁾ Sawyer L. H., Honeywell Radiation Center, Lexington, Massachusetts (частное сообщение).



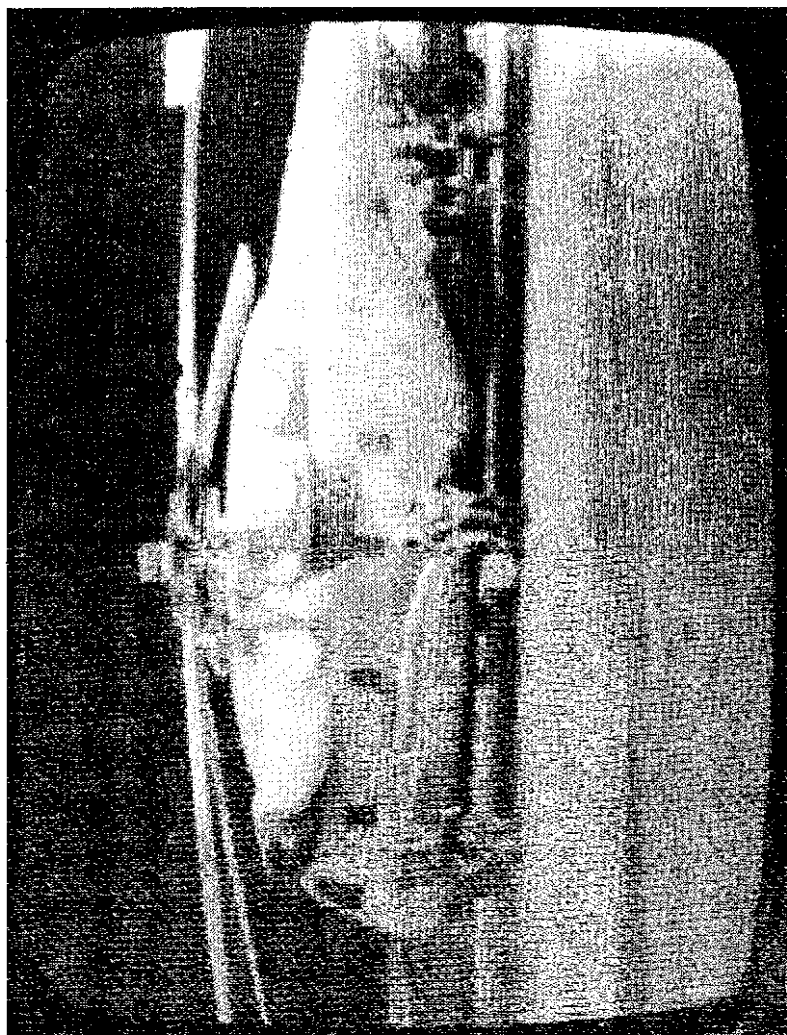
Фиг. 12.1. Автострада и мост на фоне промышленного района.



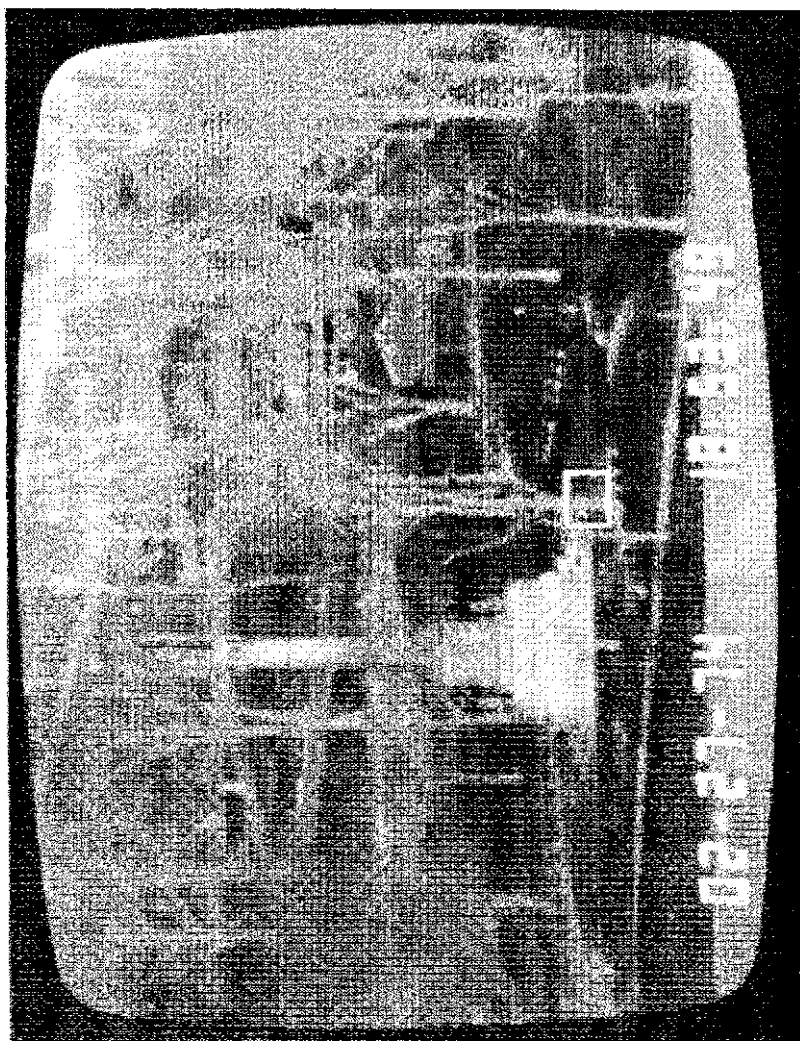
Фиг. 12.2. Городской пейзаж.



Фиг. 12.3. Концертная эстрада-раковина.



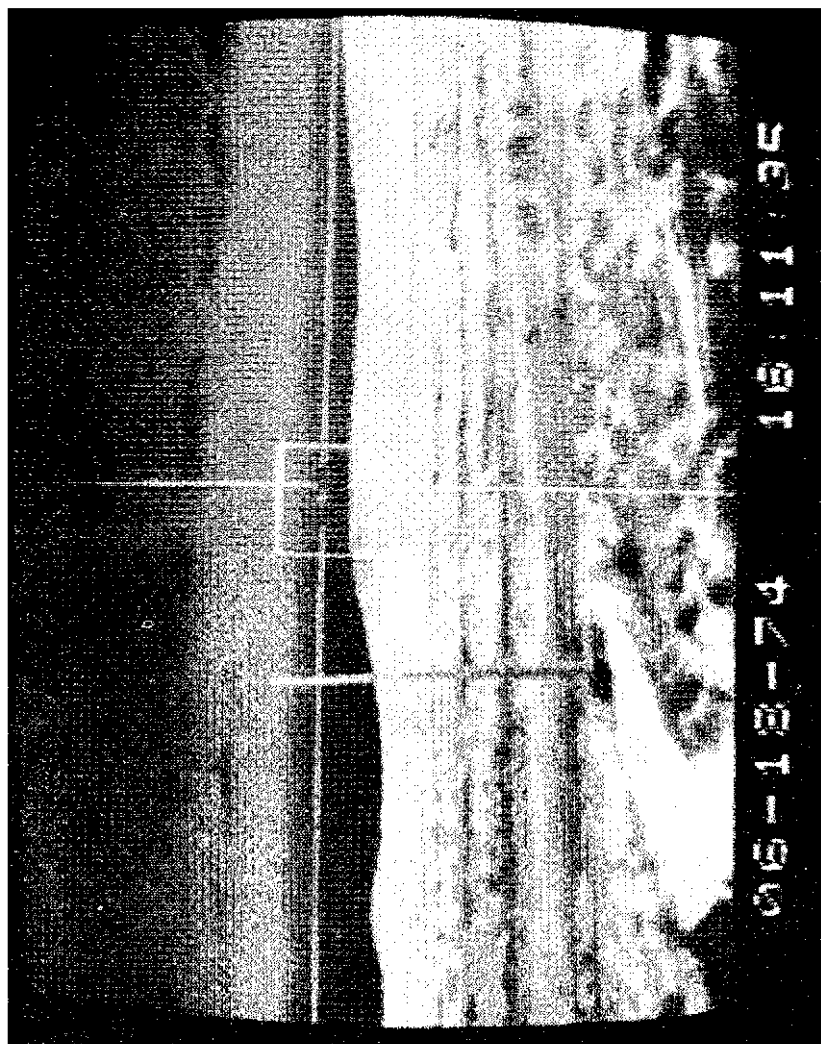
Фиг. 12.4. Грузовой вертолет.



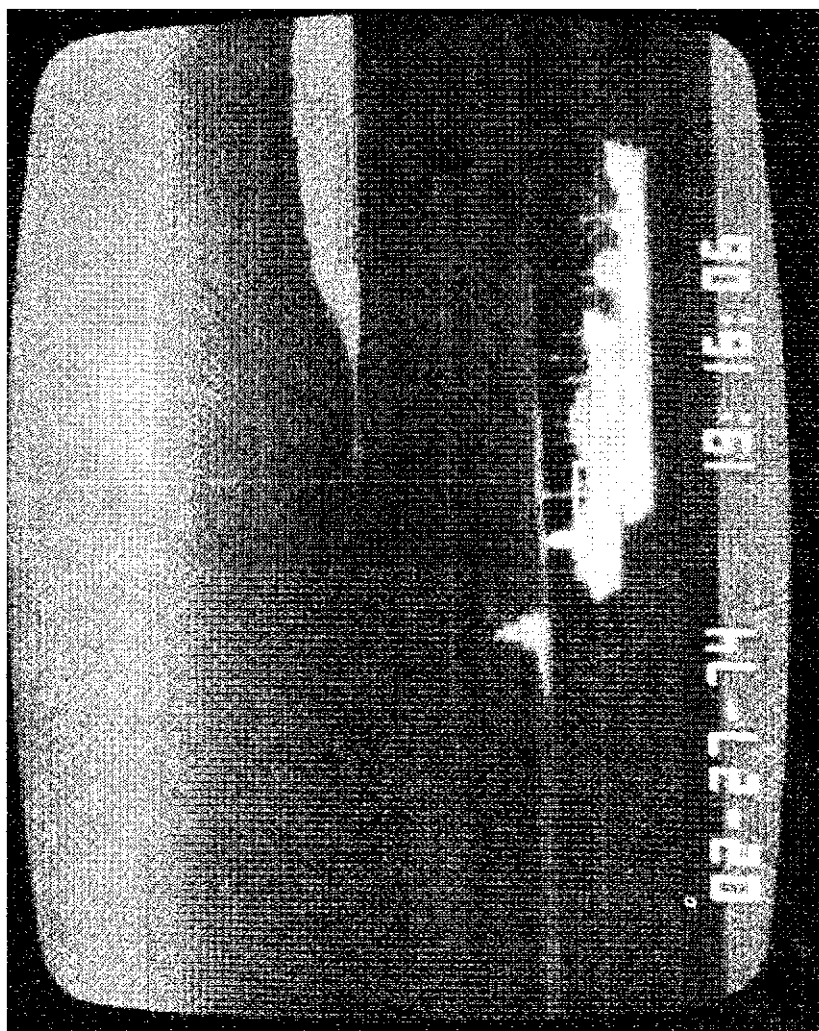
Фиг. 12.5. Парк.



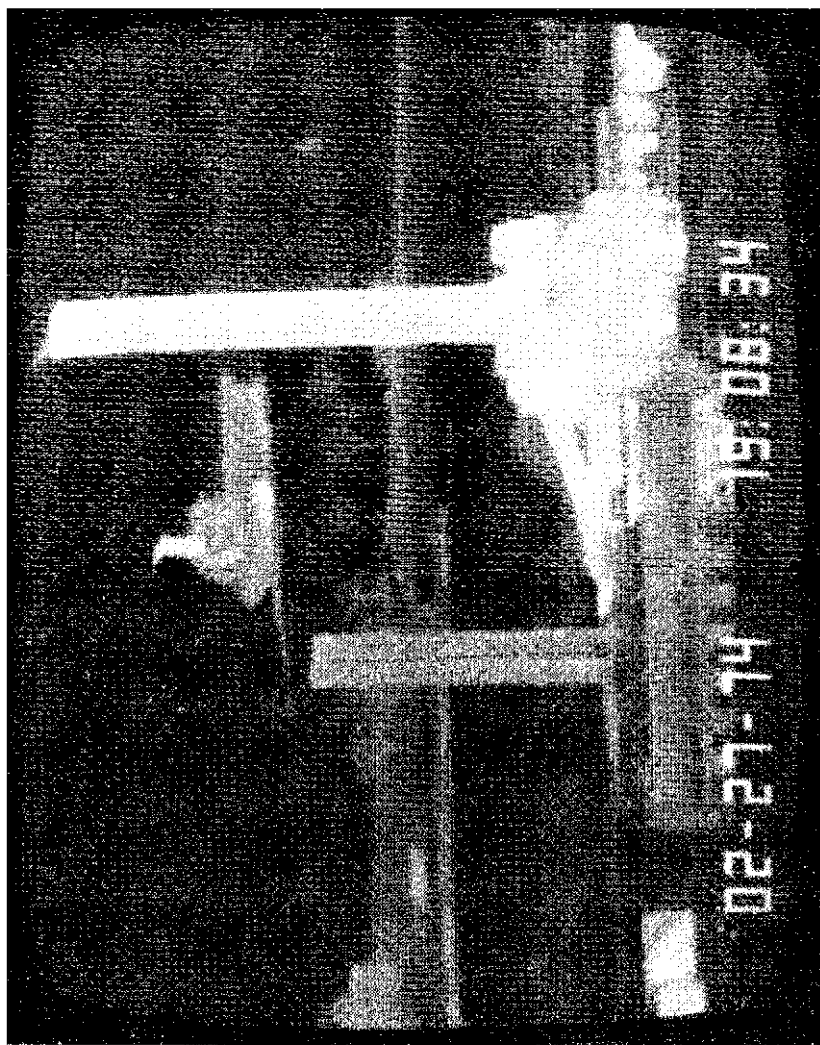
Фиг. 12.6. Здание Капитолия.



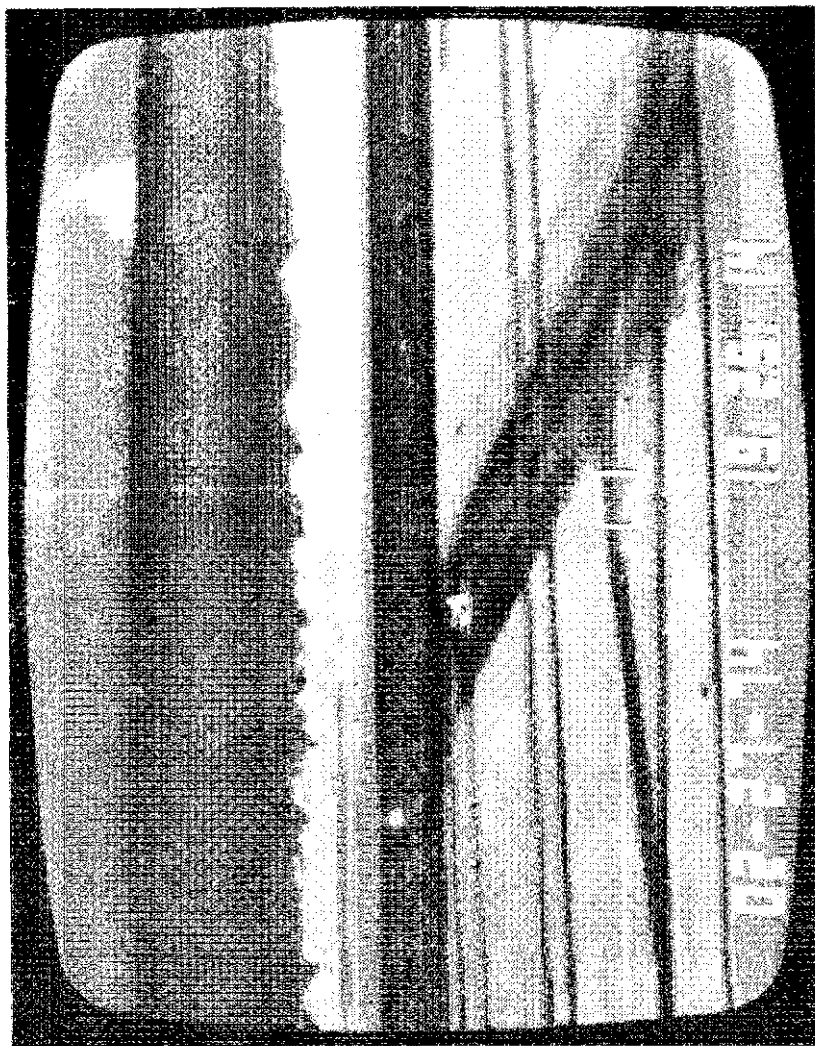
Фиг. 12.7. Ландшафт со скудной растительностью.



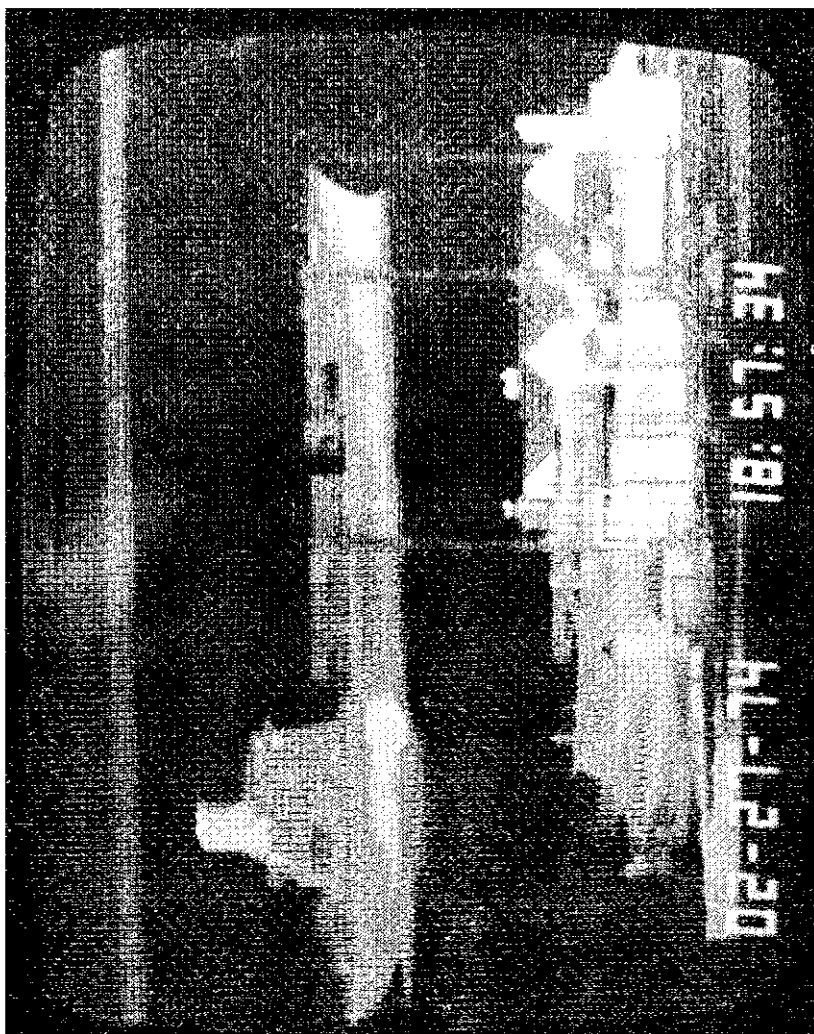
Фиг. 12.8. Грузовые суда.



Фиг. 12.9. Электростанция.



Фиг. 12.10. Самолет непосредственно после посадки.



Фиг. 12.11. Грузовое судно.

Предметный указатель

- Аберрации первичные 102
Аберрационная функция 102
Абсолютная влажность 47
Автокорреляция функции 99
Аддитивный шум 142
Астрономические телескопические системы 233
Ахромат 226
- Вероятность обнаружения 144, 361
Влияние боковых частот 339
Воспринимаемое отношение сигнала к шуму 144
Восстановление постоянной составляющей 307
Вращающиеся преломляющие призмы 277
Вращающийся зеркальный барабан 271
Временное интегрирование 130
Время кадра 28
— элемента разложения 29
Входной зрачок 214
Выборка 331
— в двумерных мозаиках 339
— через окна 331
- Гауссов шум 143
Гауссова функция рассеяния 94
Геометрические соотношения при по-
— иске 355
Германий 236
Гиперфокальное расстояние 249
Главные плоскости 213, 218, 219
— точки 213
Глубина поля зрения 247
— резкости 247
Градации серой шкалы 364
- Движение изображения 108
— объекта 355
Дельта-функции Дирака 75, 88
Динамический диапазон 385
Дистанция наблюдения 138, 344
- Закон Бугера — Ламберта — Бэра
43
— Ламберта 35
— Планка 35
— Снеллиуса 206
— Стефана — Больцмана 36
Затемнение 288
Зеркальная оптика 220
- Излучательная способность 33
Измерение функции рассеяния линии
387
— характеристик систем FLIR 385
Импульсная реакция системы 75
Инвариантность по времени 77
Интеграл свертки 78
— суперпозиции 75
Инфракрасная система переднего об-
— зора (FLIR) 17
Инфракрасные видиконы 320
— квантовые счетчики 326
- Кажущаяся температура 16
Карусельная сканирующая система
277
Квантовый счетчик 326
Классификация 347, 362
Клипы 206
Количество осажденной воды 50
Кома 223

- Коммутация 308, 341
 Компенсация влияния температуры 242, 243
 Комплексная функция эрмита 102
 Коэффициент использования раз-
 вертки 28
 — теплового расширения 239, 242
 Кремний 236
 Кривизна поля 226
 Критерии Джонсона 360
 Критическая частота мельканий 132
 Критический размер, определяемый
 размерами деталей объекта 357
 Круговое сканирование 285
- Лазерный параметрический преобра-
 зователь изображения 323
 Линейность 75
 Линза 208
- Матричный преобразователь изобра-
 жения 340
 Междустроочное мерцание 135
 Мелькания 132
 — края 137
 Методы матричного описания в опти-
 ке 214, 220
 Минимальная обнаруживаемая раз-
 ность температур 184
 — разрешаемая разность темпера-
 тур 176
 — — — измерение 392
 Многогранный зеркальный барабан
 271
 Модуляционная передаточная функ-
 ция (МДФ) 82
 Мозаика приемных устройств 339
 Молекулярное поглощение 46
 Мультипликативные шумы 142
- Несвертываемые процессы 86
- Обнаружение 347, 361
 Обнаружительная способность 26
 — — теоретический предел 171
 Однородность элементов по чувстви-
 тельности 300
 Оознавание 347, 366
 Оптимизация спектрального диапа-
 зона 192
- Оптическая передаточная функция
 (ОПФ) 81
 — — — измерение 387
 — — — ограниченной дифракцией
 оптики 99
 Оптический материал «Иртран» 236
 Острота зрения 152
 Острота зрения 116
 Относительная влажность 50
 Относительное отверстие 214
 Отношение сигнала к шуму в точке
 изображения 144
 Отражение 205
 Отражения от холодных поверхно-
 стей 252
 Охлаждаемая диафрагма 31
 — — влияние на угол, в пределах
 которого воспринимается излу-
 чение фона 171
 — — коэффициент эффективности
 сканирования 172
- Параллельное разложение картины
 293
 — сканирование 293, 298, 311, 337
 Параметрический преобразователь
 изображения 323
 Передаточная функция сигнала 385
 — — — измерение 386
 Пирозлектрический видеокон 322
 Плотность потока фотонов от фона
 171
 Площадь корреляции шумов 143
 Поверхностная плотность потока
 излучения 20
 Поверхность Петцваля 226, 227
 Поглощение на аэрозолях 46
 Показатель дисперсии 224, 239
 — ослабления 43
 — поглощения 43
 — преломления 205
 — рассеяния 43
 Поле зрения 27, 213
 Помехи 355, 361
 Порог отношения сигнала к шуму 145
 Последовательное разложение кар-
 тины 293
 — сканирование 294, 298
 Постоянная Стефана — Больцмана 36
 Постоянные в законах излучения 36
 Поток излучения 34
 Преломление 213
 Преломляющий клин 206
 Преобразование изображения с по-
 вышением частоты 323
 — Фурье 79

- Приемные устройства, непрерывно визирующие картину 339
 Простая линза 208
 Пространственная инвариантность 77
 — частота 79
 Пространственное интегрирование 129
 Пуассоновы шумы 142
- Радиационный контраст 38
 Различение 347, 362
 Расстояние между центрами соседних строк 97
 Расфокусировка 229, 247
 Реакция глаза на синусоидальную волну (РСВ) 117
 — системы на прямоугольную волну 179
 Режим ограничения флуктуациями числа фотонов фона 171
- Свободный поиск 352
 Связь по переменной составляющей сигнала 27, 300
 Сдвиг пучка 275
 Селенид цинка 236
 Сканирование 26, 86
 — в двух направлениях 105
 Сканирующая система с вращающимися в револьверной оправе объективами 286
 Сканирующее устройство в виде вращающейся сегментированной чаши 276
 — — в параллельном пучке лучей 204, 258
 — — — в пространстве объектов 205
 — — — сходящемся пучке 205, 258, 260
 — — с плоским качающимся зеркалом 258, 260, 266
 Сканирующий зеркальный барабан 271
 — куб 278
 Снаб постоянного уровня 303
 Спектр напряжения шума приемника излучения 165
 Спектральная плотность потока излучения 34
 — — — фотонов 36
 Сползание строк 137
 Стекло Tl 1173 236
 Сульфид цинка 236
 Сферическая абберация 222
- Телообъектив 235
 Телескопическая система Галилея 235
 Телескопические системы 233
 Телесный угол 34
 Температурные коэффициенты показателей преломления 239, 241
 Теорема свертки 81
 Термографические камеры 17, 19, 292
 Тонкая линза 208
- Увеличение 124
 — угловое 73
 Угловой размер картины 350
 — — объекта 366
 — — строки раstra 141, 375
 Угловые размеры фоточувствительного элемента приемника 27, 166, 214
- Фазовая передаточная функция 83
 Фиксация глаза 350
 Фокальные точки 213
 Фокусное расстояние 210
 Функция пропускания оптической системы 195
 — рассеяния линии (ФРЛ) 85
 — Bessinc 91
 — Circ 90
 — Comb 91
 — Rect 90
 — Sinc 90
- Халькогенидные стекла 236
 Характеристики приемного устройства 188
 Ход луча 215
 Хроматическая абберация 224
 — коррекция 226
- Центральная предельная теорема 110
- Частота кадров 28
 Чересстрочная развертка 134
 Число строк раstra, укладываемых в размер изображения объекта 363

- Эвапорограф 319
Эквивалентная полоса частот 108
— шумовая полоса 165
— шуму излучательная способность 186
— — разность температур 162
— — — — измерение 393
Эквивалентное разрешение 108
— число линий 109, 154
Эквивалентные штриховые миры 357
Электрические фильтры 103
— частоты 103
Электронно-оптические преобразователи 322
Электронный коммутатор 308, 341
Энергетическая сила света 34
— яркость 34
Энергия излучения 34
Эффект Нарцисса 252
Эффективная постоянная времени глаза 130, 317
— температура 16
Яркость окружающего фона 141

Оглавление

Предисловие к русскому изданию	5
Предисловие к американскому изданию	7
Обозначения	9
 Глава 1	
Введение	15
1.1. Назначение систем тепловидения	15
1.2. История систем тепловидения	19
1.3. Основы получения теплового изображения	23
1.4. Источники информации по вопросам тепловидения	30
1.5. Пример системы	30
Литература	31
 Глава 2	
Теория теплового излучения и прохождение излучения через атмосферу	33
2.1. Введение	33
2.2. Законы излучения	34
2.3. Пропускание излучения атмосферой	42
Литература	72
 Глава 3	
Теория линейной фильтрации	73
3.1. Области применения	73
3.2. Интеграл свертки	74
3.3. Преобразование Фурье	79
3.4. Теорема свертки и оптическая передаточная функция	81
3.5. Применение операций свертки к процессам воспроизведения изображения	86
3.6. Сокращенная система обозначений в фурье-анализе	88
3.7. Оптические передаточные функции типичных элементов	93
3.8. Оптические передаточные функции оптических элементов	99
3.9. Оптические передаточные функции электрических систем обработки сигнала	103
3.10. Ухудшение модуляционной передаточной функции вследствие движения и неопределенности положения изображения	108

3.11. Эквивалентная полоса частот, эквивалентное разрешение и центральная предельная теорема	108
Литература	112

Глава 4

Физиология зрительного восприятия	115
4.1. Введение	115
4.2. Основные характеристики зрительного аппарата человека	116
4.3. Пространственно-частотная характеристика	117
4.4. Влияние увеличения	124
4.5. Визуальная чувствительность к пространственной частоте случайного шума	125
4.6. Пространственные и временные интегрирующие свойства глаза	129
4.7. Влияние кадровой развертки на восприятие изображения	132
4.8. Число строк на высоту кадра и оптимальная дистанция наблюдения	138
4.9. Роль яркости окружающего фона	141
4.10. Обнаружение объектов на фоне случайных шумов	142
4.11. Субъективное восприятие резкости изображения и соответствующие ей объективные характеристики	152
4.12. Применение положений физиологии зрительного восприятия к проектированию систем тепловидения	157
Литература	158

Глава 5

Обобщенные критерии	162
5.1. Введение	162
5.2. Эквивалентная шуму разность температур	162
5.3. Вывод выражения для пороговой разности температур $\Delta T_{\text{пор}}$	164
5.4. Эквивалентная шуму разность температур $\Delta T_{\text{пор}}$ для приемников, работающих в режиме ограничения флуктуациями фона	171
5.5. Недостатки $\Delta T_{\text{пор}}$ как обобщенного критерия	173
5.6. Анализ влияния различных параметров на $\Delta T_{\text{пор}}$	174
5.7. Минимальная разрешаемая разность температур	176
5.8. Вывод выражения для $\Delta T_{\text{разр}}$	179
5.9. Минимальная обнаруживаемая разность температур	184
5.10. Эквивалентная шуму излучательная способность	186
5.11. Характеристики приемного устройства	188
5.12. Выбор спектрального диапазона	191
5.13. Оптимизация спектрального диапазона	192
5.14. Факторы, характеризующие коэффициент полезного действия собирающей инфракрасной оптической системы	195
5.15. Параметры эффективности работы	196
5.16. Выводы по основным уравнениям, описывающим качество изображения систем FLIR	199
Литература	202

Глава 6

Оптика	203
6.1. Элементы оптических систем	203
6.2. Основные законы геометрической оптики	205
6.3. Общие выражения для системы линз	213
6.4. Матричное описание системы линз	214

6.5. Матричное представление плоского зеркала	220
6.6. Объектив приемника излучения для рассматриваемого примера системы	221
6.7. Дополнительная оптика	232
6.8. Оптические материалы для тепловизионных систем	236
6.9. Тепловые эффекты в оптических системах	241
6.10. Пассивная оптическая компенсация температурных изменений показателя преломления	243
6.11. Качество изображения за пределами центра поля зрения	246
6.12. Искажения изображения в системах с фиксированной фокусировкой	247
6.13. Отражения от холодных поверхностей	252
Литература	257

Глава 7

Сканирующие устройства	258
7.1. Введение	258
7.2. Плоское качающееся зеркало	258
7.3. Вращающийся зеркальный барабан	271
7.4. Вращающиеся преломляющие призмы	277
7.5. Вращающиеся преломляющие клинья	281
7.6. Другие системы сканирования	285
7.7. Эффекты затемнения	288
Литература	291

Глава 8

Типы тепловизионных систем	292
8.1. Введение	292
8.2. Последовательное и параллельное разложение картины	293
8.3. Сравнение характеристик систем FLIR с параллельным и последовательным сканированием	298
8.4. Обработка сигнала	300
8.5. Сканирующие системы FLIR	310
8.6. Системы тепловидения без сканирования	314
8.7. Эванорографы	319
8.8. Инфракрасные полупроводниковые видиконы	320
8.9. Пирозлектрические видиконы	322
8.10. Электроно-оптические преобразователи	322
8.11. Лазерный параметрический преобразователь изображения с повышением частоты	323
8.12. Инфракрасные квантовые счетчики	326
Литература	328

Глава 9

Выборка	331
9.1. Введение	331
9.2. Выборка в системах с параллельным сканированием	337
9.3. Выборка в двумерных мозаиках приемных устройств, непрерывно визирующих картину	339
9.4. Выборка в системах с коммутацией	341
9.5. Практические последствия выборки	344
Литература	346

Глава 10

Визуальное восприятие объектов	347
10.1. Основные положения	347
10.2. Движения глаза во время визуального поиска	349
10.3. Теории свободного поиска	352
10.4. Геометрические соотношения при поиске	355
10.5. Разрешение эквивалентных штриховых мир	357
10.6. Вероятность обнаружения	361
10.7. Вероятность классификации и различения	362
10.8. Вероятность опознавания	366
10.9. Эксперименты с обработкой на ЭВМ изображений, полученных системой FLIR	370
10.10. Другие ограничения при наблюдении	375
10.11. Оптимизация параметров системы	381
Литература	383

Глава 11

Измерение характеристик систем	385
11.1. Передаточная функция сигнала и динамический диапазон	385
11.2. Измерение оптической передаточной функции	387
11.3. Измерение минимальной разрешаемой разности температур	392
11.4. Измерение эквивалентной шуму разности температур	393
Литература	394

Глава 12

Тепловые изображения	395
Предметный указатель	407

УВАЖАЕМЫЙ ЧИТАТЕЛЬ!

Ваши замечания о содержании книги, ее оформлении, качестве перевода и другие просим присылать по адресу: 129820, Москва, И-110, ГСП, 1-Рижский пер., 2, издательство «Мир».

ИБ № 972

Дж. Ллойд
СИСТЕМЫ ТЕПЛОВИДЕНИЯ

Редактор О. Н. Вишнякова
Художник Е. Н. Урусов
Художественный редактор В. К. Бисенгадиев
Технический редактор Н. А. Новлева
Корректор М. А. Смирнов

Сдано в набор 24/VIII 1977 г.
Подписано к печати 23/XII 1977 г.
Бумага тип. № 1 60×90¹/₁₆=13 бум. л. 26 печ. л., Уч.-изд. л. 24,17
Изд. № 20/9280. Цена 2 р. 60 к. Заг. 0373

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»

Москва, 1-й Рижский пер., 2

Ордена Трудового Красного Знамени Московская типография
№ 7 «Искра революции» Союзполиграфпрома при Государственном
комитете Совета Министров СССР по делам издательства,
полиграфии и книжной торговли. Москва, К-1, Трехпрудный
пер., 9.

2р. 60к.