

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ



ПОБЕДИТЕЛЬ КОНКУРСА ИННОВАЦИОННЫХ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ПРОГРАММ ВУЗОВ

**С.Н. Натаровский**  
**МЕТОДЫ ПРОЕКТИРОВАНИЯ  
СОВРЕМЕННЫХ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ**

**Учебное пособие**



**Санкт-Петербург**

**2009**

Натаровский С.Н. Методы проектирования современных оптических систем/ Учебное пособие. СПб: СПбГУ ИТМО, 2009 год. 176 с.

Изложены методы проектирования оптических приборов, начиная от выбора принципиальной оптической схемы, до ее реализации на современной элементной базе. В основе методов лежит теория линейных систем, основные законы геометрической и волновой оптики, позволяющие построить математическую модель прибора, на которой виртуально может быть проведена проверка возможности реализации требований к прибору в соответствии с техническим заданием.

Особое внимание уделено оптическим приборам, содержащим телевизионный канал с системой отображения информации – изображение, графики, таблицы. Подробно рассмотрены особенности использования светодиодов в качестве источника света, приведены схемные решения светодиодных осветительных устройств.

Показана возможность использования телевизионных методов при цеховом контроле изделия в условиях современного производства.

Пособие предназначено для студентов старших курсов. Оно также будет полезным для работников оптической промышленности.

«Рекомендовано УМО по образованию в области приборостроения и оптотехники в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлению подготовки дипломированных специалистов 200200 Оптотехника и специальности 200203 - Опτικο-электронные приборы и системы».



СПбГУ ИТМО стал победителем конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007-2008 годы и успешно реализовал инновационную образовательную программу «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий», что позволило выйти на качественно новый уровень подготовки выпускников и удовлетворять возрастающий спрос на специалистов в информационной, оптической и других высокотехнологичных отраслях науки. Реализация этой программы создала основу формирования программы дальнейшего развития вуза до 2015 года, включая внедрение современной модели образования.

©Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, 2009

© Сергей Николаевич Натаровский, 2009

## ОГЛАВЛЕНИЕ

|  |         |
|--|---------|
| Введение .....   | 4-8     |
| 1. Графо-аналитический метод построения принципиальной оптической<br>схемы оптического прибора.....            | 8-13    |
| 2. Учет волновых свойств на стадии схемного решения.....   | 13-18   |
| 3. Объект, его математическое описание, влияние объекта на схемное<br>решение.....                             | 18-25   |
| 4. Изображение, его математическое описание, способы регистрации<br>изображения и влияние на его качество..... | 25-30   |
| 5. Работа системы с телеканалом.....   | 30-38   |
| 6. Основы колориметрии.....  | 38-42   |
| 7. Принципы построения и состав осветительных устройств.....   | 42-47   |
| 8. Построение осветительных устройств при работе с протяженным<br>источником света.....                        | 47-52   |
| 9. Использование рассеивателей в осветительных<br>устройствах.....   | 53-58   |
| 10. Использование светодиодов в осветительных устройствах.....   | 58-68   |
| 11. Особенности использования светодиодов в медицинских<br>микроскопах.....                                    | 69-77   |
| 12. Кино-фото-телеканалы оптического прибора.....  | 78-83   |
| 13. Телевизионные системы с матрицами ПЗ.....  | 83-89   |
| 14. Основы работы с изображением.....  | 89-93   |
| 15. Моделирование работы растрового осветительного<br>устройства.....  | 93-99   |
| 16. Дифракционные оптические системы.....  | 99-104  |
| 17. Кратные оптические системы.....  | 104-107 |
| 18. Системы отображения информации.....  | 107-113 |
| 19. Дисплеи.....   | 113-119 |
| 20. Роль оптического прибора в составе автоматизированного<br>рабочего места (А Р М .).....                    | 119-125 |
| 21. Построение оптической системы телеканала микроскопа, входящего в<br>состав АРМ.....                        | 126-129 |
| 22. Увеличение системы монитор-оператор.....   | 129-134 |
| 23. Диагностический комплекс.....  | 134-141 |
| 24. Цеховые приборы контроля.....  | 141-146 |
| 25. Контроль микрооптики по пограничной кривой.....  | 147-154 |
| 26. Особенности энергетического расчета.....   | 154-157 |
| 27. Свет и цвет в микроскопии.....   | 157-162 |
| Приложения.....  | 163-174 |
| Литература.....  | 175     |

## ВВЕДЕНИЕ

Предлагаемый курс читается студентам пятого курса на базовой кафедре СОПиК при ОАО "ЛОМО". Курс предназначен для студентов, прослушавших курсы по дисциплинам "Основы оптики", "Прикладная оптика" и "Оптические измерения", а также курс по дисциплине "Источники и приемники оптического излучения", читаемых на младших курсах ИТМО.

Одна из основных задач курса - научить слушателей не только методам проектирования сложных оптико-электронных систем и комплексов, но и умению грамотно ставить задачу на основе главного документа для разработчика – "Технических требований" на разработку, а также критическому подходу и осмыслению указанных требований, их корректировке. В производственной практике "Технические требования" определяют не только основные характеристики прибора, содержание и объем работ разработчика, но и содержание "Технических условий", в которых отражаются методы контроля выполнения требований "ТТ", приборную реализацию этих методов – приборы контроля, т.е. определяется объем и содержание работ цехового ОТК и других служб цеха.

Другая задача курса, связана с современной элементной базой оптических приборов, в том числе в рамках практических лабораторных занятий, с ее непрерывным обновлением и непрерывной трансформацией конструктивных решений, приемов и методов решения задач, стоящих перед разработчиком оптическим прибором, что особенно связано с внедрением электроники и компьютерных технологий. На бытовом уровне эти трансформации особенно ярко проявились в кино-фото и проекционной аппаратуре. Регистрация изображения с помощью видеокамеры и его отображение, например, на ЖК-экране или плазменной панели возможны в режиме реального времени, минуя процесс проявки кино-фото пленки и проекции с помощью проекционного аппарата на экран. При этом одновременно может идти коррекция недостатков изображения – геометрических искажений и искажений цветопередачи. Не менее серьезные изменения происходят и в микроскопии. На рис. 1 и 2 представлена эволюция световых микроскопов.

На рис.1 представлена линейка микроскопов: немецкий микроскоп XVIII-го века (а), микроскоп "Микмед 1" ("Биолам") ОАО "ЛОМО" второй половины 20-го века (б), микроскопы немецкой фирмы "Leica" DML S – лабораторный (в) и исследовательский моторизованный микроскоп высшего класса (г) для медико-биологических задач конца XX-го начала XXI-го века, микроспектрофотометр TEProbe SP300MS – комбинация микроскопа и спектрофотометра (д) конца XX-го начала XXI-го века. Перечисленные микроскопы, имея внешние отличия, функционально схожи, но вот уже на рис.1(е) и 1(ж) представлены микроскопы с внешними и функциональными отличиями.



Рис.1

Оба микроскопа японских фирм (е) "*Olympus*" *MIC-D* и (ж) "*Sony*" *TW-TL 1S* цифровые и не имеют классического визуального канала – изображение выводится на экран дисплея, кроме того, в варианте (ж) формируется цифровое изображение в формате *3D*, а при визуальном наблюдении с экрана объект рассматривается в разных ракурсах при развороте телекамеры. Особняком стоит микроскоп по рис. 2, в котором конструктивно соединены в одном корпусе микроскоп и компьютер (рис. 2а), установка микрообъекта на предметный "стол" выполняется посредством устройства типа дисковода (рис. 2 б).

Управление всеми функциями микроскопа выполняется оператором



Рис. 2

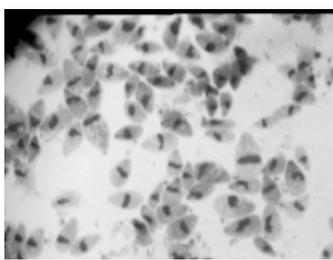
мышкой с экрана встроенного или внешнего дисплея (рис. 2 в), на котором отображается объект в формате "макро" и "микро", а также клавиши управления. Это принципиально новый подход.

Цифровые технологии позволяют одновременно при регистрации изображения компенсировать его искажения (геометрические,

хроматические и цветовые), вызванные как оптикой, так и электронными компонентами – телекамерой, дисплеем, принтером и др.

Не менее серьезными перспективами обладает виртуальная микроскопия как средство обучения, так и средство компьютерного моделирования физических процессов, протекающих в оптическом приборе.

На рис. 3 приведена одна из операций с оптическим изображением – операция "тиснение", позволяющая смоделировать условия получения изображения при косом освещении объекта. Эта операция была выполнена программно в среде *MATHCAD*, но она же может быть выполнена автоматически в процессе регистрации изображения при включении для режима работы телекамеры опции "свертка".



S

$$w := \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \begin{array}{l} k := 0..2 \\ p := 0..2 \\ N = 240 \\ M = 320 \\ i := 0..200 \quad j := 0..240 \end{array}$$

$$\sum_{p=0}^2 \sum_{k=0}^2 w_{p,k} = 0$$

$$\begin{array}{l} \max(S2) = 297 \\ \min(S2) = 65 \end{array}$$

$$\begin{array}{l} \max(S1) = 255 \\ \min(S1) = 0 \end{array}$$

$$S2_{i,j} := \sum_{p=0}^2 \sum_{k=0}^2 S1_{i+p,j+k} \cdot w_{p,k} + \dots$$

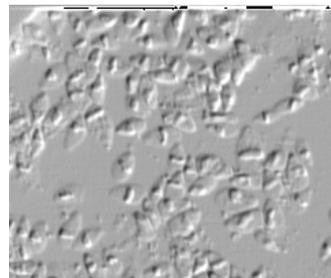


Рис. 3

Внедрение новых технологий в оптическое приборостроение сказывается и на технологических процессах в производстве такого рода приборов, а точнее - комплексов, под которыми будем понимать систему, объединяющую для решения единой задачи приборы и устройства, каждый из которых может функционировать самостоятельно, решая специфическую для него задачу.

Например, современный микроспектрофотометр включает в себя микроскоп, спектрофотометр, телевизионную систему, компьютер с периферией и программным обеспечением и пр. Это потребует технологического перевооружения производства в том и числе в составе

средств контроля (ПК, КЮ), что связано с переходом от субъективных методов контроля к объективным. Это основные вопросы курса.

## 1. ГРАФОАНАЛИТИЧЕСКИЙ МЕТОД ПОСТРОЕНИЯ ПРИНЦИПИАЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СХЕМЫ ОПТИЧЕСКОГО ПРИБОРА.

Приступая к разработке оптического прибора, исследователь, а именно он в практике ОАО "ЛОМО" первым должен дать ответ на вопросы проектирования - как должна решаться задача и во что это выльется, на руках имеет только технические требования на разработку. Исследователь волен выбрать путь проектирования, например, он может пойти от аналога и по аналогии создать подобное уже существующему прибору, например, микроскопу. Если же аналога подобрать не удастся, то он должен начать с "нуля". И в том и в другом случае на начальной стадии проектирования у разработчика имеется лишь математическая модель прибора, на которой он должен проверить осуществимость (реализуемость) заданных технических требований. Указанная математическая модель может строиться на законах геометрической или волновой оптики. Начнем с геометрического подхода.

Пусть известно положение объекта относительно изображения  $L$ , задано линейное увеличение  $\beta$ , требуемая освещенность изображения  $E'$ , каким-то образом известна яркость объекта  $B$ .

Начнем с рассмотрения часто встречающегося случая в системах технического зрения (СТЗ), когда плоскости объекта  $AB$  и изображения  $A'B'$  не параллельны. На рис. 1.1 показано, как графическим способом определяется положение оптической системы (ОС), представленной на начальной стадии тонким компонентом  $\Phi$ , ее фокусное расстояние и одновременно поле зрения.

В этом случае для различных точек объекта и изображения  $\beta$  будет разным.  $OO$  – оптическая ось. Изображение трансформировано. Для такого

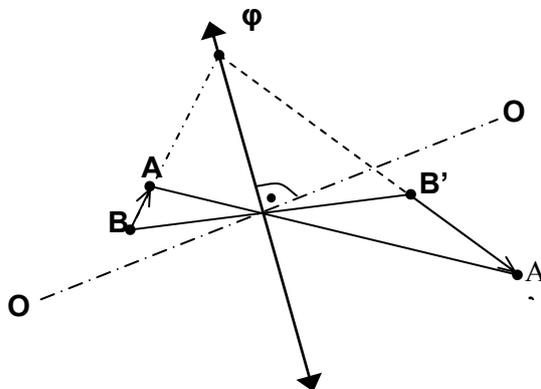


Рис. 1.1

случая В.Н.Чуриловским в 1929 г. была доказана теорема, суть которой заключается в том, что при развороте плоскостей, в которых лежат

предмет  $AB$  и изображение  $A'B'$ , вокруг точек их пересечения с главными плоскостями  $HH$  (рис. 1.2 а) до их совмещения в единую плоскость, перпендикулярную этим главным плоскостям. Разработчик получает возможность пользоваться формульным аппаратом геометрической оптики в указанной плоскости. При этом

$$f = f / \cos(\alpha) \text{ и } f' = f' / \cos(\alpha').$$

Из рис. 1.2 (б) видно как квадрат  $MNPR$  трансформируется в трапецию  $M'N'R'$ .

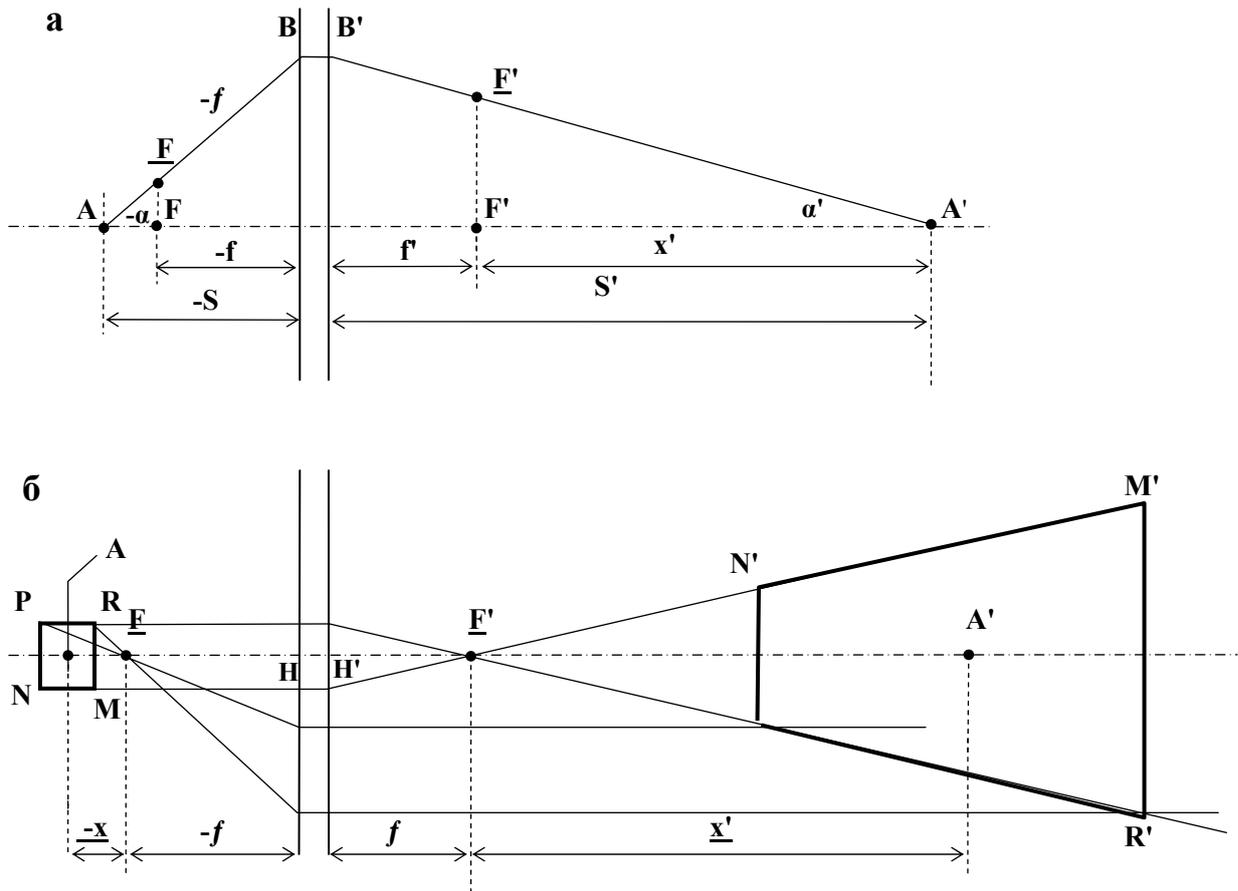


Рис. 1.2

В силу протяженности пространства предметов одна часть его будет иметь действительное изображение, а другая - мнимое (рис. 1.3). Изображение разрывается на действительную и мнимую части. Кроме того, за счет действия продольного увеличения  $q \sim \beta^2$  изображение трансформируется – вытягивается вдоль оптической оси и в разных сечениях линейное увеличение будет разным, а при разрыве изображения меняется знак увеличения, т.е. действительное и мнимое изображения развернуты на  $180^\circ$  друг относительно друга. Таким образом, вдоль оси  $\varphi$  проявляет нелинейные свойства. С этим явлением разработчику приходится встречаться на практике неоднократно, например, при разработке осветительных устройств (ОУ) микроскопа и пр.

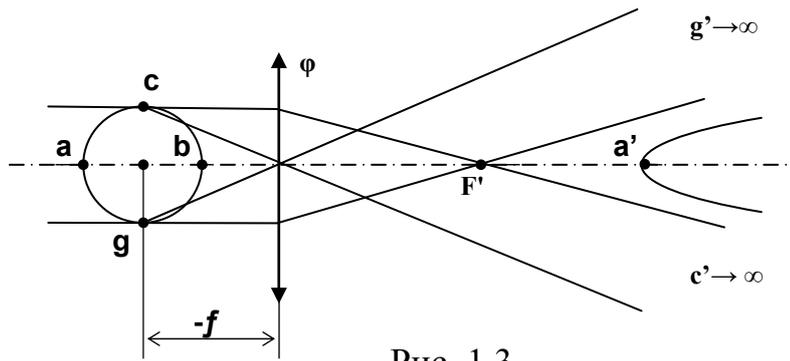


Рис. 1.3

Но вернемся к более простому случаю, когда плоскости объекта и изображения параллельны (рис. 1.4 а). Тогда, зная  $E'$  и  $B$ , определим заднюю апертуру:

$$\text{Sin}\sigma' = \sqrt{\frac{E'}{\tau\pi\beta}},$$

где коэффициент пропускания  $\tau$  задан или его значением задается разработчик, и далее определяем переднюю апертуру  $\text{Sin}\sigma = \mathbf{v} \cdot \text{Sin}\sigma'$ . Далее строим лучи, идущие из осевых точек объекта и изображения под углами к оси  $\sigma$  и  $\sigma'$  до их пересечения, и определяем положение совмещенных главных плоскостей компонента  $\phi$ .

Если по габаритным или иным соображениям разработчика устраивает однокомпонентный вариант -  $\phi$ , то принципиальная оптическая схема готова, а если нет, то считаем  $\phi$  эквивалентной системой и переходим к 2-х или 3-х компонентной системе (рис. 1.4 б, в, г). Положение компонентов  $\phi_1$  и  $\phi_2$  могут быть определены точно, если заданы отрезки  $S'$  и  $S$ , а если нет, то это делает разработчик из своих конструктивных или иных соображений. В (а), (б), (в) нет промежуточных изображений, а в (г) есть два промежуточных изображения.

Связь между оптическими силами  $\phi_1$ ,  $\phi_2$  и  $\phi_3$  (рис. 1.4 а, б) иная, чем по известной формуле  $\phi_{31} = \phi_1 + \phi_2 - \phi_1\phi_2d$ , а именно:

$$\phi_{32} = \phi_1 + \phi_2 - \phi_1\phi_2d\left(1 - \frac{d}{L}\right). \quad (1.1)$$

Одновременно для  $\phi_{32}$  справедлива формула:

$$\phi_{32} = -\frac{(\beta-1)^2}{L\beta} \quad (1.2)$$

Для ОС, содержащей более 2-х компонентов формула сложнее и

получается она применением последних формул, сначала для  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  находим  $\Phi_{\Sigma 2}$ , затем для  $\Phi_3$  и  $\Phi_{\Sigma 2}$  находим  $\Phi_{\Sigma 3}$  и т. д. Но это приходится делать редко, а если приходится, то лучше воспользоваться приемом, основанном на расчете хода нулевого луча.

Отметим, что мы оперировали действительным лучом (рис. 1.5), поэтому для всех  $\Phi_i$  мы определяем апертуры, увеличения, фокусные расстояния и поля зрения, что позволит выбрать их тип и конструкцию – второе приближение:

$$\beta_1 = \frac{\text{Sin}\sigma_1}{\text{Sin}\sigma'_1}, \beta_2 = \frac{\text{Sin}\sigma_2}{\text{Sin}\sigma'_2} \quad \text{Sin}\sigma'_1 = \text{Sin}\sigma_2 \quad \text{и т. д.} \quad (1.3)$$

Это, конечно, первое приближение, но достаточно близкое к истине. Далее выполняется абберационный расчет – вычисляются геометрические и волновые aberrации, функции рассеяния точки (ФРТ) и линии (ФРЛ), частотно-контрастная характеристика (ЧКХ) и пр. Получаем ОС с ее конструктивными элементами – радиусы кривизны  $r$ , толщины  $d$ , марки стекол и показатели преломления  $n$ , световые диаметры  $\Phi_{\text{св}}$  – третье приближение.

Мы рассмотрели процесс разработки в геометрическом приближении, тогда как уже на начальной стадии необходимо учитывать волновые свойства света, тем более, что помимо указанных характеристик  $L$ ,  $\beta$ ,  $E'$  и пр. задаются и характеристики качества изображения, которые должен обеспечивать ОП – разрешающая способность, контраст изображения, отношение сигнал/шум и пр.

Обратимся к понятию разрешающей способности (РС). Если задана РС ОП и ничего не сказано о контрасте, то разработчик вправе определить ее по формуле в соответствии с критерием Вадсворда (квадратный зрачок) или Рэлея (круглый зрачок):

$$N_0 = 2 \frac{A}{\lambda} \quad \text{или} \quad N_0 = \frac{A}{0,61\lambda} \quad (1.4)$$

Из этих формул определяется апертура  $A' = \text{Sin}\sigma'$ . Ранее мы определяли  $\text{Sin}\sigma'$  из энергетических соображений, а теперь мы значение  $A'$  определим из требуемого значения РС, через пространственную частоту  $N_0$  и затем оперируем с максимальным значением  $A'$ . Далее расчет идет как описано выше.

Если задан контраст  $T$  на какой-то частоте  $N_1$ , что более верно, тогда поступаем следующим образом. Для ОС с квадратным зрачком функцию передачи контраста  $T(N)$  можно аппроксимировать так:

$$T = 1 - \frac{N}{|N|} \quad (1.5)$$

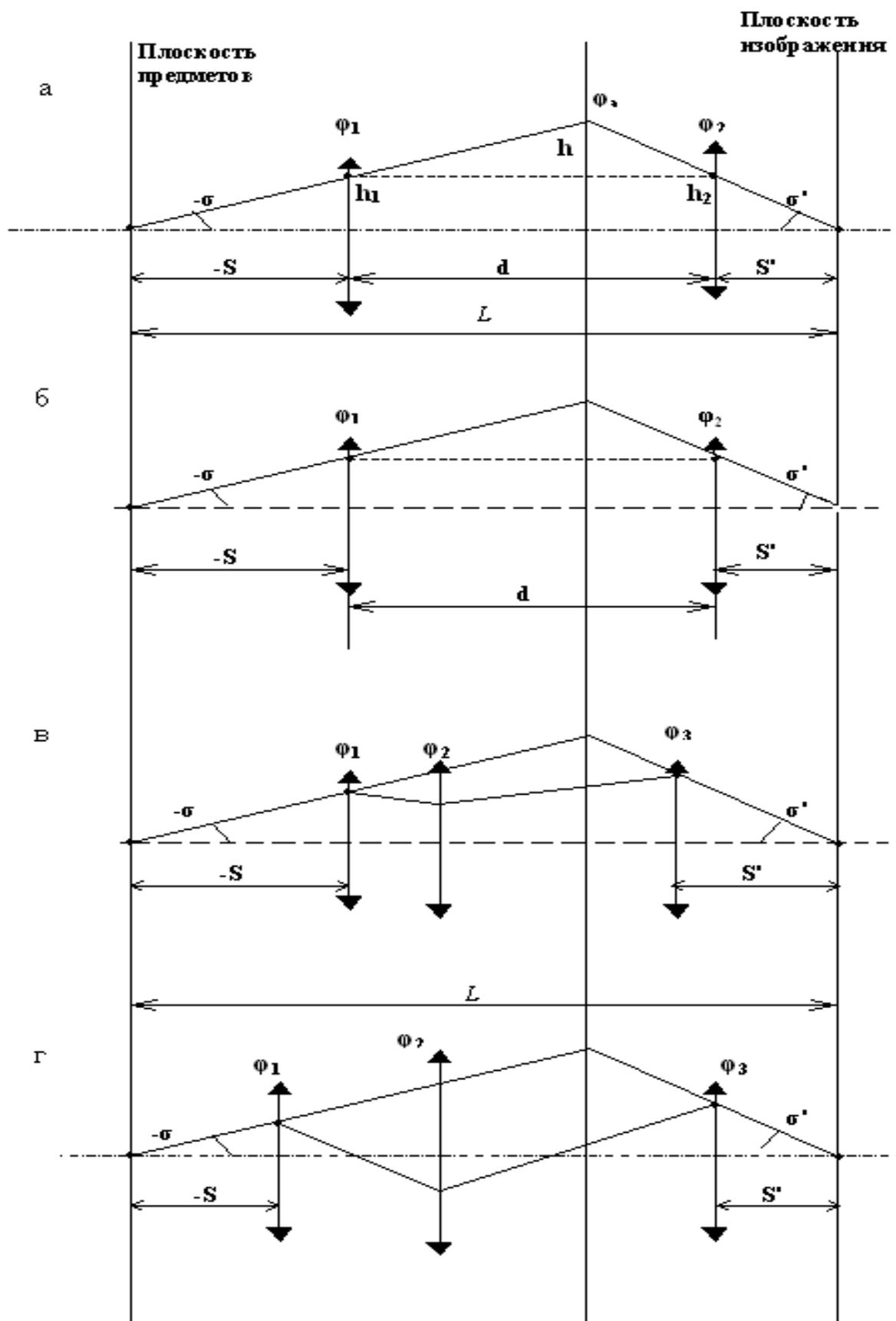


Рис. 1.4

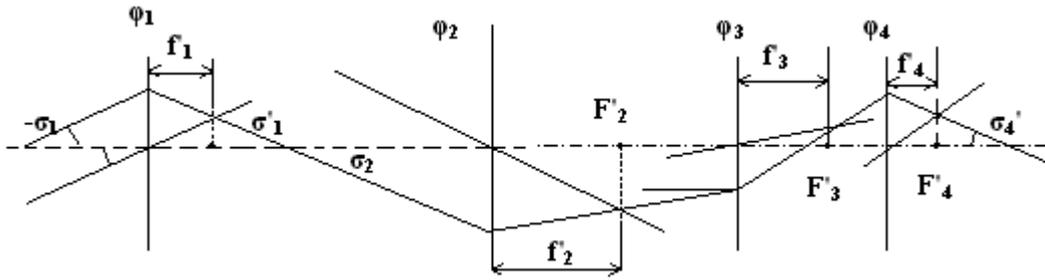


Рис. 1.5

и график  $T(N)$  имеет вид в соответствии с рис. 1.6:

$$T(N_1) = 1 - \frac{N_1}{|N_0|} \quad |N_0| = \frac{N_1}{1 - T(N_1)} \quad (1.6)$$

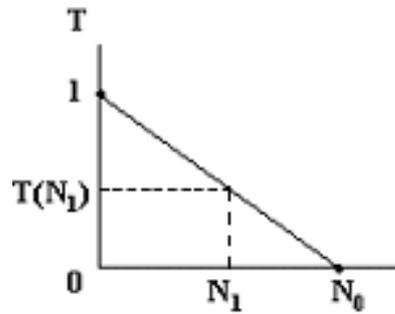


Рис. 1.6

Затем находим  $A$ :  $A = \frac{N_0 \lambda}{2}$  или  $A = 0,61 N_0 \lambda$ .

Опять сравниваем значения апертур и выбираем их максимальные значения. Напомним, что понимается под контрастом, который выражается через  $T$ :

$$T = \frac{(E_{max} - E_{min})}{(E_{max} + E_{min})} \quad (1.7)$$

где  $E_{max}$  и  $E_{min}$  экстремальные значения освещенности в объекте абсолютного контраста (или его изображении) с синусоидальным светораспределением:

$$t(x) = 1 + \text{Cos}(2\pi N_0 x) \quad (1.8)$$

## 2. УЧЕТ ВОЛНОВЫХ СВОЙСТВ НА СТАДИИ СХЕМНОГО РЕШЕНИЯ.

На стадии предварительного рассмотрения возможного схемного решения оптической системы прибора пользуются не только

геометрическими моделями, использующими законы лучевой оптики, но и более сложными, учитывающими волновые свойства света. Последние приводят к понятию передаточной функции (ПФ)  $T(N)$  и позволяют в итоге использовать при рассмотрении работы оптического прибора теорию линейных систем хорошо развитую в теории связи. Геометрические модели ОС, использующие понятия геометрической оптики – каждой точке, отрезку или плоскости одного пространства соответствует точка, отрезок или плоскость другого, в итоге позволяют построить ОС в виде тонких компонентов  $\Phi$ . Усложнение модели – переход к реальной системе  $(r, d, n)$  приводит к понятию aberrаций, определяющих (уточняющих) отклонение от законов теории идеальной ОС. Например, точке в одном пространстве соответствует уже не точка, а пятно рассеяния, размер которого можно определить через значение геометрической aberrации  $\Delta y'$ . На сегодняшний день эта величина  $\Delta y'$  зачастую является основным параметром для оптимизации ОС на стадии aberrационного расчета. Величины  $\Delta y'$  и  $T(N)$  тесно связаны, обычно эта связь сложна, но на предварительной стадии удается получить простые зависимости:

$$\Delta y' = \frac{1}{\pi N'} \sqrt{2,5(1 - T(N'))}, \quad (2.1)$$

где  $N' = \frac{N}{\mathbf{v}}$

Из последней формулы можно, зная  $T(N')$  получить  $\Delta y'$  и наоборот, что позволяет осуществить анализ существующих систем и требования к значениям величин, к которым следует стремиться для успешного решения общей задачи создания ОП.

Понятие ПФ может быть распространено как на отдельный компонент ОС и на всю ОС, если ОС линейна относительно параметров светового поля – интенсивности, амплитуды или взаимной интенсивности. Эти зависимости определяются условиями освещения объекта – когерентное освещение (КО), некогерентное освещение (НО), частично когерентное освещение (ЧКО). Об этих условиях освещения будет сказано ниже, а здесь введем фундаментальное понятие волновой оптики – интеграл суперпозиции, следующим из дифракционного интеграла – принципа Гюйгенса-Френеля и пр.

$$g(x) \approx g_0(x) \otimes h(x) \quad (2.2)$$

$g(x)$  – светораспределение в изображении,  $g_0(x)$  – светораспределение в идеальном изображении,  $h(x)$  – функция рассеяния точки - ФРТ (импульсная реакция) ОС,  $\otimes$ -оператор свертки.

В развернутом виде:

$$g(x) \approx \int_{-\infty}^{\infty} g_0(x_0) \cdot h(x - x_0) dx_0 \quad (2.3)$$

Интегрирование идет по поверхности объекта. Система должна быть линейна (изопланарна), т.е. для различных точек в поле объекта ФРТ не

должна изменяться, а только сдвигаться  $h(x)=h(x-x_0)$ . Если этого нет, то поле объекта разбивают на изопланарные зоны. Рассмотрим на примере, как можно пользоваться приведенными результатами на практике без выполнения сложных вычислений интеграла суперпозиции. Пусть объект  $g_0(x)$  (светораспределение на объекте подобно светораспределению в его идеальном изображении) описывает светораспределение в шпале мира Фуко – рис. 2.1 (а).

$$g_0(x) = \text{rect}\left(\frac{x}{X}\right) = \begin{cases} 1 & |x| \leq \frac{X}{2} \\ 0 & \text{в остальных точках} \end{cases} \quad (2.4)$$

Значением величины  $S_0 = Xh_0$ , определяющей площадь под кривой  $g_0(x)$ , можно определить энергетическое содержание объекта.

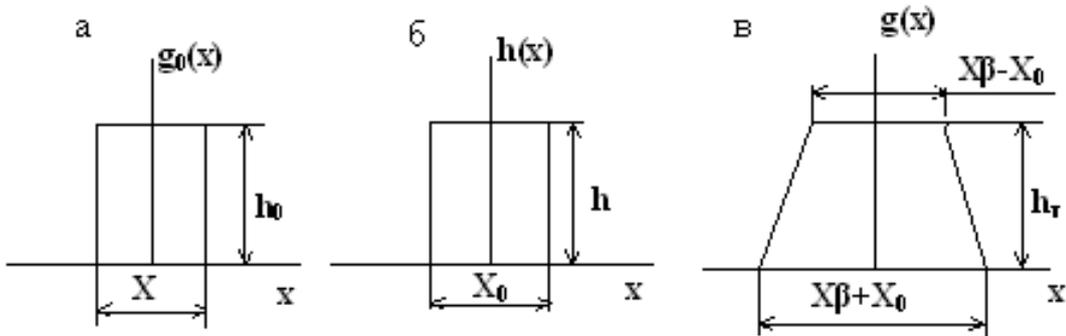


Рис. 2.1

ФРТ  $h(x)$  также определим для простоты П-образной функцией (рис. 2.1 б).

$$h(x) = \text{rect}\left(\frac{x}{X_0}\right) = \begin{cases} 1 & |x| \leq \frac{X_0}{2} \\ 0 & \text{в остальных точках} \end{cases} \quad (2.5)$$

Введем обязательное условие нормировки:

$$\int_{-\infty}^{\infty} h(x) d(x) = 1 \quad (2.7)$$

Известно, что свертка двух П-образных функций будет при разных значениях  $X$  и  $X_0$  трапеция (рис. 2.1 в) или треугольник при  $X=X_0$ . Значением величины  $S_T = X\beta h_r$ , определяющей площадь трапеции, определится энергетическое содержание изображения, поэтому из закона сохранения энергии имеем  $S_T = S_0 \cdot h_0$  откуда  $h_0 = \beta h_r$ .

Таким образом, достаточно легко в первом приближении получили светораспределение в изображении шпала мира Фуко. В ОС без aberrаций, но с учетом дифракции для ФРТ системы с квадратной и круглой апертурой имеем формулы:

$$h(x) \approx \left[ \frac{\text{Sin}(\pi x)}{\pi x} \right]^2 \text{ или } h(x) \approx \left[ \frac{2J_1(\pi x)}{\pi x} \right]^2, \quad (2.8)$$

где  $J_1(x)$  - функция Бесселя 1-го порядка 1-го рода.

Эти формулы были получены из общего выражения для ФРТ:  $h(x) = F\{D(x)\}$  для случая когерентного освещения (КО) и  $h(x) = [F\{D(x)\}]^2$  для случая некогерентного освещения (НО), где

$$D(x) = \begin{cases} 1 & |x| \leq \frac{D_{зр}}{2} \\ 0 & \text{в остальных точках} \end{cases} \quad (2.9)$$

$D(x)$  – зрачковая функция,  $F\{\}$  – оператор преобразования Фурье,  $D_{зр}$  – диаметр зрачка ОС.

С учетом aberrаций вид  $h(x)$  усложняется и может быть определен численным методом на конечной стадии расчета ОС. Тем не менее на начальной стадии действие aberrаций ОС также может быть учтено как с помощью формулы (1), так и с помощью моделирования ФРТ с учетом aberrаций.

Аналитический метод вычисления распределения освещенности в изображении точки  $h^2(x)$  в геометрическом приближении можно выполнить через детерминант матрицы Якоби:

$$h^2(\delta g', \delta G') \sim |(\partial g'/\partial m')(\partial G'/\partial M') - (\partial G'/\partial M')(\partial g'/\partial m')|^{-1}, \quad (2.10)$$

где  $\delta g', \delta G'$  – составляющие поперечных aberrаций,  $m', M'$  – зрачковые координаты. Частные производные могут быть получены из разложения  $\delta g'$  и  $\delta G'$ :

$$\begin{aligned} \delta g' &= Am'(m'^2 + M'^2) + B\ell(3m'^2 + M'^2) + C\ell^2 m' + E\ell^3, \\ \delta G' &= AM'(m'^2 + M'^2) + 2B_1\ell m'M' + D\ell^2 M', \end{aligned} \quad (2.11)$$

где  $A, B, C, D, E$  – коэффициенты, не зависящие от координаты луча  $\ell$  и зрачковых координат  $M', m'$  и определяющиеся параметрами оптической системы, например, через коэффициенты Зейделя, положением входного зрачка и объекта.

Таким образом, у разработчика имеется возможность во втором приближении оценить влияние aberrаций ОС на изображение объекта и определить необходимую степень их исправления (коррекции).

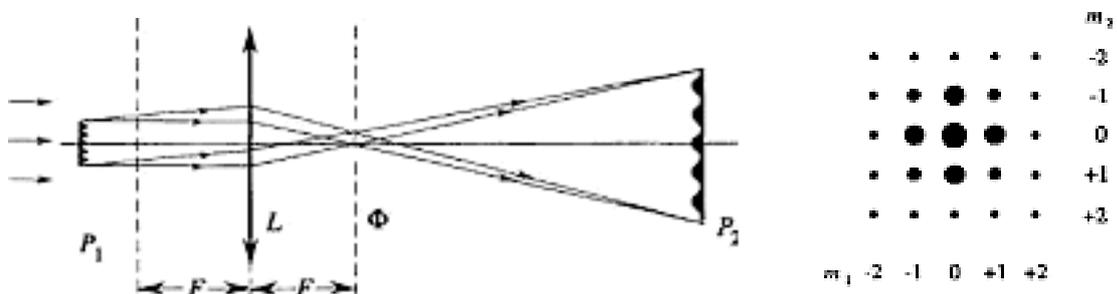


Рис. 2.2

Из теории образования изображения Э.Аббе известно, что есть первичное и вторичное изображения, то есть имеет место двойная дифракция – на объекте и на зрачке ОС. На рис. 2.2 представлен процесс формирования изображения в линзе L как процесс двойной дифракции, где

$P_1$ ,  $\Phi$  и  $P_2$  – плоскости объекта, Фурье образа объекта  $G(N)$  и изображения.

$$G(N) = F\{g_0(x)\}; g(x) = F\{G(N)\} \quad (2.12)$$

и далее

$$g(x) = F\{F\{g_0(x) \cdot D(x)\}\}$$

Двойное преобразование Фурье определяет двойную дифракцию.

$$g(x) = F\{F\{g_0(x)\}\} \otimes F\{D(x)\} \text{ откуда } h(x) \approx F\{D(x)\}.$$

Это справедливо для нормального квазимонохроматического освещения, т.е. для КО (освещение точечным монохроматическим ИС).

Здесь  $D(x)$  исполняет роль фильтра в плоскости Фурье-образа и с точки зрения теории линейных систем определяет ПФ  $H_k(N)$ ,

где  $H_k(N) = F\{F\{D(x)\}\} = D(N)$  и имеет график в соответствии с рис. 2.3,

при этом  $N_0 = \frac{A}{\lambda}$ . Здесь ОС линейна относительно амплитуды. При НО ОС линейна относительно интенсивности, определяемой квадратом амплитуды. При НО ФРТ  $\sim h^2(x)$  и ПФ ОС в этом случае определится сверткой  $H_k(N) \otimes H_k(N)$ , так как в этом случае (2) преобразуется к виду:

$$F\{g\} \approx F\{g_0\} \approx F\{h^2\} \quad \begin{aligned} g(x) &\approx q_0(x) \otimes h^2(x) \\ F\{h^2\} &= F\{h\} \otimes F\{h\} = D\{N\} \otimes D\{N\} \end{aligned} \quad (2.13)$$

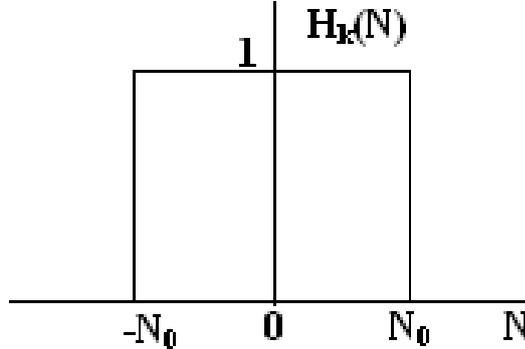


Рис. 2.3

Функция  $F\{h^2\}$  определит оптическую передаточную функцию (ОПФ). График ОПФ опишется функцией треугольника (рис. 2.4 а).

Таким образом, при НО разрешение в 2 раза выше, чем при нормальном КО тем не менее при косом КО происходит сдвиг ПФ и разрешающую способность можно удвоить (рис. 2.4 б).

Случай частично когерентного освещения (ЧКО) можно рассматривать как промежуточный между КО и НО, но именно он чаще всего встречается на практике.

Академик Д.С.Рождественский, рассматривая работу микроскопа, обратил внимание на соотношение апертур осветительной части

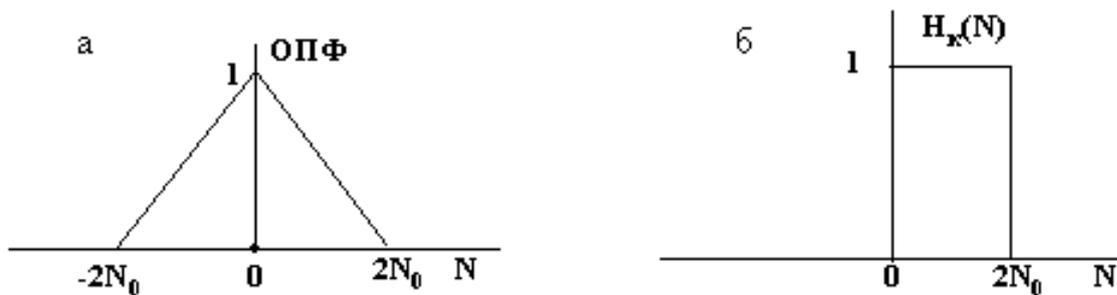


Рис. 2.4

микроскопа  $A_0$  микрообъектива  $A$  и его влияния на разрешающую способность микроскопа  $N_T$ , для вычисления которой он вывел формулу:

$$N_T = \frac{B + B_0}{\lambda}; \quad c = \frac{A_0}{A}$$

Величина "с" носит название коэффициент

некогерентности Рождественского и входит в аргумент коэффициента комплексной степени когерентности  $\mu$ , о котором будем говорить ниже. При  $c=0$  (реально при  $c < 0,25$ ) имеет место КО, при  $c=\infty$  (реально при  $c > 4$ ) имеет место НО и при  $0 < c < \infty$  (реально при  $0,25 < c < 4$ ) имеет место ЧКО. На рис. 2.5 приведены ПФ для всех трех рассмотренных случаев.

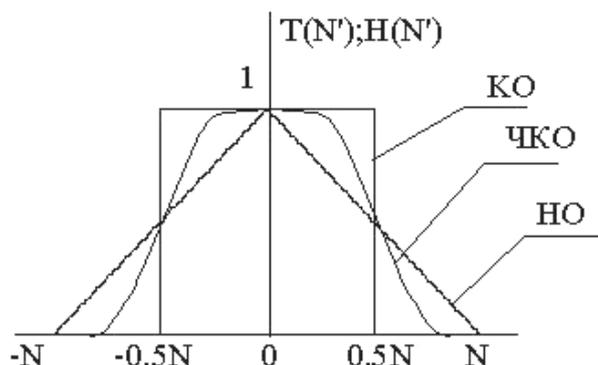


Рис.2.5

Зачем нам нужны ПФ? В теории линейных систем ПФ всех компонентов системы перемножаются и мы получаем эквивалентную для всей системы ПФ, можем заранее сказать, каким будет изображение в сложной системе, определить слабое звено в цепочке, провести оптимизацию и пр.

### 3. ОБЪЕКТ, ЕГО МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ, ВЛИЯНИЕ ОБЪЕКТА НА СХЕМНОЕ РЕШЕНИЕ

Роль объекта в выборе метода его исследования, выборе схемного решения как самого ОП, так и его ОС велика. Надо знать какие бывают объекты, их свойства, расположение относительно наблюдателя и пр. Объект по отношению к наблюдателю может находиться в бесконечности

или на достаточно большом удалении, а также на конечном расстоянии. Конечное расстояние может быть большим (несколько метров) или малым (несколько миллиметров или доли миллиметров).

То же можно сказать и об изображении объекта, например, если прибор предназначен для визуального наблюдения, то изображение должно находиться на бесконечности. Положение объекта и изображения определяют тип ОП – прибор ближнего или дальнего действия, прибор с визуальной или иной регистрацией изображения.

Объект может быть подвижным или неподвижным. Под подвижным объектом следует понимать не только его перемещение в пространстве, но и изменение его свойств во времени, например, в роли объекта может выступать нагруженный элемент конструкции моста и необходимо фиксировать изменение состояния этого элемента до его разрушения. Изменения состояния в этом случае могут протекать медленно, а вот разрушение может оказаться быстропотекающим процессом.

Объект может быть прозрачным или не прозрачным, самосветящимся или несамосветящимся, он может иметь конечные размеры и быть точечным (звезда). По внутренней структуре он может быть изотропным и неизотропным, а по воздействию на падающее на него излучение он может быть поглощающим (амплитудным) или отклоняющим лучи (фазовым) либо то и другое вместе.

Например, то, что объект самосветящийся, говорит о том, что в ОП нет ОУ, а если объект несамосветящийся, то ОУ есть. Начнем с несамосветящихся объектов. Помимо ранее упомянутых требований к ОП -  $\beta$ ,  $L$ ,  $N$ ,  $T$ ,  $E'$  - следует добавить требования к неравномерности светораспределения в изображении, освещенность в котором определяется по формуле:  $E' \sim E'_0 \cos^m \omega$ , где  $\omega$  – угол поля зрения,  $m \leq 4$ . За счет введения абберационного виньетирования удастся уменьшить "m":  $\Delta E/E_0 \sim 1 - \cos^m \omega$ ,  $E_0 \sim \tau \pi B \sin^2 \sigma'$

На этот закон накладывается неравномерность светораспределения по поверхности освещаемого объекта.  $\Delta E/E_0$ , определяемого действием ОУ. Рассмотрим решения вопроса о равномерности освещения прозрачного объекта для случаев, приведенных на рис. 3.1 а.

а) Освещение объекта, находящегося на конечном расстоянии  $f'$ , точечным источником света (ТИС). Для расчета освещенности по поверхности объекта имеем формулу:

$$E \approx \left( \frac{J(\sigma)^2}{f'^2} \right) \cos^3 \sigma'; \quad (3.1)$$

где  $J(\sigma) = J_0 \cos^m \sigma$  – распределение силы света по углу,  $J_0$  осевая сила света, при  $m = 1$  – Ламберт, при  $m = 0$  – Эйлер ( $m =$  целое). Из формулы понятно, что для достижения постоянства значения  $E$  необходимо обеспечить постоянство значения угла  $\sigma$ , что достигается размещением ТИС в переднем фокусе компонента  $\Phi$  в соответствии с рис. 3.1 (а).

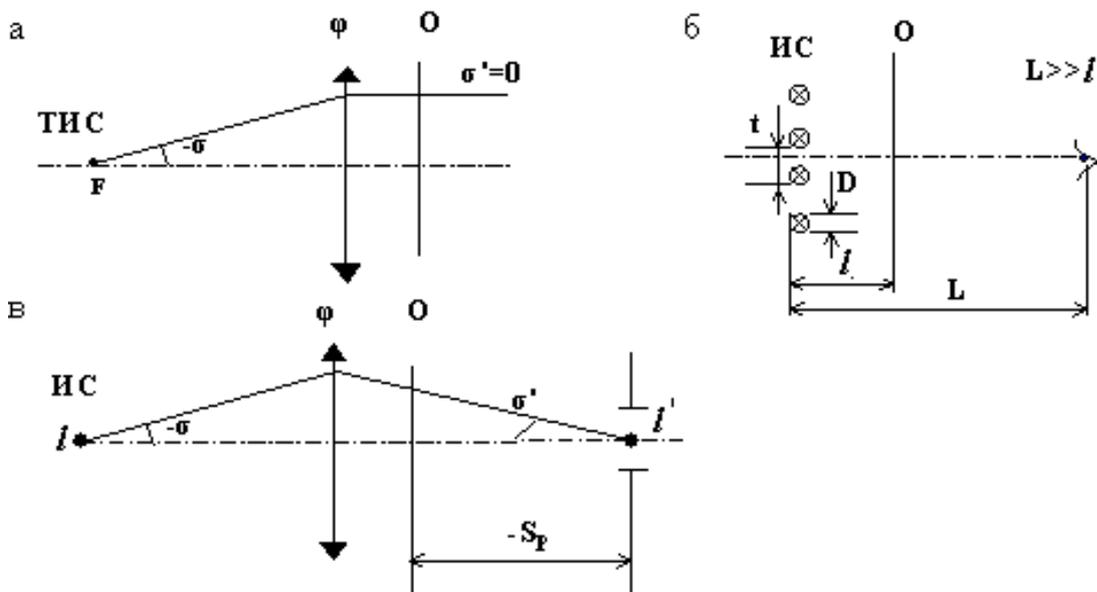


Рис. 3.1

б) Объект имеет большие размеры и находится на малом расстоянии от источника света (ИС), например, он располагается на поверхности рекламной тумбы или на поверхности светящегося стола.

Рассмотрим случай использования нескольких  $N$  одинаковых линейных источников света, расположенных на одной поверхности с шагом  $t$  на расстоянии  $l$  от объекта, как это показано на рис. 3.1 б. Светораспределение на поверхности объекта  $g(x) \sim \sum g_0(x-nt)$ ,  $n=1, 2, \dots, N$ ,  $g_0(x) = \text{rect}(x/D)$  – светораспределение по поверхности одного источника. Чтобы на поверхности  $O$  не было видно структуры ИС, ее нужно размыть, для чего служит экран Э, выполняющий функции рассеивателя. Тогда, если  $h(x)$  ФРТ экрана и  $h(x) = \text{rect}(x/2ltg\sigma')$ , то в плоскости ИС имеем:  $E(x) \approx g(x) \otimes h(x)$

Для отдельной ЛЛ свертка  $g(x) \otimes h(x)$  определит трапециевидальное светораспределение, а для всей совокупности источников получим ряд трапециевидальных светораспределений (рис. 3.2).

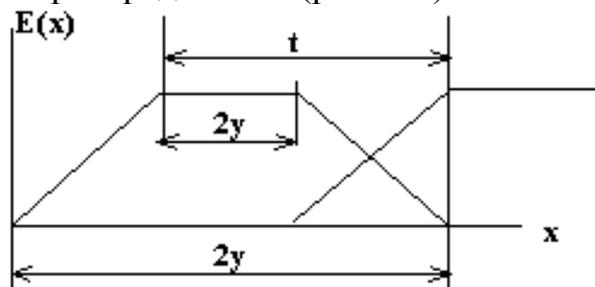


Рис. 3.2

Если  $t=y+y$ , то суммарное распределение будет равномерным. Если экран выполнен в виде линзового раstra, то  $2y = 2l \cdot tg\sigma' + D$ , где  $\sigma'$  апертура линзового элемента раstra тогда  $l = t/2tg\sigma'$  и при  $tg\sigma' = 0,2$   $l = 2,5t$

$$2y_0 = 2l \cdot tg\sigma' - D \quad (3.2)$$

Позднее будет показано, что если экран выполнен в виде матового стекла, то  $\ell=5t$ . Линзовый растр в этом отношении эффективнее матового стекла.

в) Источник света имеет конечные размеры, объект находится от источника света на конечном расстоянии и его изображение строится последующей оптической системой (рис. 3.1 в). Так строятся ОУ проекционных систем и микроскопов. От осевой точки ИС на объекте создается освещенность  $E_0$ , для вычисления значения которой имеем формулу:  $E_0 \sim (J/S_p^2) \text{Cos}^3 \sigma'$  при  $\sigma'=18^\circ \text{Cos}^3 \sigma' \sim 0,86$  при  $\sigma'=30^\circ \text{Cos}^3 \sigma' \sim 0,96$ .

Для определения освещенности от всей поверхности ИС, следует выполнить интегрирование по его поверхности.

$$E(x) = \int_{-\frac{\ell'}{2}}^{\frac{\ell'}{2}} E(x_0) dx_0, \text{ иначе:}$$

$$E(x) = \int_{-\infty}^{\infty} E_0(x_0) \text{rect}\left[\frac{(x-x_0)}{\ell'}\right] dx_0 = \text{rect}\left(\frac{x}{2y}\right) \otimes \text{rect}\left(\frac{x}{\ell'}\right) \quad (3.3)$$

Размер освещаемого поля объекта можно определить так:

$$2y \approx 2S_p \text{tg} \sigma'$$

Опять приходим к трапеции, которая за счет действия aberrаций сглаживается.

Ниже приведены реализации некоторых схем освещения непрозрачного объектов (рис. 3.3 а, б) и прозрачного, схемы освещения которых получены из приведенных на рис. 3.3 методом зеркальной развертки (рис. 3.4 а, б).

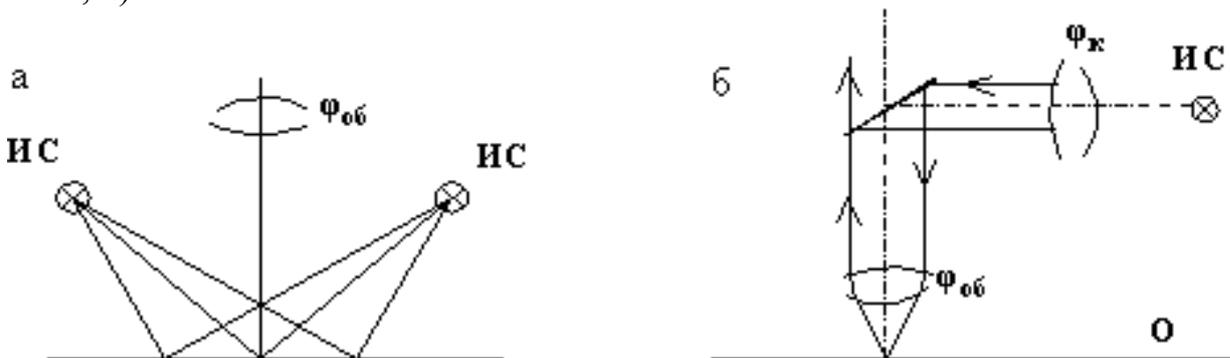


Рис. 3.3

Рассмотренные схемы освещения используются для амплитудных объектов, если объект фазовый, то они не дадут возможности визуализировать фазовые неоднородности объекта в изображении. В этом случае используются методы косоугольного и темнопольного освещения, а также методы визуализации – метод фазового контраста (МФК) Ф.Цернике, его

модификация метод Р.Гофмана или метод Е.М.Брумберга. Рассмотрим их кратко по порядку.

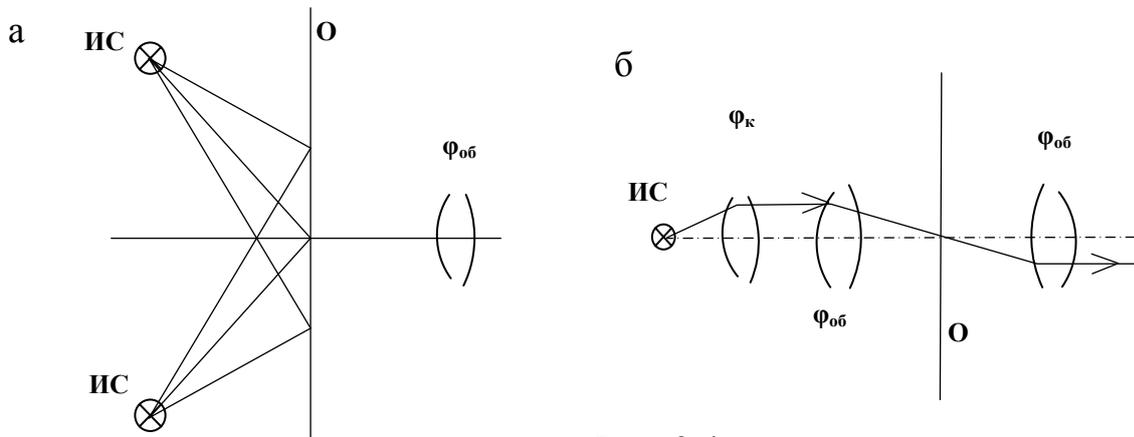


Рис. 3.4

Определим функцию объекта через  $t(x)$  – фазовый коэффициент пропускания и при  $\varphi(x) < 1$  радиана

$$t(x) \approx \exp[j\varphi(x)] \approx 1 + j\varphi(x) \quad (3.4)$$

Если перейти к интенсивности изображения  $E'(x)$ , то  $E'(x) \approx t(x) \cdot t^*(x) = (1 + j\varphi(x))(1 - j\varphi(x)) = 1 + [j\varphi(x)]^2 = 1 + \varphi(x)^2 \approx 1$

Величины  $t(x)$  и  $t^*(x)$  являются комплексно сопряженными величинами.

Второй степенью  $\varphi(x)$  пренебрегаем и получаем равномерно засвеченное поле – изображения не видно. Для визуализации таких объектов Ф.Цернике ввел фазовый сдвиг  $\pi/2$  или  $3\pi/2$  в нулевую составляющую, поставив фазовую пластинку в плоскости Фурье-образа объекта, изменив тем самым функцию пропускания изображения  $t'(x)$ . В первом случае:

$$t'(x) \approx \exp\left[j\left(\frac{\pi}{2}\right)\right] + j\varphi(x) = j(1 + \varphi(x)) \quad (3.5)$$

Во втором случае:  $t'(x) \approx \exp\left(j\frac{\pi}{2}\right) - j\varphi(x) = j(1 + \varphi(x))$  и соответственно для распределения интенсивности в изображении получаем:

$$E'(x) = 1 \pm 2\varphi(x).$$

Для контраста изображения имеем формулу :

$$T = \frac{(E - E_0)}{E_0} \approx 2\varphi(\pm 2\varphi).$$

Наличие двойного знака перед вторым слагаемым привело к понятию положительного и отрицательного фазового контраста. Реализация метода фазового контраста осуществляется по схеме рис. 3.5, где ДК – кольцевая диафрагма, которая оптически сопряжена с ФП – фазовой пластинкой.

Обычно ДК и ФП находятся в передней и задней фокальных плоскостях конденсора -  $\varphi_k$  и микрообъектива -  $\varphi_{об}$ .

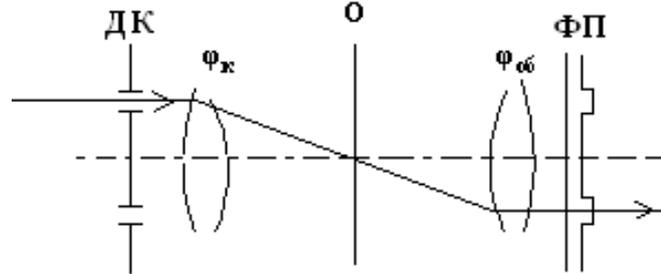


Рис. 3.5

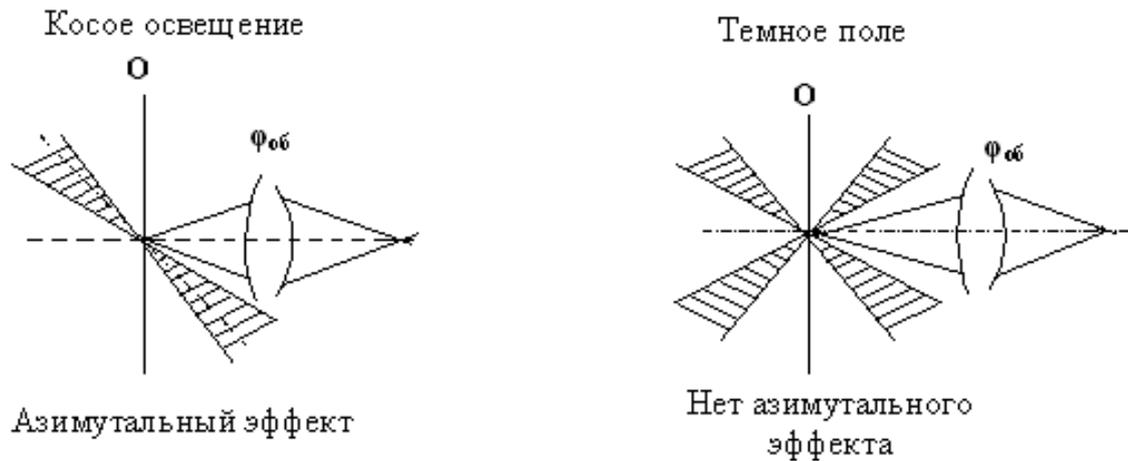


Рис. 3.6

Когда  $\varphi(x) > 1$  радиана годится метод темного поля или косое освещение, при которых лучи, проходящие через объект (рис. 3.6) без изменения направления распространения не попадут в систему, строящую изображение объекта. На рис. 3.7 приведено микроизображение крови при темнопольном освещении.

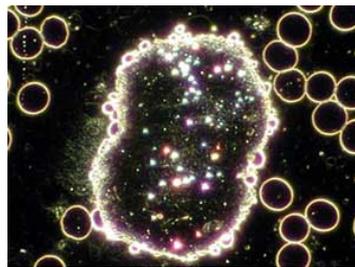


Рис. 3.7

Приведем математическое описание коэффициентов пропускания  $t(x,y)$  двумерных объектов - амплитудного и фазового, которые часто встречаются на практике:

а) синусоидальная амплитудная решетка размером  $L \times L$

$$t(x,y) = \left( 0,5 + \frac{m}{2} \cos(2\pi f_0 x) \right) \cdot \text{rect}\left(\frac{x}{L}\right) \cdot \text{rect}\left(\frac{y}{L}\right) \quad (3.6)$$

где  $m$  – постоянный коэффициент,  $f_0$  – частота решетки.

б) синусоидальная фазовая решетка размером  $L \times L$

$$t(x, y) = \exp\left(j \frac{m}{2} \sin(2\pi f_0 x)\right) \cdot \left(\text{rect}\left(\frac{x}{L}\right) \cdot \text{rect}\left(\frac{y}{L}\right)\right) \quad (3.7)$$

На рис. 3.8 приведены изображения фазового объекта с сайта

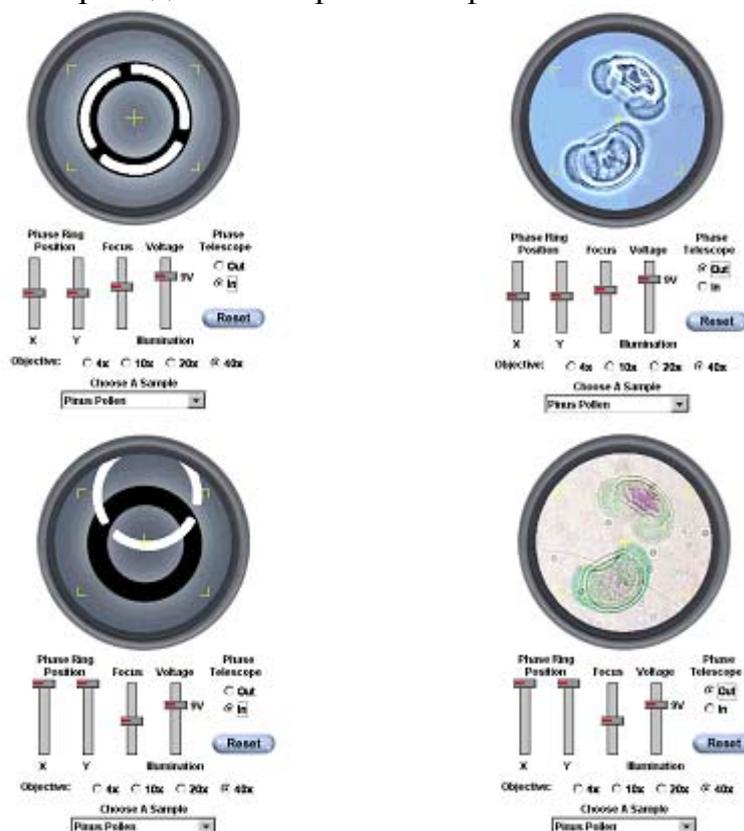


Рис. 3.8

"Виртуальный микроскоп" фирмы "*Nikon*" (Япония) для случая метода фазового контраста. Посетитель сайта имеет возможность нарушать настройку системы и наблюдать при этом изменения в изображении. В верхней части рис. 3.8 показана верная настройка системы (а), а в нижней (б) - не верная.

Как альтернатива МФК Ф.Цернике был разработан метод Е.М. Брумберга, суть которого (рис. 3.9 а) заключается в том, что объект **О** просвечивается в трех спектральных диапазонах УФ части спектра ( $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ ), последовательно получают три монохромных изображения, которые регистрируются фотографическим способом. Предполагается, что объект в этих диапазонах обладает различной поглощающей способностью, поэтому все три изображения отличаются друг от друга. После проявки фотопластинок каждое изображение просвечивается через один из фильтров – красный (**К**), синий (**С**) и зеленый (**З**), все три изображения в специальном приборе (рис. 3.9 б) перенакладываются и формируется окончательное суммарное изображение в ложных цветах.

Для реализации метода выпускались серийно микроскопы серии МУФ, осветительная часть которых представляла собой монохроматор с дифракционной решеткой.

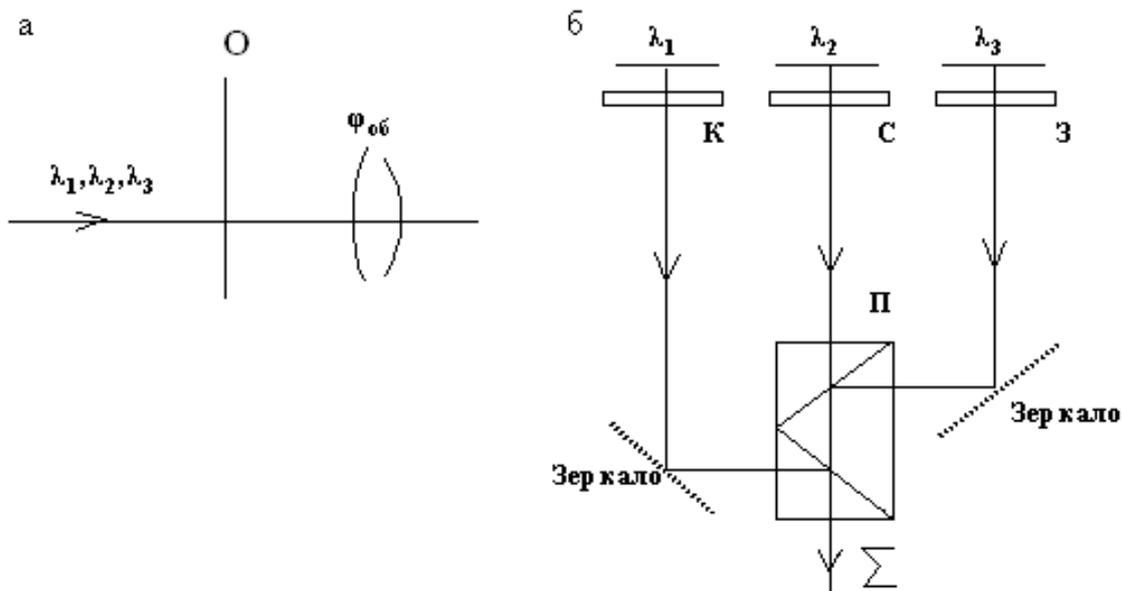


Рис. 3.9

В настоящее время они не выпускаются, хотя именно сегодня этот метод как провозвестник спектрональных методов исследования может быть достаточно легко реализован с использованием компьютерных технологий.

#### 4. ИЗОБРАЖЕНИЕ, ЕГО МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ, СПОСОБЫ РЕГИСТРАЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЯ И ВЛИЯНИЕ НА ЕГО КАЧЕСТВО

Математическое описание изображения как светораспределения  $g(x)$  следует из интеграла суперпозиции

$$g(x) \approx g_0(x) \otimes h(x), \quad (4.1)$$

где  $g_0(x)$  - светораспределение в идеальном изображении,  $h(x)$  – ФРТ оптической системы, строящей изображение.

Теория линейных систем позволяет нам работать в частотном пространстве и оперировать не с объектом и изображением, а с их Фурье образами, заменяя операцию свертки произведением Фурье образов сворачиваемых функций с последующим переходом через обратное преобразование Фурье  $F^{-1}\{\}$  к искомому светораспределению  $g(x)$ :  $F\{g(x)\} = F\{g_0(x)\} \cdot F\{h(x)\}$ .

Ведем обозначения  $G(f) = F\{g(x)\}$   $G_0(f) = F\{g_0(x)\}$   $H(f) = F\{h(x)\}$ ,

где  $f$  – пространственная частота. Очевидно,  $g(x) = F^{-1}\{G(f)\}$ , где  $F^{-1}\{\}$  – оператор обратного преобразования Фурье.

Спектр изображения  $G(f)$  описывает светораспределение в Фурье-плоскости, которая совпадает с изображением источника света и, если объект освещается плоской волной, как это показано на рис. 4.1, с задней фокальной плоскостью оптической системы  $\Phi$ .

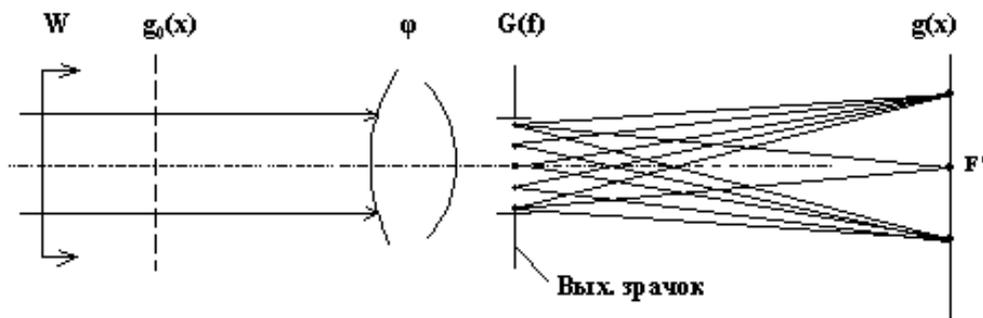


Рис. 4.1

Светораспределение на объекте  $g_0(x)$  для простоты можно определить через коэффициент пропускания шпальной миры Фуко:

$$g_0(x) = \sum_{-N}^N \text{rect}\left(\frac{x}{X_0} - nX\right) \quad (4.2)$$

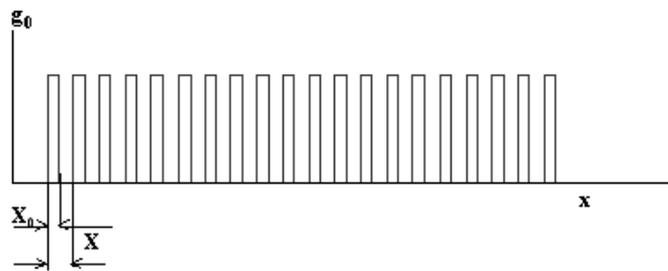


Рис. 4.2

Спектр этой функции  $G_0(f)$  совпадает со спектром дифракционной решетки в зоне Фраунгофера. На рис. 4.3 (а) представлено изображение

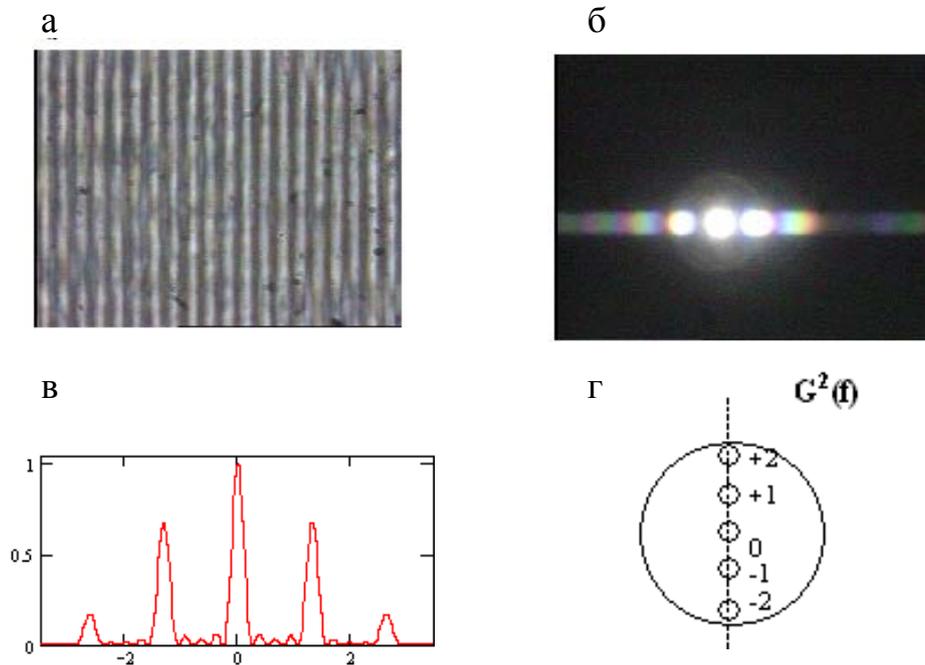


Рис. 4.3

объекта – дифракционная решетка с числом штрихов  $100 \text{ мм}^{-1}$ , а на рис. 4.3 (б) и 4.3 (г) его спектр.

$$G(f) \approx \frac{\text{Sin}(\pi f)}{\pi f} \cdot \frac{\text{Sin}(\pi(2N+1)f)}{(N+1)\text{Sin}(\pi f)} \quad (4.3)$$

При развороте объекта разворачивается и спектр ( ) (см. рис. 4.4).



Рис. 4.4

Ниже показана двумерная решетка (полиграфический растр) рис. 4.5 (а) и ее спектр на рис. 4.5 (б).

Если перекрыть  $\pm 1$  порядок, то согласно теории образования изображения Э. Аббе произойдет удвоение частоты. Изображение будет содержать абстрактную структуру – артефакт. Если перекрыть нулевой порядок - в изображении обозначатся только контуры деталей объекта (темнопольное освещение).

Эти явления имеет место как для КО, так и НО, что подтверждают опыты Л.И. Мандельштамма, доказывающие одинаковую природу формирования

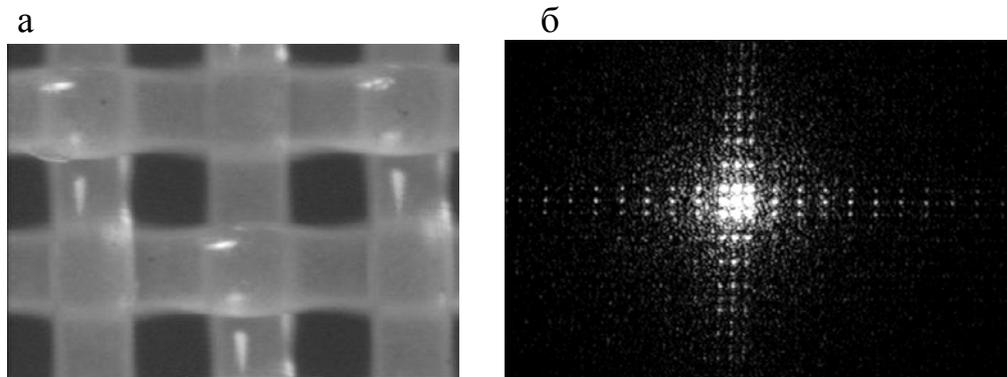


Рис. 4.5

изображения как для самосветящихся, так и не самосветящихся объектов. Таким образом, имеется возможность активно влиять на изображение, что мы уже видели, рассматривая метод фазового контраста Ф. Цернике.

Изменяя зрачковую функцию  $D(x)$ , мы тем самым меняем ФРТ  $h(x)$  ОС. Один из способов связан с понятием аподизации. Например, если

$D(x) \approx \exp\left(\frac{-x^2}{D^2}\right)$ , то мы будем иметь дело с дифракцией на «мягкой диафрагме» и ФРТ опишется гауссовой функцией.

Площадь под ОПФ определяет резкость (четкость) изображения. Мы уменьшили площадь, следовательно, уменьшили резкость. Регистрация

изображения может быть визуальной, фото-кино или телевизионной. Необходимо знать свойства детектора. Так, например, помимо известной величины - остроты зрения глаза, которая равна в угловой мере  $1'$ , существует еще нониальная острота зрения, равная  $10''$ . Этот эффект был применен в ОП: биссектор. Он так же лежит в основе электронного нониуса. При телевизионной регистрации изображения происходит постановка в соответствие двумерной функции изображения  $g(x,y)$  одномерной -  $I(t)$ , определяющей электрический сигнал (ток) как функцию времени  $t$ . Это требует осуществления дискретизации изображения, например, посредством развертки изображения. В телекамере развертка осуществляется на фотокатоде или ПЗС-матрице. Развертка осуществляется по строкам или по пикселям и графически ее можно представить в соответствии с рис. 4.6.

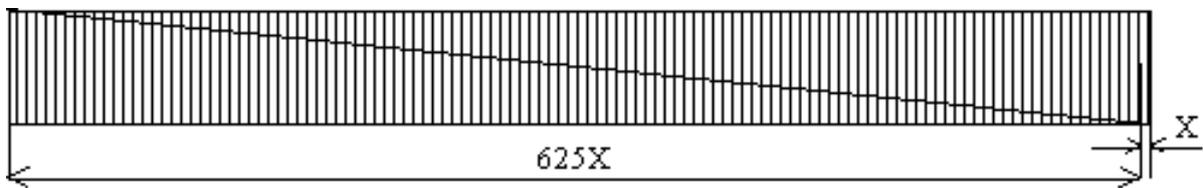


Рис. 4.6

Значение величины  $X$  определяет ширину "кадра" и шаг их следования. Мы пришли к понятию дискретного изображения.

$$g_s(x) = g(x) \text{comb}\left(\frac{x}{X}\right), \quad (4.4)$$

где  $\text{comb}\left(\frac{x}{X}\right) = \sum_{n=-N}^N \delta\left(x - \frac{n}{X}\right)$  – функция гребенки Дирака, где  $\delta(x)$  –

функция Дирака, которая существует как функционал:  $\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx = 1$

и обладает фильтрующим свойством, заключающимся в том, что интеграл свертки функций  $g(x)$  и  $\delta(x)$  определяет значение функции  $g(x)$  в точке  $x_0$

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(x_0) \delta(x - x_0) dx_0 = g(x_0), \quad (4.5)$$

$$F\left\{\text{comb}\left(\frac{x}{X}\right)\right\} = \text{comb}\left(\frac{x}{X}\right) \quad \text{или} \quad F\left\{\text{comb}\left(\frac{x}{X}\right)\right\} = \sum_{-N}^N \delta\left(f - \frac{n}{X}\right),$$

поэтому

$$F\{g_s\} = F\{g\} * F\{\text{comb}\} \quad G_s(f) = \sum_{-N}^N G\left(f - \frac{n}{X}\right) \quad (4.6)$$

В зависимости от  $X$  и  $f_0$  могут быть случаи переналожения спектров и ПФ оптической системы, строящей изображение (рис. 4.7), что определит

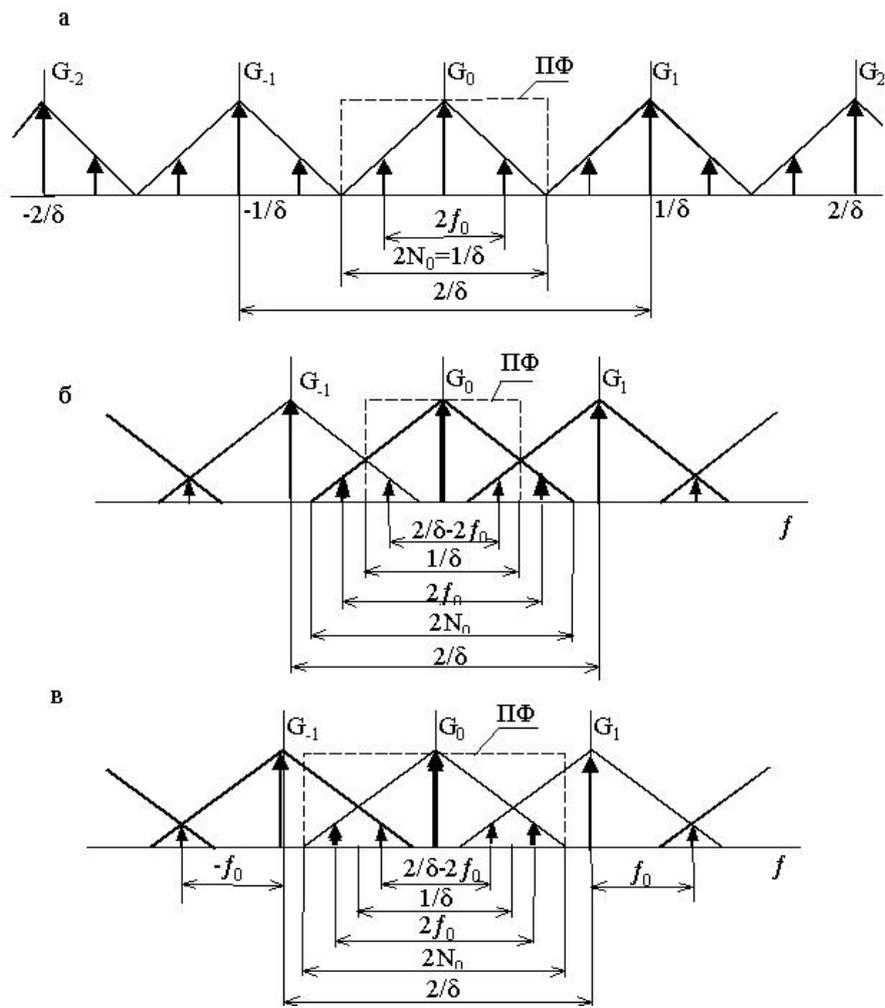


Рис. 4.7

появление артефактов, например, муара, примеры которого представлены на рис. 4. 8 для объектов в виде объект-микрометра (цена деления 0,005 мм) и радиальной миры.

На рис. 4. 7 (а) приведен идеальный случай построения системы – объект и изображение подобны.

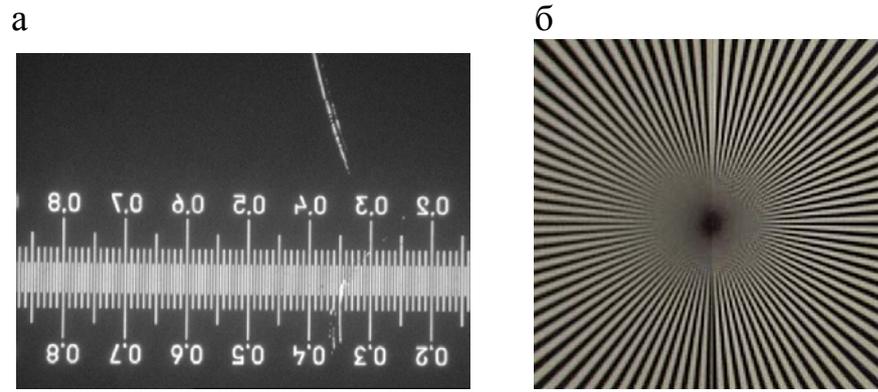


Рис. 4.8

Во втором сюжете (рис. 4.7 б) отрезается периферийная часть  $G_0(f)$  и пропускаются такие же части двух соседних спектров. Отрезанные части спектра  $G_0(f)$  определяют амплитудные искажения, а пропущенные части соседних спектров определяют модуляционные искажения. Изображение

не будет подобно объекту. В сюжете по рис. 4. 7 (в) пропускается весь спектр  $G_0(f)$  и составляющие двух соседних спектров. В итоге, если не принять специальных мер, проявятся артефакты в виде "биений" и изображение также не будет подобно объекту.

## 5. РАБОТА СИСТЕМЫ С ТЕЛЕКАНАЛОМ.

Рассмотрим этот вопрос на примере телеканала микроскопа, который в последнее время часто выступает в роли оптико-электронной системы сбора информации различного рода систем технического зрения и является важнейшим блоком автоматизированного рабочего места (АРМ в дальнейшем) для выполнения, например, медико-биологических исследований. В первую очередь нас здесь будет интересовать оптимальное согласование характеристик оптической системы – увеличение, разрешающая способность, функция передачи контраста (ПФ в дальнейшем) и др. с аналогичными характеристиками телекамеры. Использование понятия ПФ требует учета степени когерентности освещения исследуемого объекта. Будем считать объект несамосветящимся, что приводит к необходимости наличия ОУ, реализующего тот или иной метод освещения с той или иной степенью когерентности  $\mu$ .

Начнем с рассмотрения полезного увеличения оптической системы телеканала, используя физиологический и информационный подходы. При первом подходе используется понятие остроты зрения глаза наблюдателя. Известно, что для общего увеличения телеканала  $\beta_{\Sigma}$  справедлива формула:

$$\beta_{\Sigma} = 1,2A\ell, \quad (5.1)$$

где  $A$  – числовая апертура микрообъектива,  $\ell$  – расстояние от наблюдателя до экрана монитора [мм]. Одновременно для  $\beta_{\Sigma}$  справедливо написать:

$\beta_{\Sigma} = \beta \beta_T$ , где  $\beta$  – увеличение оптической системы телеканала,  $\beta_T$  – увеличение телекамеры (ТК в дальнейшем), определяемое через отношение  $\beta_T = H/h$ , где  $h$  – размер фотоприемной части телекамеры (ТК в дальнейшем),  $H$  – размер экрана монитора. Обычно имеет место соотношение  $\ell = (3 \div 6)H$  и при  $\ell = 5H$  для  $\beta$  получим:

$$\beta = -6Ah. \quad (5.2)$$

Если задаться  $A = 1$  и  $h = 10$  мм, то  $\beta = -60^x$ .

Используя информационный подход, обычно указывают на целесообразность для достижения «потенциальной точности» воспроизведения иметь радиус  $r$  импульсной характеристики (ФРТ) оптической системы несколько меньше элемента разложения изображения на фотоприемнике ТК. Этот радиус может быть определен, например, радиусом диска Эри. Размер элемента разложения изображения  $\delta$  определится или шириной строки телевизионной развертки, или размером ячейки (пиксела) в случае твердотельной ТК. Понятно, что для  $\beta$  будет

иметь место  $\beta = \delta / r_3$ , где  $r_3$  – радиус диска Эри, отнесенный к пространству предметов. С учетом "полезных" строк телевизионной развертки получим формулу:

$$\beta \cong \frac{Ah}{0,57\lambda n_1}, \quad (5.3)$$

где  $n_1$  - число строк (или столбцов) на фотоприемнике ТК. Если принять  $n_1 = 625$ ,  $A = 1$ ,  $\lambda = 0,0006$  мм и  $h = 10$  мм, то  $\beta = -47^x$ , что по порядку величин соответствует случаю физиологического подхода. Однако, если объектом исследования служит дифракционная картина на апертуре оптической системы, то может иметь место соотношение:

$$2r'_m = h,$$

где  $r'_m$  – радиус «m»-го максимума дифракционной картины, при этом:  $r'_m = x_m \lambda / 2A'$ , откуда

$$A' = \frac{x_m \lambda}{h} \quad (5.4)$$

где  $A'$  – числовая апертура оптической системы в пространстве изображений,  $x_m$  – величина, выражаемая в оптических единицах. Для

изопланатической системы  $\beta = \frac{A}{A'}$  и после преобразований получим:

$$\beta = \frac{Ah}{x_m \lambda}$$

Для круглой апертуры и  $m = 3$ ,  $x_m = 3,699$  и при прежних значениях  $A$ ,  $h$  и  $\lambda$  получаем  $\beta = -4506^x$ , что на два порядка выше предыдущего результата. Полученное значение  $\beta$  носит экстремальный характер. Реальное значение  $\beta$  меньше. Допустим, что для точного отображения хода кривой светораспределения между двумя соседними максимумами необходимо «уложить» между ними 15 строк или пикселей, тогда:  $r_{m+1} - r_m = 15\delta$ , одновременно  $\delta = h/n_1$ , откуда для задней числовой апертуры  $A'$  имеем:

$$A' = \Delta x_m (\lambda n_1 / 30h)$$

И при прежних значениях величин, входящих в последнюю формулу получаем  $\beta = -784^x$  при  $m = 2$ . Информация, содержащаяся в оптическом изображении, для телевизионной системы избыточна и частично теряется, но количество используемой информации должно быть достаточным для получения качественного телевизионного изображения. Профессором Д.С.Волосовым сформулированы требования к оптическим системам и ТК телеканалов:

а) увеличение оптической системы должно быть таким, чтобы изображения штрихов «высокочастотной» миры были примерно в 10 раз шире телевизионной строки;

б) хорошей может быть признана оптическая система, которая обеспечивает на граничной частоте  $N'_z$  значение ПФ (ЧКХ) не ниже 0,75 и удовлетворительной, если значение ПФ не ниже 0,5; при этом:

$$N'_z = 0,93n_1/2h.$$

в) ТК без оптической системы должна иметь на граничной частоте  $N'_z$  значение ПФ не ниже 0,2;

г) совместное действие оптической системы и ТК должно обеспечивать значение ПФ на граничной частоте не ниже 0,1.

Таблица

| Уровень видения | Задача СТЗ   | $n_0$ |
|-----------------|--|-------|
| Обнаружение     | Фиксируется появление объекта в поле зрения              | 2     |
| Определение     | Различается форма объекта и определяется его ориентация  | 2,8   |
| Различение      | Классифицируется объект (дом, автомобиль, человек и пр.) | 8     |
| Опознавание     | Устанавливается тип объекта (марка автомобиля)           | 12,8  |

Эти требования были сформулированы для вещательного телевидения, но они близки к требованиям телесистем СТЗ. В Таблице приведены эти же требования, полученные на практике,  $n_0$  – число полупериодов штриховой миры, которое должна разрешать видеосистема при различных уровнях видения, что соответствует, например, числу строк телевизионной развертки, укладываемых на объект. Рассмотрим взаимодействие оптической системы с ТК. На рис. 5.1 (а) приведена принципиальная схема телеканала, где в плоскости  $P$  расположен объект, например, синусоидальная мира с шагом  $p$ , а в плоскости  $P'$ , оптически сопряженной с плоскостью  $P$ , располагается фоточувствительная площадка ТК. Считая оптическую систему линейной относительно сигнала на входе, в плоскости  $P'$  получим синусоидальное распределение с шагом  $p'$ . Считаем ТК также линейным элементом схемы, поэтому на выходе будет получен синусоидальный сигнал, амплитуда которого будет уменьшена в  $\theta$  раз по отношению к исходному, при этом

$$\theta(N') = T(N') V(N'), \quad (5.5)$$

где  $T(N')$  – ПФ оптической системы,  $V(N')$  - ПФ ТК. Для  $V(N')$  справедлива формула из (см. рис. 5.1 б):

$$V(N') = \text{Sin}(\pi m)/\pi m, \quad m = \delta/p' = \delta N'. \quad (5.6)$$

Значения величины  $T(N')$  может быть вычислено для реальной системы по специальной программе, а при отсутствии aberrаций для круглой апертуры по формуле для случая некогерентного освещения (НО) [53, 66]:

$$T(N') = \begin{cases} \left( \frac{2}{\pi} \right) \cdot \left[ \text{arcCos} \left( \frac{N'}{N'_0} \right) - \left( \frac{N'}{N'_0} \right) \sqrt{1 - \left( \frac{N'}{N'_0} \right)^2} \right] & |N'| \leq N'_0 \\ 0 & \text{в остальных точках} \end{cases} \quad (5.7)$$

где  $N'_0=2A'/\lambda$  – предельная пространственная частота,  $N'$  – текущее значение пространственной частоты. Для одномерного случая или оптической системы с прямоугольным зрачком для  $T(N')$  используют

$$T(N') = \begin{cases} 1 - \frac{|N'|}{N'_0} & |N'| \leq N'_0 \\ 0 & \text{в остальных точках} \end{cases} \quad (5.8)$$

На рис. 5.1 (б) приведены графики  $T(N')$  и  $V(N')$ , где кривые 1 и 2 соответствуют случаям использования формул для  $T(N')$  при круглой и квадратной апертурах соответственно, а кривые 3 и 4 характеризуют ход  $V(N')$  для значения  $m=1$  и  $m=0,5$  соответственно, рассчитанные при  $N'=N'_0$ . На рис. 5.1 (в) приведены зависимости  $\theta(N'/N_0)$ , где кривые 1 и 2 соответствуют случаю круглой апертуры и значениям  $m=1$  и  $m=0,5$ , кривые 3 и 4 соответствуют случаю квадратной апертуры и тем же значениям  $m$ . На рис. 5.1 (г) приведены зависимости  $V(N'/N_0)$ , для значений  $m$ , соответствующих уровням видения по Таблице. Кривые 1, 2, 3 и 4 соответствуют значениям  $n_0$  равным 2; 2,8; 8 и 12,8 или значениям  $m$  равным 0,5; 0,357; 0,125 и 0,078 соответственно, рассчитанным опять же при  $N'=N'_0$ .

Для случая КО при отсутствии aberrаций ПФ по всей полосе пропускания постоянна и равна единице, но тут нужно учитывать, что оптическая система будет линейна относительно амплитуды светового поля, а не интенсивности, относительно которой проявляет свойства линейности телекамера. Под последней следует понимать все, что остается в телекамере без объектива. Отметим, что существует альтернативная точка зрения на свойства линейности сложных оптических систем при различных видах освещения относительно взаимной интенсивности, а не графики ПФ оптической системы для случаев КО, НО и ЧКО, откуда видно, что все ПФ кроме ПФ для КО убывающие. Легко показать, что для объекта с амплитудным пропусканием  $t(x)$  вида:

$$t(x) = 1 + \text{Cos}(2\pi x f_0), \quad f_0 \leq N_0 \quad (5.9)$$

в плоскости изображения при нормальном КО будет иметь место распределение освещенности:

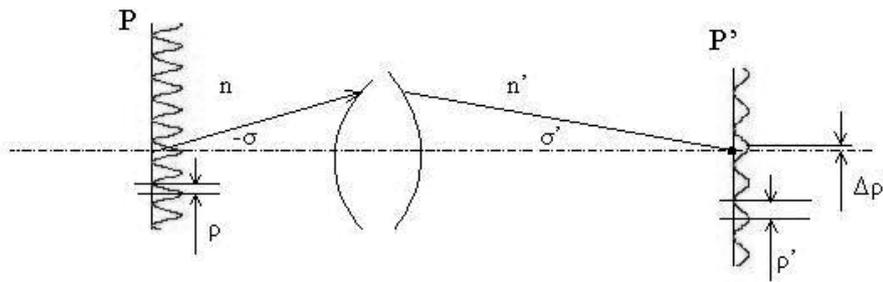
$$E'(x') = 1,5 + 2\text{Cos}\Phi_0 \text{Cos}(2\pi x' f_0/\beta - \varphi) + 0,5 \text{cos}(4\pi x' f_0/\beta - 2\varphi). \quad (5.10)$$

При отсутствии aberrаций  $\text{Cos}\varphi_0=1$ ,  $\varphi=0$ . Не учитывая процесса дискретизации, а лишь принимая во внимания процесс усреднения освещенности по поверхности элемента разложения изображения  $\delta$  в плоскости фотоприемника телекамеры, например, в плоскости матрицы ПЗС (прибора с зарядной связью), для светораспределения в изображении объекта  $\bar{E}'(x')$  в результате усреднения имеем:

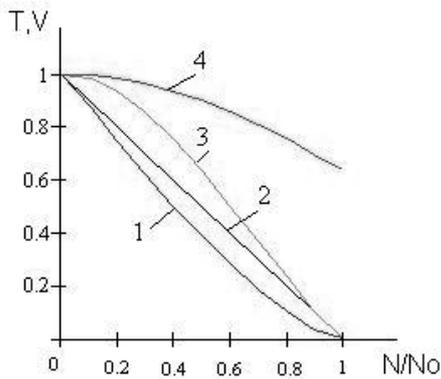
$$\bar{E}'(x) \approx \int_{-\infty}^{\infty} E'(x'-\xi) \text{rect}\left(\frac{\xi}{\delta}\right) d\xi \quad (5.11)$$

где функция  $\text{rect}(\zeta)$  определяет импульсную реакцию телекамеры.

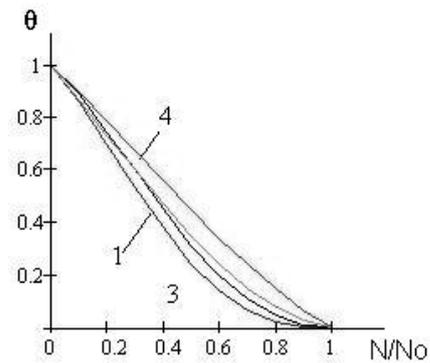
а



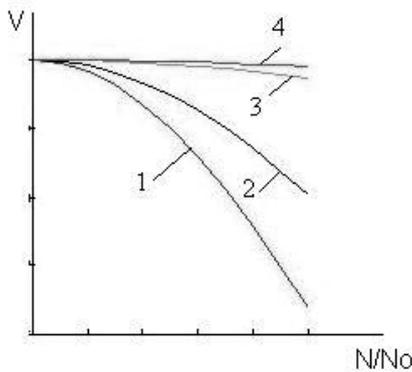
б



в



г



д

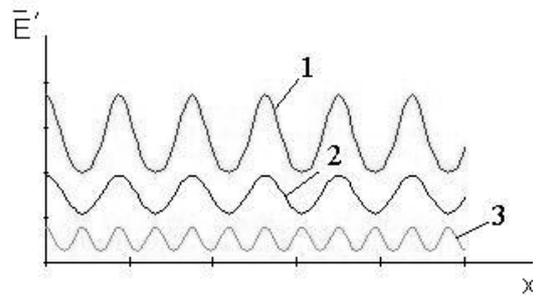


Рис. 5.1

После ряда преобразований с учетом четности функции  $rect(\zeta)$  получим:

$$\begin{aligned} \bar{E}'(x) \cong & \int_{-\infty}^{\infty} 1,5 rect\left(\frac{\xi}{\delta}\right) d\xi + 2 \cos\left(\frac{2\pi x' f_0}{\beta}\right) \int_{-\infty}^{\infty} rect\left(\frac{\xi}{\delta}\right) \cos\left(\frac{2\pi \xi f_0}{\beta}\right) d\xi + \\ & + 0,5 \cos\left(\frac{4\pi x' f_0}{\beta}\right) \int_{-\infty}^{\infty} rect\left(\frac{\xi}{\delta}\right) \cos\left(\frac{4\pi \xi f_0}{\beta}\right) d\xi \end{aligned} \quad (5.12)$$

Введем условие нормировки:

$$\int_{-\infty}^{\infty} rect\left(\frac{\xi}{\delta}\right) d\xi = 1 \quad \text{тогда:} \\ \bar{E}'(x') = 1.5 + 2\theta(f_0) \cos(2\pi x' f_0 / \beta) + 0.5 \cdot \theta(2f_0) \cos(4\pi x' f_0 / \beta), \quad (5.13)$$

где  $\theta(f_0)$  и  $\theta(2f_0)$  можно рассматривать, как ПФ для первой и второй гармоник. Для них справедливо написать, так как ПФ оптической системы равна 1 по всей полосе пропускания:

$$\theta(f_0) = \delta \text{Sinc}(\pi \delta f_0 / \beta), \quad \theta(2f_0) = \delta \text{Sinc}(2\pi \delta f_0 / \beta).$$

Значению распределения  $\bar{E}'(x')$  будет пропорционален электрический сигнал телекамеры. На рис. 5.1 (д) приведена кривая 1, определяющая распределение интенсивности в изображении  $\bar{E}'(x')$  и кривые 2 и 3, определяющие изменения второго и третьего слагаемых в формуле для  $\bar{E}'(x')$  и при этом для простоты принято  $\beta = -1^x$ .

Для отношения  $f_0/\beta$ , где  $f_0$  – пространственная частота,  $\beta$  – линейное увеличение объектива телекамеры, можем написать:  $f_0/\beta \leq 2A'/\lambda \cong 1/r'$ , откуда для  $\theta(f_0)$  и  $\theta(2f_0)$  имеем:  $\theta(f_0) = \delta \text{Sinc}(\pi \delta / r')$  и  $\theta(2f_0) = \delta \text{Sinc}(2\pi \delta / r')$ .

Видим, что при отсутствии аберраций оптическая система не влияет на  $\bar{E}'(x')$  (лишь масштабирует) в отличие от случая НО. Таким образом, при КО снижение контраста и другие искажения изображения будут происходить за счет действия телекамеры при усреднении и дискретизации изображения.

Третий тип освещения – ЧКО, занимает промежуточное положение между НО и КО, в большей степени соответствует режиму работы оптической системы телеканала микроскопа. Для объекта с амплитудным пропусканием, аналогичным предыдущему случаю,  $E'(x')$  в изображении определится по формуле:

$$E'(x') = A + B \cdot \text{Cos}(2\pi x' f_0 / \beta) + C \cdot \text{Cos}(4\pi x' f_0 / \beta), \quad (5.14)$$

где коэффициенты  $A$ ,  $B$  и  $C$  зависят от спектров Фурье функции взаимной интенсивности объекта и амплитудной функции рассеяния оптической системы. Формулы для их вычисления приведены в технической литературе и там же приведено понятие «кажущейся передаточной функции», определяемой для первой и второй гармоник через  $H(f_0)$  и  $H(2f_0)$ , которые для нашего случая вычисляются по формулам:

$$H(f_0) = 3B/4A \quad \text{и} \quad H(2f_0) = 3C/A. \quad (5.15)$$

Во многих работах рассмотрено несколько примеров для различных видов функций амплитудного пропускания  $t(x)$  объекта с различной степенью когерентности освещения  $\mu$ . Для нас здесь является важным тот факт, что при КО оптическая система в меньшей степени влияет на снижение контраста изображения в телеканале, нежели при НО и ЧКО. Мы не рассматривали влияние дискретизации изображения на его качество, но кратко отметим некоторые моменты.

Пусть функция пропускания объекта  $t(x)$ :  $t(x) = 1 + \text{Cos}(2\pi x f_0)$ .

Спектр идеального изображения объекта в плоскости матрицы ПЗС, если для простоты примем увеличение оптической системы, строящей изображение равным единице, имеет вид:  $G_0(f) = \delta(f) + \frac{1}{2}[\delta(f+f_0) + \delta(f-f_0)]$ . В телекамере происходит дискретизация изображения в каждом кадре по пространственным координатам и координате времени – кадрирование. В результате дискретизации по пространственным координатам происходит

мультиплицирование спектра  $G_0(f)$  и в итоге получаем спектр выборочной функции  $G(f)$  (см. рис. 4.7)

$$G(f) = \int_{n=-\infty}^{\infty} G_0\left(f - \frac{n}{\delta}\right), \quad \text{где } n - \text{целое число, } \delta - \text{шаг матрицы ПЗС.}$$

Величина  $\delta$  определяет шаг дискретизации. На выходе телекамеры спектр сигнала имеет вид  $\Theta(f)G(f)$ . Рассмотрим приведенные на рис.4.7 три случая – в первом  $1/\delta > 2N'_0$ , а в двух других  $1/\delta \leq 2N'_0$ . Пунктирный контур на рис. 4.7 определяет передаточную функцию (ПФ) фильтра, роль которого заключается в выделении спектра  $G_0(f)$ , а его реализация может быть в виде механической апертурной диафрагмы. В первом идеальном случае выходящий сигнал подобен объекту (рис. 4.7а), так как пропускается только  $G_0(f)$ , а боковые - отрезаются

$$t'(x) \sim 1 + \Theta(f_0) \text{Cos}(2\pi x f_0) \quad (5.16)$$

во втором случае (рис. 4.7б) для  $t'(x)$  имеем:

$$t'(x) \sim 1 + \Theta(1/\delta - f_0) \text{Cos}[2\pi x (1/\delta - f_0)]. \quad (5.17)$$

Здесь отрезается периферийная часть  $G_0(f)$  и пропускаются такие же части двух соседних спектров. Отрезанные части  $G_0(f)$  определяют амплитудные искажения, а пропущенные части соседних спектров определяют модуляционные искажения. Последний случай определяет искажения первого рода. В соответствии с критерием Найквиста и теоремы Котельникова отношение  $(1/\delta)/2N'_0$  должно быть равно 1, но на практике значение этого отношения колеблется от 1,42 до 12,5. В третьем случае (рис. 4.7 в) пропускается – весь спектр  $G_0(f)$  и боковые составляющие спектров  $G_{\pm 1}(f)$ , поэтому для  $t'(x)$  получаем:

$$t'(x) \sim 1 + \Theta(f_0) \text{Cos}[2\pi x f_0] + T(f_0) V(1/\delta - f_0) \text{Cos}[2\pi (1/\delta - f_0)] \quad (5.18)$$

Повторим, что  $t'(x)$  описывает не светораспределение на поверхности фотоприемника, например, ПЗС матриц телекамеры, а некоторое распределение, которому будет пропорционален электрический управляющий сигнал с ТК. Наличие такого сигнала, если не принять специальных мер приведет к артефактам на экране монитора.

Допустим, что спектр дискретизированного изображения подобен спектру по рис. 4.7 (а). Его также необходимо отфильтровать, что осуществляется зрачком глаза наблюдателя, фильтрующие свойства которого зависят от расстояния от наблюдателя до изображения. Если эта фильтрация осуществляется не в соответствии с рис. 4.7 (а), а пропускаются составляющие двух соседних спектров за счет большей ширины ПФ фильтра (рис. 4.7 в), то имеем сигнал:

$$t'(x) = 1 + \Theta_{\Gamma}(f_0) \text{Cos}(2\pi x f_0) + \Theta_{\Gamma}(1/\delta - f_0) \text{Cos}[2\pi x (1/\delta - f_0)], \quad (5.19)$$

где  $\Theta_{\Gamma}(f_0)$  модуляционно-передаточная функция системы, включающей глаз наблюдателя. При этом:  $\Theta_{\Gamma}(N_0) = T_{\Gamma}(N) V_{\delta}(N)$ , где  $V_{\delta}(N)$  – передаточная функция дисплея, определяемая по аналогии с  $V(N)$ ,  $T_{\Gamma}(N)$  – передаточная функция глаза, для которой можно применить формулу:

$$T_{\Gamma}(N) = \exp[-(N/690)^2]. \quad (5.20)$$

Присутствие третьего слагаемого (высокочастотная составляющая) и определяет искажения второго рода. Обычно искажения первого и второго рода присутствуют одновременно. Для минимизации действия искажений помимо правильности выбора увеличения  $\beta$  оптической системы телеканала необходимо перед первой дискретизацией отфильтровывать высокочастотные составляющие в спектре объекта  $G_0(f)$ , что возможно затягиванием апертурной диафрагмы конденсора ОУ, так как согласно формуле Д.С.Рождественского:

$$N_0 = (A_0 + A) / \lambda,$$

где  $A_0, A$  – апертуры ОУ и системы, строящей изображение. При этом повышается степень когерентности освещения объекта, сужается полоса пропускания оптической системы телеканала, то есть регулируется ширина ПФ, но одновременно система становится нелинейной. Путь минимизации искажений второго рода связан как с выбором правильного расстояния наблюдателя от экрана дисплея или распечатки с принтера, так и с правильностью выбора размера раstra дисплея и разрешения принтера. Этот же путь, связанный с изменением частоты дискретизации  $1/\delta$ , что возможно осуществить электронным способом, позволяет устранить или уменьшить искажения первого рода без изменения степени когерентности освещения при сохранении линейности всех звеньев системы относительно интенсивности.

Обратимся опять к случаю по рис. 4.7в, где  $2f_0 > 1/\delta$ , то есть, если на входе имеется гармонический сигнал вида:

$$t(x) \sim 1 + \text{Cos}(2\pi x f_0) = 1 + \text{Cos}(2\pi x / T),$$

то на один пиксел может укладываться несколько (больше двух) полу периодов  $t(x)$  ( $T < \delta$ ). Рассмотрим этот случай. Пусть  $\delta$  – размер пиксела, который обычно принимают равным шагу матрицы. На выходе с матрицы будет получен сигнал  $t'(x)$ , определяемый через свертку импульсной реакции матрицы (пиксела) с идеальным изображением  $t(x)$ :

$$t'(x) = t(x) \otimes \text{rect}\left(\frac{x}{\delta}\right) \quad (5.21)$$

которую можно представить через определенный интеграл:

$$t'(x) \cong \int_x^{x+\delta} \left[ 1 + \text{Cos}\left(\frac{2\pi}{T} x\right) \right] dx \quad (5.22)$$

Возьмем его и в результате получим:

$$t'(x) = \delta + T/\pi 2 \text{Cos}[(2\pi/T)x + \delta/2] \cdot (\text{Sin}(\pi\delta/2)) \quad (5.23)$$

Наличие в аргументе  $\text{Cos}[(2\pi/T)(x + \delta/2)]$  фазового сдвига  $\pi\delta/T$  есть следствие уширяющего действия свертки. Отнормируем  $t'(x)$ , разделив его правую часть на  $\delta$ , откуда:

$$t'(x) = 1 + 0,5T \text{Cos}[(2\pi/T) \cdot (x + \delta/2)] \text{Sin}(\pi\delta/2) / (\pi\delta/2) \quad (5.24)$$

Видим, что период функции  $t'(x)$  прежний -  $T$ , имеется фазовый сдвиг  $\pi\delta/T$  и амплитуда изменилась в  $T \text{Sin}(\pi\delta/2) / \pi\delta$  раз. Таким образом, пиксел

не выполняет роли фильтра пространственных частот, так как сопряжен с изображением, а не с плоскостью Фурье-образа изображения.

То, что разрешение системы прямо не определяется через размер пиксела или шага матрицы фотоприемника не удивительно, хотя минимальный размер структуры изображения не превысит размера пиксела или шага матрицы. Подобное явление имеет место в микроскопии при темнопольном освещении объекта, когда в изображении присутствуют структуры объекта, лежащие за пределами дифракционного разрешения, но размер их изображения не будет меньше дифракционного кружка. Кроме того, понятие нониального эффекта применимо и к телевизионным системам, в которых используется ПЗС-матрица и при котором телевизионная система может иметь разрешение в 10 и более раз меньшее размера пиксела. Зафиксировав значение аргумента  $x$ , например,  $x=0$ , получим при переменной  $\delta$  функцию  $t'(\delta)$ :

$$t'(\delta) = 1 + \frac{\left( \frac{\sin\left(\frac{\pi\delta}{T}\right)}{\left(\frac{2\pi\delta}{T}\right)} \right)}{\left(\frac{2\pi\delta}{T}\right)} \quad (5.25)$$

Это тоже гармоническая функция с периодом  $T$  и амплитудой  $T/2\pi\delta$ .

Из изложенного следует, что свойства оптической системы прибора могут быть описаны функциями, зависящими от длины волны. В реальном мире приходится иметь дело с цветными объектами и их изображениями, поэтому необходимо понимание способов описания цветного объекта и его изображения, приемов работы с цветными объектами и изображениями и мер их соответствия, что требует рассмотреть некоторые вопросы основ колориметрии.

## 6. ОСНОВЫ КОЛОРИМЕТРИИ

Более или менее четкое определение цвета найти трудно. Обычно принимают за цвет некоторую трехмерную величину, характеризующую действие излучения на средний глаз. Количественная характеристика действия излучения на средний глаз однозначно определяется яркостью, а качественно – цветностью излучения, т.е. соотношением уровней возбуждения трех цветных (К, З, С – красный, синий, зеленый) приемников (рецепторов) глаза.

В основе построения колориметрической системы лежит опытный факт – для определения любого цвета необходимо и достаточно трех параметров (чисел) – трех взаимно-независимых цветов.

Взаимно-независимые три цвета – это такие цвета, каждый из которых не может быть получен при смешении двух остальных:

$$C = C_1 + C_2 + C_3. \quad (6.1)$$

Эта сумма алгебраическая.

Второй способ определения цвета также основывается на результате опыта – цвет может быть получен смесью белого света и какого-либо определенного монохроматического излучения.

Белый свет можно получить смешиванием в определенных количествах любых пар монохромных излучений, связанных соотношением:

$$(\lambda_2 2565,52)(497,82\lambda_1)5233,02 \quad (6.2)$$

где  $\lambda_2$  и  $\lambda_1$  в мкм - длины волн смешиваемых излучений. Такие пары называются дополнительными.

Сказанное определяет первый закон смешения цветов Грасмана (XIX век).

Второй закон говорит о том, что при непрерывном изменении спектра излучения непрерывно изменяется его цвет.

Третий закон указывает на то, что цвет не определяет однозначно спектр излучения, но заданный спектр однозначно определяет цвет.

Установлено четыре белых света: **E**, **A**, **B**, **C**. На рис. 6.1 представлены спектры излучения указанных источников белого света.

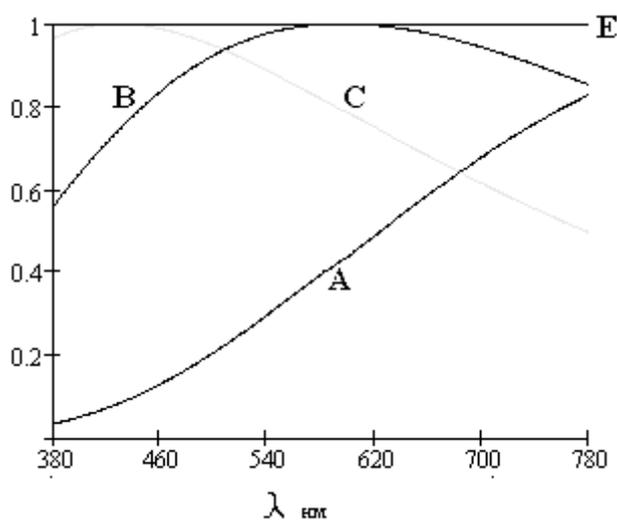


Рис. 6.1

**A:**  $T_{ц}=2856^{\circ}\text{K}$  – вечерний белый свет; **B:**  $T_{ц} = 4800^{\circ}\text{K}$  – дневной белый свет; **C:**  $T_{ц} = 6500^{\circ}\text{K}$  – дневной белый свет; **E** – равноресничная белый свет.

Цветовая температура  $T_{ц}$  – это *псевдо* температура. Это температура абсолютно черного тела (АЧТ), при которой цветности АЧТ и источника света одинаковы.

Из первого закона следует, что, выбрав в качестве основных линейно-независимые цвета, можно построить какую-либо колориметрическую систему. Таких систем несколько. В 1931 г. МКО выбрал систему **RGB** [700 мкм, 546,1 мкм и 435,8] мкм из трех монохроматических излучений. На рис. 6.2 изображен треугольник основных цветов **BRG**, из которых синтезируется цветное изображение.

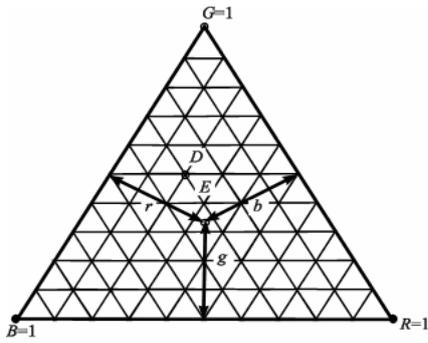


Рис. 6.2

Если положение точки внутри равностороннего треугольника  $BRG$  задано, то перпендикуляры, опущенные из нее на стороны, противоположные вершинам  $B, R, G$  дадут непосредственно координаты цветности  $r, g, b$ , сумма которых равна единице.

Для нахождения координат цветности по положению точки внутри равностороннего треугольника удобно пользоваться равномерной сеткой, нанесенной внутри

треугольника  $RGB$ , линии которой параллельны его сторонам. Пользуясь сеткой, легко определить, что координаты цветности равноинтенсивного цвета  $E$  (точка  $E$ ) следующие:  $r = 1/3; g = 1/3; b = 1/3$ , а в точке  $D$ :  $r = 0,2; g = 0,5; b = 0,3$ .  $R, G, B$  определяют единицы лучистых потоков – единица  $R=243,9$  Вт,  $G = 4,663$  Вт и  $B = 3,384$  Вт.

Цвет  $C$  в этой системе можно представить так:

$C = rR + gG + bB$ , где  $r, g, b$  – постоянные множители, называемые координатами цвета.

Удобнее пользоваться не  $r, g, b$ , а  $r, g$  и  $b$ , которые вычисляются так:

$$r = \frac{r}{r+g+b} \quad g = \frac{g}{r+g+b} \quad b = \frac{b}{r+g+b}, \quad r + g + b = 1 \quad (6.3)$$

Величины  $r, g$  и  $b$  называются координатами цветности.

Треугольник  $RGB$  равносторонний. Точки, лежащие вне треугольника  $RGB$ , имеют отрицательные координаты цветности, что неудобно. По этой причине МКО приняло систему  $XYZ$ . Треугольник  $XYZ$  прямоугольный, в который вписывается ЛОКУС - линия чистых спектральных цветов. В этой системе все координаты цветности принимают положительные значения, но  $X, Y$  и  $Z$  не являются реальными цветами.

$X, Y, Z$  – единичные цвета. Их значения вычисляются через  $R, G, B$ . Значения величин  $X, Y, Z$  выбирались так, чтобы координата  $Y$  была эквивалентна яркости, т.е

$$B_x=0; B_y=1; B_z=0. \quad (6.4)$$

Световой поток единичного цвета  $Y$  равен 683 лм, а световые потоки единичных цветов  $X$  и  $Z$  равны нулю. Отметим, что соотношение яркостей для получения белого света  $E$  в  $RGB$  имеет вид:

$$B_R:B_G:B_B = 1:4,5907:0,0601. \quad (6.5)$$

При этом поток  $R$  составит 683 лм, а потоки  $G$  и  $B$  – 3122 лм и 42 лм соответственно. Связь между  $XYZ$  и  $RGB$  имеет вид:

$$\begin{aligned} X &= 0,4184R - 0,0912G + 0,0009B \\ Y &= -0,1587R + 0,2524G - 0,0025B \\ Z &= -0,0828R + 0,0157G + 0,1786B \end{aligned} \quad (6.6)$$

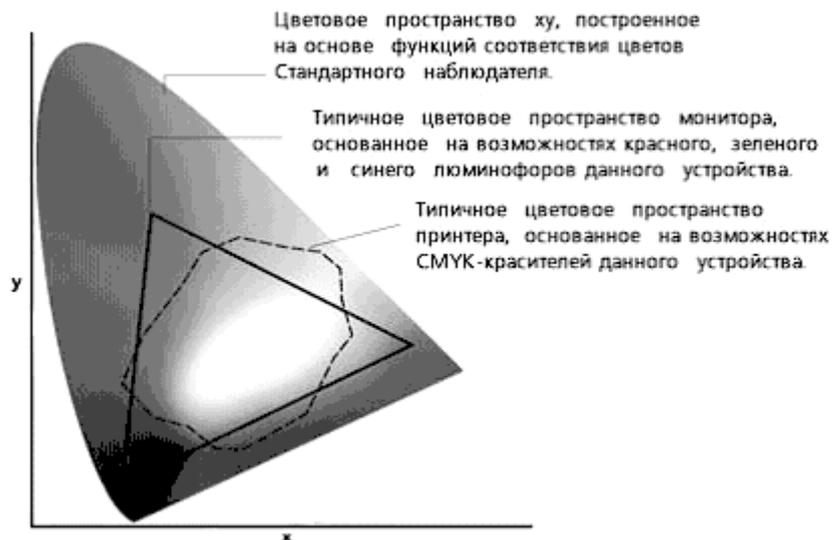


Рис. 6.3

Если вместо  $R$ ,  $G$  и  $B$  подставить  $B_R$ ,  $B_G$  и  $B_B$ , то получим  $X=Z=0$  и  $Y=1$ . Опять же для цвета  $C$ :

$$C = xX + yY + zZ \quad (6.7)$$

$x$ ,  $y$ ,  $z$  – координаты цвета, а для координат цветности  $x$ ,  $y$ ,  $z$  будем иметь:

$$x = \frac{x}{x+y+z} \quad y = \frac{y}{x+y+z} \quad z = \frac{z}{x+y+z} \quad (6.8)$$

При выполнении реальных расчетов (по реальным спектрам излучения) вводят удельные координаты цвета  $x(\lambda)$ ,  $y(\lambda)$ ,  $z(\lambda)$ .

Кривая  $y(\lambda)$  совпадает с кривой видности глаза  $K_\lambda$ :  $y(\lambda) = K_\lambda$

$x(\lambda)$ ,  $y(\lambda)$  и  $z(\lambda)$  – табличные данные, откуда их берут при расчетах.

Как и в системе  $R$ ,  $G$ ,  $B$  для белого света  $E$ :  $x = y = z = 1/3$ .

Цветовой расчет для излучения со сплошным спектром  $P(\lambda)$  ведется так:

и далее  $x, y, z = \frac{x, y, z}{x+y+z}$  и всегда делается проверка  $x + y + z = 1$ .

Если спектр линейчатый, то интеграл заменяется суммой.

$$x = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} P(\lambda) x(\lambda) d\lambda \quad y = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} P(\lambda) y(\lambda) d\lambda \quad z = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} P(\lambda) z(\lambda) d\lambda \quad (6.9)$$

Для системы из “ $n$ ” излучений имеем:  $x, y, z = \sum_{i=1}^n x_i y_i z_i$  и далее:

$$x, y, z = \frac{\sum x_i y_i z_i}{\sum x_i + \sum y_i + \sum z_i} \quad (6.10)$$

Известно, что один и тот же объект в разное время суток имеет "свой" цвет из-за изменяющего спектрального состава естественного освещения. Понятно, что при различных искусственных источниках света или при использовании с одним и тем же источником света различных светофильтров цветовая гамма наблюдаемого изображения будет меняться. В этом состоит суть явления метаметрии.

В заключение приведем координаты цветности  $x, y, z$  для приведенных выше четырех ( $A, B, C, E$ ) источников белого света:  $A$  – вечерний белый свет ( $x = 0.448, y = 0.408, z = 0.145$ );  $B$  – дневной белый свет ( $x = 0.349, y = 0.355, z = 0.296$ );  $C$  – дневной белый свет ( $x = 0.310, y = 0.320, z = 0.371$ );  $E$  – равнояркостный белый свет ( $x = 1/3, y = 1/3, z = 1/3$ ).

Мы убедились, что на свойства оптической системы, строящей изображение объекта влияют как тип источника и спектральный состав излучения, если объект самосветящийся и являющегося в этом случае первичным, так и способ его освещения, если он не самосветящийся. Согласно результатам исследований Мандельштамма разницы в получении изображения самосветящегося и не самосветящегося объекта нет, но во втором случае в состав ОП должно входить ОУ. Рассмотрим принципы построения ОУ ОП.

## 7. ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ И СОСТАВ ОСВЕТИТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ.

В простейшем случае ОУ состоит из источника света и, если источник

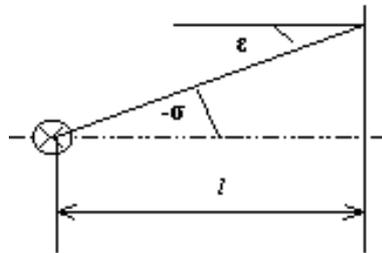


Рис. 7.1

света точечный (рис.7.1), то для расчета освещенности имеем формулу:

$$E \sim \left( \frac{J(\sigma)}{l^2} \right) \cos^3 \varepsilon. \quad (7.1)$$

Если же источник света протяженный, то следует выполнить интегрирование по его поверхности. Поэтому начнем с рассмотрения типов источников света. Источники света (ИС) бывают первичные, т.е. самосветящиеся и вторичные источники света, отражающие свет первичного источника. Первичные источники света бывают искусственными и природными (Солнце). К первичным искусственным источникам света относятся лампы накаливания (ЛН), разрядные лампы – люминесцентные лампы (ЛЛ), дуговые ртутные (ДРШ) и ксеноновые лампы (ДкСШ), лазеры, полупроводниковые источники света – лазерные диоды и светодиоды и др. По спектральному составу излучения они

делятся на источники света со сплошным спектром излучения, линейчатым и на источники монохроматического излучения. К первым относятся ЛН, ДкСШ, ЛЛ, ко вторым – ДРШ и к третьей группе относятся лазерные источники света, а также к ним можно с натяжкой отнести цветные СД.

Помимо электротехнических и светотехнических параметров ИС важной характеристикой является размер и форма светящегося тела (СТ). СТ могут генерировать свет со своей поверхности или из своего объема. К первым относятся ЛН, колбы ЛЛ, покрытые люминофором, лампы с матовой колбой. К объемным относятся дуговые лампы. Объемные СТ не имеют резких границ, а поверхностные СТ могут иметь сложную форму и светораспределение по поверхности (см. рис. 7.2).

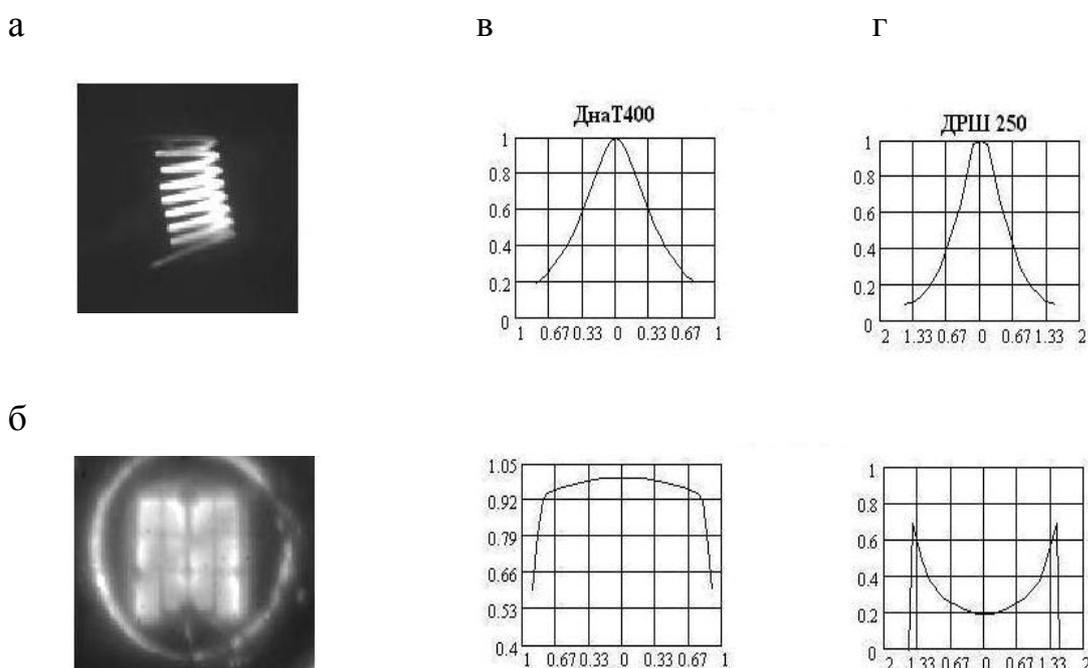


Рис. 7.2

Чтобы формализовать светотехнические расчеты СТ заменяют их моделями, например, геометрическими телами, описывающими реальные СТ, например, цилиндром, шаром, тором, параллелепипедом и т.д. Здесь появляется понятие габаритной яркости – усредненной характеристики. Значение габаритной яркости  $B$  определяется отношением силы света  $J(\sigma)$  по некоторому направлению к площади проекции  $S$  геометрической модели СТ на плоскость, перпендикулярную этому направлению:

$$B \approx \frac{J(\sigma)}{S} \quad (7.2)$$

Отсюда следует зависимость яркости  $B$  от направления. Такой подход вполне оправдан для докомпьютерной эры. В настоящее время в расчетах при проектировании ОП можно пользоваться уже "реальными" СТ,

например, их изображениями в формате 2D или 3D. Такой подход реализован в программе «Zemax».

Особый класс ИС составляют лазерные источники света – ИС монохроматического излучения, но существуют лазеры с перестраиваемой длиной волны излучения. Область их применения – голография, лазерная технология, лазерная локация, лазерный термоядерный синтез, системы управления движением по лазерному лучу, системы вооружений и пр. Нашли они применения и в микроскопии – лазерном сканирующем микроскопе (LSM), в лазерных микроскопах, реализующих когерентное всестороннее освещение (КВО), в интерферометрии, приборах контроля, лазерных дальномерах. Лазеры относятся к точечным источникам света (ТИС). Среди известных моделей лазера – модель И.А. Турыгина (рис. 7.3 а), модель лучевого пакета Г. Когельника и Т. Ли (рис. 7.3 б) и модель ТИС (рис. 7.3 в).

В модели И.А. Турыгина принято, что светится выходной торец лазерного резонатора, определяющий входной зрачок ОС  $\Phi$ . В модели лучевого пакета вводится понятие перетяжки светового пучка лучей, огибающая поверхность к которым является гиперболоидом. В модели ТИС лазерный источник света определяется как точечный бесконечно удаленный источник света. Общим для них является постоянство значения произведения  $w_0\Theta$ , где  $w_0$  радиус перетяжки,  $\Theta$  угол расходимости лазерного пучка. Это произведение является полным инвариантом Лагранжа – Гельмгольца, который в геометрической форме определяет закон сохранения энергии.

Итак, под лучевым пакетом понимается совокупность лучей, которые распространяются внутри области, ограниченной гиперболоидом, и не выходят за ее пределы. Каждый луч имеет не более двух точек касания указанного гиперболоида. Перетяжки пучков в пространстве предметов и изображений оптически не сопряжены и их положение относительно фокусов компонента  $\Phi$  определяется отрезками  $x$  и  $x'$ :

$$x' = -\frac{f'^2 x}{(x^2 + b^2)}; \quad b' = \frac{\pi w_0'^2}{\lambda}; \quad w_0' = w_0 f' \sqrt{\frac{1}{(x^2 + b^2)}}; \quad \theta' = \frac{\lambda}{\pi w_0'}, \quad (7.3)$$

кроме того получаем инвариант  $\Theta \cdot w_0 = \Theta' \cdot w_0'$ . Величина  $b$  (конфокальный параметр лазерного резонатора) определяет расстояние от одного из зеркал до наиболее узкой части лазерного пучка - перетяжки  $2w_0$ :

$$w_0 = \sqrt{\frac{b\lambda}{\pi}}, \quad (7.4)$$

следовательно, метод лучевого пакета требуют знания конструктивных параметров лазерного резонатора, чего обычно у разработчика не имеется.

В модели И.А. Турыгина выходной зрачок оптической системы  $\Phi$ , через которую проходит лазерный пучок, должен находиться в ее задней фокальной плоскости (рис. 7.3 б).

При этом линейное увеличение  $\beta$  определится по формуле:

$$\beta = w'/w_0 = \theta/\theta' = f'/z = z'/f' \quad (7.7)$$

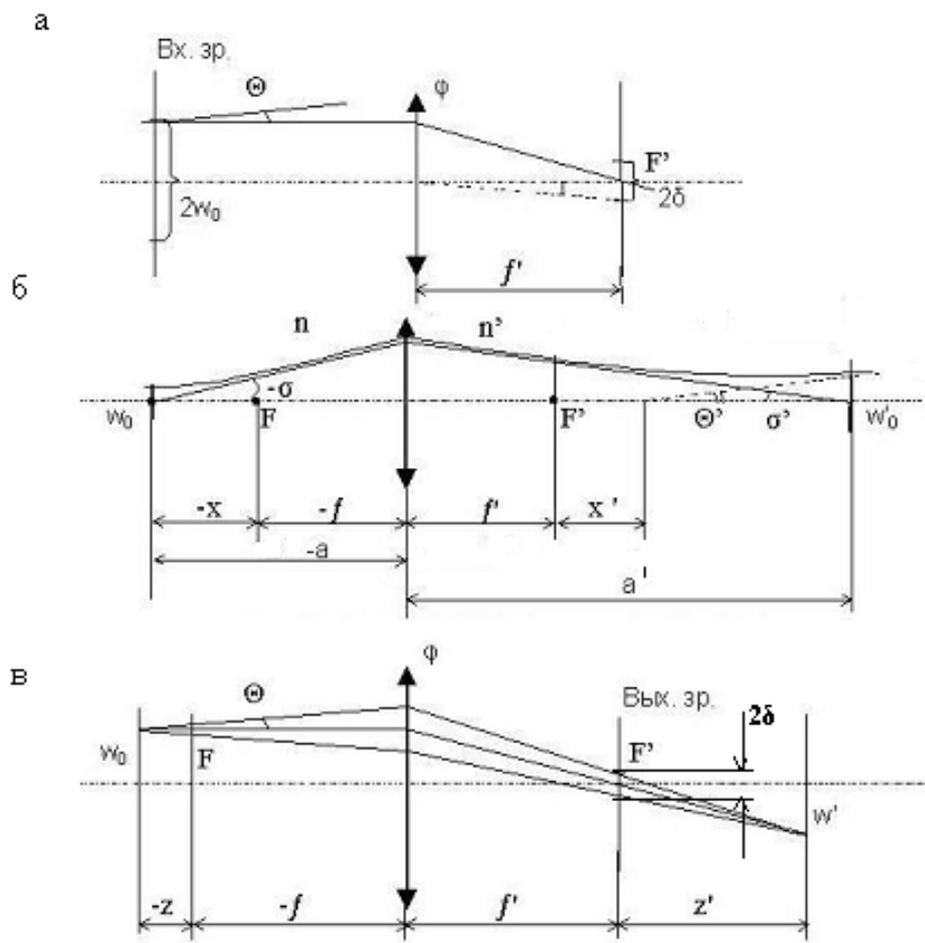


Рис. 7.3

и опять получаем инвариант:

$$\theta \cdot w_0 = \theta' \cdot w'. \quad (7.6)$$

В модели лазерного пучка, основанной на предположении, что лазер по световому действию эквивалентен бесконечно-удаленному источнику, имеющему угловой размер  $\theta$  и апертуру  $2w_0$ , входной зрачок оптической системы, через которую проходит лазерный пучок, совпадает с перетяжкой, а самая узкая часть пучка в пространстве изображений находится в задней фокальной плоскости системы (рис. 7.3 в). Размер пятна фокусирования определится по формуле:  $\delta = f'\theta$ . Легко получаем:

$$\theta \cdot w_0 = \delta \cdot \text{Sin} \sigma'$$

И.А. Турыгин был близок к правильной формулировке модели, но расположил зрачки оптической системы  $\phi$  на ее главных плоскостях, когда на самом деле оправы оптической системы выполняют функцию виньетирующих диафрагм. Сравнивая величины  $\delta'$  и  $w'$  с величиной  $w'_0$  и с учетом, что  $\theta = w_0/b$  имеем:

$$\delta = w'_0 \sqrt{1 + \frac{x^2}{b^2}} \quad (7.8)$$

при  $b \gg x$  получим  $\delta = w'_0$ , что также имеет место при  $x = 0$  и любом значении конфокального параметра  $b$ . Теперь определим отношение  $w'/w'_0$ :

$$\frac{w'}{w'_0} = w_0 \sqrt{\frac{x^2 + b^2}{zw_0 f'}}, \text{ если } z = x, \text{ то } w' = w'_0 \sqrt{1 + \frac{b^2}{x^2}} \quad (7.10)$$

При  $b \gg x$  имеем  $w' \gg w'_0$ , а при  $b \ll x$  получим  $w' \cong w'_0$ . Обе модели с двух сторон приближаются к модели лучевого пакета. Однако, условие  $b \gg x$  встречается чаще, чем условие  $b \ll x$ , кроме того условие  $z = x$  требует знания положения перетяжки внутри лазерного резонатора, что в свою очередь приводит к необходимости иметь конструктивные параметры резонатора.

Таким образом, две последние модели не требуют сведений о лазерном резонаторе и оперируют обычными паспортными характеристиками лазера, чем и интересны.

Вообще существует более 25 моделей лазерного пучка. Особняком стоят лазерные диоды (ЛД), у которых излучает зона « $p$ - $n$ » перехода (рис. 7.4 а). ЛД тоже ТИС, но находящийся на конечном расстоянии. Мы использовали понятие точечного источника света (ТИС), который физически имеет конечный размер. Этот размер можно определить через размер (радиус  $r_1$ )

первой зоны Френеля:  $r_1 = \sqrt{2\lambda d}$ , где  $d$  расстояние от источника света до освещаемого объекта.

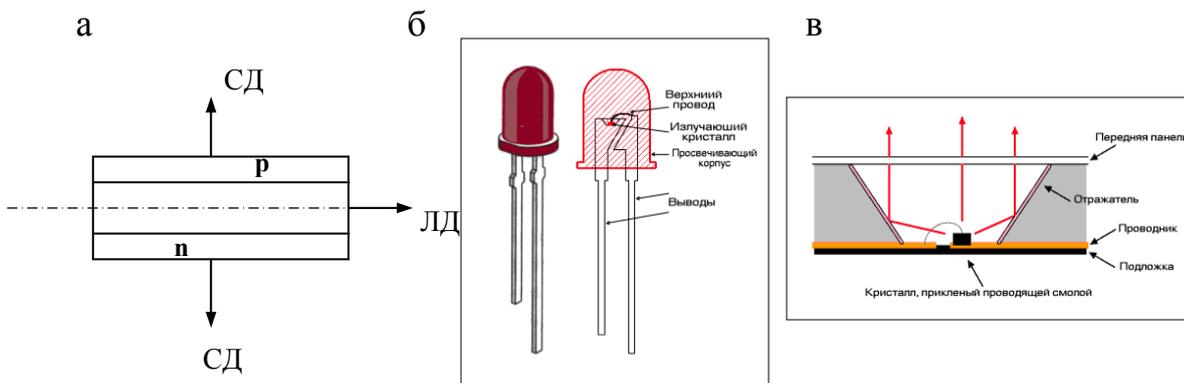


Рис. 7.4

Особняком стоят и светодиоды СД – источники спонтанного квазимонохроматического излучения зоны « $p$ - $n$ » перехода (рис. 7.4 а). Они имеют конструкцию, представленную на рис. 7.4 (б), (в). Изменяя форму колпака (рис. 7.5 а), можно влиять на апертуру пучка – угол  $w$ . Форма спектра излучения цветного СД  $F(\lambda)$  (см. рис. 7.5 б) может быть с достаточной для практики точностью описана функцией вида:

$$F(\lambda) = K \cdot \frac{\exp[-(\lambda - \lambda_p)]}{\sigma^2}, \quad \sigma = K1 \cdot \ln(\lambda_p - \lambda + K1) \text{ при } \lambda \leq \lambda_p;$$

$$\sigma = K2 \cdot \ln(\lambda_p - \lambda + K2) \text{ при } \lambda > \lambda_p,$$

где  $\lambda$  – текущее значение длины волны,  $\lambda_p$  – длина волны в максимуме излучения,  $K$ ,  $K1$  и  $K2$  – коэффициенты. Для получения белого свечения

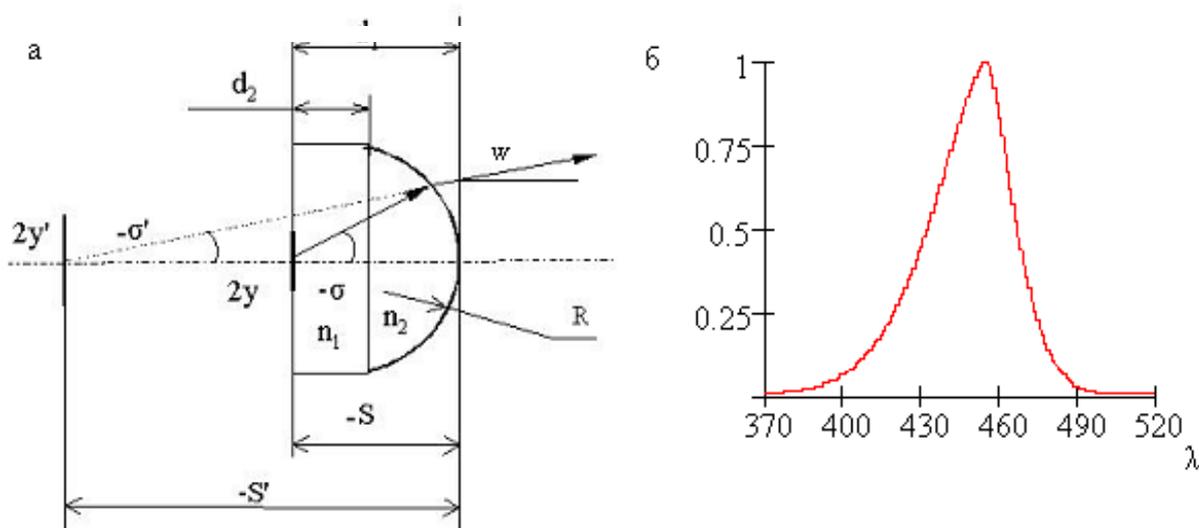


Рис. 7.5

СД на светящийся кристалл наносится слой люминофора, флуоресценция которого и определяет спектральный состав излучения.

## 8. ПОСТРОЕНИЕ ОСВЕТИТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ ПРИ РАБОТЕ С ПРОТЯЖЕННЫМ ИСТОЧНИКОМ СВЕТА.

Для ОУ, состоящего из одного источника света (рис. 8.1 а), справедлива для вычисления освещенности на объекте формула

$$E = \left( \frac{J}{\ell^2} \right) \text{Cos}^3 \varepsilon;$$

$$B = \frac{J}{S} \tag{8.1}$$

Таким образом,  $E = \left( \frac{BS}{\ell^2} \right) \text{Cos}^3 \varepsilon$  и с учетом, что  $\frac{S}{\ell^2} = \text{Sin}^2 \sigma'$

получим:  $E = \text{Sin}^2 \sigma'$ . Отсюда следует целесообразность увеличения угла  $\sigma'$ , что достигается установкой между О и ИС оптической системы. Если СТ источника света равномерное, то целесообразно изображение СТ строить на поверхности освещаемого объекта. Это случай критического освещения (рис. 8.1 б).

При неравноярком СТ для реализации равномерного освещения объекта СТ проецируют в плоскость не сопряженную с объектом, например, в плоскость входного зрачка системы, строящей изображение освещаемого объекта (рис. 8.1 в) или в случае двухкомпонетного ОУ, содержащего коллектор и конденсор, в плоскость входного зрачка

конденсора. По такой схеме строятся ОУ микроскопов. Они реализуют освещение микрообъекта по методу Келера, который стремился помимо обеспечения равномерного освещения микрообъекта уменьшить его нагрев от инфракрасной составляющей излучения коллектора до значения 250–300 мкм, что приводит к большому значению линейного и продольного увеличений коллектора и, следовательно, к вытягиванию изображения СТ источника света вдоль оптической оси (рис. 8.1 г) и при малых увеличениях микроскопа к проявлению следов СТ в изображении.

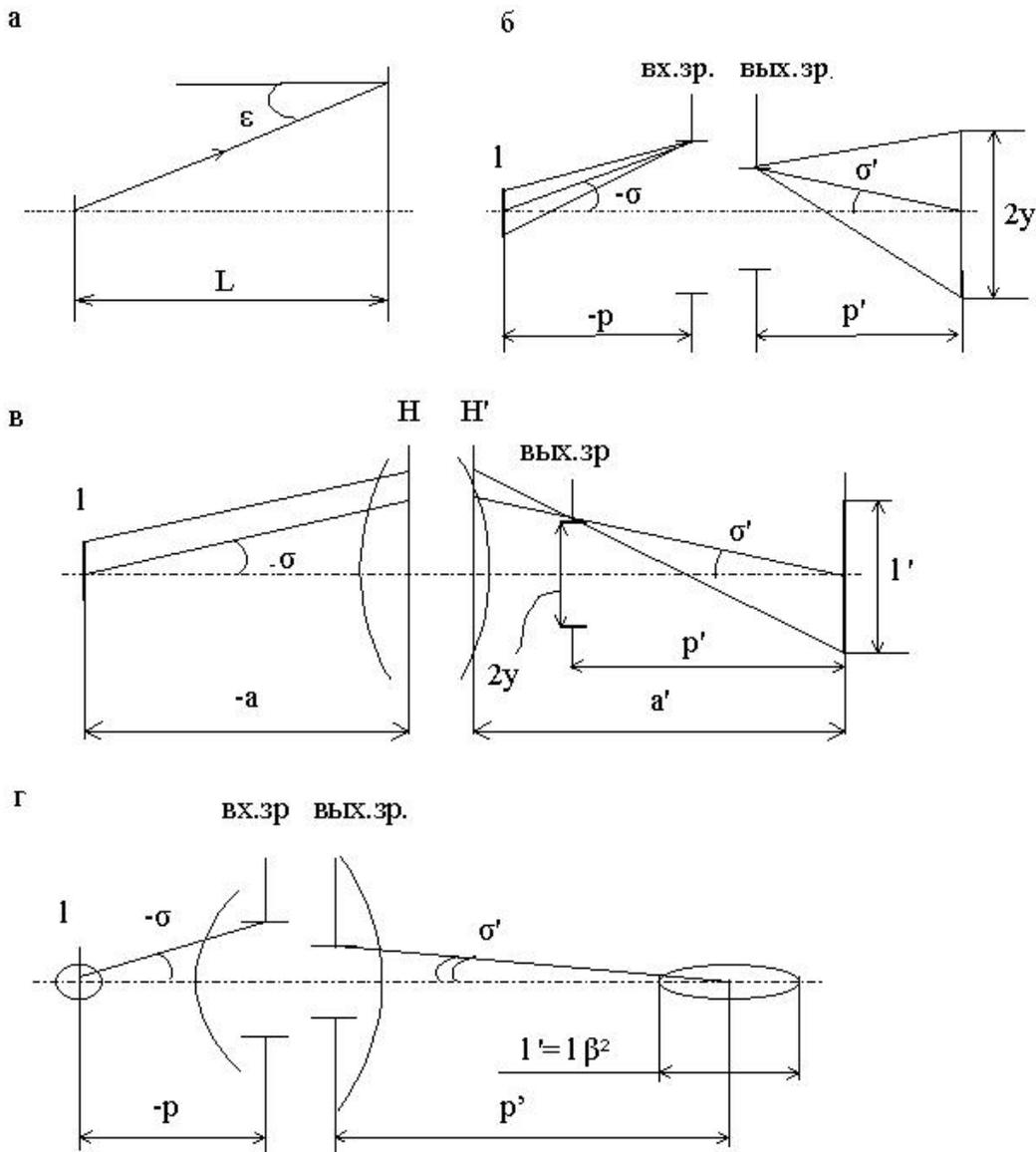


Рис. 8.1

Оценим порядок величин на примере микроскопа типа «БИОЛАМ» при использовании микрообъектива ОПХ-2,5, имеющего фокусное расстояние  $f'_{об}=62,64$  мм со штатным окуляром АМ-13; фокусное расстояние конденсора  $f'_3=11,7$  мм и коллектора 27,01 мм. Схема его приведена на рис. 8.2. В качестве источника света используется лампа со спиральным телом накала, имеющим размеры  $2,6 \times 2,6$  мм. Рассмотрим два случая расположения спирали лампы по отношению к коллектору. В первом – ближнее сечение спирали «а» находится от коллектора на расстоянии 29,178 мм, а

во втором случае на этом расстоянии находится средняя точка между сечениями спирали «а» и «б». Положение указанных сечений спирали относительно переднего фокуса коллектора  $\Phi_2$  определим ньютоновскими отрезками  $z_a$  и  $z_b$ . Для первого случая:  $-z_{a1}=2,168$  мм и  $-z_{b1}=4,768$  мм и для второго:  $-z_{a2}=0,868$  мм и  $-z_{b2}=3,468$  мм. Многократно используя формулу Ньютона, получим модуль разности ньютоновских отрезков  $|z'_a-z'_b|$ . Результаты такого расчета сведены в таблицу.

Таблица

| Значение величины          | После коллектора | После конденсора | После микрообъектива | После окуляра |
|----------------------------|------------------|------------------|----------------------|---------------|
| $ z'_{a1} - z'_{b1} $ [мм] | 184,74           | 84,73            | 123,32               | 510,05        |
| $ z'_{a2} - z'_{b2} $ [мм] | 630,14           | 1,36             | 8,69                 | 570,30        |

Из таблицы следует, что изображение спирали вытягивается вдоль оптической оси после окуляра более, чем на 500 мм. Известно, что структура светящегося тела не будет видна в поле зрения микроскопа, если оба отрезка  $z'_a$  и  $z'_b$  за окуляром не превышают значения в  $\pm 30$  мм.

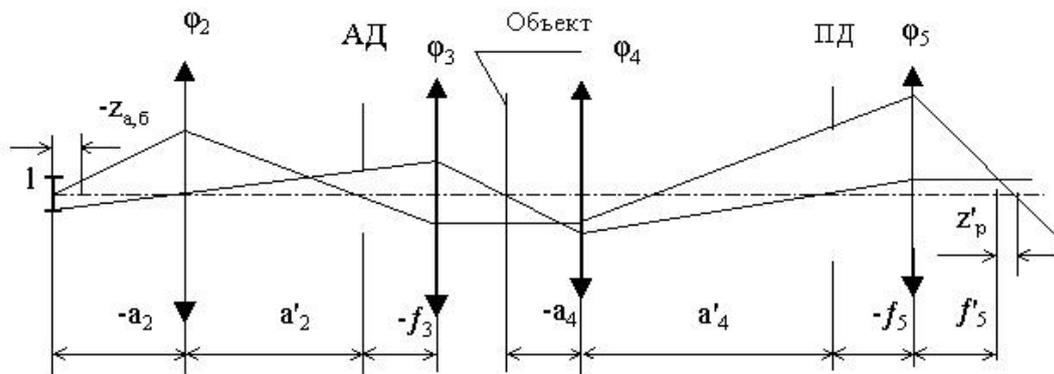


Рис. 8.2

В нашем примере этого нет, что приводит, как к проявлению следов светящегося тела в поле зрения, так и к нарушению метода освещения по Келеру, а также к нарушению телецентрического хода главных лучей в пространстве предметов.

При использовании в качестве источника света светодиода белого свечения эта проблема исчезает, т.к. в роли СТ выступает плоская поверхность верхнего слоя люминофора. Исчезает также и проблема нагрева микрообъекта из-за отсутствия инфракрасной составляющей в спектре освещающих пучков, что позволяет сократить продольные размеры ОУ.

Наши рассуждения справедливы для ИС со СТ конечного размера. Если источник света точечный, то ОУ должно строиться иначе. Однако добиться равномерности светораспределения здесь невозможно, т.к.

характер гауссовского светораспределения  $E(x)$  сохраняется при прохождении лазерного пучка через центрированную ОС.

$$E(x) \sim \exp\left[-\frac{2x^2}{w^2}\right] \quad (8.2)$$

Кроме того высокая степень когерентности приводит к дифракции на пылинках, царапинах и пр. На рис. 8.3 (а) приведено освещенное поле ЛД и способы устранения недостатков лазерного освещения. Практически все они построены на разрушении степени когерентности освещения. Способ по рис. 8.3 (ж) реален для конкретного лазера, но в многомодовом режиме он не реализуем.

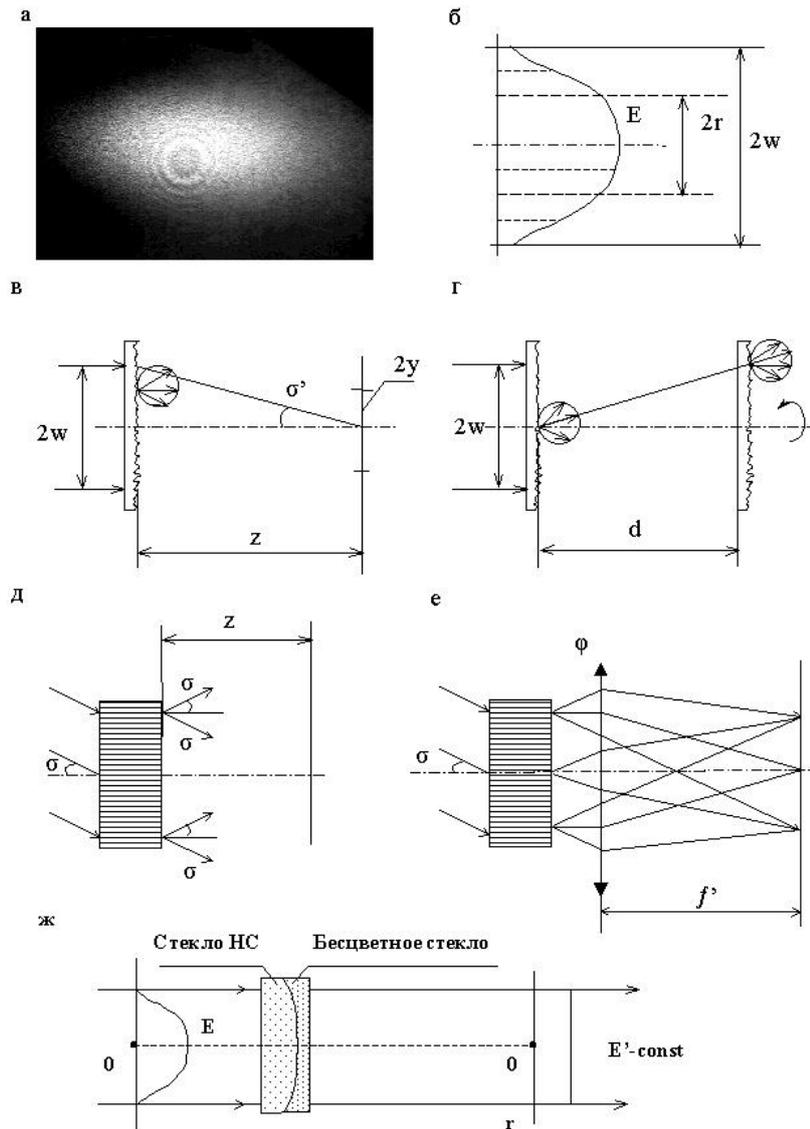


Рис. 8.3

Таким образом имеется проблема равномерного освещения как для ламп накаливания, так и для ЛД (лазеров вообще) и СД. В ОП с лампами накаливания также используют для этих целей рассеиватели – матированное стекло (МС), молочное стекло (МОЛС) и пр.

На рис. 8.4 (а) приведена принципиальная оптическая схема ОУ с рассеивателем в виде линзового раstra (ЛР). При использовании ЛР ОУ

строится так, что при отсутствии в ходе лучей ЛР 3 СТ источника света 1 строится оптической системой 2 в плоскости освещаемого объекта (рис. 8.4 в), а при введенном в ход лучей ЛР, структура СТ размывается (рис. 8.4 г).

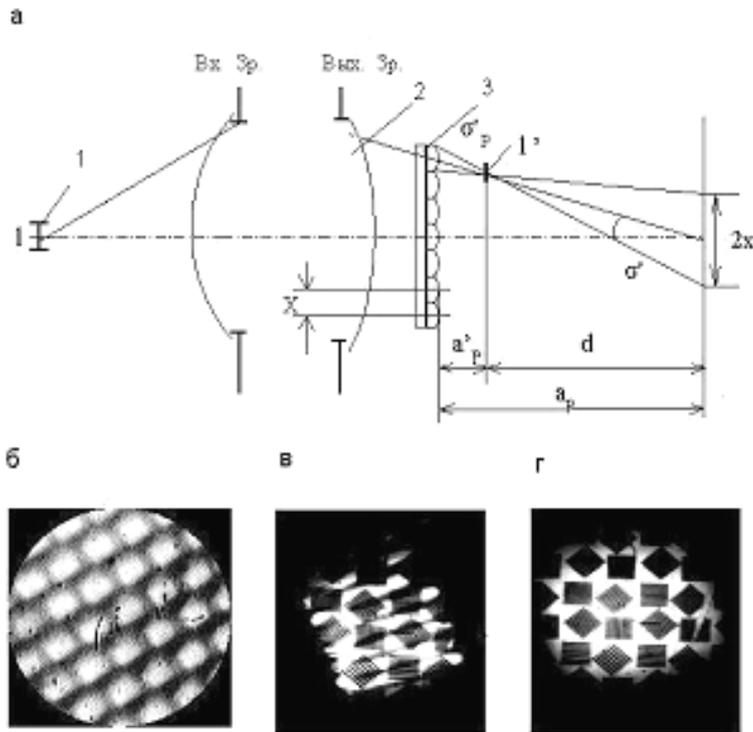


Рис. 8.4 (а, б, в, г)

Следует обратить внимание на мультиплицированное изображение источника света в зрачке ОУ (рис. 8.4 б). Имеет место не полное заполнение зрачка, что должно привести к увеличению степени когерентности освещения объекта. Ранее был введен коэффициент некогерентности освещения Д.С.Рождественского "с", который определялся отношением апертуры освещения к апертуре системы, строящей изображение. Можно показать, что в рассматриваемом случае этот коэффициент определится корнем квадратным из отношения суммарной площади всех мультиплицированных изображений СТ источника света к площади зрачка ОУ. Сразу отметим, что возможен и случай перезаполнения зрачка ОУ, при котором указанное отношение больше единицы.

Размер освещаемого поля определится по формуле:

$$2x = 2d \operatorname{tg} \sigma' + l'; \quad l' = l\beta,$$

где  $l$  - размер СТ источника света,  $\beta$  - линейное увеличение оптической системы при отсутствии в ней линзового раstra. При этом  $c = l' / 2d \operatorname{tg} \sigma'_p$ .

Для светораспределения  $E(x)$  можно написать:  $E(x) \approx q_n(x) * h_p(x)$ , где  $q_n(x)$  - светораспределение в идеальном изображении СТ,  $h_p(x)$  - ФРТ ЛР. Если определить для простоты функции  $q_n(x)$  и  $h_p(x)$  в виде прямоугольных импульсов, то светораспределение  $E(x)$  опишется трапецией (рис. 8.4 д).

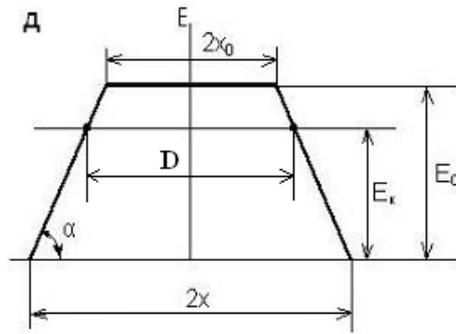


Рис. 8.4 (д)

Равномерно освещаться будет часть поля, определяемая значением величины  $2x_0$ , которая может быть вычислена по формуле:

$$2x_0 = 2d \operatorname{tg} \sigma' - \ell'.$$

Для увеличения размера равномерно освещаемой зоны необходимо, чтобы неравенство между слагаемыми  $2d \operatorname{tg} \sigma'$  и  $\ell'$  было сильным, например,

$$2d \operatorname{tg} \sigma' \gg \ell', \text{ т. е. } c < 1, \quad (8.3)$$

но здесь будут проявляться интерференционные эффекты. Или же

$$\ell' \gg 2d \operatorname{tg} \sigma', \text{ т. е. } c > 1. \quad (8.4)$$

Из неравенств, если под  $\ell'$  понимать не всё СТ, а его отдельный виток (шаг спирали), получим для первого неравенства  $c < M/2$  и для второго  $c > M/2$ , где  $M$  – число витков спирали. При  $M = 7$  получим  $c < 3,5$ .

Отсюда получим после подстановки  $\ell'$  в формулу

$$c = \lambda / 2d \operatorname{tg} \sigma'_p \quad (8.5)$$

При  $\operatorname{tg} \sigma'_p \sim \leq 0,2$  и  $X = 0,5$  получим  $c < 0,3$ . Мы получили вилку значений "c":  $0,3 \leq c \leq 3,5$ . В то же время мы ранее говорили о рекомендуемом в микроскопии значении  $c \leq 2/3$ . Это значение лежит внутри этого интервала.



Рис. 8.5

Рассмотренные растровые ОУ применяются в фотолитографии, лазерных технологических установках, микроскопии (микроскопах "Метам ЛВ, РВ", рис. 8.5) и там, где требуется высокая равномерность освещению объекта.