

А. И. СВАЛУХИН

**ВВЕДЕНИЕ
В ПРОСТРАНСТВЕННО-
ВРЕМЕННУЮ
РЕГИСТРАЦИЮ**

Издательство РФЯЦ – ВНИИТФ
Снежинск • 2010

Г 2010
13045
УДК 778.37: 621.386
ББК 22.343
С24

РИХУААРО И.А.

Свалухин А. И.
С24 Введение в пространственно-временную регистрацию. — Снежинск:
Изд-во РФЯЦ — ВНИИТФ, 2010. — 183 с.: ил..

ISBN 978-5-902278-36-8

Книга знакомит читателя с проблемами, возникающими при регистрации пространственно-временных характеристик объектов. Изложены физические основы методов регистрации оптических изображений и принципы работы регистрирующей аппаратуры; способы проецирования изображений в ионизирующих излучениях и конвертирования их в световые изображения с помощью сцинтилляционных конверторов; принципы работы электронно-оптических преобразователей, их свойства как регистраторов изображений. Приведены общие сведения о фотопленках. Даны краткие сведения о фоточувствительных матрицах с зарядовой связью (ПЗС-матрицах).

Книга предназначена для молодых специалистов физиков-экспериментаторов.

УДК 778.37: 621.386
ББК 22.343

331 2010
ГПНТБ СО РАН
Гос. Публ. Науч.-тех.
библиотека

ISBN 978-5-902278-36-8

© ФГУП «РФЯЦ — ВНИИТФ
им. академ. Е.И. Забабахина», 2010

Сверено
17.2.2021

Оглавление

Предисловие.....	7
Введение.....	8
Глава 1. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ	12
1.1. Идеальная оптическая система. Дифракционный предел	12
1.1.1. Условия Максвелла	12
1.1.2. Дифракционное изображение точки	13
1.1.3. Дифракция света на длинной щели	15
1.2. Принцип суперпозиции	15
1.3. Функция рассеяния точки, функция рассеяния линии, функция края	17
1.4. Контраст изображения	20
1.5. Влияние формы ФРТ на передачу контраста	22
1.6. Размножение изображений	24
1.7. Связь между яркостью объекта и освещенностью в изображении	25
1.8. Пространственные частоты	27
1.9. Теорема свертки	28
1.10. Частотно-контрастная характеристика оптической системы	28
1.10.1. Изображение синусоидальной миры	29
1.10.2. Расфокусированное изображение	31
1.10.3. Изображение, смазанное движением	33
1.11. Оптическое разрешение. Разрешаемый элемент	35
1.12. Статистическое пространственное разрешение	37
1.12.1. Исходные положения для оценок	38
1.12.2. Зависимость обнаружимого контраста от $K_{с/ш}$	38
Глава 2. КАМЕРЫ С ОПТИКО-МЕХАНИЧЕСКОЙ РАЗВЕРТКОЙ	41
2.1. ФРБП посредством щелевой развертки	42
2.1.1. Системы с подвижной фотопленкой	42
2.1.2. Системы с зеркальной разверткой	43
2.1.3. Синхронизация в быстрых регистраторах	44
2.1.4. Сравнительные характеристики щелевых регистраторов	46
2.2. Фоторегистраторы с кадровой разверткой	47
2.2.1. Метод синхробаллистической съемки	48
2.2.2. Растровые камеры	48
2.2.3. Принцип оптической коммутации изображения	52
2.3. Предельное временное разрешение оптико-механических систем	53
Глава 3. СПЕЦИАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ФРБП.....	55
3.1. Высокоскоростная теневая и интерференционная фотография	55

3.1.1. Метод светящейся точки	56
3.1.2. Метод Тёплера (шлирен-метод)	58
3.1.3. Интерференционный метод	61
3.2. Высокоскоростная импульсная фотография и кинематография	62
3.2.1. Стробоскопическое освещение	62
3.2.2. Метод Кранца—Шардина	63
3.3. Импульсная рентгенография, бета-графия и бета-флюорография	65
Глава 4. ИМПУЛЬСНЫЕ ИСТОЧНИКИ СВЕТА И СВЕТОВЫЕ ЗАТВОРЫ	68
4.1. Импульсные источники света	68
4.2. Высокоскоростные световые затворы	69
4.2.1. Предохранительные	69
4.2.2. Перекрывающие	69
4.2.3. Периодически действующие затворы	71
Глава 5. ФОТОПЛЕНКА КАК РЕГИСТРАТОР ИЗОБРАЖЕНИЙ	73
5.1. Механизм образования скрытого изображения	74
5.1.1. Гипотеза Гэрни и Мотта	74
5.1.2. Закон Бунзена и Роско	75
5.2. Характеристическая кривая фотопленки	75
5.3. Построение и использование ХК фотопленки	77
5.3.1. Построение ХК	77
5.3.2. Использование ХК	78
5.4. Явление взаимозаместимости	79
5.5. Чувствительность фотопленок	80
5.5.1. Фотопленки оптического диапазона	80
5.5.2. Рентгеновские фотопленки	81
5.6. Зернистость и гранулярность фотопленки	83
5.6.1. Зернистость	83
5.6.2. Гранулярность	83
5.6.3. Погрешность определения экспозиции	85
5.7. Воздействие на фотопленку ионизирующего излучения	86
5.7.1. Действие на фотопленку электронных пучков	86
5.7.2. Действие рентгеновских лучей и гамма-квантов	88
5.7.3. Действие нейтронов на фотопленку	89
5.8. Усиливающие экраны	89
5.8.1. Металлические экраны	90
5.8.2. Люминесцентные экраны	90
Глава 6. ФОРМИРОВАНИЕ ГАММА-НЕЙТРОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ	93
6.1. Камера-обскура	93
6.1.1. Устройство и принцип действия	93
6.1.2. Явление дифракции в камере-обскуре	95

6.2. Конический коллиматор	97
6.3. Тороидальный коллиматор	102
6.4. Нестандартные способы проецирования	103
6.4.1. Щелевой коллиматор	103
6.4.2. Скрещенные щелевые коллиматоры	104
6.4.3. Многоканальные коллиматоры	105
6.5. Допустимое пространственное разрешение при определении формы и размеров объекта	106
6.5.1. Сферически-симметричные источники	108
6.5.2. Источник в форме эллипсоида вращения	108
6.5.3. Ламбертовы источники с границей в виде гармоники	108
Глава 7. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ КОНВЕРТОРЫ ГАММА-НЕЙТРОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ	111
7.1. Неорганические сцинтилляторы CsI(Tl), NaI(Tl)	111
7.1.1. Механизм возбуждения люминесценции	112
7.1.2. Конверсионная эффективность и световыход сцинтилляторов	114
7.1.3. Форма световой вспышки сцинтиллятора	115
7.1.4. Спектры люминесценции	115
7.2. Пластические сцинтилляторы	117
7.2.1. Механизм возбуждения люминесценции	118
7.2.2. Типичные параметры ПС	118
7.3. Яркость свечения сцинтилляционного конвертора	120
7.3.1. Конвертирование гамма-изображения	120
7.3.2. Конвертирование нейтронного изображения	121
7.4. Пространственное разрешение сцинтилляционных конверторов	122
7.4.1. Собственное разрешение СК	122
7.4.2. Влияние параллакса лучей	123
7.4.3. Влияние глубины резкости объектива	124
Глава 8. ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКАЯ РЕГИСТРАЦИЯ	125
8.1. Характеристики ЭОП	126
8.1.1. Спектральная чувствительность фотокатода	126
8.1.2. Интегральная чувствительность фотокатода	127
8.1.3. Квантовый выход фотокатода	128
8.1.4. Фотокатоды, чувствительные в рентгеновской области	129
8.1.5. Спектр излучения и время свечения выходного экрана	130
8.1.6. Масштаб переноса	131
8.1.7. Коэффициент преобразования	131
8.1.8. Пространственное разрешение	131
8.1.9. Временное разрешение	131
8.1.10. Яркость темного фона	131
8.2. Основные типы ЭОП	132
8.2.1. ЭОП с прямым переносом изображения	132
8.2.2. ЭОП с электростатической фокусировкой	133

8.2.3. Усилитель яркости с магнитной фокусировкой	134
8.2.4. Времяанализирующие ЭОП	135
8.3. Применение ЭОП для усиления яркости	139
8.4. Кадровый режим регистрации	141
8.5. Хронографический режим регистрации	142
8.6. Предельное временное разрешение ЭОП	143
8.6.1. Техническое временное разрешение	143
8.6.2. Влияние объемного заряда	145
8.7. Синхронизация ЭОП	146
8.8. ЭОП в полях гамма- и нейтронного излучений	148
8.8.1. Равномерный фон	148
8.8.2. Точечный фон	149
8.8.3. Фон ЭОП под действием нейтронов	149
8.9. Собственные электронные шумы ЭОП	150
8.10. Флуктуационный шум в системе «сцинтилляционный конвертор — ЭОП»	151
8.10.1. Формула Мендела	151
8.10.2. Расчетная модель	151
8.10.3. Расчет K_c/ψ	152
Глава 9. ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ С ЗАРЯДОВОЙ СВЯЗЬЮ	158
9.1. Теорема о дискретном представлении изображений	159
9.2. Элементы ПЗС и перенос зарядов	162
9.2.1. Структура МДП	162
9.2.2. Направленный перенос заряда	164
9.2.3. Световая характеристика ПЗС	165
9.3. Схема организации переноса зарядов	166
9.3.1. Детектирование и считывание сигналов	166
9.3.2. Функциональная схема	167
9.4. ФПЗС как регистратор изображений	169
9.4.1. Чувствительность ФПЗС	169
9.4.2. Пороговая чувствительность	172
9.4.3. Влияние ионизирующих излучений	173
9.5. Эффекты дискретизации	174
9.5.1. Шум дискретизации	174
9.5.2. Квантование амплитуды при сканировании	175
9.6. О зрительном анализе изображений	176
Список сокращений	179
Литература	180

Предисловие

Издание посвящено регистрации пространственно-временных характеристик объектов, которая является составляющей регистрации быстропротекающих процессов. Этот раздел преподавался в течение примерно 10 лет студентам Снежинской государственной физико-технической академии.

Книга знакомит молодых специалистов с основными проблемами, возникающими при регистрации двумерных изображений. Углубленное изложение исследователи могут найти в монографиях и статьях по отдельным вопросам. Среди них рекомендуется монография В. Н. Козловского «Информация в импульсной радиографии» (Снежинск: Изд-во РФЯЦ — ВНИИТФ, 2006).

Экспериментатору необходимо уметь делать оценки результата, который надо получить. Даже при возможности проведения «сквозных» расчетов полезно представлять себе роль различных факторов в формировании результата. Для этой цели в книге приведены примеры, на которые рекомендуется обратить внимание.

В содержании отразилась специфика работ РФЯЦ — ВНИИТФ. Сказалось и то, что деятельность автора была в значительной мере связана с постановкой измерений и обработкой результатов в радиографии и автордиографии.

Несколько слов об изложении материала.

В тексте используются различные системы единиц. В каждом конкретном случае используются принятые в практике единицы. Автор надеется, что это не затруднит чтение. Даже напротив: пользоваться, например, джоулем вместо электронвольта иногда неудобно.

В тексте использована нумерация формул, рисунков и таблиц по главам, то есть первое число означает номер главы, в которой находится данный объект.

Оглавление книги составлено очень подробно, им можно пользоваться как предметным указателем.

Автор надеется, что знакомство с книгой будет полезным. По крайней мере, начинающим исследователям.

Автор признателен А. В. Лукину за предложение написать данную книгу и А. В. Потапову за положительный отзыв о её содержании.

Введение

Чтобы обозначить основные задачи, обратимся к регистрации быстро изменяющихся во времени потоков гамма-излучения и нейтронов. Предположим, структура излучателя не представляет интереса. Можно считать, что излучатель — точечный объект. Результат измерений будет зависимостью от времени одной величины, например, тока. В отличие от такой регистрации, рассматриваются методы получения более подробной, пространственно-временной информации об объекте и возникающие при этом проблемы. Поясним это на примерах.

Пусть изучаются временные характеристики излучателя, имеющего в проекции зависимость распределения яркости $B(x, y, t)$ [энергия/см²·с·ср], рис. В1.

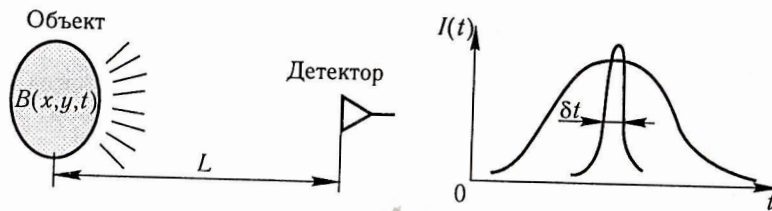


Рис. В1. Регистрация потока излучения от объекта как от точечного источника без раскрытия его структуры

На выходе детектора имеем изменение тока $I(t)$, повторяющее, с поправкой на временное разрешение δt , изменение потока излучения. Для осуществления такого измерения необходимы детектор с чувствительностью η_0 [А/(Вт/см²)], передающая линия и осциллограф.

Величина тока на выходе детектора, если источник изотропный,

$$I(t) = \frac{\tau}{4\pi L^2} \eta_0 \int_S B(x, y, t) dx dy, \quad (B.1)$$

где τ — пропускание излучения в среде на трассе «источник—детектор»; S — площадь проекции источника со стороны детектора.

Пространственно-временную информацию об объекте можно получить по схеме, приведенной на рис. В2. Через щелевую диафрагму каждый из детекторов «видит» полоску на проекции объекта и регистрирует излучение от нее. На рис. В2 эти области полей зрения детекторов условно ограничены штриховыми линиями; назовем их **пространственными разрешаемыми элементами**. Чувствительность детекторов должна быть выше, чем в предыдущем варианте, по крайней мере в n раз:

$$\eta_1 \approx \eta_0 n,$$

где n — число пространственных разрешаемых элементов на проекции объекта.

Еще более подробные данные можно получить, используя диафрагму с малым отверстием и матрицу из детекторов $n \times m$. Проекция объекта разбивается на $n \times m$ разрешаемых элементов (рис. В3). На каждый детектор попадает излучение только с одного разрешаемого элемента. Чувствительность каждого из детекторов должна быть $\eta_2 \approx \eta_0 nm$. Кроме того, в такой системе следует добиваться минимального разброса чувствительности и других характеристик отдельных детекторов. Иначе достоверность получаемой информации будет невысокой.

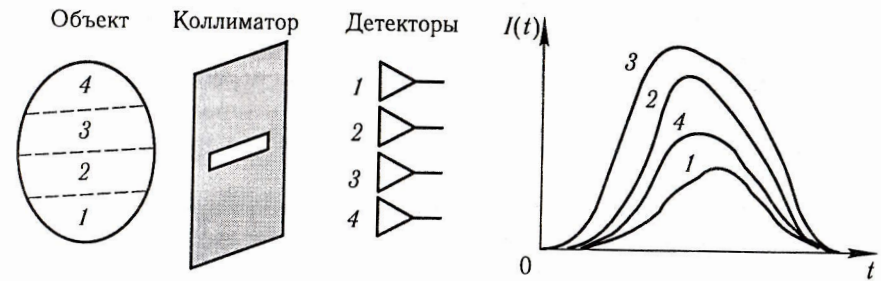


Рис. В2. Способ изучения пространственно-временных характеристик объекта-излучателя с проецированием через щелевую диафрагму (коллиматор)

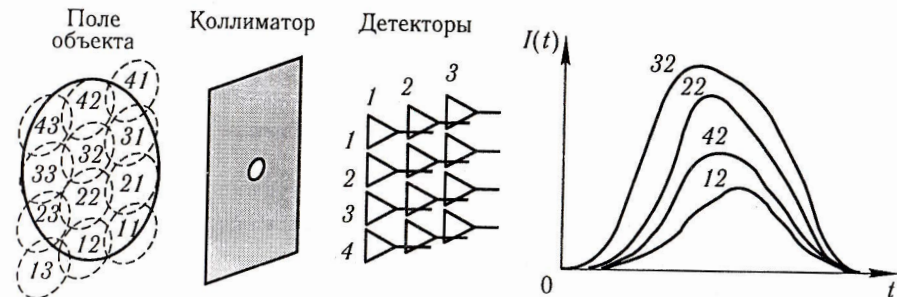


Рис. В3. Способ изучения пространственно-временных характеристик объекта-излучателя с проецированием через «точечную» диафрагму (коллиматор)

Можно было бы применить для регистрации двумерного изображения не матрицу детекторов, а фотопленку или другой плоский регистратор с большим количеством «разрешаемых элементов», каждый из которых эквивалентен одному детектору. Но в этом случае изображение будет «проинтегрировано» по времени. Для получения временной информации нужно сделать кадрирующее или развертывающее устройство, управляющее изображением на фотопленке, например, как это показано на рис. В4.

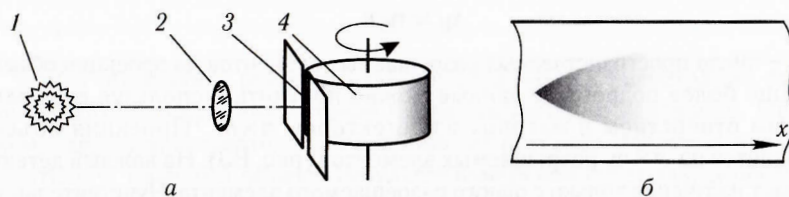


Рис. В4. Получение пространственно-временной информации:

a — регистрация разлета вещества при взрыве: 1 — взрывающийся объект; 2 — объектив; 3 — щелевая диафрагма; 4 — фотопленка; *б* — вид развернутого щелевого изображения процесса разлета

Таким образом, можно отметить следующие основные трудности, возникающие при осуществлении регистрации пространственно-временной информации: повышенные требования к чувствительности регистратора; необходимость устройств, формирующих изображение объекта на регистраторе; необходимость устройств, осуществляющих развертку изображения во времени.

Цель издания — показать, как решаются эти проблемы. Будут рассмотрены методы пространственно-временных измерений, характеристики применяемых регистраторов пространственно-временной информации. Основное внимание будет сосредоточено на принципах решения проблем. Более подробная информация содержится в многочисленных публикациях; ссылки на некоторые из них помещены в конце книги.

Последние 30–40 лет отмечены стремительным прогрессом в теории обработки и реставрации двумерных изображений. Параллельно развивалась вычислительная техника. Это позволило значительно продвинуться в повышении пространственного разрешения двумерных изображений и достоверности их интерпретации.

Изменялись и средства регистрации. Электронно-оптические преобразователи по временному разрешению продвинулись в фемтосекундную область.

Фотопленки оптического диапазона, являвшиеся конечным звеном системы регистрации изображений, во многих случаях уже заменены фоточувствительными матрицами с зарядовой связью.

В гамма-радиографии на смену рентгеновской фотопленке приходят фотолюминесцентные экраны с запоминанием (ФЭЗ). ФЭЗ представляет собой гибкую подложку с нанесенным на нее слоем фосфора. При облучении фосфорной пластины скрытое изображение образуется носителями, оказавшимися в метастабильном состоянии. Визуализация изображения происходит посредством сканирования тонким лучом лазера, зондирующим каждую точку области изображения. Вспышки света при сбрасывании носителей зарядов из метастабильного состояния регистрируются фотоумножителем. Сигнал квантуется и направляется в ПЭВМ для цифровой обработки.

Опыта использования ФЭЗ еще недостаточно, чтобы отказываться от традиционных средств регистрации с помощью фотопленок. Большая стоимость комплекта сдерживает распространение ФЭЗ. Недостаточно ясны вопросы сохранности информации. Поэтому в книге нет сведений о свойствах ФЭЗ. Необходимую информацию можно найти в рекламных изданиях.

Глава 1

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

1.1. Идеальная оптическая система. Дифракционный предел

1.1.1. Условия Максвелла

Распространение и преобразование световых пучков можно описывать методами как волновой, так и геометрической оптики. В волновой оптике нет понятий ни точечных источников, ни точечных изображений. В геометрической (лучевой) оптике такая абстракция допускается, если размеры источника много меньше расстояния от источника до оптической системы. В лучевой оптике при идеальной оптической системе точке P можно сопоставить точку P' , в которой сходятся все лучи и плотность их бесконечна. Точка P' называется стигматическим (резким) изображением точки P , а точки P и P' называются сопряженными.

В рамках лучевой оптики Максвеллом сформулированы условия идеальности оптической системы [1]:

- все лучи, исходящие из одной точки объекта и попадающие в оптическую систему, должны проходить (действительным или мнимым образом) через одну точку изображения;
- если объект находится в плоскости, перпендикулярной оси системы, то изображение должно лежать в плоскости, параллельной плоскости объекта;
- изображение должно быть геометрически подобным объекту, т. е. увеличение должно быть постоянно по полю изображения для любой пары сопряженных плоскостей.

В реальной оптической системе ни одно из условий Максвелла точно не выполняется. Тем не менее для получения простых оценочных выражений их можно использовать.

Пример

Тонкая положительная линза с фокусным расстоянием F образует в плоскости $x = g$ изображение предмета, находящегося в плоскости $x = 0$. Требуется найти выражение $F(g, m)$, где m — заданный масштаб проецирования.

Можно использовать формулу Ньютона для тонкой линзы. Это дает три уравнения:

$$\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} = \frac{1}{F}; \quad (1)$$

$$\frac{f_2}{f_1} = m; \quad (2)$$

$$f_1 + f_2 = g. \quad (3)$$

Из (1) и (2) имеем

$$\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_1 m} = \frac{1}{F}; \rightarrow F = f_1 \frac{m}{m+1};$$

из (2) и (3) $f_1(m+1) = g$.

Из двух последних выражений получается

$$F = \frac{gm}{(m+1)^2}.$$

1.1.2. Дифракционное изображение точки

Одним из существенных недостатков лучевой оптики является допустимость бесконечной концентрации энергии. Этот недостаток преодолен в рамках волновой оптики. Рассмотрим простейший случай: получение изображения точки с помощью тонкой линзы (объектива). Из точки P объекта исходит расходящаяся сферическая волна (рис. 1.1).

Оптическая система (ОС) преобразует расходящуюся световую волну в сходящуюся, в результате чего на экране образуется изображение точки P' . Чем точнее ОС формирует сферическую поверхность сходящейся световой волны, тем резче будет изображение точки. Нарушения резкости изображения из-за несовершенства сферической поверхности световой волны изучает геометрическая теория аберраций.

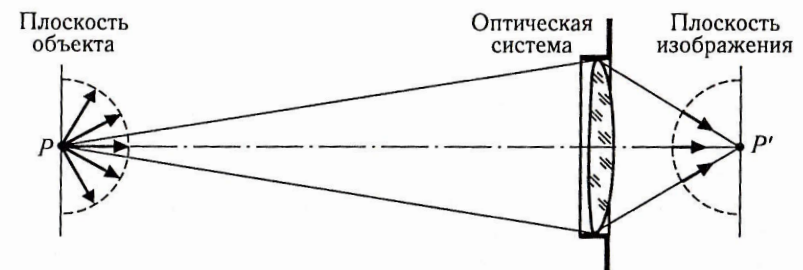


Рис. 1.1. Образование изображения точки

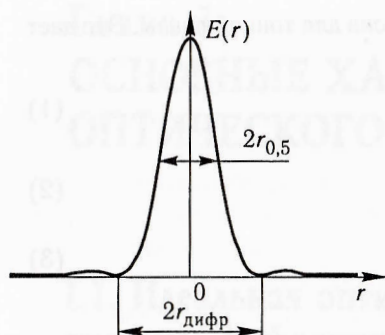


Рис. 1.2. Распределение освещенности в дифракционном пятне

Предположим, что удалось рассчитать и изготовить оптическую систему, формирующую идеальный сферический фронт. С учетом волновых свойств света идеального изображения точки все равно не получится, т. к. ОС ограничивает световой пучок, вследствие чего происходит дифракция света на отверстии. В результате в месте P' появится вместо точки дифракционное пятно с распределением освещенности, соответствующим дифракции Фраунгофера на круглом отверстии [2], (рис. 1.2):

$$E(r) = E(0) \left[\frac{2J_1(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta} \right]^2, \quad (1.1)$$

где a — радиус отверстия; $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны света; $\sin \theta$ — угол между осью ОС и направлением на точку экрана, расположенную на радиусе r ; $J_1(z)$ — функция Бесселя.

Радиус первого темного кольца дифракции можно найти из условия

$$ka \sin \theta = 1,220\pi. \quad (1.2)$$

Если расстояние от отверстия до экрана равно L , то $\sin \theta \approx \theta \approx r_{\text{дифр}}/L$, и радиус первого темного кольца

$$r_{\text{дифр}} \approx 1,22 \frac{\lambda}{D} L, \quad (1.3)$$

где D — диаметр отверстия.

Радиус на полувысоте распределения $r_{0,5}$ связан с радиусом $r_{\text{дифр}}$ соотношением

$$r_{0,5} \approx 0,422 r_{\text{дифр}}. \quad (1.4)$$

Для изображения точки в фокусе объектива

$$r_{\text{дифр}} \approx 1,22 \frac{\lambda}{D} F, \quad (1.5)$$

где D — диаметр зрачка объектива, $D = 2a$; F — фокусное расстояние объектива.

Например, для объектива «Юпитер-3» $F/D = 1,5$, и для $\lambda = 0,55$ мкм получим $r_{\text{дифр}} \approx 1$ мкм. Предельное разрешение должно быть порядка 1000 пар линий на мм (п. л./мм). Реальное разрешение приблизительно в 30 раз ниже вследствие различных aberrаций.

В случае, если расстояние от фотообъектива до объекта фиксировано, для особо ответственных измерений можно сконструировать практически безабберационную ОС. Тогда сказывается дифракционный предел.

Пример

Геофизический спутник фотографирует поверхность Земли с высоты $H = 100$ км фотокамерой с $D = 20$ см, $F = 20$ см. Радиус дифракционного пятна на фотопленке вычисляется по формуле (1.5), в пересчете на поверхность Земли $D_{\text{р.э.}} = 2r_{\text{дифр}} H/F$. Для $\lambda = 0,55$ мкм $D_{\text{р.э.}} \approx 0,67$ м.

Долгое время дифракционный предел считался непреодолимым ограничителем качества изображения. Развитие вычислительной математики и теории восстановления изображений позволило снять это ограничение.

1.1.3. Дифракция света на длинной щели

При дифракции света на бесконечно длинной щели шириной $\Delta = 2a$ имеем следующее распределение освещенности:

$$E(x) = E(0) \left[\frac{\sin(ka \theta)}{ka \theta} \right]^2, \quad (1.6)$$

где ось x перпендикулярна направлению щели, а углы θ малы.

Часто применяется обозначение: $\sin z/z \equiv \text{sinc}(z)$.

Первый нуль функции (1.6) расположен при $ka\theta = \pi$, то есть при $\theta = \lambda/\Delta$. На экране, расположенном на расстоянии L от щели, аналогично (1.3) имеем

$$x_{\text{дифр}} \approx \frac{\lambda}{\Delta} L. \quad (1.7)$$

Размер на полувысоте распределения $x_{0,5}$ связан с размером $x_{\text{дифр}}$ соотношением

$$x_{0,5} \approx 0,443 x_{\text{дифр}}. \quad (1.8)$$

1.2. Принцип суперпозиции

Принцип суперпозиции (наложения) постулирует линейность уравнений относительно какого-либо параметра теории. Например, в квантовой механике он постулирует линейное сложение волновых функций (уравнение Шредингера — линейное).

В некогерентной оптике, с которой будем иметь дело, принцип суперпозиции гласит: **при некогерентном освещении линейно складываются интенсивности (или освещенности).**

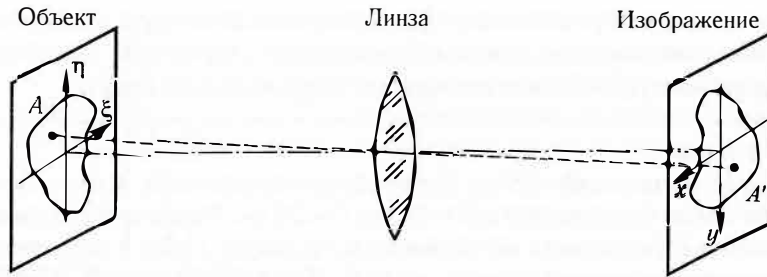


Рис. 1.3. К принципу суперпозиции. Связь между координатами объекта и изображения

Рассмотрим упрощенную оптическую систему (рис. 1.3), в которой:

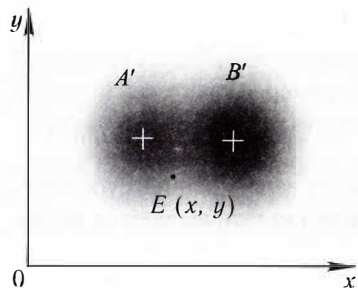
- увеличение равно единице,
- излучение некогерентно, т. е. интенсивности складываются линейно и все точки излучают независимо друг от друга.

Предположим, что в плоскости объекта находится светящаяся точка A . В идеальной оптической системе изображением светящейся точки A объекта будет также точка: A' (см. рис. 1.3). В реальной системе изображением точки будет распределение освещенности $\varepsilon(x, y)$. Если объект содержит две точки, имеющие силу света I_A и I_B , то в изображении будет два пятна с распределениями освещенности $I_A \varepsilon(x, y)$ и $I_B \varepsilon(x, y)$ (рис. 1.4). Функция $\varepsilon(x, y)$ учитывает светосбор объектива и потери света в оптике и в среде. Освещенность в произвольной точке, согласно принципу суперпозиции, равна сумме освещенностей, производимых точками A и B :

$$E(x, y) = I_A \varepsilon(x - x_A, y - y_A) + I_B \varepsilon(x - x_B, y - y_B). \quad (1.9)$$

Обычно в плоскости объекта задано непрерывное распределение яркости объекта $B(\xi, \eta)$. Заменяя площадку $d\xi d\eta$ точечным источником и производя интегрирование по всей плоскости объекта, получаем выражение

$$E(x, y) = \iint_{\pm\infty} \varepsilon(x - \xi, y - \eta) B(\xi, \eta) d\xi d\eta. \quad (1.10)$$



Простая замена $x_A \rightarrow \xi$ и $y_A \rightarrow \eta$ возможна, поскольку принято, что изображение формируется в масштабе 1:1 по отношению к объекту.

Рис. 1.4. К принципу суперпозиции.

Белыми крестиками обозначены центры пятен, образованных в плоскости изображения двумя точечными источниками, находящимися в плоскости объекта

Выражения типа (1.10) называются **сверткой функций** $\varepsilon(x, y)$ и $B(\xi, \eta)$.

В том случае, когда изображение переносится с увеличением m (при этом может быть $m < 1$), вместо (1.10) будем иметь следующее выражение:

$$E(x, y) = \iint_{\pm\infty} \varepsilon(x - m\xi, y - m\eta) B(\xi, \eta) d\xi d\eta. \quad (1.11)$$

Формулы (1.10) и (1.11) выражают принцип суперпозиции в некогерентной оптике.

Часто в научно-технической литературе используется запись предыдущих формул с другими обозначениями: $o(\xi, \eta)$ — распределение яркости объекта; $i(x, y)$ — распределение освещенности в изображении.

Тогда вместо (1.11) имеем

$$i(x, y) = \iint_{\pm\infty} \varepsilon(x - m\xi, y - m\eta) o(\xi, \eta) d\xi d\eta, \quad (1.12)$$

где действительные пределы интегрирования определяются размерами области $o(\xi, \eta)$.

1.3. Функция рассеяния точки, функция рассеяния линии, функция края

Функция $\varepsilon(x, y)$ учитывает долю света, попавшего в линзу, потери света в линзе и форму распределения освещенности в изображении точки. Связь между яркостью объекта и освещенностью в изображении найдем позже. Остановимся на функции размытия точки. Обозначим $\varepsilon(x, y) = \text{const } g(x, y)$, где $g(x, y)$ нормирована на единицу:

$$\iint_{\pm\infty} g(x, y) dx dy = 1. \quad (1.13)$$

Функцию $g(x, y)$ называют **функцией рассеяния точки** (ФРТ). Тогда (1.12) запишется в виде

$$i(x, y) = \text{const} \iint_{\pm\infty} g(x - m\xi, y - m\eta) o(\xi, \eta) d\xi d\eta. \quad (1.14)$$

Функция рассеяния точки наиболее подробно характеризует ухудшение пространственного разрешения, вносимое оптической системой. У реальных ОС, имеющих aberrации различных порядков, ФРТ не является постоянной по полю зрения ОС (например, при коме). В таких случаях говорят о пространственно-зависимой ФРТ, а при современном состоянии вычислительной техники обработка таких изображений очень сложна и трудоемка. Поэтому часто ограничиваются аппроксимацией ФРТ, постоянной по всему полю зрения ОС.

Важным частным случаем является ФРТ с круговой симметрией

$$g(x, y) \equiv g(r), \text{ где } r = \sqrt{x^2 + y^2}. \quad (1.15)$$

Например, это может быть гауссоида — функция, описывающая плотность нормального распределения вероятности двух независимых величин

$$g(r) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} e^{-r^2/2\sigma^2}. \quad (1.16)$$

Отметим, что часто ФРТ представляют в виде функции, нормированной на единицу по максимальному значению, например:

$$g(r) = e^{-r^2/a^2}. \quad (1.17)$$

Функцию рассеяния точки трудно измерить, так как для этого нужен точечный источник, то есть источник малых размеров и высокой яркости. Значительно легче сделать источник в виде светящейся тонкой нити. В этом случае получается **функция рассеяния линии** (ФРЛ).

Функция рассеяния линии может быть представлена как изменение суммы освещенности вдоль прямой N , движущейся вдоль оси x через ФРТ (рис. 1.5) Это описывается формулой

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y) dy. \quad (1.18)$$

ФРЛ может быть получена при регистрации тени от тонкой проволоки или при регистрации изображения щелевой диафрагмы, ограничивающей пучок излучения. Такие методы применимы при условии, что дифракционное уширение пучка излучения несущественно.

Полуширина ФРЛ на полувысоте $x_{0,5}$ (см. рис. 1.5) составляет:

- для ФРТ в виде гауссоиды (1.17) $x_{0,5} = a\sqrt{\ln 2} \approx 0,83a$;
- для дифракционного пятна от круглого отверстия (1.1) $x_{0,5} \approx (\lambda/4a)L$.

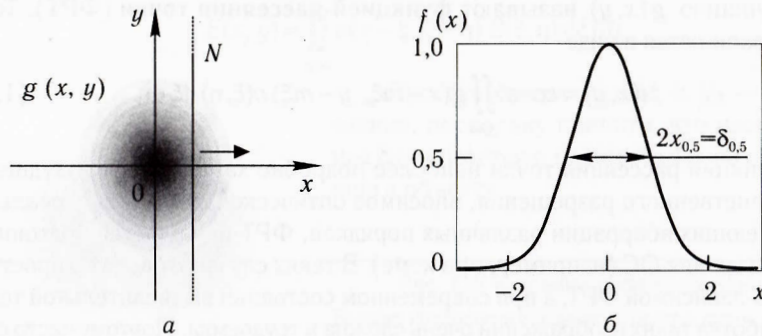


Рис. 1.5. Образование ФРЛ. Масштаб по оси x на a и b различный

Экспериментально определяется также **функция края** (иначе называют переходной функцией, откликом на «ступеньку»). Функция края (ФК) может быть представлена как изменение количества света, попадающего на полуплоскость при движении ее вдоль оси x через ФРТ (рис. 1.6). ФК записывается в виде

$$h(x) = \int_{-\infty}^x \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y) dx dy. \quad (1.19)$$

Измерение ФК в проникающих излучениях можно производить, регистрируя теневое изображение массивного цилиндра. Сравнивая распределение освещенности в изображении в направлении поперек цилиндра с тем, которое получилось бы с «идеальным» регистратором, можно вычислить ФК регистратора. Измерения осложняются вкладом излучения, рассеянного в цилиндре.

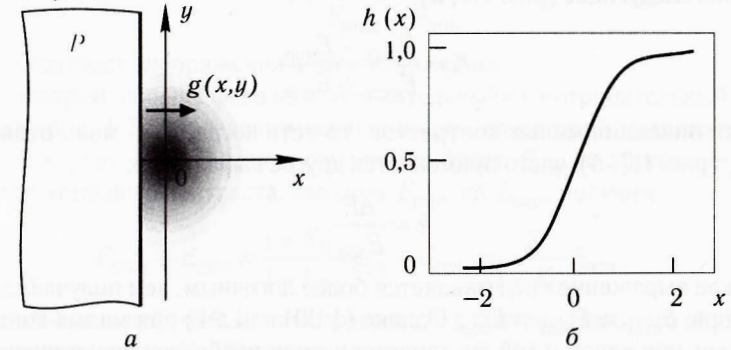


Рис. 1.6. Образование ФК. Масштаб по оси x на a и b различный

Замечание. Следует иметь в виду, что не всякая функция может быть использована для описания формы функции рассеяния точки. Например, из данного набора функций:

$$f_1(r) = \frac{A_1}{r}; \quad f_2(r) = \frac{A_2}{r^2}; \quad f_3(r) = A_3 (1-r) e^{-br^2};$$

$$f_4(r) = A_4 \sqrt{R^2 - r^2}, \quad 0 \leq r \leq R;$$

$$f_5(r) = \frac{A_5}{1+r^2}; \quad f_6(r) = A_6 e^{-ar} \cos br;$$

$$f_7(r) = A_7 e^{-cr^2},$$

где A_1, \dots, A_7, a, b, c — константы; $0 \leq r \leq \infty$, за исключением $f_4(r)$, для этой цели пригодны только $f_4(r)$ и $f_7(r)$:

$$A_4 = \frac{3}{2\pi R^3}; \quad A_7 = \frac{c}{2\pi}.$$

Остальные функции не подходят либо по условию нормируемости, либо по условию ФРТ > 0 .

1.4. Контраст изображения

Контраст является объективной характеристикой различимости отдельных деталей изображения. Наиболее распространенное выражение контраста изображения следующее (рис. 1.7, а):

$$K = \frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_{\max} + E_{\min}}. \quad (1.20)$$

Для описания малых контрастов, то есть когда E_{\max} мало отличается от E_{\min} (рис. 1.7, б), часто применяется другое выражение:

$$k = \frac{\Delta E}{E_{\text{осн}}}. \quad (1.21)$$

Такое выражение представляется более логичным, чем получающееся из (1.20) при $E_{\max} \approx E_{\min} = E_{\text{осн}}$. Однако (1.20) и (1.21) при малых контрастах дают значения одной и той же характеристики изображения, отличающиеся в два раза. Поэтому всегда надо ясно представлять, как определен контраст. **В дальнейшем будет использоваться определение контраста только по формуле (1.20).**

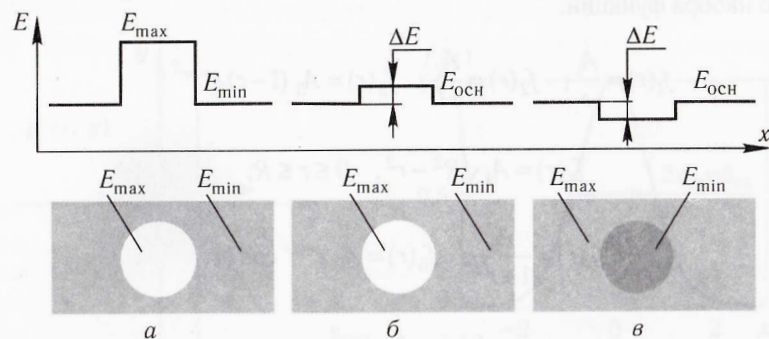


Рис. 1.7. К определению контраста:

а — большой контраст; б — малый контраст; в — «отрицательный» контраст

Контраст изображения зависит от уровня посторонней засветки, называемой фоном. Фон может образовываться, например, при рассеянии излучения. Так, при езде в тумане в светлое время суток видимость плохая, потому что рассеивается солнечный свет, а в темное время — потому что рассеивается свет фар автомобиля. Фон не содержит полезной информации. Если считать, что фоновая освещенность $E_{\text{фон}}$ в пределах изображения меняется медленно, контраст детали изображения можно выразить следующей формулой:

$$K_1^{\text{фон}} = \frac{(E_{\max} + E_{\text{фон}}) - (E_{\min} + E_{\text{фон}})}{(E_{\max} + E_{\text{фон}}) + (E_{\min} + E_{\text{фон}})} = \frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_{\max} + E_{\min} + 2E_{\text{фон}}} \quad (1.22)$$

или в другом виде

$$K_1^{\text{фон}} = \frac{K_0}{1 + \frac{2E_{\text{фон}}}{E_{\max} + E_{\min}}}, \quad (1.23)$$

где K_0 — контраст изображения в отсутствие фона.

Рассмотрим влияние фона на «положительный» и «отрицательный» контрасты (см. рис. 1.7). Обозначим освещенность, на которой выделяется изображение круга, $E_{\text{осн}}$. В одном случае это будет E_{\min} , в другом — E_{\max} . Для положительного контраста, заменив E_{\min} на $E_{\text{осн}}$, получим:

$$E_{\max} + E_{\min} = \frac{1 + K_0}{1 - K_0} E_{\text{осн}} + E_{\text{осн}} = \frac{2}{1 - K_0} E_{\text{осн}}.$$

Аналогичные действия можно произвести для отрицательного контраста, и после подстановки в (1.23) имеем

$$K_1^{\text{фон}}(\pm) = \frac{K_0}{1 + (1 \mp K_0) \frac{E_{\text{фон}}}{E_{\text{осн}}}}. \quad (1.24)$$

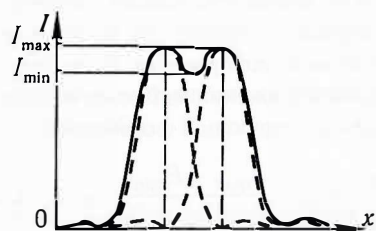
Отрицательный контраст $K(-)$ сильнее снижается при наложении фона, нежели положительный $K(+)$. Различие тем больше, чем больше контраст K_0 (в отсутствие фона).

Выше был введен термин «дифракционный предел». Дифракционное размытие изображений линии и точки послужило основой для формулирования критериев разрешающей способности некоторых оптических приборов. В связи с этим рассмотрим два примера.

Пример 1

Согласно критерию Рэлея, две монохроматические линии равной интенсивности в спектрографе «разрешаются», если главный максимум интенсивности одной линии совпадает с первым минимумом другой (см. рисунок). Распределение интенсивности в каждой линии описывается

распределением в дифракции света на щели (1.6). Определим величину провала и контраст провала.



Первый нуль функции $\text{sinc}(z)$ находится при $z_1 = \pi$. Таким образом, в середине провала складываются интенсивности света при $z_1 = \pi/2$:

$$\frac{I_{\min}}{I_{\max}} = 2 \left[\frac{\sin \pi/2}{\pi/2} \right]^2 = \frac{8}{\pi^2} \approx 0,811.$$

Контраст провала $K \approx 0,104$.

Пример 2

Распространив критерий Рэлея на дифракционные изображения двух точек, можно определить величину провала и контраст провала.

Распределение освещенности в каждой точке описывается формулой (1.1). Первый нуль функции $J_1(z)$ $z_1 \approx 3,83$. Аналогично тому,

как было сделано в примере 1, получим $\frac{I_{\min}}{I_{\max}} = 2 \left[\frac{2 \cdot J_1(z_1/2)}{z_1/2} \right]^2 \approx 0,73$.

Контраст провала $K \approx 0,214$.

1.5. Влияние формы ФРТ на передачу контраста

Понятие разрешаемого элемента значительно упрощает оценку качества изображения. В то же время учет формы ФРТ может привести к значительным ошибкам. Например, путем просвечивания определяется структура объекта, состоящего из различных слоев. Пусть речь идет о точности измерения положения границы внутреннего слоя объекта, имеющей расчетный контраст K_0 . Если проецирующая система имеет разрешаемый элемент δ_0 , то, как ожидается, точность измерения равна δ_0 при сохранении величины контраста K_0 . На это настроена регистрирующая аппаратура.

Определение положения границы с точностью 1 разрешаемый элемент изображения (р. э.) означает, что нужно зафиксировать разность освещенностей в двух соседних р. э. На рис. 1.8 показано распределение освещенности при передаче перепада яркости в виде ступеньки приборами, имеющими ФРТ в виде цилиндра и в виде гауссоиды. Напомним, что размер р. э. определяется на половине высоты распределения ФРТ. Вычисления показывают, что контраст соседних р. э. составит:

- для ФРТ в виде цилиндра $K_2 = 0,78K_0$;
- для ФРТ в виде гауссоиды $K_2 = 0,66K_0$.

Если возмущение яркости объекта имеет вид длинной полоски (зазор между слоями модели, тонкий слой более плотного вещества), снижение контраста

будет зависеть от ширины этой полоски. На рис. 1.9 показано распределение освещенности после проецирования полоски, если на объекте оно имело вид прямоугольной функции высотой 1. ФРТ имеет вид гауссоиды. Вычисления показывают, что для полоски шириной в 1 р. э. $K_3 = 0,66K_0$. Кроме того, происходит снижение максимума $E(x)$.

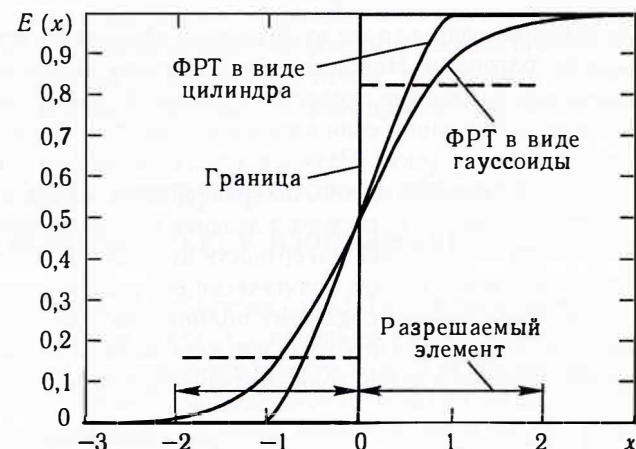


Рис. 1.8. К влиянию формы ФРТ на контраст двух соседних разрешаемых элементов в изображении границы:

--- — средние уровни освещенности в соседних р. э. для гауссовой формы ФРТ

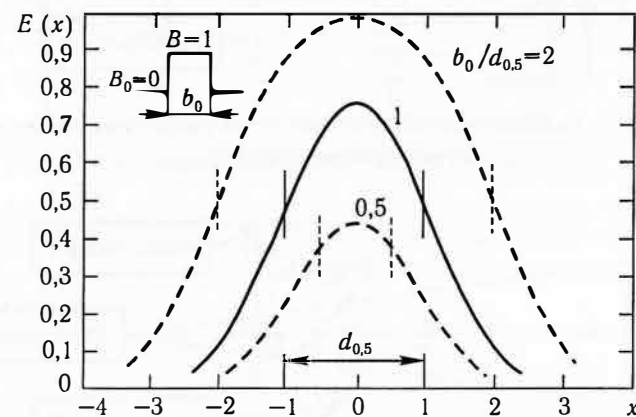


Рис. 1.9. Распределение освещенности при проецировании длинной полоски с прямоугольным распределением яркости.

Размер р. э. на полувысоте постоянный ($d_{0,5} = 2$). Ширина полоски $b_0 = 4; 2; 1$

Таким образом, и для измерения положения границы в виде ступеньки с точностью 1 р. э., и для критерия обнаружения полосы шириной 1 р. э. следует (в случае гауссовой формы ФРТ) вводить одинаковую поправку к контрасту — 0,66.

1.6. Размножение изображений

Иногда необходимо одно и то же изображение объекта регистрировать несколькими регистраторами. Например, регистраторы имеют различную чувствительность или различные скорости временной развертки для расширения диапазона регистрации, если заранее не известны характеристики изучаемого явления или объекта. Размножить изображение после входа в основную оптическую систему можно, по крайней мере, двумя способами.

Один из способов (рис. 1.10) состоит в делении светового пучка в непосредственной близости от последней поверхности входной ОС. В этом месте световые лучи от всех точек объекта практически равномерно перемешаны, и любая часть светового пучка содержит полное изображение, только с меньшей яркостью. В этом варианте даже при идеальном качестве делящих зеркал разрешение системы в целом должно ухудшиться из-за дифракции на

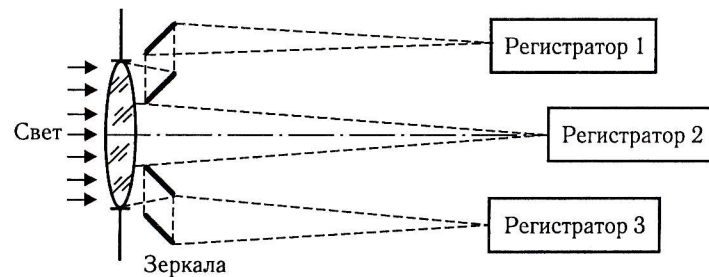


Рис. 1.10. Размножение изображения путем деления светового пучка глухими зеркалами



Рис. 1.11. Размножение изображения путем деления светового пучка полупрозрачными (---) и глухими (—) зеркалами

краю зеркал. Скорее всего, это ухудшение будет несущественным по сравнению с абберационными искажениями оптической системы.

В другом способе размножения изображения (см. рис. 1.11) используется деление светового пучка полупрозрачными зеркалами. При этом возможны значительные потери света и искажения спектра светового пучка — все зависит от технологии изготовления полупрозрачных зеркал.

Оба способа предполагают, что входная оптическая система, формирующая изображение — длиннофокусная. В ее фокусе образуется промежуточное изображение. Что касается регистраторов, то они, как правило, имеют также свою фокусирующую оптику, настроенную на это промежуточное изображение.

1.7. Связь между яркостью объекта и освещенностью в изображении

Предположим, что объектив (рис. 1.12) с параметрами D , F и коэффициентом пропускания света $\tau_{об}$ проецирует изображение плоского объекта с ламбертовым распределением яркости $B(x, y)$ на плоский экран. Считаем, что световые пучки — узкие*. Световой поток $dF = B\Omega dS$ попадает в объектив, часть его $dF \cdot \tau_{об}$ проходит через объектив, падает на площадку dS' . Можно записать

$$B\Omega \tau_{об} dS = E dS' \quad (1.25)$$

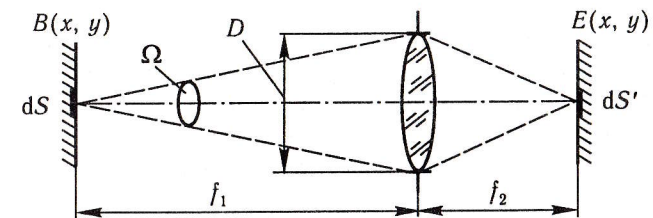


Рис. 1.12. К определению освещенности в изображении

Обозначим масштаб проецирования

$$m = f_2 / f_1.$$

Далее имеем

$$\Omega = \frac{\pi D^2}{4 f_1^2}; \quad \frac{dS}{dS'} = \frac{f_1^2}{f_2^2},$$

отсюда

* Это допущение «малых углов» делается только для упрощения вывода окончательной формулы, которая справедлива в общем случае [2]. Условие, что плоскость объекта является ламбертовым источником, позволяет не учитывать угловое распределение $B(x, y)$ при достаточно больших углах Ω .

При высоких уровнях освещенности образуется сразу много ионов Vg^- и Ag^+ , в результате возникает конкуренция между захватом электрона ионом серебра и образованием снова пары $AgVg$; то есть опять реализуется не весь потенциальный массив СИ.

При очень низких температурах процессы релаксации сильно замедляются и НВЗ исчезает. Но одновременно значительно снижается чувствительность фотослоя из-за низкой подвижности носителей заряда. НВЗ зависит также от времени проявления.

Практически невзаимозаменяемость может проявиться, например, в следующей ситуации. Чувствительность фотопленки была определена при экспонировании фотопленки в течение долей секунды, например, 0,1 с. Длительность кадра при регистрации изучаемого процесса составила 10 мкс, то есть на четыре порядка меньше. С большой вероятностью будет иметь место НВЗ, то есть чувствительность фотопленки при регистрации окажется ниже, чем была определена при калибровке.

5.5. Чувствительность фотопленок

5.5.1. Фотопленки оптического диапазона

Светочувствительностью фотослоя называется величина S , обратная количеству освещения H , необходимому для создания на фотослое некоторой оптической плотности D . В отечественной литературе для фотопленок **оптического диапазона** указывается, согласно ГОСТ 1069-63, светочувствительность при плотности $0,85 D$ над уровнем вуали.

$$S = \frac{10}{H_{D_0+0,85}} \left[\frac{1}{\text{лк} \cdot \text{с}} \right] \quad (5.5)$$

Напомним, что $1 \text{ лк} = 1 \text{ лм} / \text{м}^2$, а между световыми и энергетическими единицами существует связь

$$\Phi (\text{лм}) = 683 \frac{\text{лм}}{\text{Вт}} \int P_\lambda V_\lambda d\lambda, \quad (5.6)$$

где P_λ — спектральная плотность излучения, Вт/нм; V_λ — кривая видности для глаза [2] (см. также рис. 8.11); λ — длина волны, нм.

Для высококоростной фотографии используются особо чувствительные фотопленки, с чувствительностью порядка 10^3 , контрастностью ≈ 2 , разрешающей способностью $N = 100 \dots 150 \text{ п. л./мм}$. Например,

$$\text{изопанхром Т-24: } S = 4500 \text{ лк}^{-1} \text{с}^{-1}, \quad \gamma = 1,6, \quad N = 40 \text{ п. л./мм};$$

$$\text{изопанхром Т-17: } S = 400 \text{ лк}^{-1} \text{с}^{-1}, \quad \gamma = 2, \quad N = 150 \text{ п. л./мм}.$$

Чем выше чувствительность, тем меньше разрешение. Это связано с размерами микрокристаллов: чем они больше, тем легче образуется устойчивое скрытое изображение; но зато ухудшается разрешение.

Следует учитывать, что фотопленки оптического диапазона чувствительны также к ионизирующим излучениям. Чувствительный слой их сравнительно тонок, поэтому для фотонов с энергией порядка 1 МэВ потери светового изображения происходят при экспозиционной дозе порядка 1 Р.

Использование фотометрических величин иногда неудобно. Для пояснения связи между фотометрической и энергетической чувствительностями рассмотрим два примера.

Пример 1

Чувствительность фотопленки $200 \text{ лк}^{-1} \text{с}^{-1}$, выразим её в Дж/см². Будем считать, что спектр излучения $P_\lambda = \text{const}$ в интервале чувствительности глаза 400...750 нм.

Воспользуемся формулой (5.5),

$$H_{D_0+0,85} = \frac{1}{20} (\text{лк} \cdot \text{с}) = \frac{10^{-4}}{20} \left(\frac{\text{лм} \cdot \text{с}}{\text{см}^2} \right).$$

Вычисление интеграла (5.6) дает $P_\lambda \cdot 100 \text{ нм}$, тогда как мощность излучения в интервале 400...750 нм составляет $P_\lambda \cdot 350 \text{ нм}$. То есть в среднем эффективность излучения в 3,5 раза меньше, чем если бы оно было сосредоточено вблизи максимума чувствительности глаза. Поэтому для данных условий можно произвести замену $1 \text{ лм} \approx (3,5/683) \text{ Вт}$. Таким образом, получаем оценку чувствительности для спектрального интервала 400...750 нм:

$$H_{D_0+0,85} \approx 2,56 \cdot 10^{-8} \text{ Дж/см}^2.$$

Пример 2

Изменим условие примера 1, а именно, будем считать, что распределение P_λ совпадает с распределением спектральной чувствительности глаза V_λ .

Мощность излучения в интервале 0,40...0,75 мкм составляет, согласно примеру 1, $P_\lambda \cdot 100 \text{ нм}$. Вычисление интеграла в (5.6) дает $P_\lambda \cdot 77,2 \text{ нм}$. По аналогии с примером 1 получаем оценку $H_{D_0+0,85} \approx 0,95 \cdot 10^{-8} \text{ Дж/см}^2$.

5.5.2. Рентгеновские фотопленки

Для рентгеновских фотопленок указывается чувствительность в **обратных рентгенах**. Чувствительность есть величина, обратная экспозиции, необходимой для того, чтобы оптическая плотность на 0,85 превышала

оптическую плотность вуали, при напряжении на рентгеновской трубке 80 кВ. Вместо уровня 0,85 иногда указываются другие плотности почернения над уровнем вуали (например, 0,50).

Уровень вуали у свежих рентгеновских фотопленок $D_0 \approx 0,15$, по мере старения он возрастает. Собственное разрешение рентгеновских фотопленок 50...70 п. л./мм. Коэффициент контрастности $\gamma = 2,5...3$, чувствительность без усиливающих экранов от 10 до 100 P^{-1} .

Например, чувствительность пленки РМ-2 составляет 40 P^{-1} ; это значит, что для получения плотности 0,85 над вуалью ее нужно экспонировать излучением рентгеновской трубки с напряжением 80 кВ до экспозиционной дозы 0,025 Р. Пересчет чувствительности рентгеновских пленок на другие энергии фотонов можно производить с помощью таблиц эквивалентных доз (например, в работе [13]).

Следует учитывать также, что по отношению к видимому свету рентгеновские фотопленки очень чувствительны: эта же РМ-2 имеет $S = 500 \text{ лк}^{-1}\text{с}^{-1}$ (табл. 5.1).

Таблица 5.1

Характеристики рентгеновских фотопленок [14, 15]

Характеристика	Тип фотопленки			
	РМ-1	РМ-2	РТ-1	РТ-2
Чувствительность для $\lambda = 0,45 \text{ \AA}$ (25 кэВ), P^{-1}	26	40	10	33
Чувствительность к ТИ при $U = 80 \text{ кВ}^*$, P^{-1}	18	20	–	–
Чувствительность к видимому свету, $\text{лк}^{-1}\text{с}^{-1}$	400	500	100	450
Контрастность	2,5	2,8	3,0	3,0
Разрешение, п. л./мм	75	75	70	75
Плотность вуали	0,13	0,15	0,15	0,15
Чувствительность с экраном УФДМ (80 кВ)*	300 (280)	400	100	350 (300)
Контрастность с УФДМ (к концу гарантии)	2,8 (2,3)	3,0	–	3,0 (2,5)
Разрешение с УФДМ, п. л./мм	13	13	13	13
Плотность вуали с экраном (к концу гарантии)	0,2 (0,3)	–	–	0,2 (0,5)

* Непрерывный спектр тормозного излучения с граничной энергией 80 кэВ.

Пример

В эксперименте с просвечиванием используется импульсный источник γ -излучения со средней энергией фотонов $E_\gamma = 3 \text{ МэВ}$, интегралом

яркости за импульс $B_{\text{инт}} = 10^{13} \text{ } \gamma\text{-квантов/см}^2\text{-ср}$, диаметром излучающей области $d_n = 1 \text{ см}$. Чувствительность фотопленки $S = 100 P^{-1}$. Требуется определить, какой толщины свинцовый объект можно просветить с разрешением $\delta_0 = 3 \text{ мм}$, если расстояние фотопленки от объекта $L_2 = 50 \text{ см}$.

В справочнике [13] приведено: коэффициент ослабления излучения в свинце $\mu = 0,871 \text{ см}^{-1}$, флюенс $\phi_\gamma = 1 \text{ } \gamma\text{-квант/см}^2$ при энергии кванта 3 МэВ эквивалентен дозе $\delta_\gamma = 1 \cdot 10^{-9} \text{ Р}$. Далее можно использовать схему на рис. 3.18 и формулы п. 3.3. Пучок излучения с яркостью B_n , падающий на площадку dS фотопленки, заключен в конусе с диаметром основания δ_0 и высотой L_2 . Освещенность фотопленки

$$E = \frac{\pi \delta_0^2}{4L_2^2} B_n.$$

Интеграл освещенности фотопленки за время импульса есть экспозиция. С учетом ослабления в свинце толщиной $d_{\text{Рб}}$ для получения качественного изображения необходимо удовлетворить условию:

$$\frac{\pi \delta_0^2}{4L_2^2} B_n \delta_\gamma e^{-\mu d_{\text{Рб}}} = \frac{1}{S}.$$

После вычислений получаем $d_{\text{Рб}} \approx 3,8 \text{ см}$.

5.6. Зернистость и гранулярность фотопленки

5.6.1. Зернистость

При большом увеличении фотоснимка при фотопечати заметна зернистая структура изображения. Это субъективное восприятие. Видимыми становятся не отдельные зерна серебра, так как их размеры бывают от 0,03 (низкочувствительные фотослои) до 1,5 мкм. Видимы случайные изменения (флуктуации) концентрации проявленных зерен. Зернистость является свойством фотопленок и численно описывается **фактором зернистости** [16]

$$G_M = \frac{100}{M_{\text{пред}}}, \quad (5.7)$$

где $M_{\text{пред}}$ — увеличение, при котором невооруженным глазом обнаруживаются первые следы зернистости.

5.6.2. Гранулярность

Объективной характеристикой флуктуаций почернения является измеряемая приборами гранулярность. Для пояснения понятия «гранулярность»,

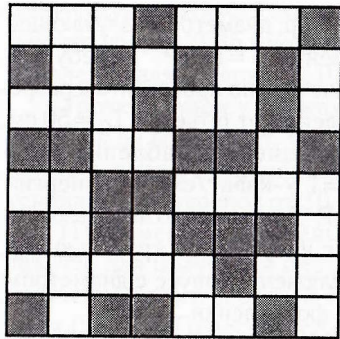


Рис. 5.9. Модель фотографического слоя — «шахматная доска»

рассмотрим простейшую модель проявленного фотослоя — «модель шахматной доски», на которой черные и белые квадраты разбросаны случайным образом (рис. 5.9). Черные квадраты обозначают зерна серебра и не пропускают свет, белые, наоборот, совершенно прозрачны.

Будем теперь сканировать доску диафрагмой с квадратным отверстием:

$A = l^2$ — площадь отверстия диафрагмы; m — число белых квадратов; n — число черных квадратов, попавших в поле диафрагмы; $N = m + n$ — полное число квадратов; $a = l^2$ — площадь каждого квадрата.

Вероятность того, что случайно выбранный квадрат окажется прозрачным, при большом числе квадратов равна отношению прозрачной площади ко всей площади диафрагмы

$$\rho = \frac{\bar{m}}{N} = \bar{T}, \quad (5.8)$$

где T — коэффициент пропускания света, а черта сверху обозначает средние величины.

Вероятность того, что ровно m квадратов из N окажутся прозрачными, дается биномиальным распределением

$$P_N(m) = \frac{N!}{m!(N-m)!} \rho^m (1-\rho)^{N-m}; \quad \rho = \bar{T}. \quad (5.9)$$

При большом числе квадратов

$$\sigma_m^2 = \rho(1-\rho)N = \bar{T}(1-\bar{T})N. \quad (5.10)$$

По определению

$$\sigma_T^2 = \overline{(T-\bar{T})^2} = \overline{\left(\frac{m}{N}\right)^2} - \left(\frac{\bar{m}}{N}\right)^2 = \frac{\overline{m^2} - \bar{m}^2}{N^2} = \frac{\sigma_m^2}{N^2}, \quad (5.11)$$

тогда из (5.10) и (5.11):

$$\sigma_T^2 = \frac{\bar{T}(1-\bar{T})N}{N^2} = \frac{\bar{T}(1-\bar{T})}{N} = \frac{a}{A} \bar{T}(1-\bar{T}). \quad (5.12)$$

Учитывая, что средние величины и размер квадрата постоянны, для среднеквадратичного отклонения пропускания получаем формулу, выражающую закон Селвина для пропускания:

$$\sigma_T \sqrt{A} = \text{const}. \quad (5.13)$$

Аналогичное выражение можно записать для среднеквадратичного отклонения плотности почернения. Действительно

$$\begin{aligned} \Delta D &= D - \bar{D} = \lg \frac{1}{T} - \lg \frac{1}{\bar{T}} = -\lg \left(\frac{T}{\bar{T}} + 1 - 1 \right) = \\ &= -\lg \left(1 - \frac{T - \bar{T}}{\bar{T}} \right) \approx -0,43 \frac{\Delta T}{\bar{T}}, \end{aligned} \quad (5.14)$$

то есть

$$\sigma_D = \sqrt{\Delta D^2} = \frac{0,43}{\bar{T}} \sigma_T. \quad (5.15)$$

Таким образом, для флуктуаций плотности почернения получаем, аналогично (5.13):

$$\sigma_D \sqrt{A} = \text{const} = G_D. \quad (5.16)$$

Постоянная G_D (или просто G) называется **гранулярностью**. Размерность $[G] = \text{мкм}$.

Вывод закона Селвина для круглых перекрывающихся зерен можно найти в работе [17]; из него, в частности, следует, что при уменьшении площади диафрагмы, когда в поле диафрагмы попадает всего несколько зерен, гранулярность также уменьшается. Но при этом измерение плотности почернения теряет смысл.

Из теории фотографических слоев следует, что гранулярность медленно возрастает с увеличением чувствительности фотопленок, поскольку чувствительность связана с размером микрокристаллов.

На основании многочисленных измерений найдена корреляция между фактором зернистости и среднеквадратичной флуктуацией плотности почернения при сканировании фотослоев окном $100 \times 100 \text{ мкм}^2$ [18]:

$$\bar{\sigma}_D = 0,00239 G_M - 0,0001; \quad \bar{G}_M = 392 \sigma_D + 1,38. \quad (5.17)$$

Например, для фотопленки РФ-3 в работе [16] приведено $G_M = 20$. Из формул (5.17) получаем $\bar{\sigma}_D = 0,048$, соответственно $G = 4,8 \text{ мкм}$.

5.6.3. Погрешность определения экспозиции

Когда сканируется изображение, чтобы из распределения плотности почернения получить распределение экспозиций, получается неровная кривая (рис. 5.10). Причины такого «шума» могут быть различные, но предположим, что это — следствие гранулярности фотопленки. Наличие шума делает

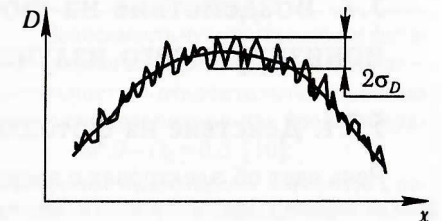


Рис. 5.10. Фотометрическая кривая

неопределенными измерения плотности почернения в каждой отдельной точке этой кривой:

$$\pm \bar{\delta}_D = \sigma_D = \frac{G}{\sqrt{A}}. \quad (5.18)$$

Можно ввести коэффициент «шум/сигнал»:

$$K_{ш/с} = \frac{\sigma_D}{D} = \frac{G}{D\sqrt{A}}. \quad (5.19)$$

Таким образом, перевод плотности почернения в экспозицию в данной точке также осуществляется с неопределенностью. Если измерения производятся на линейном участке характеристической кривой фотопленки, то

$$D = D_0 + \gamma \lg H, \quad \delta D = 0,43 \gamma \frac{\delta H}{H},$$

и погрешность измерений в данной точке составит

$$\frac{\delta H}{H} \approx \frac{2,3}{\gamma} \cdot \frac{G}{\sqrt{A}}. \quad (5.20)$$

При увеличении размера сканирующей диафрагмы амплитуда отклонений плотности почернения от среднего значения уменьшается. Но при этом возможны искажения самого изображения, так как чем больше отверстие, тем уже его ЧКХ. Пространственные спектры отверстия и изображения при сканировании перемножаются, и спектр сканированного изображения в области высоких частот будет значительно отличаться от спектра исходного изображения.

Аналогичный результат получается при «скользящем» усреднении матрицы чисел сканированного изображения в компьютере.

Можно интерпретировать сканирование изображения как фильтрацию зашумленного сигнала. Простых рекомендаций по оптимальному фильтрованию изображений не существует. Выбор оптимального фильтра в двумерном случае можно в настоящее время произвести только на моделях с известным спектром или методом проб.

5.7. Воздействие на фотопленку ионизирующего излучения

5.7.1. Действие на фотопленку электронных пучков

Речь идет об электронах с энергиями E_e от единиц до 100 кэВ, которые, например, используются в электронных микроскопах.

Электрон, попадая в микрокристалл AgBr, генерирует электронно-дырочные пары; происходит захват электронов ионами серебра, затем образование устойчивых зародышей скрытого изображения. Например, электрон с энергией 75 кэВ теряет 1200 эВ в МК размером 0,5 мкм, образуя около 200 электронов проводимости.

Характеристическая кривая фотопленки для электронов имеет вид (рис. 5.11):

$$\frac{D - D_0}{D_{\max}} = 1 - e^{-AH}, \quad (5.21)$$

где A — константа.

Воздействие одного электрона на МК во много раз эффективнее, чем воздействие оптического фотона, поэтому в изображении, получаемом в электронах, преобладают флуктуации, связанные не со статистикой зерен в фотослое, а со статистикой электронного пучка.

Чувствительность фотопленок к электронному пучку обычно выражают как D/q , где $[q]$ = заряд/площадь.

Выход проявленных зерен растет с ростом энергии электронов в пучке до тех пор, пока пробег электрона укладывается внутри слоя эмульсии. При больших E_e чувствительность падает, так как конец пробега (где плотность ионизации наибольшая) приходится на подложку. Для обычных эмульсий максимум чувствительности расположен в области энергии электронов около 75 кэВ. Качественно эта зависимость показана на рис. 5.12 для фотопленок с фотослоем с одной стороны и с двух сторон подложки (двухсторонний полив). При двухстороннем поливе сначала эффективно активируются МК слоя, расположенного со стороны падения электронного пучка, затем слоя, расположенного с другой стороны подложки.

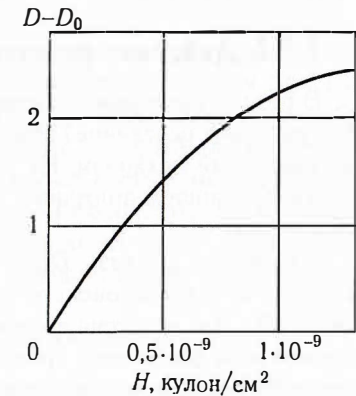


Рис. 5.11. ХК при облучении электронным пучком [10]

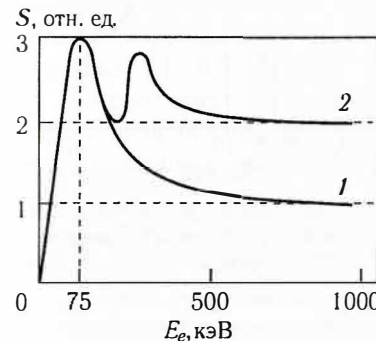


Рис. 5.12. Зависимость чувствительности фотопленки от энергии электронов. По оси ординат — чувствительность в относительных единицах при плотности почернения над уровнем вуали $D - D_0 = 0,3$ [10];

1 — односторонний полив; падение электронов ⊥ поверхности фотопленки; 2 — двухсторонний полив, падение электронов ⊥ поверхности фотопленки

Отметим, что явление невязимозаместимости при облучении электронами отсутствует. Это обусловлено высокой вероятностью образования устойчивого центра СИ при попадании одного электрона в микрокристалл.

5.7.2. Действие рентгеновских лучей и гамма-квантов

В результате взаимодействия фотонов с эмульсией и МК (фотоэффект, некогерентное рассеяние) возникают быстрые электроны. Далее действует уже известный механизм. На рис. 5.13 приведена ХК рентгеновской фотопленки. Обращаем внимание, что шкала экспозиции линейная, а не логарифмическая.

При малых D связь $D(H)$ линейна. При больших D часть поглощенной энергии рентгеновского излучения уходит на экспонированные уже зерна AgBr . Для рентгена средних энергий (десятки кэВ) доказано, что один поглощенный фотон дает проявленное зерно. Если при поглощении одного фотона происходит экспонирование не одного, а большего числа МК, то растет крутизна кривой. При малых энергиях фотонов (0,3...5 кэВ) вероятность активации МК уменьшается, и наблюдается нелинейность ХК.

Для сравнения на рис. 5.13 приведена также ХК для видимого света.

При высоких энергиях фотонов также может нарушаться линейность ХК — из-за того, что комптоновские электроны высоких энергий в начале пробега мало отдают энергии микрокристаллу. В то же время в толстых эмульсиях один фотон может активировать несколько и даже десятки зерен. Высокая

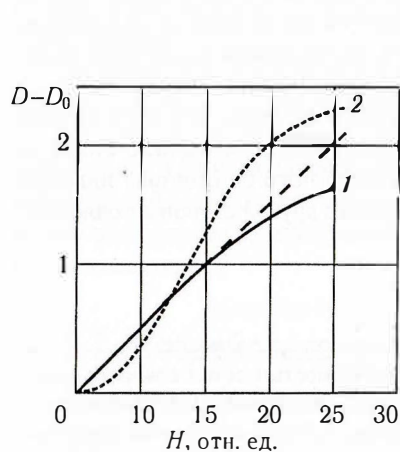


Рис. 5.13. ХК рентгеновской фотопленки:

1 — рентгеновские лучи без фильтра;
2 — видимый свет

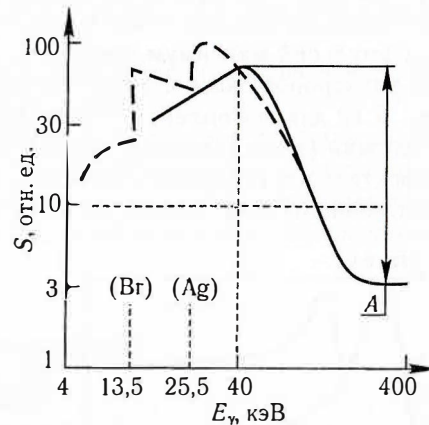


Рис. 5.14. Зависимость чувствительности рентгеновской фотопленки от энергии излучения:

--- — монохроматическое освещение;
— — фильтррованный сплошной спектр

вероятность активации МК одним фотоном приводит к отсутствию НВЗ в области рентгеновского и гамма-излучения.

Зависимость чувствительности рентгеновской пленки от энергии фотонов представлена на рис. 5.14.

Наблюдается максимум чувствительности фотопленки при монохроматическом освещении $E_\gamma \approx 30$ кэВ. Скачки чувствительности при 13,5 и 25,5 кэВ обусловлены фотопоглощением на К-скачках брома и серебра соответственно. После спада чувствительности, который для различных фотопленок составляет $A = 10 \dots 50$ раз, чувствительность изменяется слабо.

Гранулярность в рентгеновской и γ -области фотонного спектра значительно выше, чем в видимом свете, так как один квант может активировать группу зерен. В результате этого появляется дополнительная «пятнистость».

5.7.3. Действие нейтронов на фотопленку

Образование СИ в этом случае также происходит через промежуточные заряженные частицы. Для быстрых нейтронов основной механизм — образование протонов отдачи и далее — ионизационное возбуждение. Расчеты показывают [10], что для образования одного протона в эмульсии необходимо примерно $2 \cdot 10^5$ быстрых нейтронов. Протон отдачи при попадании в микрокристалл производит большую плотность ионизации. Благодаря этому вероятность образования СИ практически равна 1, и явление НВЗ отсутствует.

В области тепловых нейтронов возможен захват нейтронов ядрами Ag и Br с образованием β -активных ядер. На образование одного β -активного ядра необходимо примерно $3 \cdot 10^3$ тепловых нейтронов. Энергия β -частиц в среднем 0,1...0,5 МэВ.

Следует отметить, что достаточно корректно прокалибровать фотопленку на нейтронах практически невозможно из-за сопутствующего гамма-излучения.

На рис. 5.15 приведена ориентировочная чувствительность фотопленки при облучении частицами и фотонами различных энергий.

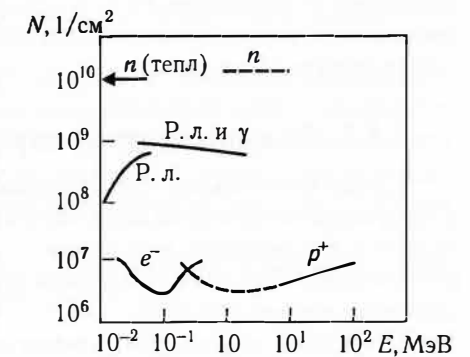


Рис. 5.15. Ориентировочный флюенс частиц, необходимый для создания $D - D_0 = 0,5$ на рентгеновской пленке с односторонним поливом [10]:

штриховые линии — расчет

5.8. Усиливающие экраны

Взаимодействие рентгеновских лучей с фотопленкой приводит к образованию зародышей СИ. Промежуточным звеном являются быстрые электроны, возникающие в результате фотоэффекта или комптоновского рассеяния. Вероятность попадания электрона в зерно сравнительно невелика, так как даже у самых чувствительных пленок зерна занимают не более 10% объема фотоэмульсии. Еще хуже ситуация при регистрации мегаэлектронвольтовых фотонов, сечение взаимодействия которых с элементами, входящими в состав фотопленки, значительно ниже.

Для повышения чувствительности регистрации используются усиливающие экраны, к которым плотно прижимается фотопленка.

5.8.1. Металлические экраны

Экраны в виде пластин из тяжелых металлов (свинец, тантал) создают дополнительный поток комптоновских электронов, увеличивая вероятность образования СИ. При напряжении на рентгеновской трубке ≥ 100 кВ добавляются электроны от фотоэффекта на К-уровнях этих элементов. Металлические усиливающие экраны применяются сравнительно редко, более распространены люминесцентные экраны.

5.8.2. Люминесцентные экраны

Используют экраны, состоящие из порошка люминофора, нанесенного в связующем веществе на картонную основу. Наиболее распространенными являются люминофоры-вольфраматы: CaWO_4 , CdWO_4 . Под воздействием рентгеновского или гамма-излучения они светятся, производя поверхностную активацию микрокристаллов.

Коэффициент усиления экранов зависит от спектра регистрируемого излучения и при напряжении на рентгеновской трубке 80 кВ равен 15...20. В области мегаэлектронвольтовых энергий он значительно ниже, для одного экрана не более 5...6 (рис. 5.16). Можно использовать два усиливающих экрана. Можно к люминесцентному экрану добавить металлический: комптоновские электроны из металлического экрана пронизывают фотопленку и люминофор, усиливая его свечение.

Однако наряду с выигрышем в чувствительности использование усиливающих экранов приводит к ухудшению качества изображения. Во-первых, из-за рассеяния регистрируемого излучения и света в экране ухудшается пространственное разрешение (см. табл. 5.1). Во-вторых, вспышки света в экране создают дополнительную пятнистость изображения. Это явление получило название «квантовые клубки».

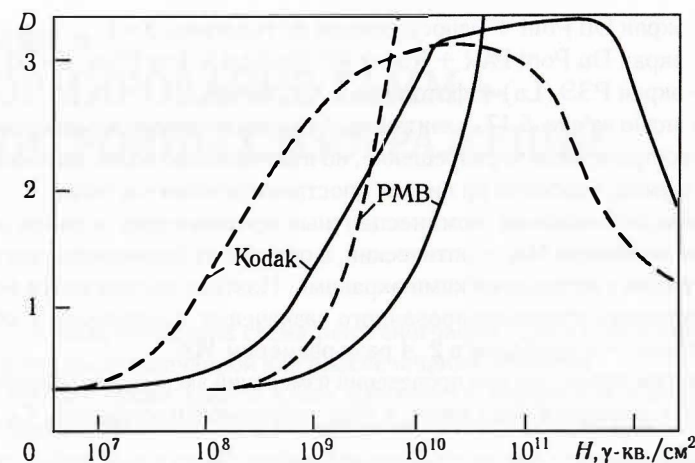


Рис. 5.16. Характеристические кривые рентгеновских фотопленок:

— без усиливающих экранов; ---- с двумя усиливающими экранами ЭУВ2А. Энергия γ -квантов 1,25 МэВ (источник излучения — ^{60}Co). Погрешность измерения на возрастающем участке ХК $\pm 0,05 D$ ($P=0,95$). Проявитель КЦ-1, 20°С, 6 минут

Например, в 1970-х годах за рубежом в рентгеновской медицинской технике ($U_{\text{трубки}} = 80 \dots 100$ кВ) стали широко применяться особо эффективные экраны с редкоземельными элементами (РЗЭ). К-скачок фотоэффекта у РЗЭ находится в области 40 кэВ, где интенсивность спектра трубки велика. Фотоэлектроны производят в люминофоре мощную вспышку, которая регистрируется фотослоем.

На рис. 5.17 приведены результаты исследований трех комбинаций «фотопленка + экран» различной чувствительности S [19]:

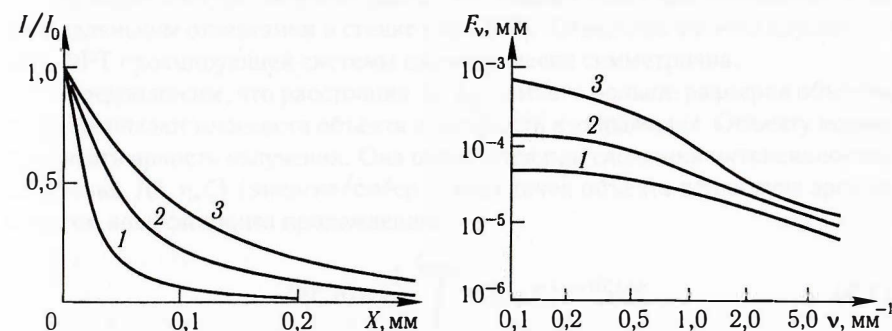


Рис. 5.17. Результаты исследований трех комбинаций «экран + фотопленка»:

а — ФРЛ; б — мощность спектра шума. Параметры экранов и фотопленки см. в тексте

- 1 – экран Du Pont + односторонняя фотопленка, $S=1$;
 2 – экран Du Pont PAR + Kodak RP Medical X-Ray Film, $S=10$;
 3 – экран РЗЭ (La) + фотопленка ХМ, $S=80$.

Как видно из рис. 5.17, «лантановый» экран имеет не только сравнительно низкое пространственное разрешение, но и значительно более высокий уровень спектра шумов, особенно на низких пространственных частотах.

При использовании люминесцентных усиливающих экранов основной механизм активации МК – оптический, в отличие от безэкранной регистрации и регистрации с металлическими экранами. Поэтому выпускаются рентгеновские фотопленки специализированного назначения: «экранные» и «безэкранные», первые – с меньшим в 2...4 раза размером МК.

Отметим также, что при проведении измерений экспозиции рентгеновскими пленками с экранами надо иметь в виду невязанность. Со стороны

Глава 6

ФОРМИРОВАНИЕ ГАММА-НЕЙТРОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

В п. 3.3 была приведена схема рентгенографии, одного из направлений радиографии, предназначенной для просвечивания объектов.

Существует также другой класс измерений: получение изображения самосветящихся объектов. Такие измерения называются автордиографией. Автордиография, как и радиография, предназначена для изучения внутренней структуры, формы и размеров объектов, но изображение объектов получается в результате регистрации их собственных излучений. В практически важных приложениях регистрируются гамма- и нейтронные изображения.

Для автордиографии необходимо устройство, формирующее изображение светящегося объекта. В отличие от оптического диапазона, для гамма- и нейтронных пучков неприменимы отражающие и преломляющие элементы. Для формирования гамма-нейтронных изображений применяется несколько специфических способов, простейшие из них рассмотрены в этой главе.

6.1. Камера-обскура

6.1.1. Устройство и принцип действия

Камера-обскура известна давно. Это темный ящик или помещение с одним маленьким отверстием в стенке (рис. 6.1). Отверстие обычно круглое, то есть ФРТ проецирующей системы цилиндрически симметрична.

Предположим, что расстояния L_1, L_2 намного больше размеров объекта, тогда возникают плоскости объекта и плоскости изображения. Объекту можно приписать яркость излучения. Она образуется при сложении интенсивностей излучения $I(\xi, \eta, \zeta)$ (энергия/см³ср·с) всех точек объекта вдоль луча зрения, с учетом коэффициента прохождения:

$$B(\xi, \eta) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\zeta_{\max}} I(\xi, \eta, \zeta) e^{-\tau(\zeta)} d\zeta, \quad (6.1)$$

где $\tau(\zeta)$ – оптическая толщина объекта для выхода излучения; $I(\xi, \eta, \zeta)$ – интенсивность излучения, содержит также и рассеянную составляющую.

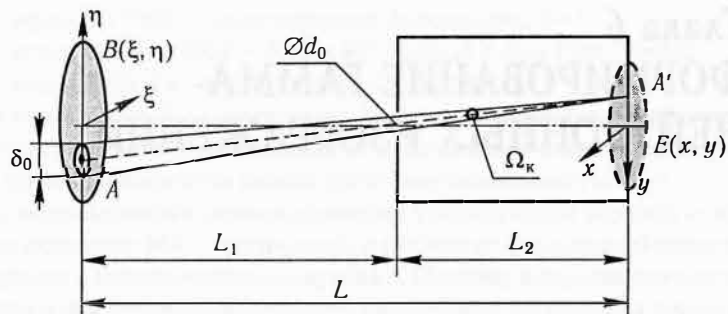


Рис. 6.1. Принцип действия камеры-обскуры

Масштаб проецирования

$$m = \frac{L_2}{L_1} \tag{6.2}$$

Размер р. э. по объекту

$$\delta_0 = d_0 \left(\frac{L_1 + L_2}{L_2} \right) = d_0 \left(1 + \frac{1}{m} \right) \tag{6.3}$$

Размер р. э. по экрану

$$\delta_э = d_0 \left(\frac{L_1 + L_2}{L_1} \right) = d_0 (1 + m) \tag{6.4}$$

Освещенность экрана E (энергия/см²с) получается в результате сложения яркости лучей в пределах телесного угла Ω_k (рис. 6.1). В частном случае, когда в пределах разрешаемого элемента δ_0 яркость объекта постоянна, получается простое для оценок выражение:

$$E = B \Omega_k = \frac{\pi d_0^2 \left(1 + \frac{1}{m} \right)^2}{4L^2} B e^{-L/\lambda} = \frac{\pi \delta_0^2}{4L^2} B \cdot e^{-L/\lambda}, \tag{6.5}$$

где λ — пробег излучения в среде между плоскостью объекта и изображением.

В общем случае можно записать

$$E(x, y) = \frac{e^{-L/\lambda}}{L^2} \iint_{S^*} B(\xi, \eta) d\xi d\eta,$$

где

$$S^* = S_{\delta_0} \cap S_{\delta_э}, x = m\xi, y = m\eta. \tag{6.6}$$

То есть интегрирование производится по пересечению площадей проекции коллиматора (отверстия камеры-обскуры) на объект и самого объекта.

Пример

Проецируется изображение (рис. 1) стержня (полосы). Яркость по проекции стержня постоянна: $B_0 = \text{const}$, то есть стержень является лам-бертовым излучателем.

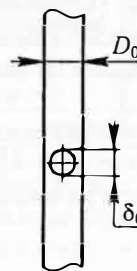


Рис. 1

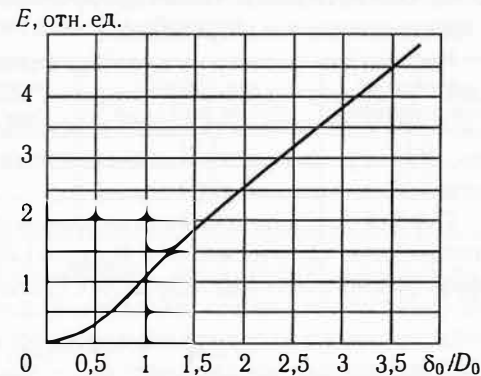


Рис. 2

Проследим, как изменяется освещенность в центре изображения при изменении δ_0 от нуля до $\delta_0 \gg D_0$. При $\delta_0 \leq D_0$ можно воспользоваться выражением (6.5)

$$E = \frac{\pi \delta_0^2}{4L^2} B_0 e^{-L/\lambda}.$$

При $\delta_0 \geq D_0$ следует использовать формулу (6.6). В данном случае освещенность в центре изображения пропорциональна площади перекрытия объекта и разрешаемого элемента:

$$E = B_0 \cdot e^{-L/\lambda} \frac{D_0^2}{2L^2} \left\{ \sqrt{\left(\frac{\delta_0}{D_0} \right)^2 - 1} + \left(\frac{\delta_0}{D_0} \right)^2 \arcsin \frac{D_0}{\delta_0} \right\}.$$

При $\delta_0 \gg D_0$ из предыдущей формулы

$$E = B_0 e^{-L/\lambda} \frac{D_0 \delta_0}{L^2}.$$

В целом зависимость $E(\delta_0 / D_0)$ представлена в относительных единицах на рис. 2.

6.1.2. Явление дифракции в камере-обскуре

Геометрическая оптика — приближение, справедливое при условии: отверстие камеры-обскуры много больше длины волны коллимируемого

излучения. Отступления от этого условия характерны для видимой области спектра и даже для рентгеновской. Например, при изучении симметрии сжатия сферических микромишеней в лазерных установках. Размер светящейся области мишени составляет десятки микрон, поэтому диаметр отверстия обскуры должен быть ≤ 10 мкм. Отклонение лучей вследствие дифракции сказывается на пространственном разрешении.

Рассмотрим регистрацию изображения мишени в излучении с длиной волны λ . Обозначим диаметр отверстия коллиматора d_0 . Предположим, что по условиям эксперимента задано расстояние L_1 . Ширину ФРТ будем вычислять, суммируя квадратично ее составляющие на полувысоте (модель некорректная, но для оценок допустимая).

Первый нуль интенсивности дифракционного пятна находится на угловом расстоянии от оптической оси $\theta_{\text{дифр}} = 1,22 \lambda / d_0$. Согласно (1.4) диаметр дифракционного пятна на полувысоте составит в пересчете на мишень

$$\delta_{0 \text{ дифр}} = 0,422 \cdot 2r_{\text{дифр}} \approx 1,03 \frac{\lambda}{d_0} L_1.$$

Суммарный разрешаемый элемент в пересчете на мишень

$$\delta_{0\Sigma} = \sqrt{d_0^2 \left(1 + \frac{1}{m}\right)^2 + \left(\frac{\lambda}{d_0} L_1\right)^2}. \quad (6.7)$$

Величина $\delta_{0\Sigma}$ имеет минимум

$$\delta_{0 \text{ min}} = 1,41 \sqrt{\lambda L_1 \frac{m+1}{m}},$$

при

$$d_0^0 = \sqrt{\lambda L_1 \frac{m}{m+1}}. \quad (6.8)$$

Пример

Оценим влияние дифракции при регистрации рентгеновского изображения через хлорный фильтр ($E_{\gamma \text{ max}} = 2,82$ кэВ, $E_{\gamma} \approx 2,6$ кэВ, $\bar{\lambda} \approx 4,8 \cdot 10^{-8}$ см) при $L_1 = 20$ см. Пространственное разрешение регистратора не будем учитывать.

Из (6.8) для средней энергии квантов 2,6 кэВ имеем

$$\delta_{0 \text{ min}} \approx 1,38 \cdot 10^{-3} \sqrt{\frac{m+1}{m}} \text{ см},$$

при

$$d_0^0 = 0,98 \cdot 10^{-3} \sqrt{\frac{m}{m+1}} \text{ см}.$$

Результаты вычислений радиуса р. э. при различных масштабах проецирования m приведены в таблице. В последнем столбце вычислен диаметр р. э. при d_0^0 без учета дифракции.

Влияние дифракции рентгеновских лучей на пространственное разрешение камеры-обскуры

Масштаб проецирования	Минимизирующий диаметр d_0^0 , мкм	Диамстр р. э. $\delta_{0 \text{ min}}$, мкм, по (6.8)	δ_0 без учета дифракции, мкм
$m = 1$	7,0	19,5	14,0
$m = 2$	8,0	16,9	12,0
$m \gg 1$	9,8	13,8	9,8

Результаты вычислений показывают, что выбирать масштаб проецирования больше $m=2$ нецелесообразно, так как значительно увеличивается $L = L_1 + L_2$ и снижается освещенность на регистраторе при незначительном выигрыше в пространственном разрешении (если, как было условлено, не учитывать пространственное разрешение регистратора).

6.2. Конический коллиматор

При проецировании гамма-нейтронных изображений дифракцию можно не учитывать. Но высокая проникающая способность излучений создает свои проблемы. Камера-обскура предполагает надежную защиту от фонового излучения, не несущего информации — иначе контраст изображения будет невелик. В области гамма-излучения и нейтронов это требует изготовления коллиматора — длинного цилиндра с отверстием. Если сделать отверстие цилиндрическим (рис. 6.2, а), то поле зрения коллиматора будет очень малым: любое отклонение лучей от оси затеняет часть отверстия. Целесообразно сделать отверстие в виде расходящихся от центра конусов (рис. 6.2, б). Если угол образующей конуса α , то поле зрения будет определяться этим углом. Однако теперь часть излучения проходит возле отверстия через тело коллиматора, и чем больше отклоняется пучок излучения от оси, тем меньше будет проходить этого добавочного излучения.

Для простоты предположим, что коллиматор «бесконечно длинный», угол зрения $\alpha \ll 1$ рад, угол прохождения лучей $\theta \ll 1$ рад, то есть $\sin \alpha \approx \alpha$, $\sin \theta \approx \theta$. Лучи, исходящие из одной точки объекта, можно считать параллельными. Радиус отверстия в центре коллиматора r_0 .

Излучение, проходящее через коллиматор, можно представить в виде суммы

$$\Phi_0 + \Phi_1.$$

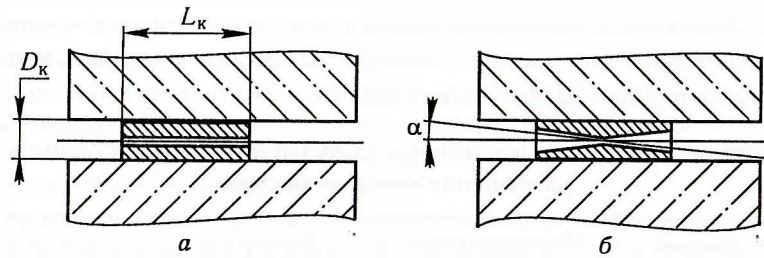


Рис. 6.2. Коллиматор с цилиндрическим отверстием (а) и с коническим отверстием — «конический коллиматор» (б)

Φ_0 проходит через отверстие коллиматора: $\Phi_0 = \pi r_0^2$; Φ_1 проходит через тело коллиматора. Для лучей вдоль оси коллиматора ($\theta=0$):

$$\Phi_1(0) = 2\pi \int_{r_0}^{\infty} r e^{-\frac{2(r-r_0)}{\alpha\lambda}} dr.$$

$$\Phi_1(0) = \frac{\pi}{2} \alpha \lambda (2r_0 + \alpha\lambda). \quad (6.9)$$

Введем параметр коллиматора

$$A = \frac{\alpha\lambda}{r_0}, \quad (6.10)$$

тогда

$$\Phi_1(0) = \pi r_0^2 A \left(1 + \frac{A}{2}\right) = \Phi_0 A \left(1 + \frac{A}{2}\right). \quad (6.11)$$

Изменение светосилы коллиматора по полю зрения в относительных единицах

$$\eta(\theta) = \frac{\Phi_0 + \Phi_1(\theta)}{\Phi_0 + \Phi_1(0)}. \quad (6.12)$$

Чтобы рассчитать $\Phi_1(\theta)$, нужно просуммировать все лучи, проходящие через тело коллиматора, с учетом их коэффициента прохождения (рис. 6.3).

Путь луча в теле коллиматора

$$\frac{L}{\lambda} = \frac{1}{A(1-\xi^2)} \left[\sqrt{(1+\xi y \cos\theta)^2 + (y^2-1)(1-\xi^2)} + \sqrt{(1-\xi y \cos\theta)^2 + (y^2-1)(1-\xi^2)} - 2 \right].$$

Введены обозначения:

$$\frac{\theta}{\alpha} = \xi, \quad 0 \leq \xi \leq 1; \quad \frac{r}{r_0} = y.$$

Выражение (6.12) перепишем в виде

$$\eta(\xi) = \frac{1 + \frac{4}{\pi} \int_0^{\pi/2} d\phi \int_0^{\infty} e^{-\frac{L}{\lambda} y} dy}{1 + A \left(1 + \frac{A}{2}\right)}. \quad (6.13)$$

Таким образом, **неравномерность светосилы конического коллиматора зависит только от одного параметра A .**

На рис. 6.4 показаны зависимости $\eta(\xi)$ для разных значений $A = \alpha\lambda/r_0$. При $A = \infty$ ($r_0 = 0$) зависимость светосилы описывается формулой: $\eta(\xi) = (1 - \xi^2)^{3/2}$.

Конический коллиматор при малых расстояниях от объекта дает большую неравномерность чувствительности по полю зрения (рис. 6.4). Для снижения неравномерности внутреннюю часть коллиматора следует изготавливать из материалов с малым пробегом излучения.

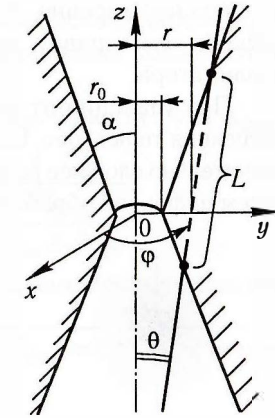


Рис. 6.3. К расчету Φ_1

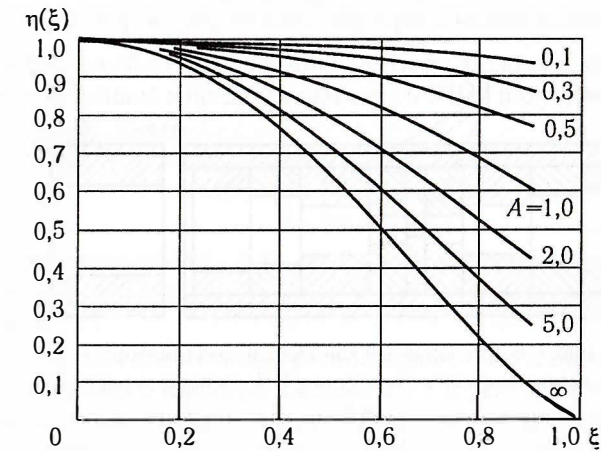


Рис. 6.4. Зависимость светосилы конического коллиматора от направления

Если есть запас по освещенности регистратора, в канал проецирования можно вставить диски в форме выпуклой линзы, чтобы путем ослабления излучения в центре выровнять чувствительность по полю зрения. Если излучение проецируется на сцинтилляционный конвертор, можно его изготовить в форме вогнутой линзы, чтобы усилить свечение конвертора

на краю поля зрения. Можно, наконец, ввести в полученное изображение расчетную поправку, учитывающую неравномерность чувствительности коллиматора.

При удалении от центра поля зрения деформируется также функция рассеяния точки (рис. 6.5). Изображения с пространственно-зависимой ФРТ значительно сложнее реставрировать (улучшать пространственное разрешение путем цифровой обработки).

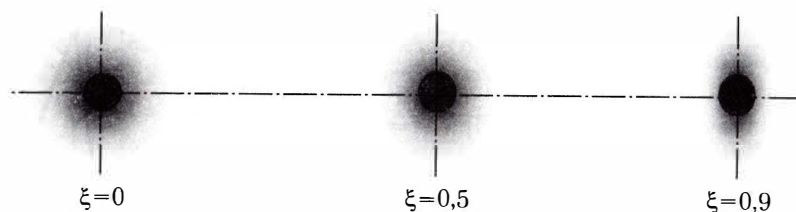


Рис. 6.5. Искажения ФРТ по полю зрения конического коллиматора

Изготавливать коллиматор в виде длинного цилиндра с конусообразным отверстием слишком сложно. Проще изготавливать ступенчатый коллиматор: внутренний конусообразный канал моделируется набором втулок с отверстиями, увеличивающимися по мере удаления от центра (рис. 6.6).

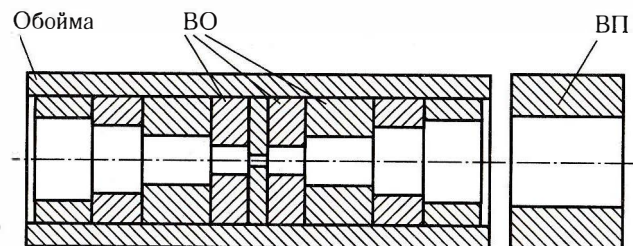


Рис. 6.6. Ступенчатый конический коллиматор: ВО – втулки конического отверстия; ВП – втулка перекрытия зазора

Длина коллиматора определяется исходя из его отверстия и необходимой контрастности получаемого изображения.

Пример 1

Коллиматор для проецирования гамма-нейтронных изображений имеет диаметр отверстия $d_0 = 1$ мм и угол образующей конуса $\alpha = 0,008$ радиан. Коллиматор вставлен в отверстие в толстой стене диаметром $D = 8$ см. Определим длину коллиматора L_k , при которой контраст изображения K

при проецировании снижался бы за счет фоновой освещенности $E_{\text{фон}}$ не более чем на 20%. Пробег излучения в материале коллиматора $\lambda_k = 4,6$ см.

Обозначим контраст изображения без фона K_0 , с учетом фона $K_{\text{фон}}$.

$$K_{\text{фон}} = \frac{E_{\text{max}} - E_{\text{min}}}{E_{\text{max}} + E_{\text{min}} + 2E_{\text{фон}}} = K_0 \frac{1}{1 + \frac{2E_{\text{фон}}}{E_{\text{max}} + E_{\text{min}}}}$$

Наибольший ущерб от фона будет при малых контрастах, то есть при $E_{\text{max}} \approx E_{\text{min}} \approx E_{\text{из}}$

Снижение контраста на 20% означает, что $E_{\text{фон}} \approx 0,2 E_{\text{из}}$. С учетом этого имеем

$$K_{\text{фон}} \approx K_0 \left(1 - \frac{E_{\text{фон}}}{E_{\text{из}}} \right);$$

$$E_{\text{фон}} \approx B_{\text{об}} \frac{\pi D^2}{4L^2} \exp\left(-\frac{L}{\lambda}\right) \exp\left(-\frac{L_k}{\lambda_k}\right);$$

$$E_{\text{из}} \approx B_{\text{об}} \frac{\pi d_0^2}{4L^2} \exp\left(-\frac{L}{\lambda}\right).$$

Угол образующей конуса слишком мал, чтобы было необходимо учитывать поток, проходящий в пределах диаметра ФРТ на полувысоте. Из условия $E_{\text{фон}} \leq 0,2 E_{\text{из}}$ имеем

$$D^2 \exp\left(-\frac{L_k}{\lambda_k}\right) \leq 0,2 d_0^2.$$

Вычисления дают $L_k \geq 48$ см. Окончательно принимается $L_k = 50$ см.

Пример 2

Определим оптимальное расположение конического коллиматора, обеспечивающего минимум ширины ФРТ в центре поля зрения, если заданы радиус отверстия r_0 , радиус поля объекта R , расстояние от объекта до регистратора L , длина свободного пробега излучения в веществе коллиматора λ . Считаем все углы малыми, то есть $\sin \alpha \approx \alpha$.

Полуширина ФРТ в центре коллиматора с учетом излучения, проходящего через тело коллиматора вблизи его отверстия,

$$r_{0,5} = r_0 + \alpha \lambda (\ln 2/2),$$

где угол $\alpha \approx R/l$, а l – расстояние от плоскости объекта до центра коллиматора.

В пересчете на объект

$$r_{0,5}^* = r_{0,5} \frac{L}{L-l_1} = \frac{L}{L-l_1} \left(r_0 + \frac{R\lambda \ln 2}{l_1} \right) = \frac{Lr_0}{L-l_1} \left(1 + \frac{\Lambda}{l_1} \right), \quad (1)$$

где

$$\Lambda = \frac{R\lambda \ln 2}{r_0}.$$

Условию минимума $r_{0,5}^*$ удовлетворяет уравнение

$$l_1^2 + 2\Lambda l_1 - \Lambda L = 0.$$

Решение уравнения следующее:

$$l_1^{(\min)} = \Lambda \cdot \left(\sqrt{1 + \frac{L}{\Lambda}} - 1 \right). \quad (2)$$

Нелишне выяснить, какие преимущества дает выполнение условия (2). Например, при $L=10$ м, $R=25$ см, $r_0=0,5$ мм, $\lambda=4,6$ см имеем

$$l_1^{(\min)} = 4,00 \text{ м}, \quad r_{0,5\min}^* = 2,51 \text{ мм};$$

$$l_1 = 3,00 \text{ м}, \quad r_{0,5}^* = 2,63 \text{ мм};$$

$$l_1 = 5,00 \text{ м}, \quad r_{0,5}^* = 2,61 \text{ мм}.$$

Таким образом, минимум слабо выраженный. Практического значения подобная оптимизация проецирования не имеет, по крайней мере, при условии малых углов лучей относительно оси симметрии системы проецирования.

6.3. Тороидальный коллиматор

В качестве альтернативы коническому коллиматору при больших углах зрения рассматривался тороидальный коллиматор. Центральная часть такого коллиматора выполнена в виде тора (рис. 6.7). При этом расстояние, проходимое излучением через тороидальную часть тела коллиматора, слабо зависит от угла θ .

Исходными величинами при определении конструкции коллиматора являются r_0 и α . Радиус R вместе с r_0 определяет ширину ФРТ на полувысоте. Радиус ρ определяет долю излучения, проходящую через тороидальную часть.

Из величин ρ, r_0, R, α описывающих тороидальный коллиматор, не удастся составить параметр, аналогичный параметру A для конического коллиматора. На рис. 6.8 показаны результаты расчетного сравнения качества проецирования коническим и тороидальным коллиматорами при $r_0=1$ мм,

$\alpha = 1/23$ радиана, $\lambda = 46$ мм, $\rho = 2r_0$ и $\rho = 5r_0$. Величина R выбиралась такой, чтобы ширина ФРТ на полувысоте для тороидального и конического коллиматоров была одинаковой.

Расчеты показывают, что тороидальный коллиматор может иметь значительно меньшую неравномерность светосилы по сравнению с коническим, но при этом качество изображения значительно хуже, чем у конического коллиматора (это следует из более узкой ЧКХ). По этой причине, а также ввиду сложности изготовления, тороидальные коллиматоры во ВНИИТФ не применялись.

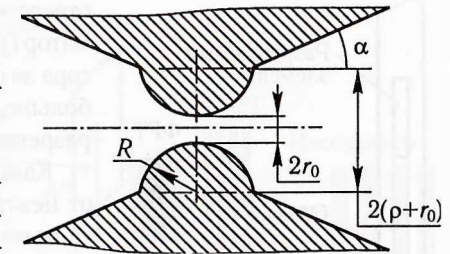


Рис. 6.7. Сечение центральной части тороидального коллиматора

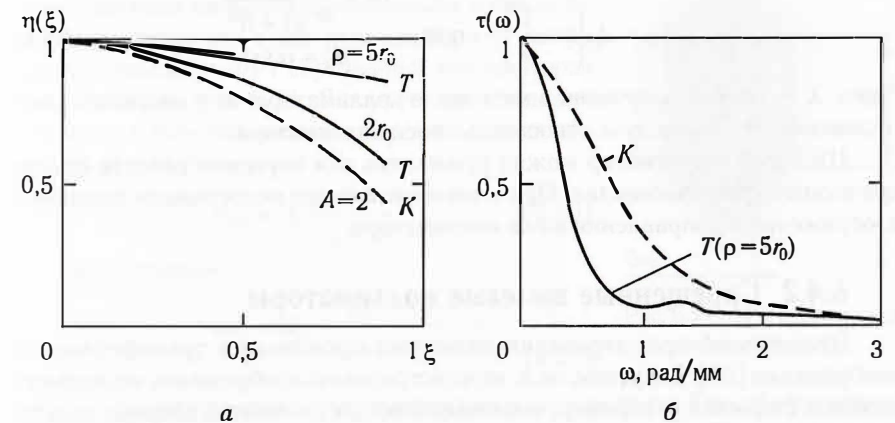


Рис. 6.8. Сравнение характеристик конического (штриховая линия) и тороидального (сплошная линия) коллиматоров:

a — неравномерность чувствительности по полю зрения; *б* — частотно-контрастные характеристики

Вместо тора центральная часть может быть изготовлена в виде однополостного гиперболоида (ВНИИЭФ). Результат, по-видимому, средний между коническим и тороидальным коллиматорами.

6.4. Нестандартные способы проецирования

6.4.1. Щелевой коллиматор

Предположим, что проецируется изображение длинного светящегося стержня и надо измерить его ширину. Нужно иметь хорошее пространственное разрешение поперек стержня. Для этого вместо коллиматора с круглым

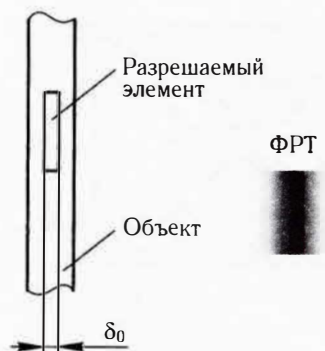


Рис. 6.9. Щелевой коллиматор

отверстием можно использовать щелевой коллиматор (рис. 6.9). Светосила щелевого коллиматора за счет длины отверстия будет значительно больше, чем у круглого коллиматора с той же разрешающей способностью поперек стержня.

Канал коллиматора делается расходящимся от центра для уменьшения искажений светосилы по полю зрения. Это обусловлено не только угловыми размерами объекта, но и учетом возможных перекосов коллиматора относительно оси проецирования. При ширине щели d_0 и половинном угле поля зрения α имеем

$$\delta_0 = d_0 \left(1 + \frac{1}{m} \right); \quad \eta(\theta) = \frac{d_0 + \frac{\lambda \alpha^2 - \theta^2}{\alpha \sqrt{1 + \theta^2}}}{d_0 + \alpha \lambda} \quad (6.14)$$

Здесь λ — пробег излучения в материале коллиматора; m — масштаб проецирования; θ — угол луча относительно оси коллиматора.

Щелевой коллиматор можно применять для изучения разлета цилиндрических и сферических тел. При этом производится непрерывная развертка изображения в направлении щели коллиматора.

6.4.2. Скрещенные щелевые коллиматоры

Этот способ проецирования позволяет производить трансформацию изображения [20]. Допустим, надо зарегистрировать изображение нескольких длинных стержней (например, тепловыделяющих элементов ядерных реакторов — ТВЭЛов), получить распределение яркости как вдоль стержней, так и по их диаметру. Щелевой коллиматор мог бы решить задачу, если бы не слишком большая длина стержней: их проекция больше, чем размер регистратора. В этом случае можно применить два скрещенных щелевых коллиматора (рис. 6.10).

Точка A после первого коллиматора K_1 создает в плоскости второго коллиматора K_2 изображение A' в виде полосы. Второй коллиматор вырезает из этой полосы узкий пучок, который и создает в плоскости регистратора изображение точки A'' .

Первый коллиматор проецирует изображение с увеличением и растягивает его по горизонтальной оси. Второй, наоборот, уменьшает изображение в вертикальном направлении. Масштабы проецирования коллиматоров:

$$m_1 = \frac{Z_3 - Z_1}{Z_1}; \quad m_2 = \frac{Z_3 - Z_2}{Z_2} \quad (6.15)$$

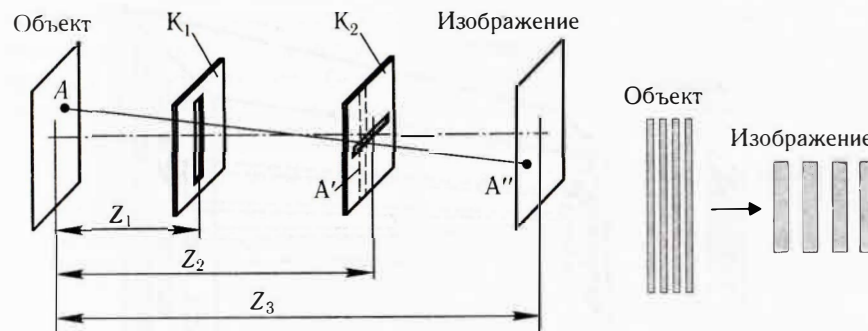


Рис. 6.10. Скрещенные коллиматоры

Щелевые коллиматоры можно изготавливать с регулируемой шириной щели. Каналы коллиматоров изготавливаются в виде расходящихся от центра призм. Суммарная ФРТ скрещенных коллиматоров изображена на рис. 6.11. Без учета прохождения излучения в теле коллиматора разрешение составит:

по горизонтали

$$\delta_{01} = d_1 \frac{Z_3}{Z_3 - Z_1}; \quad (6.16)$$

по вертикали

$$\delta_{02} = d_2 \frac{Z_3}{Z_3 - Z_2}, \quad (6.17)$$

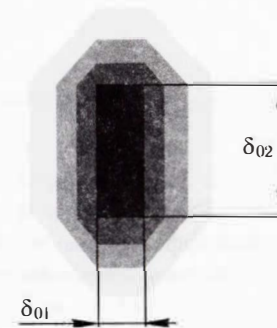


Рис. 6.11. ФРТ скрещенных коллиматоров

где $d_{1,2}$ — ширина щели соответствующего коллиматора. Трансформированные изображения стержней могут регистрироваться каждый отдельным регистратором.

6.4.3. Многоканальные коллиматоры

Недостатком описанных выше способов проецирования является то, что регистратор дополнительно ухудшает пространственное разрешение. Из-за высокой проникающей способности излучения тонкий регистратор малоэффективен, а толстый ухудшает разрешение из-за рассеяния излучений в нём (контраст тоже снижается). Избежать этого можно с помощью многоканального (сотового, ячеистого) коллиматора (рис. 6.12) [21].

В многоканальном коллиматоре каждый пучок излучения с разрешаемого элемента формируется отдельно. Каждый канал пропускает излучение с одного разрешаемого элемента в плоскости объекта. Излучение, не попадающее в канал, пересекает стенки между каналами под малыми углами и многократно ослабляется.

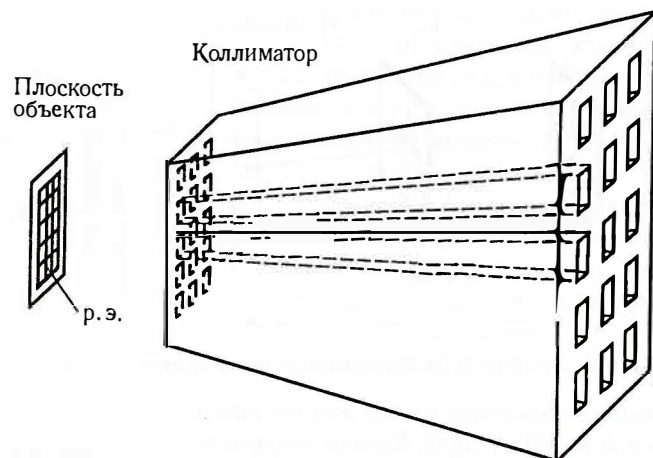


Рис. 6.12. Принцип получения изображения с помощью многоканального коллиматора

Все элементарные пучки разделены в пространстве. Это позволяет использовать для регистрации излучения в пучках сравнительно большие высокоэффективные детекторы, не ухудшая пространственного разрешения.

Системы с многоканальными коллиматорами громоздки и дороги. Каждый канал требует высокой точности изготовления с соблюдением углов расходимости. Наиболее известное применение они нашли в годоскопах, которые были созданы в США и Франции для изучения поведения ТВЭЛов при сильном разогреве [21]. На выходе каждого канала стоят нейтронные счетчики и гамма-детекторы.

Количество каналов — десятки и сотни, например, в годоскопе на реакторе TREAT (США) их 360. Каждый канал перед опытом автоматически калибруется передвигающимся эталонным источником. Для обеспечения лучшей защиты от фона (излучений реактора) использована более сложная, чем на рис. 6.12, система с пересекающимися пучками.

Экспериментально было показано, что годоскопы имеют лучшие по сравнению с другими устройствами характеристики. В работе [21] приведено сравнение изображений ТВЭЛов, полученных на годоскопе, с изображениями, полученными методом камеры-обскуры и методом кодированных апертур.

6.5. Допустимое пространственное разрешение при определении формы и размеров объекта

При постановке эксперимента возможна такая ситуация: заранее известен, причем довольно приблизительно, размер излучателя, а распределение яркости

и форма его непредсказуемы. Тогда желательно иметь представление о том, насколько велики искажения при проецировании, независимо от распределения яркости и формы объекта. С этой целью была проведена серия модельных расчетов, результаты которых изложены ниже.

Были заданы следующие конфигурации моделей:

- поверхностный и объемный излучатель в виде шара и эллипсоида вращения;
- сферически-симметричный излучатель с распределением яркости

$$B(r) = B_0 \exp\left(-\pi \frac{r^2}{\xi^2}\right);$$

- поверхностные излучатели с проекцией, ограниченной гармонической кривой

$$\rho = R_{\text{ср}} (1 + \alpha \cos m\varphi),$$

где ρ , φ — полярные координаты; $R_{\text{ср}} = (\rho_{\text{max}} + \rho_{\text{min}})/2$ — средний радиус; $\alpha = (\rho_{\text{max}} - \rho_{\text{min}})/(\rho_{\text{max}} + \rho_{\text{min}})$ — амплитуда гармоники; m — порядок гармоники, в расчетах $m = 2$ и 4 .

Поверхностный излучатель имеет одинаковую яркость по всей проекции, то есть излучает по закону Ламберта. Яркость объемного излучателя в любой точке проекции пропорциональна толщине излучателя по лучу зрения (закон Эйлера).

Конечной целью эксперимента является сравнение результатов измерений с расчетом. В радиографии проецируется и регистрируется распределение яркости в проекции объекта. Сравнительно большие пробеги регистрируемого излучения внутри объекта и вклад рассеянных излучений приводят к тому, что определение истинного размера объекта по проекции превращается в сложную проблему. Один из способов ее решения — непосредственное сравнение рассчитанного распределения яркости с зарегистрированным. Как показали расчеты, при определении таким образом формы и размера объекта пространственное разрешение меньше сказывается, если сравнение распределений яркости производить на уровнях $0,5 B_{\text{max}}$ и $0,5 E_{\text{max}}$ соответственно. В расчетах принималось, что шум в изображении отсутствует.

Замечание. Такой метод сравнения предполагает, что распределение освещенности в изображении объекта не имеет слишком больших перепадов. Например, пусть изображение имеет вид овала, одна из половин его в 2,5 раза ярче другой. Тогда логично считать, что объект имел вид овала, причем одна половина его светила ярче другой в 2,5 раза. То есть граница объекта с менее яркой стороны должна определяться без привязки к максимуму яркости во всем изображении. Следует также иметь в виду размер разрешаемого элемента.

6.5.1. Сферически-симметричные источники

Отношение измеренного радиуса $R'_{0,5}$ к истинному $R_{0,5}$ после сканирования круглой диафрагмой с разрешаемым элементом δ_0 представлено на рис. 6.13. Величина и знак искажений зависят от вида распределения яркости, но в любом случае даже три разрешаемых элемента по объекту обеспечивают точность определения полуширины $R_{0,5}$ не хуже 5%.

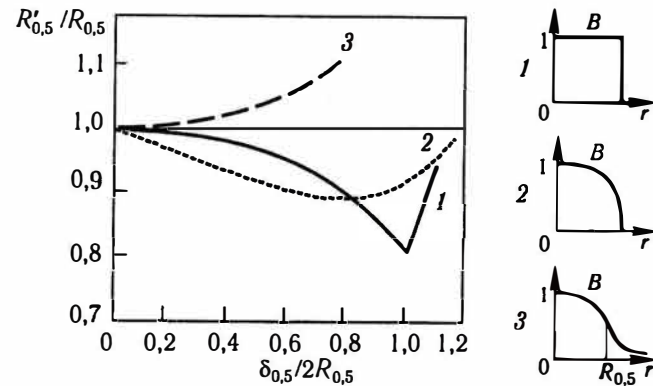


Рис. 6.13. Искажения при проецировании шарового источника:
1 – поверхностный источник; 2 – объемный источник; 3 – источник с гауссовым распределением яркости

6.5.2. Источник в форме эллипсоида вращения

Контролируемыми параметрами являются размеры полуосей (точнее, размеры изображения вдоль осей по уровню $0,5 E_{\max}$) и их отношение, то есть мера асимметрии по отношению к шару. Отношение размеров осей в модельных расчетах принималось равным 1,5 и 2,0. Расчеты показали, что неточность определения размеров и асимметрии слабо зависит от вытянутости излучателя и при трех разрешаемых элементах поменьшему размеру не превышает 3%. Это верно как для поверхностного, так и для объемного излучателя.

6.5.3. Ламбертовы источники с границей в виде гармоники

Для этих объектов были получены непосредственно их изображения путем моделирования на ЭВМ (методом преобразований Фурье). Изображение было представлено в виде уровней постоянной экспозиции (эквиденсит).

В случае второй гармоники ($m = 2$) граница источника описывается выражением: $\rho = R_{\text{cp}}(1 + \alpha \cos 2\varphi)$. При малых α граница излучателя напо-

минает овал, при $\alpha > 0,2$ на овале имеется сужение. При анализе изображений на уровне $0,5 E_{\max}$ определялись R'_{cp} и α' , то есть принималось, что эквиденситы изображения описываются функцией $\rho' = R'_{\text{cp}}(1 + \alpha' \cos 2\varphi)$.

Результаты (рис. 6.14) показывают, что при трех р. э. по среднему размеру источника погрешность в определении R_{cp} составляет $\pm 2\%$, значение α занижается не более чем на 10% (при заданных в расчете значениях). При определении параметра α на более низких уровнях экспозиции α' занижается значительно больше.

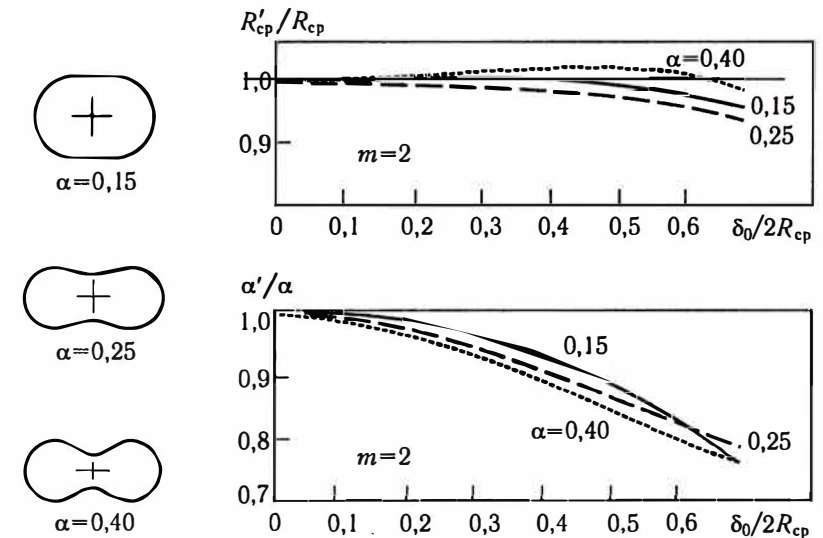


Рис. 6.14. Искажения при проецировании ламбертовых источников с границей проекции, описываемой второй гармоникой.

Вид исходных изображений приведен слева

Аналогичным образом были получены результаты для формы проекции, описываемой четвертой ($m=4$) гармоникой (рис. 6.15). Амплитуда гармоники при трех разрешаемых элементах по среднему размеру источника меньше исходной на 25...30%. Средний радиус определяется с точностью $\pm 5\%$.

Реальные объекты не являются ламбертовыми. Размытость контуров объекта моделировалось пропусканием исходного изображения через круглую диафрагму. Расчеты показали, что при той же амплитуде гармоники изображение с размытыми границами искажается при проецировании значительно меньше. Таким образом, на моделях с ламбертовым распределением яркости были определены максимальные величины искажений.

На основании приведенных результатов вводить поправки в результаты измерений слишком рискованно. Но при постановке измерений можно принять,

что проецирование с 3...4 разрешаемыми элементами по среднему размеру источника является удовлетворительным при измерении размера и формы источника.

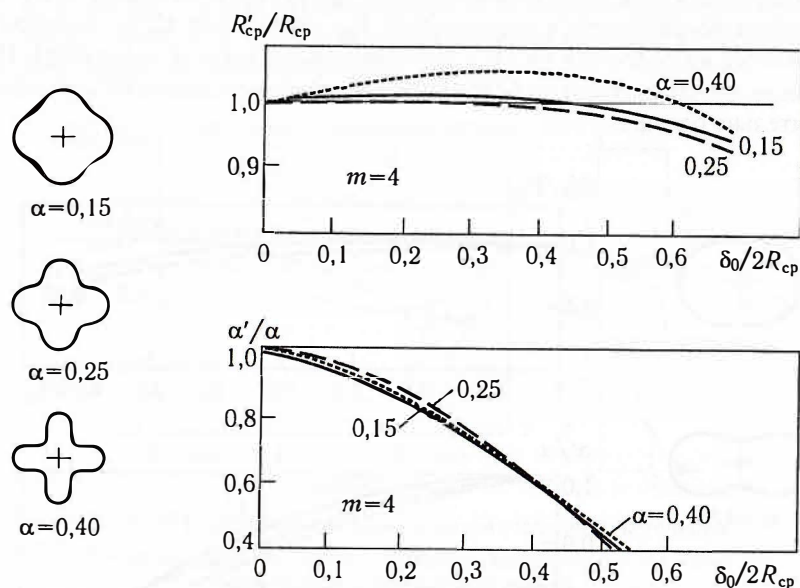


Рис. 6.15. Искажения при проецировании ламбертовых источников с границей проекции, описываемой четвертой гармоникой:
слева — вид исходных изображений

Глава 7 СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ КОНВЕРТОРЫ ГАММА-НЕЙТРОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Для регистрации гамма-нейтронных изображений (ГНИ) с возможностью их временной развертки необходимо перевести их в световые. Это делается с помощью быстродействующих сцинтилляционных конверторов (СК). Идеальный сцинтиллятор для изготовления СК должен обладать следующими свойствами:

- иметь высокий коэффициент преобразования энергии гамма- и нейтронного излучения в световое (высокую конверсионную эффективность);
- не вносить временных искажений;
- обладать избирательностью к гамма-излучению или нейтронному при регистрации смешанного ГНИ;
- иметь совместимость спектра излучения со спектральной чувствительностью последующих звеньев регистратора;
- обладать технологичностью, то есть возможностью получать СК больших размеров, различных форм, устойчивые к внешним воздействиям, со стабильными во времени характеристиками.

Наиболее подходящими для конвертирования ГНИ (но далеко не идеальными) являются неорганические сцинтилляторы (щелочно-галогенидные кристаллы) и пластические сцинтилляторы (ПС).

7.1. Неорганические сцинтилляторы CsI(Tl), NaI(Tl)

Наиболее распространенными неорганическими сцинтилляторами являются NaI(Tl), CsI(Tl), $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (сокращенно BGO), ZnS(Ag), $\text{CaF}_2(\text{Eu})$, CaWO_4 , CdWO_4 . Из них большими блоками сравнительно дешево могут быть изготовлены NaI(Tl), CsI(Tl).

BGO широко применяются в физике высоких энергий для регистрации мощных потоков излучения; из-за низкого послесвечения нашли также применение в томографах, несмотря на сравнительно низкую конверсионную эффективность. ZnS(Ag) и вольфраматы получают в виде мелкокристаллических порошков; сульфид цинка используется для

изготовления экранов электронно-оптических преобразователей и электронно-лучевых трубок, вольфраматы — в усиливающих экранах для рентгеновских фотопленок. $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ применяется для детектирования β -излучения и низкоэнергетического γ -излучения (в томографах).

Наиболее подходящими среди неорганических кристаллов для изготовления СК являются $\text{CsI}(\text{Tl})$, $\text{NaI}(\text{Tl})$.

7.1.1. Механизм возбуждения люминесценции

Кристаллы CsI , NaI являются диэлектриками. При попадании заряженной частицы в кристалл электроны из валентной зоны выбиваются в зону проводимости. В результате обратного процесса — рекомбинации электронов и дырок — возникает фотон. Но конверсионная эффективность чистых CsI и NaI невелика: фотон может опять поглотиться, так как его энергия не меньше ширины запрещенной зоны. Кроме того, время диффузии электронов и дырок до рекомбинации велико, это приводит к большому времени высвечивания.

В реальных кристаллах из-за дефектов кристаллической решетки между зоной проводимости и валентной зоной возникают промежуточные локальные уровни. Вероятность перехода на эти уровни значительно выше, чем вероятность рекомбинации. Если время жизни носителей заряда на локальных уровнях много меньше времени диффузии и нерадиационных переходов, то возникают фотоны люминесценции. Их энергия теперь меньше ширины запрещенной зоны, и кристалл для них прозрачен. Эти уровни называют **центрами люминесценции**.

Если с некоторых промежуточных уровней происходят в основном безызлучательные переходы, такие уровни называют **центрами тушения**. При этом энергия перехода превращается в энергию колебаний решетки, то есть в тепло.

Если уровни близки к краю валентной зоны или зоны проводимости, а вероятность рекомбинации или радиационного перехода мала, то возможен переход дырки (электрона) нерадиационным путем обратно в зону. Такие уровни называют **ловушками**. Однако возможен переход носителя заряда из ловушки на уровни люминесценции; тогда излучение происходит с задержкой, появляются **медленные компоненты высвечивания**. Эти процессы схематически представлены на рис. 7.1.

Для повышения плотности центров люминесценции в кристалл вводятся вещества, называемые **активаторами**. Для галогенидов активатором является таллий, для сернистого цинка — серебро. Активатор записывается в скобках: $\text{CsI}(\text{Tl})$, $\text{NaI}(\text{Tl})$, $\text{ZnS}(\text{Ag})$; реже встречается другой вид записи, через двоеточие — $\text{ZnS}:\text{Ag}$. Отметим, что если речь идет о сцинтилляторах, то запись CsI , NaI недопустима, так как относится к кристаллам, обладающим совершенно другими характеристиками.

Рис. 7.1. Схема процессов переноса возбуждения в неорганическом кристалле:

1, 2 — уровни центра люминесценции; 3 — ловушка; 4 — центр тушения (безызлучательной рекомбинации). Переходы: *a, б* — возбуждение кристалла, переброс электронов в зону проводимости; *в* — высвечивание (люминесценция); *г, д* — безызлучательная миграция носителей на уровни люминесценции; *е, ж* — миграция электронов в ловушки и тепловое высвобождение из них; *з, и* — переходы носителей заряда на центры тушения люминесценции



При росте концентрации активатора (рис. 7.2) увеличивается плотность центров люминесценции и растет выход люминесценции до некоторого максимума. При дальнейшем повышении концентрации активатора становится существенной вероятность поглощения фотонов люминесценции, так как полоса спектра поглощения активатора совпадает со спектром люминесценции. В результате выход люминесценции падает.

Кристаллы $\text{NaI}(\text{Tl})$ и $\text{CsI}(\text{Tl})$ имеют малый коэффициент поглощения собственного излучения (например, для $\text{NaI}(\text{Tl})$ $\mu_{\text{фот}} \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ [23]).

Возбуждение сцинтиллятора происходит за счет электромагнитного взаимодействия частицы с электронами. Таким образом, сцинтиллятор непосредственно возбуждают заряженные частицы. Энергия их движения постепенно тратится в основном на возбуждение орбитальных электронов, остающихся в следе частицы. В следе частицы велика плотность потерь энергии dE/dx и температура. Чем выше плотность потерь энергии, тем выше температура и, соответственно, выше вероятность безызлучательных переходов. Но часть электронов в результате прямого столкновения с частицей выходит из зоны разогрева (так называемые δ -электроны) и создает возбуждение с большой вероятностью люминесценции. Число и спектр δ -электронов зависят от рода частицы и ее энергии. В результате световыход сцинтиллятора зависит от рода первичной частицы и ее энергии (рис. 7.3).

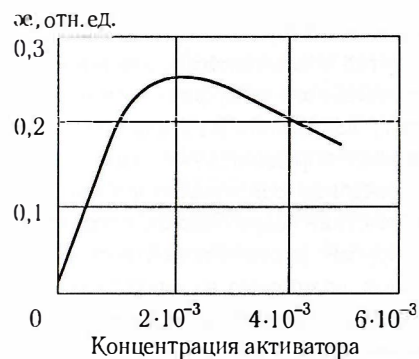


Рис. 7.2. Зависимость световыхода кристалла $\text{NaI}(\text{Tl})$ от концентрации активатора [22]

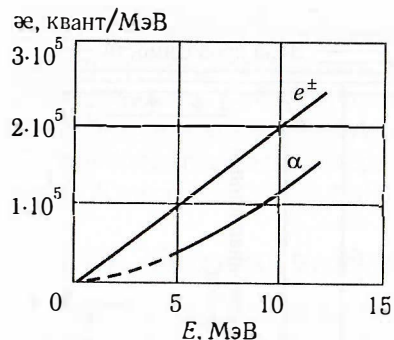


Рис. 7.3. Зависимость световыхода кристалла NaI(Tl) от энергии электронов и α -частиц

Зависимость световыхода возбужденной молекулы; φ — вероятность того, что возбуждение поверхности сцинтиллятора и не будет на ней потушено.

7.1.2. Конверсионная эффективность и световыход сцинтилляторов

Пусть частица (фотон, нейтрон) с энергией E попадает в сцинтиллятор и отдает долю энергии f электрону (или другой заряженной частице). Из этой энергии fE часть ($C_{E\Phi}$) перейдет в световые кванты с энергией $h\nu$. Тогда количество фотонов люминесценции с энергией $h\nu$ будет определяться выражением

$$n_0 = \frac{C_{E\Phi} f E}{h\nu}, \quad (7.2)$$

где $C_{E\Phi}$ — конверсионная эффективность сцинтиллятора.

Параметр f при взаимодействии γ -квантов с элементами, входящими в состав сцинтиллятора, равен отношению линейного коэффициента поглощения энергии $\mu_{\text{пог}}$ к линейному коэффициенту ослабления μ ; это непосредственно следует из определения $\mu_{\text{пог}}$ [13]. Сложнее определить f по отношению к нейтронам. В общем случае вклад в возбуждение сцинтиллятора вносят заряженные частицы от «прямых» взаимодействий: ядра отдачи, продукты (n, α) -, (n, p) -реакций, а также γ -кванты неупругого рассеяния нейтронов.

Световыход x — отношение числа фотонов, возникших в сцинтилляторе, к энергии, потерянной частицей в сцинтилляторе. Обратная величина x^{-1} равна энергии $\epsilon_{e\Phi}$, затраченной на образование одного фотона:

$$n_0 = f E x = f E / \epsilon_{e\Phi}, \quad \epsilon_{e\Phi} = 1/x. \quad (7.3)$$

Зависимость удельной люминесценции dL/dx от удельной потери энергии dE/dx хорошо описывается формулой Биркса [24]:

$$\frac{dL}{dx} = \varphi \frac{A(dE/dx)}{1 + kB(dE/dx)}, \quad (7.1)$$

здесь $A(dE/dx)$ — число возбуждений (экситонов); $B(dE/dx)$ — число центров тушения возбуждения, образованных ионизирующей частицей (например, поврежденных молекул); k — отношение вероятности захвата возбуждения центром тушения к вероятности его передачи к невоз-

7.1.3. Форма световой вспышки сцинтиллятора

Интенсивность световой вспышки сцинтиллятора быстро нарастает (разгорание вспышки), достигает максимума и спадает (рис. 7.4). Догорание вспышки может происходить сравнительно долго, поэтому говорят, что вспышка состоит из быстрого и медленного компонентов.

Быстрый компонент высвечивания содержит обычно 80...90% всех фотонов. Он описывается (нормированной на 1) функцией:

$$n(t) = \frac{1}{\tau_2 - \tau_1} \left[e^{-t/\tau_2} - e^{-t/\tau_1} \right], \quad (7.4)$$

где τ_1 — время разгорания вспышки; τ_2 — время спада быстрого компонента; $\tau_2 > \tau_1$.

Согласно одной из гипотез [24], быстрый компонент возникает при большой плотности ионизации, когда велика вероятность образования экситона. Экситон захватывается ионами активатора, переводя их в возбужденное состояние. Сброс возбуждения происходит через излучение фотонов, что и обуславливает появление быстрого компонента.

Медленные компоненты (можно выделить несколько компонентов с различным временем спада) возникают при малой плотности ионизации, когда вероятность образования экситона мала. Тогда электрон и дырка по отдельности захватываются ионами активатора. Образуется метастабильное состояние, так как правила отбора запрещают излучательный переход. Время жизни иона в метастабильном состоянии определяет время высвечивания медленных компонентов.

Следует обратить внимание на то, что процессы сцинтилляции в неорганических кристаллических сцинтилляторах строго обусловлены их кристаллической структурой. Грубо говоря, неупорядоченная смесь атомов Zs, I и TI (например, в растворе) не будет сцинтиллятором ZsI(TI).

7.1.4. Спектры люминесценции

Спектры люминесценции кристаллов NaI(Tl) и CsI(Tl) приведены в относительных единицах на рис. 7.5. На рис. 7.6 приведена зависимость световыхода кристаллов от температуры.

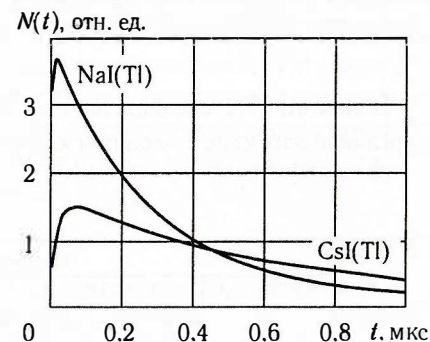


Рис. 7.4. Форма вспышки люминесценции NaI(Tl) и CsI(Tl). Площади под кривыми за бесконечное время совпадают

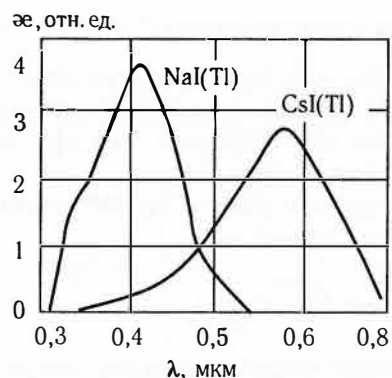


Рис. 7.5. Спектры люминесценции кристаллов NaI(Tl) и CsI(Tl) [22]

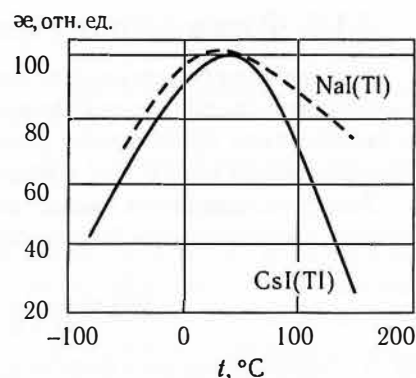


Рис. 7.6. Зависимость светового выхода кристаллов NaI(Tl) и CsI(Tl) от температуры [23]

В таблице 7.1 сведены данные из нескольких источников о свойствах неорганических кристаллов при комнатной температуре ($T \approx 300$ К).

Таблица 7.1

Сцинтиллятор	Параметры сцинтиллятора							
	ρ , г/см ³	n	λ_{max} , Å	τ_1 , нс	τ_2 , мкс	$\tau_{\text{мсл}}$, мкс	$C_{\text{ЭФ}}$	$1/\alpha$, эВ/фотон для $e, p, \alpha, ^{12}\text{C}$
NaI(Tl)	3,67	1,85	4100	5±6	0,255	1; 4; 200; 300 и т. д. до мин.	1 ($\approx 12\%$)	23, 54, 154, 76
CsI(Tl)	4,51	1,79	5600	22	0,60	2; 3; 7; 20; 80 и т. д. до мин.	$\approx 0,5$	50, 85, 244, 115
ZnS(Ag)	4,09	—	4500	—	0,04	—	≈ 2	13; 26; 76; 37
CaWO ₄	6,1	1,92	4300	—	0,50	≈ 20 (наибольшая интенсивность)	0,5	—

Примечание: n — показатель преломления для собственного излучения; λ_{max} — длина волны, соответствующая максимуму спектра; τ_1 и τ_2 — время разгорания и спада вспышки соответственно; $1/\alpha$ — затраты энергии на создание 1 фотона люминесценции при возбуждении электронами, протонами, альфа-частицами и ядрами отдачи углерода; τ_1 и τ_2 измерены при возбуждении сцинтиллятора рентгеновскими лучами.

Затраты энергии на образование одного фотона люминесценции больше у тяжелых частиц, нежели у электронов (см. рис. 7.3). Это обусловлено высокой

плотностью ионизации (соответственно высокой температурой) внутри следа тяжелых частиц, что приводит к повышенному тушению люминесценции [25].

Кристалл NaI(Tl) сильно гигроскопичен, и в этом значительно уступает «слегка гигроскопичному» CsI(Tl), хотя оба требуют изоляции от атмосферы. Меньший световыход CsI(Tl) часто компенсируется тем, что спектр его люминесценции лучше согласуется со спектральной чувствительностью большинства типов фотокатодов.

Благодаря большому атомному номеру неорганические кристаллы являются хорошими конверторами гамма-изображения и менее пригодны для конвертирования нейтронного изображения. В качестве примера сравним световыход из NaI(Tl) при облучении γ -квантами с энергией 1,5 МэВ и нейтронами с энергией 2 МэВ.

При пролете γ -квантов $E_\gamma = 1,5$ МэВ в NaI сечение взаимодействия составляет $\sigma_\gamma \approx 11,6$ барн (в основном комптоновское рассеяние) [26]. При этом доля энергии γ -кванта $f = 0,5$ преобразуется в энергию электронов. Для нейтронов с энергией 2 МэВ наиболее эффективным механизмом возбуждения сцинтиллятора является неупругое рассеяние, в результате которого излучаются γ -кванты (процессы активации кристалла не представляют интереса, так как они приводят к очень длительному высвечиванию) (табл. 7.2) [27].

Таблица 7.2

Энергия образующихся γ -квантов (ϵ_γ), сечения их образования (σ_γ), значения f для NaI при $E_n = 2$ МэВ

Элемент	¹¹ Na	⁵³ I										
		57	203	375	412	612	646	744	1030	1090	1222	1398
ϵ'_γ , кэВ	438	57	203	375	412	612	646	744	1030	1090	1222	1398
σ_γ , барн	0,6	4,2 [28]	0,3	0,05	0,2	0,4	0,1	0,2	0,15	0,1	0,15	0,05
$f_i = \mu_{\text{пор}}/\mu$	0,47	0,63	0,66	0,50	0,47	0,45	0,44	0,47	0,46	0,46	0,47	0,48

$$\frac{\alpha(n)}{\alpha(\gamma)} = \frac{\sum \sigma_{\gamma i} E'_{\gamma i} f_i}{\sigma_\gamma E_\gamma f} \approx 0,074. \quad (7.5)$$

7.2. Пластические сцинтилляторы

Пластические сцинтилляторы представляют собой твердые растворы активатора (сцинтиллирующего органического вещества) в полистироле или в поливинилтолуоле. Пластические сцинтилляторы очень технологичны, могут быть изготовлены в виде больших блоков, легко обрабатываются.

Механизм возникновения сцинтилляций в ПС обусловлен возбуждением отдельных молекул активатора. Процесс люминесценции обычно разделяют на 3 стадии:

- 1) возбуждение молекул вещества-растворителя заряженной частицей $\sim 10^{-12}$ с;
- 2) миграция энергии возбуждения к молекулам активатора $\sim 10^{-9}$ с;
- 3) высвечивание фотонов люминесценции $10^{-9} \dots 10^{-8}$ с.

7.2.1. Механизм возбуждения люминесценции

Процесс появления фотонов люминесценции рассмотрим на примере двухатомной молекулы (рис. 7.7). Спектр поглощения молекулы определяется переходами с нижних колебательных уровней *A* в возбужденное состояние (стрелка вверх). Спектр излучения формируется переходами вниз из системы уровней *B* (стрелка вниз).

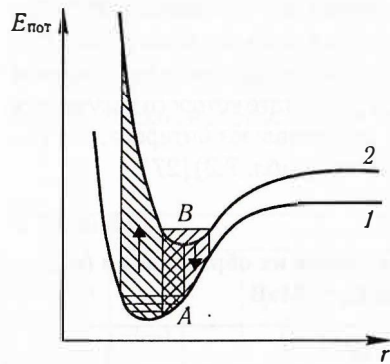


Рис. 7.7. Конфигурация основного (1) и возбужденного (2) состояний двухатомной молекулы

Перекрытие спектров обуславливает самопоглощение люминесценции в ПС, так как коротковолновая часть спектра люминесценции может поглощаться и переизлучаться; в каждом таком акте возможны нерадиационные переходы, это снижает световыход. Кроме того, увеличивается время высвечивания. Поэтому чем меньше перекрываются спектры, тем выше эффективность сцинтиллятора.

Для согласования спектра люминесценции со спектральной чувствительностью фотокатода в ПС добавляют **смесители спектра**. Смеситель должен увеличивать чувствительность системы «сцинтиллятор + фотокатод»:

$$\frac{\int \alpha(\lambda) C_{\text{смest}}(\lambda) \eta(\lambda) d\lambda}{\int \alpha(\lambda) \eta(\lambda) d\lambda} > 1. \quad (7.6)$$

Здесь $C_{\text{смest}}(\lambda)$ — конверсионная эффективность смесителя; $\eta(\lambda)$ — спектральная чувствительность фотокатода.

7.2.2. Типичные параметры ПС

Спектр люминесценции пластического сцинтиллятора представлен на рис. 7.8. Для ПС характерны очень быстрое разгорание и высвечивание и более низкий по сравнению с неорганическими кристаллами световыход. В частности,

для одного из лучших пластических сцинтилляторов, ВС-400 (рис. 7.8) (производство США) $\tau_1 = 0,9$ нс, $\tau_2 = 2,4$ нс, $C_{\text{ЕФ}} \approx 2,6\%$. Пластические сцинтилляторы имеют хорошую прозрачность: длина пробега собственного излучения для ВС-400 равна 160 см.

Пластические сцинтилляторы допускают большое разнообразие параметров, впрочем различия не очень большие. Наиболее типичные параметры ПС можно взять для оценок из таблицы 7.3. Р-терфенил является первичным сцинтиллирующим компонентом, РОРОР — [1,4-ди(5-фенил)-2-оксазо-лилбензол] — сместителем спектра.

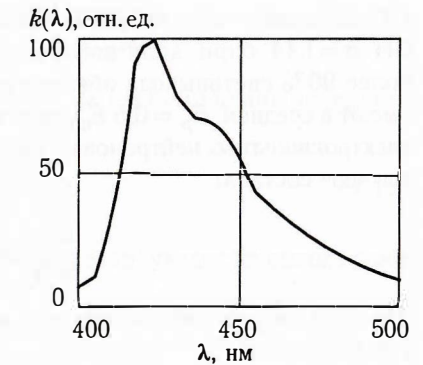


Рис. 7.8. Спектр люминесценции пластического сцинтиллятора ВС-400 [29]

Таблица 7.3

Типичные параметры ПС

Сцинтиллятор	ρ , г/см ³	n	λ_{max} , Å	τ_1 , нс	τ_2 , нс	$\tau_{\text{исл}}$, нс	$C_{\text{ЕФ}}$, %	$1/\alpha$, эВ/фотон для $e, p, \alpha, ^{12}\text{C}$
Р-терфенил 2% в полистироле + 0,05% РОРОР	1,06	1,62	≈ 4000	<1	2	≈ 50	1,6	180; 620; 1900; 860

То, что люминесценция в ПС происходит при индивидуальном возбуждении молекул, определяет высокую универсальность ПС. В них можно вводить добавки, увеличивающие вероятность взаимодействия нейтронов и γ -квантов, некоторые ПС могут эксплуатироваться в интервале температур от -200 до $+70^\circ\text{C}$.

Особенно эффективны добавки лития и бора для регистрации тепловых нейтронов:

- для ^6Li $\sigma_t = 945$ барн, в естественной смеси изотопов лития ≈ 70 барн;
- для ^{10}B $\sigma_t = 3800$ барн, в естественной смеси изотопов бора ≈ 760 барн.

Широко используются также растворы сцинтиллирующих веществ (жидкие органические сцинтилляторы), например, РРО в толуоле, РОРОР в толуоле и др.

Так же, как было сделано для NaI(Tl), сравним световыход ПС при регистрации γ -квантов ($E_\gamma = 1,5$ МэВ) и нейтронов ($E_n = 2$ МэВ). Основу

ПС составляют молекулы СН. Сечение комптоновского взаимодействия для СН $\sigma = 1,44$ барн, доля поглощенной энергии $f = 0,5$. В случае нейтронов более 90% световых выходов обязано возбуждению протонами отдачи, которые имеют в среднем $E_p = 0,5 E_n$, то есть $E_p = 1$ МэВ. Сечение рассеяния 2-мегаэлектронвольтовых нейтронов на протонах $\sigma_s = 3$ барн. Тогда отношение световых выходов составит

$$\frac{\alpha(n)}{\alpha(\gamma)} = \frac{\sigma_s 0,5 E_n \alpha_p}{\sigma E_\gamma f \alpha_e} \approx 0,8. \quad (7.7)$$

Здесь α_p, α_e — световой выход для возбуждения протонами и электронами соответственно.

Таким образом, световые выходы пластических сцинтилляторов при конвертировании гамма- и нейтронного изображений сравнимы, то есть отличаются не слишком сильно.

7.3. Яркость свечения сцинтилляционного конвертора

7.3.1. Конвертирование гамма-изображения

Пусть на плоский сцинтиллятор с показателем преломления n , толщиной d , падает перпендикулярно пучок нейтронного или гамма-излучения, а с противоположной стороны регистрируется световое изображение (рис. 7.9).

Обозначим $E_{\text{сц}}$ — освещенность поверхности сцинтиллятора, γ -кв./см²с. Яркость свечения внутри сцинтиллятора на глубине x

$$\frac{dB'(x)}{dx} = \frac{1}{4\pi} \frac{dn_\gamma(x)}{dS} \frac{dn_{\text{фот}}}{dx}, \quad (7.8)$$

где $dn_\gamma(x)/dS$ — плотность потока гамма-квантов внутри сцинтиллятора,



Рис. 7.9. К расчету яркости свечения сцинтилляционного конвертора

$$\frac{dn_\gamma(x)}{dS} = \frac{dn_\gamma(0)}{dS} e^{-\mu x} = E_{\text{сц}} e^{-\mu x}; \quad (7.9)$$

$dn_{\text{фот}}/dx$ — число фотонов люминесценции на единицу длины от одного γ -кванта*,

$$\frac{dn_{\text{фот}}}{dx} = \mu_{\text{пог}} E_\gamma \alpha_e. \quad (7.10)$$

Наблюдатель (в данном случае фоторегистратор) увидит на выходе сцинтиллятора другую яркость слоя толщиной dx :

$$\frac{dB_{\text{сц}}(x)}{dx} = \frac{1}{4\pi n^2} \frac{dn_\gamma(x)}{dS} \frac{dn_{\text{фот}}}{dx} e^{-\mu_{\text{фот}}(d-x)}. \quad (7.11)$$

Появление n^2 в знаменателе объясняется тем, что при выходе из сцинтиллятора размер телесного угла, в котором сосредоточен пучок световых лучей, увеличивается (рис. 7.9). При малых угловых размерах световых пучков $\omega \approx \pi \theta^2 = \pi \theta'^2 n^2 \approx \omega' n^2$. Доказательство в общем случае, основанное на инвариантах, есть в работе [2].

Подставляя в (7.11) выражения (7.9) и (7.10) и интегрируя, получаем окончательно

$$B_{\text{сц} \gamma} = \frac{E_{\text{сц}} \gamma}{4\pi n^2} \frac{\mu_{\text{пог}}}{\mu - \mu_{\text{фот}}} \alpha_e E_\gamma \left[e^{-\mu_{\text{фот}} d} - e^{-\mu d} \right] \quad (7.12)$$

Пример

Требуется рассчитать яркость $B_{\text{сц}}$ пластины из CsI(Tl) толщиной 2 см в потоке γ -квантов с энергией $E_\gamma = 1,5$ МэВ с плотностью $10^8 \gamma$ -кв./см²с, падающих перпендикулярно к поверхности пластины.

В справочнике [13] приведены: $\mu = 0,22 \text{ см}^{-1}$, $\mu_{\text{пог}} = 0,112 \text{ см}^{-1}$ для йода; эти же значения можно использовать для CsI. В формуле (7.12) можно также не учитывать самопоглощение фотонов люминесценции в сцинтилляторе, так как $\mu_{\text{фот}} d \ll 1$.

Подстановка данных в (7.12) дает оценку

$$B_{\text{сц} \gamma} \approx 1,34 \cdot 10^{10} \text{ фотон/см}^2\text{ср.}$$

7.3.2. Конвертирование нейтронного изображения

Ограничимся рассмотрением пластических сцинтилляторов, то есть возбуждением сцинтиллятора ядрами отдачи водорода. Можно сразу написать формулы, аналогичные (7.9) и (7.11), только вместо коэффициента ослабления

* Имеется в виду средняя величина от многочисленных актов взаимодействия.

лучше использовать длину свободного пробега нейтрона в веществе сцинтиллятора $\lambda = \mu^{-1}$.

Число фотонов люминесценции на единицу длины от одного нейтрона пропорционально сечению упругого рассеяния на ядрах водорода σ_s^H , концентрации ядер водорода n_H , средней энергии протона отдачи \bar{E}_p и световых выходов от протона α_p :

$$\frac{dn_{\text{фот}}}{dx} = \sigma_s^H n_H \bar{E}_p \alpha_p = \frac{1}{2} E_n \frac{1}{\lambda_s^H} \alpha_p, \quad (7.13)$$

где λ_s^H — длина пробега нейтрона относительно упругого рассеяния на водороде.

Формула для яркости сцинтиллятора при регистрации нейтронного изображения:

$$B_{\text{сцн}} = \frac{E_{\text{сцн}} n}{8\pi n^2 \lambda_s^H (\lambda_{\text{фот}} - \lambda)} \alpha_p E_n \left[e^{-d/\lambda_{\text{фот}}} - e^{-d/\lambda} \right]. \quad (7.14)$$

Пример

Рассчитаем яркость $B_{\text{сцн}}$ пластины из ПС толщиной 5 см в потоке нейтронов $E_n = 14$ МэВ с плотностью 10^7 нейтронов/см²с, падающих перпендикулярно к поверхности пластины.

Полные сечения взаимодействия нейтронов с водородом и углеродом $\sigma^H \approx 0,7$ барн, $\sigma^C \approx 1,4$ барн, то есть для ПС (состав СН) $\lambda \approx 10$ см. Для фотонов люминесценции пробег во много раз больше, поэтому (7.14) можно упростить. Для λ_s^H получаем ≈ 31 см.

Подстановка данных в (7.14) дает оценку

$$B_{\text{сцн}} \approx 6,7 \cdot 10^8 \text{ фотон/см}^2\text{ср.}$$

7.4. Пространственное разрешение сцинтилляционных конверторов

7.4.1. Собственное разрешение СК

На рис. 7.9 ход световых лучей внутри сцинтиллятора совпадает с направлением конвертируемого излучения (для определенности речь будет идти о γ -квантах). В этом случае ФРТ конвертора будет определяться распределением энергии возбуждения сцинтиллятора вокруг траектории γ -кванта. (Конечно, после взаимодействия γ -квант отклоняется, и учет

этих рассеянных квантов усложняет оценки; но для простоты будем считать, что внутри конвертора вероятность повторного взаимодействия γ -кванта с электронами пренебрежимо мала.) Тогда увидим проекцию траектории комптоновского электрона. Если этот луч содержит много γ -квантов, то увидим светящийся ореол вокруг луча. Распределение яркости в этом ореоле можно вычислить, зная распределение комптоновских электронов по углам и энергиям и длину пробега электронов в веществе конвертора. Например, при $E_\gamma = 3$ МэВ в конверторе CsI(Tl) диаметр ореола (диаметр ФРТ) будет $\approx 0,2$ мм. Аналогично можно рассчитать ФРТ для нейтронного изображения: если речь идет о ПС, то ФРТ будет определяться областью распространения протонов.

7.4.2. Влияние параллакса лучей

В общем случае направления лучей света и гамма-излучения не совпадают. Эта ситуация условно названа параллаксом (рис. 7.10, а).

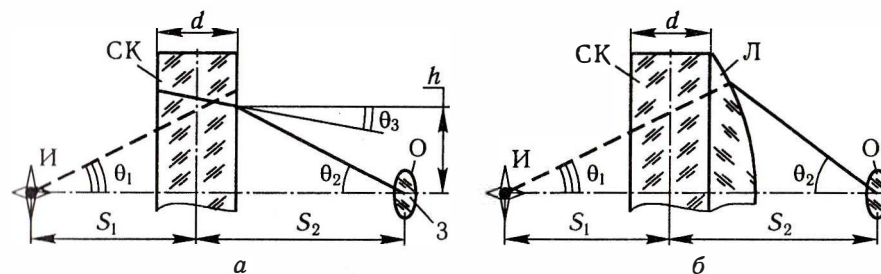


Рис. 7.10. Параллакс (а) и его устранение (б):

И — источник нейтронного или гамма-излучения; СК — конвертор; О — объектив; Л — линза; — — — путь γ -кванта (нейтрона); — — — путь луча света в центр объектива

Предположим, что объектив проецирует светящийся трек гамма-кванта. Считаем, что все углы (рис. 7.10), в действительности малы, то есть $\sin \theta \approx \theta$. Проекция трека гамма-кванта на поверхность конвертора будет иметь длину $\delta h_1 \approx (h/s_1)d$.

Аналогично проекция луча света внутри конвертора

$$\delta h_2 \approx \frac{h}{s_2 n} d,$$

где n — показатель преломления сцинтиллятора. С помощью добавочной плоско-выпуклой линзы Л можно направить лучи света в направлении треков гамма-лучей, при этом трек будет виден как точка (рис. 7.10, б). Таким образом, пространственное разрешение конвертора будет определяться областью возбуждения сцинтиллятора.

7.4.3. Влияние глубины резкости объектива

При толщине сцинтилляционного конвертора несколько сантиметров идеальной оптикой можно сфокусировать излучение на какую-либо плоскость толщиной δx внутри сцинтиллятора. Все остальные плоскости будут не в фокусе, то есть световое изображение будет размыто. Например, объектив сфокусирован на ближнюю к объективу поверхность сцинтиллятора (рис. 7.11). Диаметр конуса лучей

$$\delta \approx \frac{D/f_1}{d/n},$$

где f_1 — фокусное расстояние в пространстве предметов; n — показатель преломления сцинтиллятора.

Ширина ФРТ на полувысоте $\approx \delta/2$.

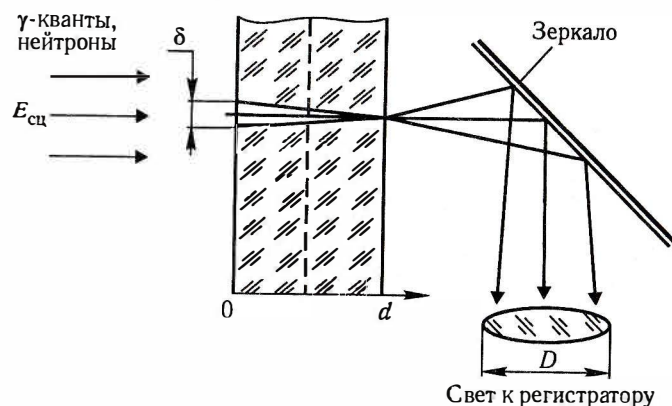


Рис. 7.11. К оценке влияния глубины резкости

Насколько существен вклад глубины резкости, зависит от конкретных параметров системы. Например, при $D = 4$ см, $f_1 = 2$ м, $d = 2$ см, $n = 1,62$ ширина ФРТ расфокусировки составит приблизительно около 0,12 мм. В то же время при разрешении фотообъектива 30 л. л./мм и $F = 8$ см ФРТ объектива в пересчете на сцинтиллятор имеет ширину примерно 0,75 мм. В данном случае глубина резкости (рис. 7.11) не дает заметного уширения ФРТ всей системы.

Глава 8 ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКАЯ РЕГИСТРАЦИЯ

Пользуясь в качестве регистратора гамма-нейтронного изображения фотопленкой, получим смешанное (гамма+нейтронное) изображение без временной развертки. В некоторых случаях этого достаточно. Например, во взрывных экспериментах можно очень коротким гамма-импульсом просветить объект в изучаемой фазе взрыва, то есть кадрование задается импульсным источником. Такая же ситуация возможна в автордиографии, тогда происходит наложение изображений за время вспышки объекта. Но если нужно получить непрерывную развертку явления или серию кадров протекания процессов, мы неизбежно приходим к схеме «светящийся объект — формирователь ГНИ — сцинтилляционный конвертор — регистратор с временной разверткой».

Способы формирования ГНИ обсуждались в гл. 6. В большинстве случаев размер объекта-источника значительно меньше расстояния от объекта до регистратора. В этих условиях наиболее простым решением является использование камеры-обскуры с точечным коллиматором. В дальнейшем будем иметь в виду именно такие системы. Тогда гамма-нейтронное изображение конвертируется плоским сцинтиллятором в световое изображение, которым легко управлять.

Со сцинтилляционного конвертора с помощью фотообъектива изображение переносится на светочувствительный элемент регистратора — прибора, способного осуществить временную развертку изображения и достаточно чувствительного. Практически вне конкуренции здесь оказываются электронно-оптические преобразователи (ЭОП), совмещающие в себе усиление яркости изображения и развертывание его во времени.

Принцип работы любого ЭОП можно представить в виде схемы: световое изображение — фотокатод — фотоэлектронное изображение — управление электронным пучком — люминесцентный экран — преобразованное световое изображение. При этом возможно усиление светового потока и преобразование спектра светового потока (например, из ближней инфракрасной области в видимую).

С помощью ЭОП получены многие уникальные результаты как в оптическом диапазоне изображений, так и при регистрации гамма-нейтронных изображений. В России основателями и лидерами применения ЭОП

в регистрации ГНИ являются сотрудники ВНИИТФ Г. А. Иванов, А. В. Домбровский, В. И. Пономарёв, В. М. Попов и сотрудники ВНИИЭФ В. Л. Гладченко, В. И. Потапин, Б. А. Никитенко.

Эта глава посвящена знакомству с основными свойствами ЭОП и с принципами его применения в системах регистрации. Акцент при этом сделан на физическую сторону проблемы «как использовать данный прибор и что можно от него получить». Информацию о технических подробностях построения электронно-оптических регистраторов можно найти в специальной литературе.

8.1. Характеристики ЭОП

8.1.1. Спектральная чувствительность фотокатода

Спектральная чувствительность фотокатода — отношение фототока насыщения к **монохроматическому** световому потоку

$$i_s(\lambda) = \frac{I}{\Phi(\lambda)}. \quad (8.1)$$

Индекс «э» подчеркивает, что световой поток выражен в энергетических единицах. Это представление спектральной чувствительности очень удобно, так как позволяет без пересчетов переходить к потоку в числе фотонов не только в диапазоне чувствительности глаза, но и за его пределами.

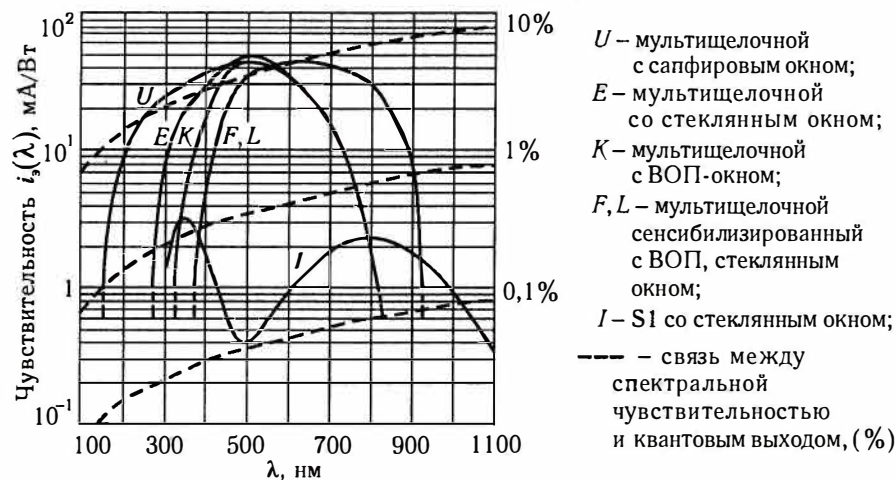


Рис. 8.1. Спектральная чувствительность фотокатодов ЭОП (по данным проспекта фирмы Philips Photonics).

ВОП — волоконно-оптическая пластина

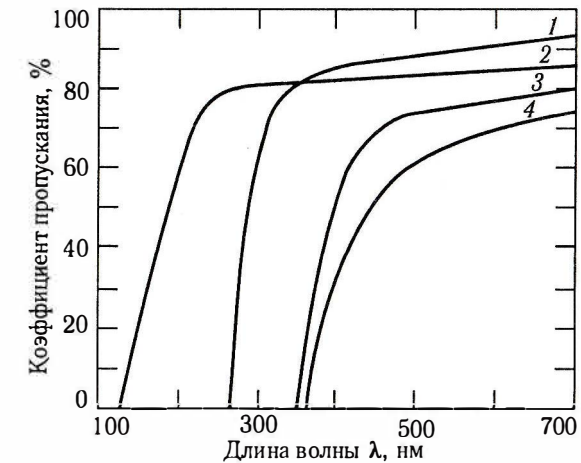


Рис. 8.2. Спектральные коэффициенты пропускания входных окон ЭОП (по данным проспекта фирмы Philips Photonics):

1 — стеклянное окно; 2 — сапфировое окно; 3 — ВОП-окно, толщина 5 мм (семейство ЭОП P900); 4 — ВОП-окно, толщина 10 мм (семейство ЭОП P500). Более подробную информацию о фотокатодах (в том числе об элементном составе фотокатодов) можно найти в специализированных справочниках [30]

Спектральная чувствительность фотокатода зависит от коэффициента пропускания входного окна (рис. 8.1). На рис. 8.2 показано, как ограничивается входным окном со стороны коротких длин волн спектральная чувствительность некоторых фотокатодов.

8.1.2. Интегральная чувствительность фотокатода

Отношение фототока насыщения к потоку Φ излучения стандартного источника типа А (лампа накаливания с температурой вольфрамовой спирали $T = 2854$ К) называется интегральной чувствительностью:

$$i_s = \frac{\int_0^{\infty} i_s(\lambda) E(\lambda, T) d\lambda}{\int_0^{\infty} E(\lambda, T) d\lambda}, \quad (8.2)$$

где $E(\lambda, T)$ — спектральная плотность энергии в излучении стандартного источника (максимум спектра при $\lambda \approx 10^4 \text{ \AA}$).

Если поток излучения выражен в световых единицах (люменах), то интегральная чувствительность выражается формулой

$$i_{\text{св}} = \frac{\int_0^{\infty} i_{\text{э}}(\lambda) E(\lambda, T) d\lambda}{V_{\text{max}} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} K(\lambda)(\lambda, T) d\lambda}, \quad (8.3)$$

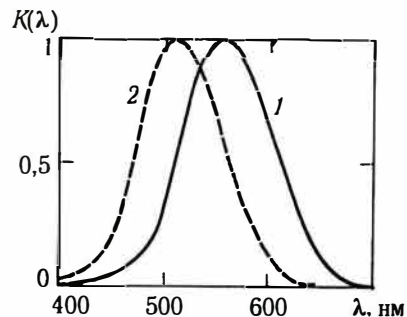


Рис. 8.3. Кривые видимости глаза [2]:
1 — яркий свет; 2 — слабый свет

здесь λ_1, λ_2 — границы видимой глазом области спектра (0,4...0,75 мкм); $K(\lambda)$ — коэффициент относительной видимости глаза (рис. 8.3), подробно $K(\lambda)$ представлена в виде таблицы в работе [2]; V_{max} — соотношение между световыми и энергетическими единицами в максимуме $K(\lambda)$, т. е. при $\lambda = 0,555$ мкм:

$$V_{\text{max}} = 683 \text{ лм/Вт}. \quad (8.4)$$

Интегральная чувствительность фотокатода малоинформативна и в настоящее время употребляется редко.

8.1.3. Квантовый выход фотокатода

При малых потоках света на качестве электронного изображения начинает сказываться вероятность появления фотоэлектрона при попадании на фотокатод одного фотона. Эту вероятность характеризует **квантовый выход** $\epsilon_{\text{фе}}$ — отношение числа фотоэлектронов к числу фотонов, падающих на поверхность входного окна.

Чем выше квантовый выход фотокатода, тем меньше уровень флуктуационного шума на выходе ЭОП (подробнее об этом в п. 8.10). Так как энергия фотонов зависит от длины волны, в разных участках спектральной чувствительности фотокатода квантовый выход будет различным. На рис. 8.1 штриховые линии, отображают уровень спектральной чувствительности фотокатода при данном значении квантового выхода. Как видно, даже в области наибольшей чувствительности квантовый выход фотокатодов, представленных фирмой Philips Photopics, едва превышает 10%.

В табл. 8.1 приводятся характеристики фотокатодов, наиболее часто применяемых в ЭОП, согласно отечественным данным. Входное окно — стеклянное. Квантовый выход фотокатодов приведен в 5-м столбце.

Между данными по максимуму чувствительности, приведенными на рис. 8.1 и в табл. 8.1, имеется значительное различие. Данные, опубликованные в других зарубежных каталогах, также различаются между собой. По-видимому, эти различия связаны с технологией изготовления фотокатодов.

Таблица 8.1

Характеристики фотокатодов, применяемых
в ЭОП (средние значения) [30]

Тип фотокатода	Порог фотоэффекта λ_0 , нм	Максимум чувствительности, λ_m , нм	Чувствительность в максимум спектральной характеристики		Интегральная чувствительность, мкА/лм	
			мА/Вт	$\epsilon_{\text{фе}}$, эл./фот.	$i_{\text{св}}$ (средн.)	$i_{\text{св}}$ (max)
Сурьмяно-цезиевый Cs_3Sb	620...700	420...460	70...80	0,2...0,25	40...80	110
Сурьмяно-цезиевый $\text{Cs}_3\text{Sb(O)}$	720...750	440...490	60...70	0,15...0,20	80...100	150
Трехщелочной $(\text{Na}_2\text{K,Cs})\text{Sb}$	860...900	420...480	80...100	0,25...0,30	150...200	350
Двухщелочной Na_2KSb	650...700	380...400	70...80	0,20...0,30	30...40	70
Двухщелочной CsK_2Sb	650...700	380...450	80...100	0,25...0,30	50...70	70
Кислородно-серебряно-цезиевый (S1) Ag-O-Cs	1200...1500	780...850	2...3	0,003...0,005	—	—

Значительные успехи достигнуты в повышении чувствительности фотокатодов в ближней ИК области. Так, на базе выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии гетероструктуры InGaAs/InP/Ag(Au) с барьером Шоттки создан фотокатод, на два порядка более чувствительный, чем лучшие из серебряно-кислородно-цезиевых. Методом молекулярно-лучевой эпитаксии выращены также мультищелочные фотокатоды с квантовой эффективностью на длине волны 400 нм до 40% [31].

8.1.4. Фотокатоды, чувствительные в рентгеновской области

Наиболее распространены бериллиевые входные окна, на внутреннюю поверхность которых наносится слой металла, испускающий электроны. Например, для энергий от 10 эВ до 10 кэВ толщина бериллиевого окна 8 мкм, на него наносится слой золота толщиной 100 Å. Для времяанализирующего ЭОП, чувствительного в видимой и в мягкой рентгеновской областях (1...10 Å) во ВНИИОФИ (СССР) был изобретен и изготовлен двухкомпонентный фотокатод Au+SbCs , который наносился на слюдяное окно толщиной 3 мкм. Чувствительность такого фотокатода значительно выше, чем золотого, за счет вторичной эмиссии электронов [31].

8.1.5. Спектр излучения и время свечения выходного экрана

Данные характеристики зависят от марки люминофора. В настоящее время применяется большое количество типов люминофоров. Характеристики некоторых представлены на рис. 8.4 и 8.5.

Наиболее «быстрые» люминофоры (фирма Photek Ltd):

- ZnO(Ga): пик эмиссии 390 нм, время спада до уровня 10% – 2 нс, эффективность 0,5 лм/Вт;
- CdS(In): пик эмиссии 530 нм, время спада до уровня 10% – 2 нс, эффективность 2,0 лм/Вт.

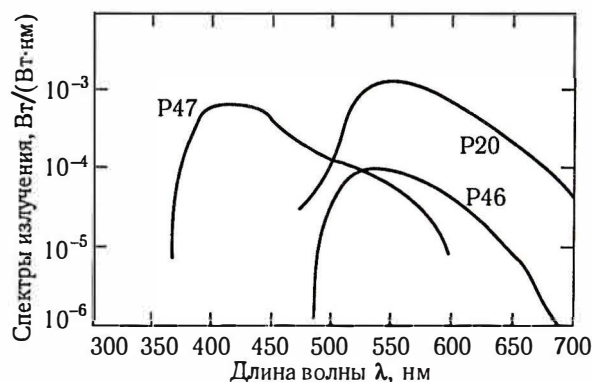


Рис. 8.4. Спектры излучения некоторых люминофоров экранов ЭОП. (По данным проспекта фирмы DEP Delft Instruments)

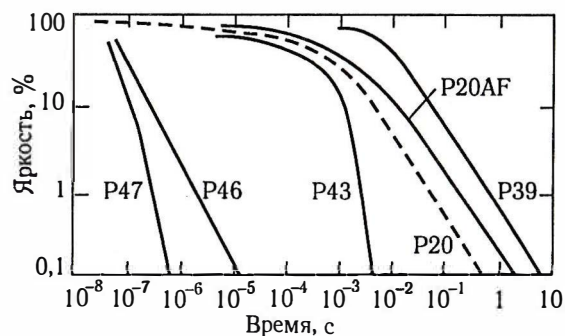


Рис. 8.5. Спад яркости свечения люминофоров ЭОП в зависимости от времени. Для P46 и P47 время отсчитывается от экспозиции в 1 мкс. (По данным проспекта фирмы DEP Delft Instruments)

8.1.6. Масштаб переноса

Электронно-оптическое увеличение M – отношение размера изображения на выходном экране к размеру изображения на входном фотокатоде.

8.1.7. Коэффициент преобразования

Отношение светового потока, излучаемого в пределах разрешаемого элемента (р. э.) на выходе, к световому потоку, падающему на р. э. на входе называется коэффициентом преобразования. Следует помнить, что спектр излучения на выходе ЭОП отличается от спектра излучения на входе. Коэффициент преобразования η связан с отношением яркостей на выходе и входе ЭОП и электронно-оптическим увеличением:

$$\eta = \eta_B M^2,$$

где

$$\eta_B = \frac{B_{\text{выхода}}}{B_{\text{входа}}}. \quad (8.5)$$

Вместо коэффициента преобразования используются также:

- отношение мощности излучения на выходе к мощности излучения на входе, Вт/Вт,
- отношение яркости света на выходе к освещенности на входе, (кд/м²)/лк.

8.1.8. Пространственное разрешение

Число разрешаемых визуально штрихов (пар линий на мм, п.л./мм) при наблюдении штриховой миры называется пространственным разрешением и приводится к фотокатоду ЭОП. Если измеряется пространственное разрешение по экрану $m_э$, то для фотокатода имеем

$$m_{фк} = m_э M. \quad (8.6)$$

8.1.9. Временное разрешение

Минимальный интервал времени, который может быть измерен прибором, называется временным разрешением.

8.1.10. Яркость темного фона

За счет эмиссии электронов с входного фотокатода в отсутствие света (темновой эмиссии) возникает фоновое свечение экрана ЭОП. Это приводит к снижению контраста изображений. Например, если фотоаппарат открыт в режиме ожидания в течение 1 с, а длительность свечения изображения на

экране составляет менее миллисекунды, время экспозиции фона в 1000 раз превышает время экспозиции сигнала. Охлаждение фотокатода до $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ делает темновой фон визуально незаметным [30].

Характеристикой темнового тока может быть эквивалентная фоновая освещенность фотокатода в микролюксах (мклк).

В зависимости от целей применения ЭОП можно ввести и другие характеристики. Например, дисторсию, астигматизм, кому. Для хронографов соответственно — неравномерность скорости развертки и т. п.

8.2. Основные типы ЭОП

8.2.1. ЭОП с прямым переносом изображения

Приборы этого типа появились в 30-х годах XX века и были первыми представителями ЭОП. Основная разновидность — бипланары (рис. 8.6).

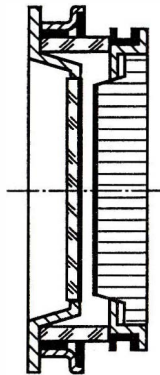


Рис. 8.6. Планарный электронно-оптический преобразователь ПП-1В [32]

Левое тонкое окно — фотокатод. Правое окно — экран; выполненный в виде волоконно-оптической пластины. На внутренних поверхностях окон нанесены соответственно многощелочной фотокатод и люминофор; расстояние между ними 1,5...2 мм. Наружные металлические кольца являются электродами, на которые подается напряжение «фотокатод—экран» 7...10 кВ.

Эксплуатационные характеристики ПП-1В не приводятся, так как прибор устарел.

Приборы с прямым переносом изображения могут быть использованы в качестве предусилителя и электронного затвора в комплексе с другими фотоэлектронными приборами. Отличительной особенностью бипланаров является отсутствие геометрических искажений преобразуемого изображения.

Волоконно-оптические пластины (ВОП-окна) технологически сложнее сплошных стеклянных, но имеют преимущества перед ними. Благодаря ВОП удается достичь большего пространственного разрешения, так как отсутствует распространение света в стороны за счет многократного отражения. Фоторегистрация со стекловолоконного выхода производится контактным способом, т. е. фотопленка фоточувствительным слоем прижимается к стекловолоконной пластине экрана. Это также обеспечивает лучшее разрешение по сравнению с фотографированием

с экрана. Одновременно повышается чувствительность регистрации, так как большая часть света, вышедшего из ВОП, поглощается в фотопленке.

Возможны варианты изготовления бипланаров с волоконно-оптическими пластинами и на выходе, и на входе. То есть вход излучения осуществляется также контактным способом с предыдущего каскада, имеющего волоконно-оптический выход.

В некоторых бипланарах для увеличения коэффициента преобразования между фотокатодом и экраном помещают с небольшими зазорами **микроканальные пластины (МКП)**, увеличивающие фотоэлектронный поток в тысячи раз. По данным проспекта фирмы Photek Ltd, коэффициент усиления достигает 10^8 . При этом заметно снижается пространственное разрешение ЭОП (табл. 8.2). Кроме того, коэффициент усиления МКП сильно зависит от напряжения на них: изменяется в ≈ 10 раз при изменении напряжения на 150 В.

Таблица 8.2

Пространственное разрешение (п.л./мм при контрасте 10%) пяти типов ЭОП с прямым переносом изображения (бипланаров) и с ВОП на входе и выходе, в зависимости от максимального коэффициента усиления K_{max} (проспект фирмы Photek Ltd)

Конфигурация	Серия 0 (без МКП)	Серия 1	Серия 2	Серия 3	Серия 5
K_{max}	1	10^4	10^6	10^7	10^8
Разрешение	40...45	20...25	18...20	16...17	13...16

В настоящее время выпускается большое количество ЭОП с прямым переносом изображения. Они различаются по размерам и типу фотокатода и экрана, наличием или отсутствием МКП и волоконно-оптических окон и т. д.

8.2.2. ЭОП с электростатической фокусировкой

Эти преобразователи отличаются от бипланаров тем, что размер фотокатода может в несколько раз превосходить размер экрана. Электронное изображение фокусируется на экран с помощью встроенной внутрь прибора электростатической линзы. Характеристики некоторых ЭОП этого типа приведены из рекламного каталога фирмы DEP Delft Instruments в таблице 8.3.

Оптоволоконный вход и выход ЭОП позволяет состыковывать их друг с другом, создавая кадровые регистраторы с большими коэффициентами усиления по свету.

Таблица 8.3

Характеристики ЭОП из каталога фирмы DEP

Тип прибора	Вход, Ø, мм	Тип фотокатода	Тип экрана	Выход, Ø, мм	Усиление по числу фотонов	Разрешение, п.л./мм	Темновой ток, (имп./с)/мм ²	Габариты, другие характеристики
XX1460	25	S20	P20	25	15	60	0,9	Ø69×19
XX1450DV	18, BO	S20	P20	18, BO	4·10 ³ , МКП	34	0,2	Ø57×24
PP0050	80, BO	S20	P20	18, BO	28	60	0,1	Ø170(max)×210
XX1820	25, BO	S20	P20	18, BO	20	75	0,1	Ø61×59 дисторсия 12%

Примечание. Фотокатод S20 имеет максимум чувствительности 50 мА/Вт при $\lambda = 440$ нм. BO — волоконная оптика

8.2.3. Усилитель яркости с магнитной фокусировкой

В качестве отдельного усилителя яркости или в качестве промежуточного каскада ранее использовался усилительный каскад с магнитной фокусировкой электронов М-9 (рис. 8.7) [32, 33].

Магнитная фокусировка осуществляется помещением М-9 в продольное магнитное поле соленоида. При ускоряющем напряжении 15 кВ разрешение составляет 40...50 п. л./мм в пределах поля зрения 30 мм. Разно-

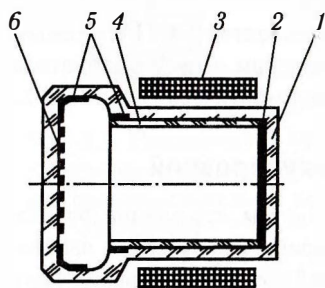


Рис. 8.7. Усилительный магнитный каскад М-9:

1 — наружная колба; 2 — экран; 3 — соленоид; 4 — внутренний стеклянный цилиндр; 5 — фокусирующие электроды; 6 — фотокатод

видностями данного прибора были усилителями яркости с волоконно-оптическими окнами («фотоконтактный») или усилитель с запирающей сеткой, помещенной вблизи поверхности фотокатода. На запирающую сетку подавалось напряжение до 100 В. Плавная регулировка усиления яркости таким образом не осуществлялась, так как при подаче напряжения на сетку происходит дефокусировка изображения [33]. Таким образом, основное назначение запирающей сетки — кадрирование изображения.

Большим достоинством М-9 являлось то, что он мог служить модулем для построения многокамерных усилителей яркости.

В многокаскадных ЭОП усиление электронного потока происходит на трехслойном

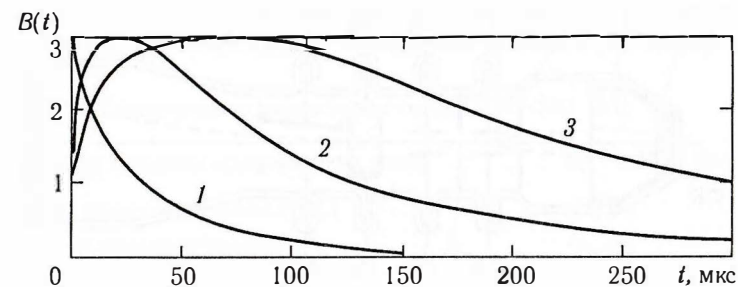


Рис. 8.8. Яркость свечения выходного экрана ЭОП при коротком импульсе света (0,5 мкс) на фотокатоде ЭОП [33]:

1 — однокамерный ЭОП; 2 — двухкамерный; 3 — трехкамерный

преобразующем элементе: люминофор — слюда — фотокатод. Люминофор под действием электронов первого каскада светится, создавая яркое видимое изображение. Свет, проникая через слюду, выбивает из фотокатода электроны, создавая усиленное электронное изображение, которое фокусируется на выходной люминесцентный экран усиливающего каскада. Усиление по электронам достигает в преобразующем элементе 30 раз. При этом снижается пространственное разрешение прибора и увеличивается время высвечивания изображения на выходном экране ЭОП (рис. 8.8).

8.2.4. Времени анализирующие ЭОП

Три типа приборов, рассмотренные в пп. 8.2.1, 8.2.2 и 8.2.3, имеют весьма скромные возможности временного анализа явления: в лучшем случае можно получить один кадр. Более универсальными, но и более сложными, являются ЭОП, позволяющие производить кадрирование, непрерывную развертку изображения (хронографию процесса), осуществлять круговую развертку. Приводим краткое описание универсальных ЭОП типа УМИ, которые использовались как в качестве кадрирующих регистраторов, так и в качестве хронографов. С помощью УМИ было получено много ценных научных результатов.

Входным каскадом ЭОП типа УМИ является ПИМ-3 (разработчик Бутслов М. М., СССР), который применялся и как самостоятельный прибор (рис. 8.9).

Управление изображением осуществляется с помощью двух пар пластин горизонтального и вертикального отклонений. Для кадрирования изображения используется затвор; первая пара пластин смещает электронный пучок за край щели диафрагмы затвора, вторая компенсирует искажения изображения при подаче напряжения на первую пару; для этого на них подаются напряжения противоположных знаков. В режиме многокадровой съемки изображение

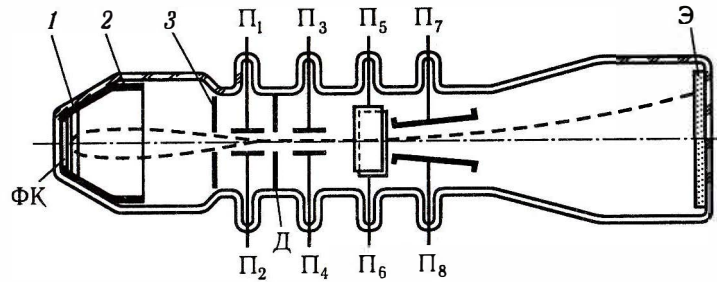


Рис. 8.9. Схема однокамерного ЭОП ПИМ-3 с электростатической фокусировкой электронного изображения:

1 — колба; 2, 3 — электроды электростатической линзы; ФК — фотокатод; Э — люминесцентный экран; П1, П2 — первая пара пластин затвора; П3, П4 — вторая пара пластин затвора (компенсирующая); П5, П6 и П7, П8 — пластины горизонтального и вертикального отклонений; Д — шелевая диафрагма затвора

помещается в выбранное начальное место экрана, затвор производит кадрирование, затем при закрытом затворе подается смещающее напряжение на отклоняющие пластины, затвор открывается на время второго кадра, который находится уже в другом месте экрана, и т. д. На экране появляется несколько кадров процесса (рис. 8.10). Используя пластины горизонтального отклонения, можно заполнить кадрами весь экран.

Отметим, что в режиме кадровой развертки пространственное разрешение ЭОП зависит от длительности кадра: при микросекундной длительности оно мало отличается от «статического», при переходе в наносекундный диапазон оно в 2...3 раза ниже. Это связано с возрастающими токовыми нагрузками, что приводит к нарушению эквипотенциальности фотокатода и электростатическому расталкиванию электронов в электронном пучке [33].

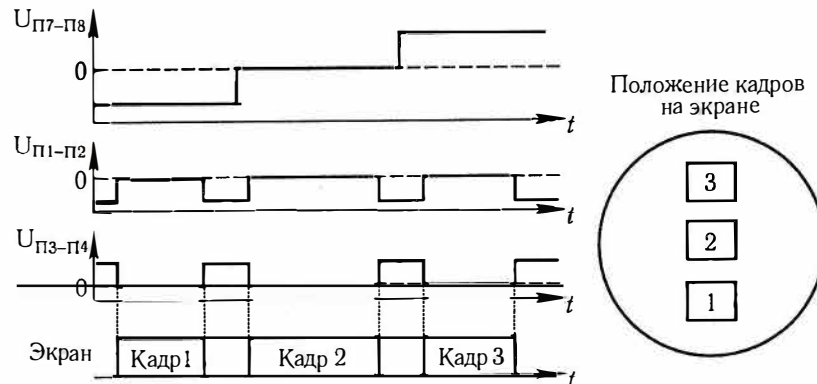


Рис. 8.10. Эпюры напряжений на электродах ПИМ-3 для регистрации трех кадров изучаемого явления

Помимо затвора, возможно запираение изображения с помощью сетки возле фотокатода или путем подачи напряжения на кольцевой электрод.

Технические характеристики ПИМ-3Ш [34]

Энергетические пределы излучения на входе	10 ⁻⁷ ...10 ⁻⁵ Дж/см ²
Коэффициент преобразования ЭОП	10...50
Электронно-оптическое увеличение	2 ± 0,1
Размер рабочего участка, мм:	
фотокатода (размер диафрагмы за фотокатодом)	5 × 12
экрана	Ø40
Временное разрешение, с:	
в кадровой развертке	10 ⁻⁹
при непрерывной развертке	5 · 10 ⁻¹²
Разрешающая способность в центре экрана (в статике)	35 (до 50) п.л./мм
Запирающее напряжение на затворных пластинах	1500 В
Чувствительность отклоняющих пластин	85 В/мм
Напряжение фотокатода относительно экрана (экран заземлен)	-15 кВ
Габаритные размеры, мм	Ø110 × 310
Масса, кг	0,8

Присыкая в месте выходного экрана усилительные каскады М9 (от 1 до 5 шт.), можно было получить большие коэффициенты преобразования, так как каждый каскад дает усиление примерно в 30 раз (конечно, при этом снижается пространственное разрешение прибора в целом). Это ЭОПы серии УМИ. Например, УМИ-93Ш содержал 3 каскада М9 и имел характеристики:

- коэффициент преобразования 2 · 10⁴...10⁵;
- разрешающую способность 10...15 п.л./мм;
- послесвечение выходного экрана 10⁻³ с;
- напряжение на каждой камере +10 кВ.

Усиливающие каскады М9 для фокусировки помещаются в магнитное поле, создаваемое катушками.

Времяанализирующие ЭОП структуры ПИМ-УМИ разрабатывались только в СССР. Это была вершина мировых достижений. С их помощью было сделано множество открытий. На их основе в 1970-х годах были построены самые быстрые хронографы — «Пикохроны».

В то же время ЭОПы типа УМИ имели явные недостатки. Последовательное соединение усиливающих каскадов в одной колбе приводило к перепадам напряжения «фотокатод—экран» в несколько десятков киловольт; следствием этого была высокая вероятность пробоев. Магнитная фокусировка приводила к значительным геометрическим искажениям изображения на экране. Настройка изображения на резкость и минимальные искажения была очень трудоемка. Кроме того, они имели сравнительно низкое пространственное разрешение, особенно при регистрации коротких кадров.

На смену многокамерным усилителям пришли компактные однокаскадные усилители изображения на основе ЭОП с МКП и стекловолоконными входами и выходами. Большие коэффициенты усиления по свету достигаются последовательным контактным соединением каскадов усиления на основе ЭОП с прямым переносом изображения.

Таблица 8.4

Параметры современных времяанализирующих ЭОП

Параметр	Тип ЭОП		
	P510	P520	P500X
Развертка	Одномерная / Кадры	Одномерная / Кадры	Щелевая
Разрешение в статике, п.л./мм	25	25	10
Временное разрешение, пс	300	3	20
Усиление по свету (Вт/Вт)	30	15	—
Затворное число по свету	10^6	10^6	—
Фотокатод, мм (эффект. размер)	30×25	$\varnothing 10$	15×3
Масштаб переноса	0,75	1,5	1,3
Экран, \varnothing , мм	64	64	64
Напряжение, кВ	15	15	15
Чувствительность пластин, В/см	500	300	500
Габариты, мм	$\varnothing 102 \times 250$	$\varnothing 102 \times 250$	$\varnothing 102 \times 266$

Примечание. Буква «X» обозначает рентгеновский ЭОП.

В настоящее время создаются в основном специализированные ЭОП. Проспекты зарубежных фирм предлагают большое разнообразие «усилителей изображения». На рис. 8.11 приведен снимок ЭОП фирмы Philips Photonics типа P510, который может работать как в режиме непрерывной одномерной развертки, так и в режиме кадровой. ЭОП P510 имеет одну пару отклоняющих пластин, поэтому кадры располагаются на одной линии.

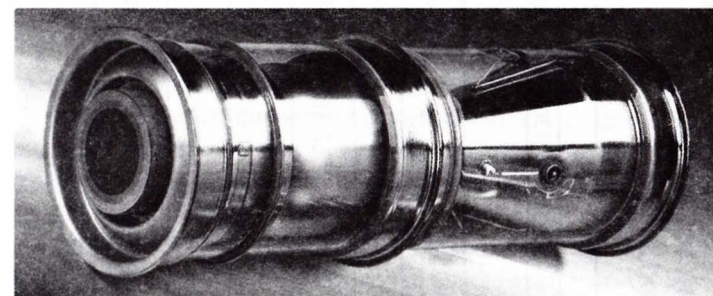


Рис. 8.11. Внешний вид ЭОП P510 (из проспекта фирмы Philips Photonics)

Параметры некоторых ЭОП фирмы Philips Photonics представлены в таблице 8.4.

8.3. Применение ЭОП для усиления яркости

Возможность получать большие коэффициенты преобразования в многокаскадных ЭОП дает значительные преимущества электронно-оптической регистрации (ЭОР) перед высокоскоростными фотокамерами. Возможность продвижения в инфракрасную область (фотокатод Ag-O-Cs) позволяет делать приборы ночного видения.

В работе [35] сравнивалась чувствительность ЭОР (УМИ-93, фотографирование с экрана ЭОП на фотопленку РФ-3 фотоприставкой с $D/F = 1:2,5$) с фотопленками. Экспозиция, необходимая для получения плотности почернения над вуалью $1,0D$, была выражена в Дж/см², и с учетом спектральной характеристики фотокатода было получено

$$H_{\lambda}^* \left[\frac{\text{Дж}}{\text{см}^2} \right] = \frac{6,5 \cdot 10^{-10}}{i_{\lambda}(\lambda)}, \quad (8.7)$$

где $i_{\lambda}(\lambda)$ выражена в мА/Вт.

Чувствительность фотопленок в этих же единицах была определена из данных справочника [12]. Результаты вычисления H_{λ}^* приведены в табл. 8.5.

Видно, что в области спектра 400...700 нм чувствительность ЭОП с многощелочным фотокатодом на 2 порядка выше самых чувствительных фотопленок. В инфракрасной области, несмотря на сравнительно низкую чувствительность кислородно-серебряно-цезиевого фотокатода, ЭОР также выигрывает 2,5...5 порядков по сравнению с фотопленками.

На первый взгляд, это далеко не предел: если добавить к УМИ-93 еще несколько усиливающих секций, можно повысить чувствительность еще на

Таблица 8.5
Энергетическая чувствительность (Дж/см²) фотографических пленок и ЭОР (УМИ-93, фотоприставка с фотопленкой РФ-3, D/F = 1:2,5) при уровне почернения над вальью 1,0D [35]

Тип фотопленки, фотокатода	λ, нм										
	400	500	600	650	700	800	900	1050	1200	1300	
УМИ-93, многощелочной	1,5·10 ⁻¹¹	10 ⁻¹¹	10 ⁻¹¹	1,3·10 ⁻¹¹	1,5·10 ⁻¹¹	4·10 ⁻¹¹	2·10 ⁻¹⁰	—	—	—	
УМИ-93, Cs ₃ Sb	4·10 ⁻¹¹	3·10 ⁻¹¹	10 ⁻¹⁰	3·10 ⁻¹⁰	2,5·10 ⁻⁹	—	—	—	—	—	
Панхром, тип 15	2·10 ⁻⁹	1,4·10 ⁻⁸	9·10 ⁻⁹	5·10 ⁻⁹	2·10 ⁻⁸	—	—	—	—	—	
УМИ-93, Ag-O-Cs	10 ⁻¹⁰	1,7·10 ⁻¹⁰	1,7·10 ⁻¹⁰	1,6·10 ⁻¹⁰	1,5·10 ⁻¹⁰	1,5·10 ⁻¹⁰	1,9·10 ⁻¹⁰	5·10 ⁻¹⁰	3,5·10 ⁻⁹	3·10 ⁻⁸	
Инфрахром И-810	—	4·10 ⁻⁷	7·10 ⁻⁶	1,5·10 ⁻⁶	5·10 ⁻⁷	5·10 ⁻⁸	—	—	—	—	
Инфрахром И-920	—	4·10 ⁻⁷	9·10 ⁻⁵	4·10 ⁻⁵	10 ⁻⁵	1,5·10 ⁻⁶	6·10 ⁻⁷	—	—	—	
Инфрахром И-1070	—	10 ⁻⁶	3·10 ⁻⁴	4·10 ⁻⁴	6·10 ⁻⁴	5·10 ⁻⁴	2·10 ⁻⁴	4·10 ⁻⁵	5·10 ⁻⁴	4·10 ⁻³	

Примечание. Для фотопленки РФ-3 чувствительность $S_{0,95} = 600 \text{ лк}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $\gamma_{\text{max}} = 1,6$; $G = 4,8 \text{ мкм}$; разрешение 65 п.л./мм .

несколько порядков. Но на самом деле это рассуждение неверно. Дело в том, что при росте усиления наступает момент, когда ЭОП начинает работать в одноэлектронном режиме. Это значит, каждый вылетевший из фотокатода электрон после усиления фототока усилительными каскадами дает вспышку на экране ЭОП, достаточно яркую, чтобы ее можно было зарегистрировать на фотопленке. После этого повышение чувствительности мало что дает.

При уменьшении освещенности фотокатода (при одновременном увеличении усиления) увеличатся флуктуации числа вылетевших фотоэлектронов, каждый из которых будет зарегистрирован в виде яркой точки. Изображение будет иметь вид набора точек, количество информации в нем будет уменьшаться, несмотря на то, что полная световая энергия в изображении может даже повыситься за счет большего коэффициента усиления. Формула для коэффициента «сигнал/шум» в ЭОР будет выведена позже. Теперь же отметим, что и в работе [35] изображение, даваемое УМИ-93, должно быть значительно сильнее зашумлено, чем изображение на инфракрасной фотопленке. Как всегда, приходится выбирать: иметь зашумленное изображение с ЭОП или не иметь никакого.

8.4. Кадровый режим регистрации

Для формирования кадра изображения необходима синхронизованная работа затворных пластин и пластин, перемещающих изображение, пока затвор закрыт. Чем короче требуемое время экспозиции кадра, тем круче должны быть фронты импульсов (с амплитудой порядка киловольт) на затворных и смещающих пластинах. Переключающие схемы на тиратронах или лампах с вторичной эмиссией позволяют получать на ЭОП хорошо сформированные кадры микросекундного диапазона, вплоть до 50 нс. Для формирования более коротких кадров пригодны схемы на лавинных приборах.

Пространственное разрешение ЭОП в импульсном режиме значительно уступает «статическому». Это вызвано нестабильностью напряжений, формирующих импульс. Не случайно пространственное разрешение ЭОП приводится в статическом режиме. В хорошо отлаженных лабораторных установках можно добиться, чтобы снижение пространственного разрешения в импульсном режиме не превышало 1,5 раза.

На рынке электронно-оптических приборов имеется широкий выбор готовых изделий — электронно-оптических камер (ЭОК). Например, универсальная ЭОК Итасоп-675 на основе ЭОП Р-855. В хронографическом режиме она имеет разрешение 5 пс ($5 \cdot 10^{-12} \text{ с}$) и диапазон разверток $2 \cdot 10^{-9} \dots 6 \cdot 10^{-7} \text{ с}$. В кадровом режиме число кадров 5 или 10 с длительностью от 1 до 10 нс.

Среди специализированных кадровых регистраторов отметим Itasop-468:

- модификации ЭОК на 4, 6, 8 кадров;
- пространственное разрешение 12...22 п.л./мм;
- геометрические искажения отсутствуют;
- время между кадрами программируется от 10 нс до 1 мкс;
- независимое усиление для каждого кадра от 1 до 10^7 ;
- считывание изображений — ССD-камера, 576×385 пикселей на кадр;
- ЭОК управляется ПК через интерфейс Itasop и бронированный волоконно-оптический кабель длиной 100 м;
- стоимость 8-кадровой камеры 300 000 долларов.

Формирование наносекундных и более коротких кадров с помощью затворов ЭОП, в том числе и сеточных, — сложная задача. В некоторых случаях можно использовать «внешние» формирователи кадров. Так, универсальными являются оптические затворы: ячейки Керра, Поккельса (см. подп. 4.2.3) — они подходят для изучения как самосветящихся, так и освещаемых объектов. Для освещаемых объектов была предложена схема «стробирующие пикосекундные лазерные импульсы и непрерывная развертка в ЭОП» [36]. При ширине кадра 2,5 мм возможна скорость развертки 10^{10} кадров/с с пространственным разрешением 10 п.л./мм.

8.5. Хронографический режим регистрации

В хронографическом режиме работы ЭОП достижение временного разрешения порядка 10^{-9} с не представляет труда. Продвижение в пикосекундную область прежде всего связано с уменьшением влияния разброса начальных скоростей фотоэлектронов вдоль оси прибора на время пролета ими расстояния «фотокатод—экран». Для этого нужно повышать напряженность электрического поля около катода [33]:

$$\Delta t_{xp} = \alpha \frac{10^{-11}}{E}, \quad (8.8)$$

где α — коэффициент, для различных фотокатодов и длин волн света может лежать в пределах от 1 до 5; E — напряженность электрического поля в единицах CGSE; 1 ед. CGSE = 300 В/см = 30 В/мм.

В ЭОП типа ПИМ—УМИ $E = 60$ В/мм. Если использовать круговые или эллиптические развертки с частотой 300 МГц, можно добиться временного разрешения 5 пс. Следующим этапом стал переход в СВЧ-диапазон и замена отклоняющих пластин резонатором с одновременным повышением напряженности поля вблизи фотокатода до 600 В/мм. Это было осуществлено

на отечественном приборе «Пикохрон», имеющем разрешение 0,2...0,5 пс [33, 37].

8.6. Предельное временное разрешение ЭОП

Вторжение в пикосекундную область поставило вопрос о предельно возможном временном разрешении ЭОП.

Детальное обсуждение вклада отдельных компонентов в предельное временное разрешение ЭОП можно найти в работе [33]. Рассматривались, например, следующие причины ограничения временного разрешения:

- расплывание волнового пакета светового импульса за счет дисперсии показателя преломления во входной оптике;
- разновременность выхода фотоэлектронов из фотокатода;
- расплывание волнового пакета дебройлевых волн, описывающего короткий электронный импульс;
- разброс начальных скоростей фотоэлектронов;
- «техническое» временное разрешение (скорость развертки);
- эффект объемного заряда.

Анализ показал, что ни один из факторов не накладывает принципиальных ограничений на достижение временного разрешения ЭОП $\tau_{\min} \approx 10^{-14}$ с = 10 фс.

В то же время для достижения разрешения 10 фс нужно, например, создать напряженность поля возле фотокатода 30...150 кВ/мм. К 2000 году достигнуто 6 кВ/мм [31]. Следует также учитывать, что в совокупности множество факторов одного порядка может в несколько раз повысить предел разрешения, например, до $\tau_{\min} \approx 5 \cdot 10^{-14}$ с.

Рассмотрим «техническое» разрешение и влияние пространственного заряда, поскольку результат в данных случаях не столь однозначен.

8.6.1. Техническое временное разрешение

В «Пикохроне» используется круговая развертка, то есть фактически «одномерная» регистрация. Свет, сопровождающий явление, фокусируется в точку на фотокатоде. Фотоэлектроны, вылетевшие из «точки», имеющей размер разрешаемого элемента, описывают на экране ЭОП круг. Схема развертки представлена на рис. 8.12. Аналогично тому, как было сделано для зеркальной развертки (п. 2.3),

$$\delta t_{\text{тех}} = \frac{\delta x}{v_{\text{разв}}}, \quad (8.9)$$

где δx — сечение электронного пучка; $v_{\text{разв}}$ — линейная скорость развертки на экране.

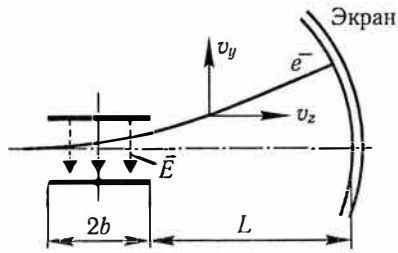


Рис. 8.12. К оценке «технического» разрешения

Пусть длительность регистрируемого явления T . Частота вращения луча должна быть не более $\omega = 2\pi/T$. В то же время, чтобы не накладывался конец развертки явления на начало, должно быть

$$T = 2b/v_z, \text{ то есть } \omega = \pi v_z/b.$$

Электрон, попав в поле E , движется с ускорением a , то есть тангенс угла отклонения электронов на выходе из области поля E :

$$\frac{v_y}{v_z} = \frac{aT}{v_z} = \frac{eE2b}{mv_z^2} = \frac{bE}{U},$$

где U — разность потенциалов между экраном и фотокатодом.

Радиус развертки $r = L(bE/U)$, скорость развертки

$$v_{\text{разв}} = \frac{LbE}{U} \omega = \frac{\pi v_z LE}{U}.$$

Далее, подставив

$$v_z = \sqrt{\frac{2eU}{m}},$$

окончательно имеем

$$\delta t_{\text{тех}} = \frac{\delta x}{\pi LE} \sqrt{\frac{mU}{2e}}. \quad (8.10)$$

Обычно $U \approx 50$ ед. CGSE, тогда

$$\delta t_{\text{тех}} \approx 2 \cdot 10^{-9} \left(\frac{\delta x}{L} \right) \frac{1}{E}.$$

Подставим типичные значения: $L = 20$ см, $E = 10^2$ ед. CGSE, $\delta x = 10^{-2}$ см (размер р. э.).

В результате

$$\delta t_{\text{тех}} \approx 10^{-14} \text{ с.}$$

Таким образом, технически вполне возможно с помощью круговой развертки достичь временного разрешения 10^{-14} с.

8.6.2. Влияние объемного заряда

Рассмотрим следующую модель. На расстоянии 0,1 мм от плоскости фотокатода находится сетка с потенциалом +600 В относительно фотокатода ($E = 6$ кВ/мм). Этого по формуле (8.8) недостаточно для получения 10 фс из-за разброса начальных скоростей фотоэлектронов, но этот разброс можно уменьшить, если длина волны света близка к красной границе фотоэффекта. Остальные параметры ЭОП такие же, как и в подп. 8.6.1.

Пусть на разрешаемый элемент фотокатода площадью S падает световой импульс длительностью τ_0 , при этом выбивается n фотоэлектронов. Они образуют облако в виде тонкого диска радиусом $r \approx \sqrt{S/\pi}$ и толщиной $\delta_0 \approx \tau_0 v_{0z}$, где v_{0z} — составляющая скорости фотоэлектрона после сетки вдоль оси ЭОП. Если τ_0 порядка 10^{-14} с, при $v_{0z} \approx 10^9$ см/с имеем $\delta_0 \approx 10^{-5}$ см, r_0/δ_0 порядка 10^3 , так как $S \approx 10^{-4}$ см².

На электроны в «диске» действует расталкивающее поле объемного заряда, линейно возрастающее от центральной плоскости к поверхности диска. По теореме Остроградского—Гаусса на поверхности диска

$$\oint E_{\text{об.зар}} dS = 4\pi ne,$$

откуда $2E_{\text{об.зар}}S = 4\pi ne$, то есть $E_{\text{об.зар}} \approx 2\pi ne/S$.

Диск со временем t будет утолщаться в обе стороны, его толщина на полувысоте распределения плотности заряда

$$\delta_{0,5} \approx \frac{F t^2}{m \cdot 2} = \frac{E_{\text{об.зар}} e t^2}{2m} = \frac{\pi n e^2 t^2}{mS}.$$

При падении на экран со скоростью v (см/с) время прохождения сгустком электронов поверхности экрана как раз есть временное разрешение

$$\tau_{\text{об.зар}} = \frac{\pi n e^2 t^2}{v m S} \approx 0,8 \cdot 10^9 \frac{t^2}{v S}. \quad (8.11)$$

Время пролета электронов через ЭОП при $U = 50$ ед. CGSE и пролетной базе 20 см $t \approx 5 \cdot 10^{-9}$ с, скорость электронного пакета $v \approx 7 \cdot 10^9$ см/с, $S \approx 10^{-4}$ см².

Получим

$$\tau_{\text{об.зар}} \approx 3 \cdot 10^{-14} n \text{ (секунд)}. \quad (8.12)$$

Можно взять для оценок другие параметры ЭОП и получить оценку, обычно приводимую в литературе, например [31, 33]:

$$\tau_{\text{об.зар}} \approx 10^{-14} n \text{ (секунд)}. \quad (8.13)$$

В любом случае имеется очень серьезное ограничение временного разрешения. Например, для того, чтобы временное разрешение было примерно 10^{-13} с, из каждого р. э. фотокатода, согласно (8.13), должно вылетать не более 10 электронов. Но тогда флуктуации числа фотоэлектронов в таком «разрешаемом элементе» будут составлять 30%, что неизбежно скажется на точности измерений. Приведенные выкладки также правдоподобны лишь при достаточно большом количестве фотоэлектронов в «диске».

Из полученных оценок следует, во-первых, что продвижение в область разрешения менее 100 фс едва ли возможно*; во-вторых, ЭОП с пикосекундным разрешением должен иметь блок усилителя яркости с большим коэффициентом усиления, чтобы можно было регистрировать каждый фотоэлектрон («режим одноэлектронной регистрации»).

Здесь мы имеем один из примеров статистического ограничения разрешения, в данном случае временного. Можно улучшить статистику только за счет ухудшения разрешения и наоборот. Исследователи впервые столкнулись с этой проблемой при изучении структуры ультракоротких импульсов (УКИ) лазерного излучения длительностью порядка 10 пс и менее.

На первый взгляд, ситуация безвыходная. Однако это верно для однократного процесса и однократной развертки. Исследователи УКИ нашли два выхода [33]. Первый состоял в том, что круговая развертка с периодом 100 пс линейно перемещалась по экрану («трохоидальная» развертка). Таким образом, регистрировалось несколько УКИ последовательно. Оказалось, что структура регистрируемых на одной развертке УКИ повторяется, это позволило при разрешении порядка 1 пс получить представительную информацию. Другие исследователи разделяли излучение лазера полупрозрачными зеркалами на 9 пучков, так что регистрировалось сразу 9 изображений одного и того же импульса. Регистратор осуществлял линейную развертку явления. Результаты, полученные этими двумя способами, можно сказать, совпали.

8.7. Синхронизация ЭОП

Если развертка ЭОП запускается от излучения, сопровождающего изучаемое явление, надо учитывать время прохождения импульса в детекторе (например, 10...20 нс в ФЭУ и кабеле), время срабатывания схемы развертки. Но это только часть проблемы. Задержка срабатывания генератора развертки имеет случайный разброс:

- для схем на тиратронах порядка десятков наносекунд,
- для искровых схем порядка наносекунд,
- для лавинных триодов порядка десятых долей наносекунд.

* К концу 2000 года лучшие отечественные и зарубежные фоторегистраторы имели временное разрешение 180...500 фс [31].

Приведем несколько примеров решения проблемы синхронизации. Эти решения зависят от задач эксперимента и характеристик изучаемого явления. Схемные решения можно найти в оригинальных работах (например, [33]).

Одним из первых применений ЭОП было фотографирование треков ионизирующих частиц в сцинтилляционных камерах [33]. В одной из работ ЭОП работал в ждущем режиме, затвор фотоаппарата был открыт. Напряжение на последний каскад не подавалось. Для селекции полезных событий использовались два фотоэлектронных умножителя (ФЭУ), дискриминаторы и схема совпадений. В случае полезного события (взаимодействие нужной частицы со сцинтиллятором) селектор давал команду на открывание затвора ЭОП на время, зависящее от времени высвечивания сцинтиллятора (например, для CsI(Tl) затвор открывался на 3 мкс). Одновременно подавалось напряжение на выходной каскад. Явление фиксировалось на фотопленку, после чего она автоматически протягивалась на 1 кадр. Таким образом, выходной каскад выполнял работу затвора фотоаппарата. Отсутствие напряжения на выходном каскаде между актами регистрации позволяло избежать накопления фона.

В ЭОП, не имеющих электронного затвора, также использовалась аналогичная синхронизация при регистрации отобранных событий. При этом регистрировалось изображение, запоминаемое 1-м каскадом, так как время высвечивания люминофора — десятки микросекунд. На время работы 2-го каскада остальные отключались, то есть изображение передавалось из одного каскада в другой. Это позволило снизить накопление фона и вероятность появления помех. Этот способ применялся и в том случае, когда сцинтиллятор был пластмассовым с временем высвечивания несколько наносекунд, а длительность задержки в цепях селекции и управления превышала 100 нс [33].

В экспериментах с короткими лазерными импульсами источником запуска ЭОП часто является высоковольтное напряжение, подаваемое при срабатывании разрядника под действием сфокусированного излучения, рис. 8.13. Время задержки в такой схеме примерно 10 нс, поэтому широко используются оптические задержки изучаемого сигнала.

Пример снимка, полученного с помощью высокоскоростной целевой линейной развертки, приведен на рис. 8.14. Это был первый (1976 г.) опубликованный результат с субпикосекундным временным разрешением 0,7 пс.

ЭОП на основе трубки УМИ-93М, скорость развертки до $5,5 \cdot 10^{10}$ см/с,

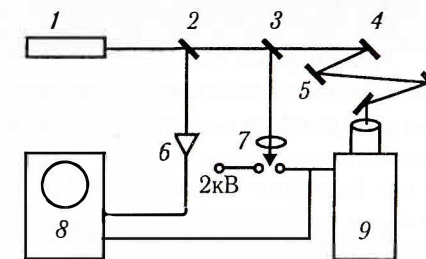


Рис. 8.13. Запуск линейной развертки от разрядника, поджигаемого лазерным излучением:

1 — лазер; 2, 3, 4 — зеркала разводки пучка; 5 — оптическая задержка; 6 — коаксиальный фотоэлемент ФЭК-15; 7 — разрядник, поджигаемый лазерным излучением; 8 — осциллограф; 9 — пикхрон

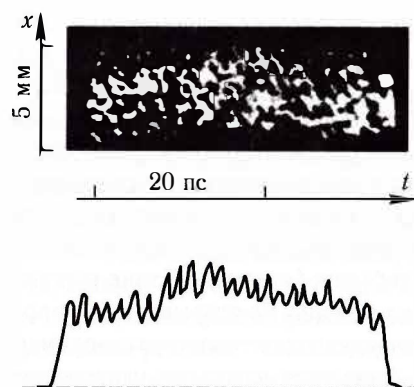


Рис. 8.14. Щелевая развертка картины бинения мод лазера с периодом 1,4 пс на длине волны 1065 нм [31];

сверху — снимок с экрана ЭОП; снизу — его микроденситограмма

напряженность электрического поля у фотокатода ≥ 3 кВ/мм, фотокатод S-1.

Основным элементом камеры являлся лазерный искровой разрядник, формировавший прямоугольный импульс с субнаносекундными фронтами и амплитудой до 20 кВ.

8.8. ЭОП в полях гамма- и нейтронного излучений

Можно выделить три вида фона ЭОП:

- равномерное свечение поля зрения, ограниченного диафрагмой входного каскада;
- дискретное свечение в виде точек, локализованных внутри поля зрения (воздействие γ -квантов на входной фотокатод);
- дискретное свечение в виде ярких точек, расположенных по всему экрану (воздействие нейтронов).

8.8.1. Равномерный фон

Равномерный фон — результат **радиолюминесценции стекла** входного фотокатода под действием γ -квантов и комптоновских электронов. Измерения с УМИ-92,93 на ^{60}Co дали оценку чувствительности

$$\eta_{\gamma \text{ равн}} \approx 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ фотоэлектронов/МэВ.}$$

В режиме кадров равномерный фон снижает контраст изображения. В хронографическом режиме контраст падает еще больше, т. к. фон пропорционален размеру поля зрения, а сигнал — ширине развертываемой полосы (щели). Поэтому для хронографии лучше использовать специализированные ЭОП-хронографы, в которых, для снижения фоновой чувствительности, внутри колбы перед фотокатодом наносится узкая щелевая диафрагма.

8.8.2. Точечный фон

Точечный фон при воздействии γ -квантов обнаружен и исследован Г. А. Ивановым с сотрудниками [38]. Было выяснено, что он возникает в результате черенковского излучения **стекла фотокатода** (поскольку точки поддаются фокусировке) под действием комптоновских электронов. В пользу черенковского излучения говорит тот факт, что рентгеновское излучение создает только непрерывный фон.

Стекло фотокатода имеет толщину около 4 мм, и большая часть черенковских фотонов участвует в создании равномерного фона. Дискретный фон образуется в слое стекла толщиной $\leq 0,1$ мм, примыкающем к фотокатоду, за счет фотоэффекта от ультрафиолетовой части черенковского спектра. Измерения на ^{60}Co показали, что каждая точка образуется группой из 5...10 фотоэлектронов. Вероятность появления точек составляет

$$\eta_{\gamma \text{ дискр}} \approx 10^{-3} \text{ точек/}\gamma\text{-квант.}$$

8.8.3. Фон ЭОП под действием нейтронов

Этот фон появляется в виде очень ярких точек по всему экрану (рис. 8.15). Он был обнаружен и изучен Г. А. Ивановым с сотрудниками [39].

Рис. 8.15. Фон ЭОП от нейтронов, в виде ярких точек.

Снимок с экрана ЭОП УМИ-93, работавшего в режиме хронографии (направление развертки слева направо)



То, что фон рассеян по всему экрану, означает, что он образуется заряженными частицами, попавшими в **люминофор входного каскада**. Рассмотрение возможных реакций показало, что наибольший вклад должны давать (n, α)-реакции на ^{10}B и ^{16}O , входящих в состав стеклянной колбы ЭОП. Это подтверждается различной вероятностью образования вспышек при облучении быстрыми и тепловыми нейтронами:

$$\eta_{\gamma \text{ быстр}} \approx 1,5 \cdot 10^{-4} (\pm 30\%) \text{ вспышек}\cdot\text{см}^2/\text{нейтрон,}$$

$$\eta_{\gamma \text{ тепл}} \approx 2 \cdot 10^{-3} (\pm 30\%) \text{ вспышек}\cdot\text{см}^2/\text{нейтрон.}$$

8.9. Собственные электронные шумы ЭОП

Под шумами понимают флуктуации тока, яркости и т. п., причиной которых является квантованность заряда и энергии. Кроме шумов, большую опасность для исследователя представляют помехи. В ЭОП, с большой напряженностью электрического поля во входном каскаде, с большим отрицательным потенциалом фотокатода, возможны электрические пробои. Это приводит в засветке фотокатода, появлению на изображении помех в виде разнообразных линий и фигур, иногда приводящему к полной потере полезной информации. Условия эксплуатации имеют большое значение при конструировании электронно-оптического регистратора. Сами ЭОП совершенствуются, и некоторые источники шумов и помех могут быть подавлены путем выбора удачной конструкции и улучшением технологии производства.

Одним из источников шумов входного каскада является термоэлектронная эмиссия из фотокатода, создающая темновой ток. Плотность темнового тока j описывается законом Ричардсона:

$$j = AT^2 e^{-e\phi/kT}, \quad (8.14)$$

где T — температура; $e\phi$ — работа выхода; k — постоянная Больцмана.

В соответствии с (8.14) термоэлектронная эмиссия для инфракрасно-чувствительных фотокатодов, имеющих малую работу выхода, намного выше, чем для фотокатодов видимого спектра (табл. 8.6).

Таблица 8.6

Ток термоэлектронной эмиссии фотокатодов при $T = 293 \text{ К}$ [30]

Тип фотокатода	Термоток j_T , А/см ²	Термоэлектронов на 1р.э., при разрешении 10 п.л./мм n_T , электронов/с,
Кислородно-сурьмяно-цезиевый	$10^{-11} \geq j_T \geq 10^{-13}$	$10^4 \geq n_T \geq 10^2$
Сурьмяно-цезиевый	$10^{-14} \geq j_T \geq 10^{-15}$	$10 \geq n_T \geq 1$
Многощелочной	$10^{-15} \geq j_T \geq 10^{-16}$	$1 \geq n_T \geq 0$

Темновой ток создает флуктуирующее световое поле на экране ЭОП. Это так называемый одноэлектронный компонент шума. Интенсивность вылета «термоэлектронов» с площади одного разрешаемого элемента для наиболее чувствительных фотокатодов невелика (табл. 8.6). При длительности регистрации 10^{-3} с и менее ЭОП является практически бесшумовым прибором. В других ситуациях можно избавиться от тока термоэмиссии путем охлаждения фотокатода.

Существуют также другие источники шумов, но они являются устранимыми. Например, многоэлектронный компонент, обусловленный бомбардировкой фотокатода ионами, срываемыми со стенок колбы и ускоряемыми во входном каскаде. Эффективным средством против этого шума является снижение напряжения во входном каскаде.

Микронеоднородности фотокатода создают многоэлектронный компонент за счет автоэлектронной эмиссии. Средством борьбы с этой составляющей является совершенствование технологии изготовления ЭОП. В обычных ЭОП напряженность поля у фотокатода не превышает 10^3 В/см, и при качественном изготовлении автоэлектронная эмиссия маловероятна. Большие напряженности поля имеют «пикохроны» (до 10^4 В/см), но за время регистрации порядка или менее наносекунды практически не будет наблюдаться электронов холодной эмиссии.

8.10. Флуктуационный шум в системе «сцинтилляционный конвертор — ЭОП»

8.10.1. Формула Мендела

Для оценки шумовых характеристик системы СК—ЭОП нужна формула Мендела [40] для флуктуаций числа вторичных частиц при преобразовании первичных.

Пусть n первичных частиц со статистическим распределением $P(n)$ рождают с вероятностью $p(\lambda)$ каждая λ вторичных частиц. В результате имеем вероятность $\Pi(\mu)$ того, что n первичных частиц произведут μ вторичных.

При этом должно соблюдаться единственное условие: независимость взаимодействия отдельных частиц.

Если n частиц рождают μ вторичных частиц, то

$$\begin{aligned} \bar{\mu} &= \bar{n} \bar{\lambda}; \\ \overline{(\Delta^2 \mu)} &= \bar{\lambda}^2 \cdot \overline{\Delta^2 n} + \bar{n} \cdot \overline{\Delta^2 \lambda}. \end{aligned} \quad (8.15)$$

8.10.2. Расчетная модель

Рассмотрим систему, изображенную на рис. 8.16. Гамма-изображение преобразуется сцинтилляционным конвертором в видимое, проецируется на фотокатод ЭОП, усиливается и фотографируется с экрана ЭОП.

Источниками шума в системе могут быть:

- флуктуации числа γ -квантов, поглощаемых конвертором;
- флуктуации числа фотонов, испускаемых при поглощении одного γ -кванта;

- флуктуации числа фотонов, попадающих на фотокатод;
- флуктуации числа фотоэлектронов, испускаемых с фотокатода ЭОП;
- шумы, возникающие в процессе электронного умножения;
- шум, вносимый выходным экраном усилителя;
- шум фотоплёнки.

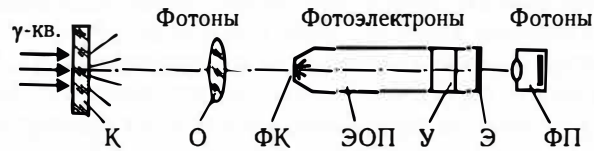


Рис. 8.16. Схема получения рентгеновского изображения:

К – конвертор; О – объектив; ФК – фотокатод; У – усилитель; Э – экран; ФП – фотоприставка

Фотоплёнка не учитывается, чтобы не нарушать общность конечного результата: вместо фотоприставки регистратором может быть телекамера. Конечным результатом вычислений будет отношение «сигнал/шум», и вклад дополнительных звеньев регистратора (фотоплёнка, телекамера) учитывается согласно формуле

$$\frac{1}{K_{с/ш\Sigma}^2} = \sum_i \frac{1}{K_{с/ш i}^2}. \quad (8.16)$$

8.10.3. Расчет $K_{с/ш}$

Изобразим схему преобразования излучений в системе «сцинтилляционный конвертор – ЭОП», введя коэффициенты преобразования (передачи) (рис. 8.17). Они по своей природе имеют статистический характер.



Рис. 8.17. К расчету отношения «сигнал/шум»:

К – конвертор; О – объектив; ФК – фотокатод; У – усилитель; Э – экран

А) Пусть N_γ – количество γ -квантов, взаимодействовавших с конвертором на площади одного р. э. (Временно индекс γ опустим). На выходе конвертора имеем количество фотонов $\bar{\mu} = \bar{N}\bar{\sigma}$.

Считаем, что N подчиняется статистике Пуассона, т. е. $\overline{\Delta^2 N} = \bar{N}$. Тогда

$$\overline{\Delta^2 \mu} = \bar{N}(\bar{\sigma}^2 + \overline{\Delta^2 \sigma}),$$

так как

$$\sigma \gg 1, \text{ то } \bar{\sigma}^2 \gg \overline{\Delta^2 \sigma},$$

следовательно

$$\overline{\Delta^2 \mu} \approx \bar{N} \cdot \bar{\sigma}^2. \quad (8.17)$$

Б) Из этих μ фотонов доля ν собирается объективом, так что на фотокатод поступает $\bar{\varphi}$ фотонов: $\bar{\varphi} = \bar{N}\bar{\sigma}\bar{\nu}$.

Для распределения $P(\nu)$ имеем:

$$\begin{cases} P(1) = \bar{\nu}; \\ P(0) = 1 - \bar{\nu}; \\ P = 0 \text{ для других } \nu. \end{cases}$$

$$\overline{\Delta^2 \nu} = \bar{\nu}(1 - \bar{\nu}).$$

Так как обычно $\nu \ll 1$, то $\overline{\Delta^2 \nu} \approx \bar{\nu}$. Тогда

$$\overline{\Delta^2 \varphi} = \bar{\nu} \bar{\sigma} \bar{N}(1 + \bar{\nu} \bar{\sigma}) \approx \bar{N} \bar{\nu}^2 \bar{\sigma}^2. \quad (8.18)$$

В) Если фотокатод имеет квантовый выход α , то среднее количество фотоэлектронов с площадки в 1 р. э. $\bar{\beta} = \bar{\varphi} \bar{\alpha} = \bar{N} \bar{\nu} \bar{\sigma} \bar{\alpha}$.

Распределение $P(\alpha)$ аналогично распределению $P(\nu)$, т. е. $\overline{\Delta^2 \alpha} = \bar{\alpha}(1 - \bar{\alpha})$.

$$\overline{\Delta^2 \beta} = \bar{\alpha}^2 \cdot \overline{\Delta^2 \varphi} + \bar{\varphi} \cdot \overline{\Delta^2 \alpha} = \bar{\alpha}^2 \cdot \bar{\nu}^2 \cdot \bar{\sigma}^2 \bar{N} + \bar{\nu} \cdot \bar{\sigma} \cdot \bar{N} \cdot \bar{\alpha} \cdot (1 - \bar{\alpha}).$$

Так как $\alpha = 0, 1 \dots 0, 2$, то $(1 - \alpha) \approx 1$. Тогда

$$\overline{\Delta^2 \beta} = \bar{\sigma} \cdot \bar{\nu} \cdot \bar{\alpha} \cdot \bar{N} \cdot (\bar{\nu} \cdot \bar{\sigma} \cdot \bar{\alpha} + 1).$$

Величина $\bar{\nu} \cdot \bar{\sigma} \cdot \bar{\alpha}$ равна среднему числу фотоэлектронов, генерируемых при одном взаимодействии γ -кванта в конверторе: $\bar{\nu} \cdot \bar{\sigma} \cdot \bar{\alpha} = \bar{n}_{фэ}$. Временно опустим индекс

$$\overline{\Delta^2 \beta} = \bar{n} \cdot \bar{N} \cdot (\bar{n} + 1). \quad (8.19)$$

Г) В усилительных каскадах количество электронов увеличивается в γ раз: $\bar{\delta} = \bar{\beta} \cdot \bar{\gamma}$, или $\bar{\delta} = \bar{N} \cdot \bar{n} \cdot \bar{\gamma}$. Согласно экспериментальным данным, распределение вероятности коэффициента усиления подчиняется экспоненциальному закону

$$f(\gamma) = \frac{1}{\bar{\gamma}} e^{-\gamma/\bar{\gamma}},$$

причем

$$\overline{\Delta^2 \gamma} = \bar{\gamma}^2. \quad (8.20)$$

Тогда

$$\overline{\Delta^2 \delta} = \bar{\gamma}^2 \cdot \bar{n} \cdot \bar{N} \cdot (\bar{n} + 1) + \bar{n} \cdot \bar{N} \cdot \bar{\gamma}^2 = \bar{\gamma}^2 \cdot \bar{n} \cdot \bar{N} \cdot (\bar{n} + 2). \quad (8.21)$$

Д) После экрана производится η фотонов: $\bar{\eta} = \bar{n} \cdot \bar{N} \cdot \bar{\gamma} \cdot \bar{\theta}$.

Обычно считается, что распределение θ пуассоновское или близко к такому. Можно положить $\overline{\Delta^2 \theta} = k \bar{\theta}$, где $k \leq 1$, тогда

$$\overline{\Delta^2 \eta} = \bar{\theta}^2 \cdot \bar{\gamma}^2 \cdot \bar{n} \cdot \bar{N} \cdot (\bar{n} + 2) + \bar{\gamma} \cdot \bar{n} \cdot \bar{N} \cdot k \bar{\theta}.$$

Для типичного усилителя яркости $\gamma \geq 10^3$, $\bar{\theta} \approx 10^2$, то есть $\bar{\gamma} \cdot \bar{\theta} \gg 1$ и второе слагаемое можно опустить:

$$\overline{\Delta^2 \eta} \approx \bar{\theta}^2 \cdot \bar{\gamma}^2 \cdot \bar{n} \cdot \bar{N} \cdot (\bar{n} + 2). \quad (8.22)$$

Отношение «сигнал/шум» на выходе усилителя

$$\frac{\bar{\eta}}{\sqrt{\overline{\Delta^2 \eta}}} = \frac{\bar{N} \cdot \bar{n} \cdot \bar{\gamma} \cdot \bar{\theta}}{\sqrt{\bar{\gamma}^2 \cdot \bar{\theta}^2 \cdot \bar{N} \cdot \bar{n} \cdot (\bar{n} + 2)}} = \sqrt{\bar{N} \frac{\bar{n}}{\bar{n} + 2}}.$$

Окончательно, подставив индексы, имеем

$$K_{c/\text{ш}} = \sqrt{\bar{N}_\gamma \frac{\bar{n}_{\text{фэ}}}{\bar{n}_{\text{фэ}} + 2}}, \quad (8.23)$$

здесь \bar{N}_γ — среднее число γ -квантов, провзаимодействовавших в конвертере на площади в один разрешаемый элемент изображения; $\bar{n}_{\text{фэ}}$ — среднее число фотоэлектронов, образовавшихся при взаимодействии одного γ -кванта в конвертере.

Поэтапное вычисление $K_{c/\text{ш}}$ показывает, что резкое изменение $K_{c/\text{ш}}$ происходит на этапе образования фотоэлектронов.

Примененный в данном разделе способ вычисления отношения «сигнал/шум» можно применять и к другим схемам регистраторов изображений, построенных на основе электронно-оптических преобразователей.

Пример 1

Регистрируется изображение объекта, испускающего α -частицы, $E_\alpha = 6$ МэВ. Схема регистратора приведена на рисунке. Альфа-изображение проецируется на ПС с разрешаемым элементом $\varnothing d = 0,2$ мм. Флюенс α -частиц за время регистрации $\Phi = 10^6$ α -частиц/см². Коэффициент усиления МКП $m = 10^4 \dots 10^5$, то есть регистрируется каждый фотоэлектрон, вылетевший из фотокатода. Квантовая эффективность фотокатода $\varepsilon = 0,1$.

Требуется определить $K_{c/\text{ш}}$ в изображении объекта на выходе этой системы регистрации.

Отметим, что толщина ПС при регистрации α -частиц не более 10 мкм. При наличии оптического контакта ПС с ВОП потерями пространственного разрешения и числа фотонов можно пренебречь, объединив в расчетной схеме конвертор и волоконно-оптическую пластину.

По сравнению с рассмотренной выше схемой отсутствует объектив, переносящий изображение с ПС на фотокатод ЭОП. Это отразится только на вычислении $n_{\text{фэ}}$, и можно воспользоваться формулой (8.23).

Из условий эксперимента имеем

$$\bar{N}_\alpha = \Phi \pi \frac{d^2}{4} = 314; \quad \bar{n}_{\text{фэ}} = E_\alpha \kappa_\alpha \varepsilon = 300,$$

(κ_α — световыход ПС для α -частиц).

Таким образом, в данном случае $K_{c/\text{ш}} \text{ЭОП}$ на выходе ЭОП определяется только статистикой α -частиц, то есть $K_{c/\text{ш}} \text{ЭОП} = \sqrt{\bar{N}_\alpha} = 17,7$. Эта величина определяет флуктуации фотонов, попадающих в фоточувствительный слой фотопленки, то есть флуктуации экспозиции. Для определения роли фотопленки следует воспользоваться формулой (5.20).

Гранулярность РФ-3 $G = 4,8$ мкм, площадь A примерно совпадает с площадью разрешаемого элемента ($A \approx 3 \cdot 10^4$ мкм²). Положив коэффициент контрастности фотопленки $\gamma = 1,6$, получим $K_{c/\text{ш}} \text{ФП} \approx 25$. По формуле (8.16) получаем ответ: $K_{c/\text{ш}} \Sigma \approx 14,5$.

Это отношение «сигнал/шум» характеризует качество изображения объекта в виде распределения яркости. Качество изображения

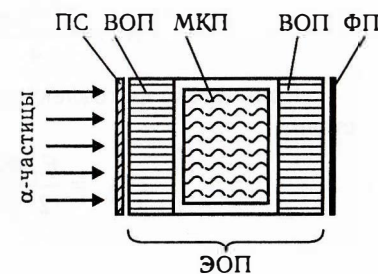


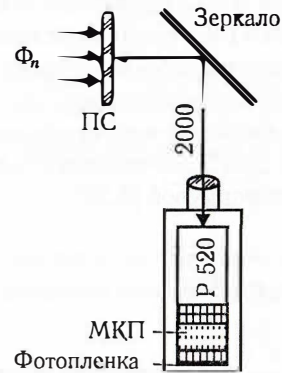
Схема регистратора α -изображения:

ПС — тонкий пластмассовый сцинтиллятор; ВОП — волоконно-оптическая пластина; МКП — усилитель электронного изображения на микроканальных пластинах; ФП — фотопленка РФ-3

при рассматривании фотопленки на просвет численно можно выразить как амплитуду флуктуаций плотности почернения, исходя из $K_{с/ш\Sigma}$. Но существуют и другие, не определенные здесь факторы, влияющие на зрительную оценку качества изображения.

Пример 2

Для схемы регистрации, изображенной на рисунке, оценим отношение «сигнал/шум» $K_{с/ш}$ в нейтронном изображении при флюенсе нейтронов $\Phi_n = 10^6 \text{ н/см}^2$, $E_n = 14 \text{ МэВ}$. Пространственное разрешение нейтронного изображения на сцинтилляторе $\varnothing d = 4 \text{ мм}$.



Примем в расчете: толщина ПС $d_{ПС} = 2 \text{ см}$, потери в оптике $\tau = 0,5$, объектив $F = 5 \text{ см}$, $D/F = 1:1,5$, расстояние от ПС до объектива $L = 2 \text{ м}$. ЭОП состоит из двух каскадов: кадрирующего, типа P520 (см. табл. 8.4), и усилительного с МКП, соединенных друг с другом через волоконно-оптические пластины. Пространственное разрешение ЭОП $\varnothing\delta_{ФК} = 0,1 \text{ мм}$, электронно-оптическое увеличение $M = 1,5$, квантовый выход фотокатода $\epsilon_{ФК} = 0,2$. Фотопленка РФ-3, $\gamma = 1,6$, $G = 4,8 \text{ мкм}$.

Для нахождения $K_{с/ш}$ можно использовать формулу (8.23). Для этого определим размер р. э. системы в целом, в пересчете на сцинтиллятор. Разрешение проецирующего объектива примерно 30 п.л./мм, то есть диаметр р. э. $\sim 0,033 \text{ мм}$. Вместе с фотокатодом это составит $\varnothing\delta \approx 0,10 \text{ мм}$. При пересчете на ПС это составит 4 мм, то есть в целом $\varnothing\delta_{ПС\Sigma} \approx 6 \text{ мм}$.

Длина пробега 14-мегаэлектронвольтных нейтронов до упругого рассеяния на ядрах водорода составляет $\lambda_S \approx 30 \text{ см}$ (см. пример в п. 7.3).

Таким образом, среднее число полезных взаимодействий на площади 1 р. э. составит

$$\bar{N}_n = \frac{\pi \delta_{ПС\Sigma}^2 d_{ПС}}{4 \lambda_S} \Phi_n \approx 1,9 \cdot 10^4.$$

Количество фотоэлектронов от одного взаимодействия в ПС составит

$$\bar{n}_{ФЭ} = \frac{E_n \epsilon_p \pi D^2}{2 \cdot 4\pi \cdot 4L^2} \tau \epsilon_{ФК} \approx 0,08.$$

Согласно (8.23), на выходе ЭОП:

$$K_{с/шЭОП} = 27.$$

При оценке $K_{с/шФП}$ следует учесть размер р. э. изображения на экране ЭОП; он составит $\varnothing 0,17 \text{ мм}$.

Аналогично вычислениям в предыдущем примере получим

$$K_{с/шФП} \approx 22.$$

По формуле (8.16) получаем

$$K_{с/ш\Sigma} \approx 17.$$

Глава 9

ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ С ЗАРЯДОВОЙ СВЯЗЬЮ

Фотопленка как регистратор двумерных изображений постепенно вытесняется матричными регистраторами на основе **приборов с зарядовой связью (ПЗС)**. При этом обеспечиваются точность координатной привязки, малые габаритные размеры и хорошая совместимость с технологией обработки изображений. По сравнению с фотографической регистрацией не нужны длительная и трудоемкая процедура проявления фотопленок и операция считывания изображения «по точкам». Изображение можно сразу передавать в ЭВМ на обработку.

Каждый элемент матрицы является отдельным детектором. В течение заданного промежутка времени детектор накапливает заряд, пропорциональный экспозиции (зарядовый пакет). ПЗС относятся к приборам с внутренней коммутацией, то есть с направленным переносом накопленных зарядов внутри полупроводника вдоль его поверхности под воздействием тактовых импульсов. Заряды переносятся в промежуточную секцию, затем поочередно считываются. При считывании каждого заряда запоминается его адрес в матрице. Таким образом запоминается пространственно дискретизованное изображение. Во время считывания матрица снова экспонируется, снова повторяется весь процесс.

Дискретные системы регистрации с матрицей независимых детекторов слишком громоздки, чтобы конкурировать с фотопленкой.

ПЗС произвели настоящую техническую революцию. Достаточно вспомнить о портативных телекамерах, цифровых фотоаппаратах и устройствах для считывания изображений (сканерах) — в них используются приборы с зарядовой связью.

Пример

Предположим, что вместо фотопленки в фоторегистраторе с зеркальной разверткой для измерения скорости детонации используется прямоугольная матрица из детекторов. Определим минимальное необходимое количество N детекторов для измерения скорости детонации с относительной погрешностью ϵ .

Пусть по оси x запись занимает n детекторов, по оси y — m детекторов (см. рис. В2), так что общее количество детекторов $N = m \times n$. Будем также

считать, что скорость V постоянна. Тогда

$$V = \text{const} \frac{m}{n}; \quad \left| \frac{\delta V}{V} \right| = \epsilon = \frac{\delta m}{m} + \frac{\delta n}{n}.$$

Так как $\delta m = \delta n = 1$, $m = N/n$, то $\epsilon = n/N + 1/n$. Минимум ϵ достигается при $n = \sqrt{N}$, то есть при $m = n = \sqrt{N}$.

Окончательно имеем $N = 4/\epsilon^2$. В частности, при $\epsilon = 0,05$ необходимо иметь $N = 1600$. Каждый детектор должен иметь отдельную линию для вывода сигнала.

9.1. Теорема о дискретном представлении изображений

Матричные регистраторы предполагают пространственную дискретизацию изображения. Чем больше число элементов разложения изображения, тем точнее можно воспроизвести первоначальное изображение.

Формулировку условий, при которых исходная и дискретизованная функции идентичны, дает **теорема Котельникова**, известная также как «теорема отсчетов». Теорема В. А. Котельникова была сформулирована и доказана в 1933 году и имела большое значение в развитии теории связи.

Приводим «теорему отсчетов» в формулировке В. А. Котельникова: «Любую функцию $f(t)$, состоящую из частот от 0 до f_c , можно передавать с любой точностью при помощи чисел, следующих друг за другом через $1/2f_c$ секунд».

Смысл теоремы Котельникова в том, что нет необходимости передавать бесконечно большое число точек, описывающих функцию $f(t)$; достаточно передать конечное число отсчетов, (рис. 9.1). Это позволяет значительно сократить необходимую пропускную способность информационного канала.

В применении к пространственным частотам теорема Котельникова (в одномерном варианте) гласит следующее:

«Если функция $f(x)$ не содержит частот, больших, чем R периодов на 1 мм, то она полностью определяется путем задания ее ординат в последовательных точках, отстоящих в пространстве друг от друга на расстоянии $1/2R$ мм».

Ввиду большого значения теоремы отсчетов приводим ее доказательство для двумерных изображений [41].

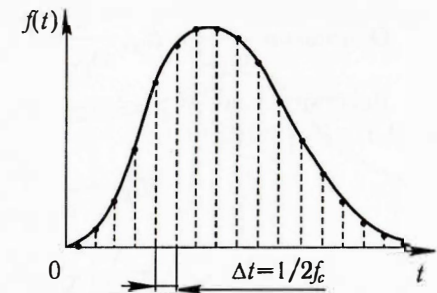


Рис. 9.1. К трактовке «теоремы отсчетов»

Итак, пусть спектр двумерного изображения ограничен частотами $\omega_{x\text{гр}}$ и $\omega_{y\text{гр}}$. Запишем для него пару преобразований Фурье:

$$F(\omega_x, \omega_y) = \begin{cases} \iint_{\pm\infty} B(x, y) e^{-i(\omega_x x + \omega_y y)} dx dy, & \text{при } \begin{cases} |\omega_x| \leq \omega_{x\text{гр}}, \\ |\omega_y| \leq \omega_{y\text{гр}}; \end{cases} \\ 0, & \text{при других } \omega_x, \omega_y; \end{cases} \quad (9.1)$$

$$B(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{\pm\infty} F(\omega_x, \omega_y) e^{i(\omega_x x + \omega_y y)} d\omega_x d\omega_y. \quad (9.2)$$

Напомним, что ряд Фурье для функции, заключенной в интервале $(-L, +L)$ имеет вид:

$$f(x) = \sum_{-\infty}^{\infty} D_k e^{ik\pi x/L}, \text{ где } D_k = \frac{1}{2L} \int_{-L}^L f(x) e^{-ik\pi x/L} dx.$$

В нашем случае (для одной из координат) это выглядит так:

$$F(\omega_x) = \sum_{-\infty}^{\infty} D_k e^{ik\pi \frac{\omega_x}{\omega_{x\text{гр}}}}, \text{ где } D_k = \frac{1}{2\omega_{x\text{гр}}} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega_x) e^{-ik\pi \frac{\omega_x}{\omega_{x\text{гр}}}} d\omega_x.$$

Разложим $F(\omega_x, \omega_y)$ в двумерный ряд Фурье:

$$F(\omega_x, \omega_y) = \sum_{-\infty}^{\infty} \sum_{-\infty}^{\infty} D_{kr} e^{i \left(k\pi \frac{\omega_x}{\omega_{x\text{гр}}} + r\pi \frac{\omega_y}{\omega_{y\text{гр}}} \right)}; \quad (9.3)$$

$$D_{kr} = \frac{1}{4\omega_{x\text{гр}}\omega_{y\text{гр}}} \int_{-\omega_{x\text{гр}}}^{\omega_{x\text{гр}}} \int_{-\omega_{y\text{гр}}}^{\omega_{y\text{гр}}} F(\omega_x, \omega_y) e^{-i \left(k\pi \frac{\omega_x}{\omega_{x\text{гр}}} + r\pi \frac{\omega_y}{\omega_{y\text{гр}}} \right)} d\omega_x d\omega_y. \quad (9.4)$$

Обозначим $\frac{\pi}{\omega_{x\text{гр}}} = \Delta_x$, $\frac{\pi}{\omega_{y\text{гр}}} = \Delta_y$ — интервалы дискретизации.

Действительно, $\omega_{\text{гр}} = 2\pi\nu_{\text{гр}}$, где $\nu_{\text{гр}}$ — предельная частота в ЧКХ. Тогда из (9.3) и (9.4) следует:

$$D_{kr} = \frac{\pi^2}{\omega_{x\text{гр}}\omega_{y\text{гр}}} B(-k\Delta_x, -r\Delta_y);$$

$$F(\omega_x, \omega_y) = \frac{\pi^2}{\omega_{x\text{гр}}\omega_{y\text{гр}}} \sum_{-\infty}^{\infty} \sum_{-\infty}^{\infty} B(-k\Delta_x, -r\Delta_y) e^{i(k\omega_x\Delta_x + r\omega_y\Delta_y)}. \quad (9.5)$$

Теперь изменим знаки в (9.5) на обратные; это можно сделать, так как суммирование идет по всем положительным и отрицательным индексам. Затем подставим результат в (9.2).

$$\begin{aligned} B(\omega_x, \omega_y) &= \\ &= \frac{1}{4\omega_{x\text{гр}}\omega_{y\text{гр}}} \int_{-\omega_{x\text{гр}}}^{\omega_{x\text{гр}}} \int_{-\omega_{y\text{гр}}}^{\omega_{y\text{гр}}} \sum_{-\infty}^{\infty} \sum_{-\infty}^{\infty} B(k\Delta_x, r\Delta_y) e^{-i(k\omega_x\Delta_x + r\omega_y\Delta_y)} e^{i(\omega_x x + \omega_y y)} = \\ &= \frac{1}{4\omega_{x\text{гр}}\omega_{y\text{гр}}} \sum_{-\infty}^{\infty} \sum_{-\infty}^{\infty} B(k\Delta_x, r\Delta_y) \int_{-\omega_{x\text{гр}}}^{\omega_{x\text{гр}}} \int_{-\omega_{y\text{гр}}}^{\omega_{y\text{гр}}} e^{i[\omega_x(x - k\Delta_x) + \omega_y(y - r\Delta_y)]} d\omega_x d\omega_y. \end{aligned} \quad (9.6)$$

После интегрирования окончательно получим

$$B(x, y) = \sum_{-\infty}^{\infty} \sum_{-\infty}^{\infty} B(k\Delta_x, r\Delta_y) \frac{\sin \omega_{x\text{гр}}(x - k\Delta_x)}{\omega_{x\text{гр}}(x - k\Delta_x)} \frac{\sin \omega_{y\text{гр}}(y - r\Delta_y)}{\omega_{y\text{гр}}(y - r\Delta_y)}, \quad (9.7)$$

где

$$\Delta_x = \frac{\pi}{\omega_{x\text{гр}}}, \quad \Delta_y = \frac{\pi}{\omega_{y\text{гр}}}.$$

Прокомментируем полученный результат.

1. Как показано на рис. 9.2, при взятии отсчетов ровно через Δ_x периодичность функции $\sin z/z$ обеспечивает вклад от нее только в ту точку, в которой она равна 1. Это обуславливает однозначность разложения (9.7).
2. Формула (9.7) получена в общем виде, когда интервалы дискретизации по осям x и y различны. Это вполне реальная ситуация, когда ФРТ оптической системы не изотропна. Тем не менее обычно при считывании изображений шаг дискретизации делают одинаковым, наименьшим из Δ_x , Δ_y .
3. Кроме ортогональной сетки считывания, иногда используется гексагональная сетка, в которой ближайшие три точки образуют равносторонний треугольник, а также применяется полярная сетка. Существуют формулировки теоремы отсчетов и для этих сеток.

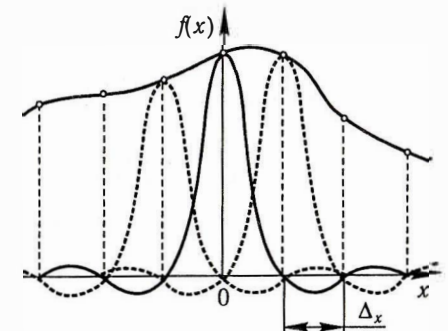


Рис. 9.2. К теореме Котельникова.

Светлыми точками на $f(x)$ обозначены точки, в которых измеряется амплитуда функции. Значения функции между этими точками восстанавливаются, согласно теореме Котельникова, с какой угодно точностью

4. Теорема отсчетов описывает идеальный вариант. Реальные изображения содержат шумы, спектр которых весьма широк. Присутствие шумов создает неоднозначность значения яркости изображения в точке. Чтобы снизить эту неопределенность, приходится делать значительно больше отсчетов, чем утверждает теорема Котельникова.

5. Строгое определение наивысшей частоты $\omega_{гр}$ в реальном изображении довольно сложно, в частности, из-за шумов. Минимальный шаг дискретизации может задавать считывающий прибор, например, планшетный сканер.

6. Можно считать вдвое меньше точек, чем требуется по теореме (то есть считать точки через одну). Однако для полноты описания $B(x, y)$ нужно измерить не только $B(k, \Delta x, r\Delta y)$, но также производные в этих точках: $B'(k, \Delta x, r\Delta y)$. Можно считать только каждую третью точку, но тогда надо измерять B, B', B'' . Количество передаваемых чисел должно сохраняться.

7. Для точного воспроизведения $B(x, y)$ в каждой точке нужно бесконечно много отсчетов. Таким образом, в теореме не утверждается ничего противоестественного. В реальности число отсчетов всегда конечно, но может быть достаточно велико, чтобы неточность воспроизведения $B(x, y)$ была несущественна.

Пример

Среднестатистическое разрешение глаза человека составляет 1 угловую минуту. Определим необходимый интервал дискретизации для снимков в фотоальбоме.

Наименьшее расстояние отчетливого видения для нормального глаза составляет 25 см [2]. Одна угловая минута на расстоянии 25 см эквивалентна величине 73 мкм. Принимая эту величину за период максимальной пространственной частоты в изображении, получаем интервал дискретизации для данных условий: $\Delta_x = \Delta_y = 36,5$ мкм. Теорема Котельникова утверждает, что если с таким или еще меньшим интервалом произвести считывание изображения, то копия в масштабе 1:1 будет неотличима от оригинала.

9.2. Элементы ПЗС и перенос зарядов

9.2.1. Структура МДП

Основным элементом ПЗС является структура МДП (металл—диэлектрик—полупроводник), являющаяся емкостью для накопления и хранения зарядовых пакетов (рис. 9.3, а). Диэлектриком является слой SiO_2 .

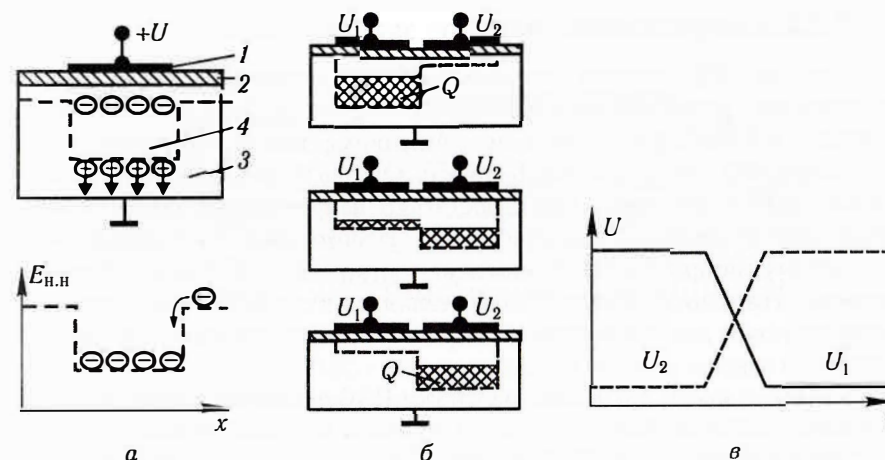


Рис. 9.3. Принцип накопления и переноса зарядов:

а — МДП-структура, смещенная в область обеднения, и распределение энергии $E_{н,н}$ неосновных носителей в области под смещающим электродом; 1 — электрод (затвор); 2 — слой SiO_2 ; 3 — кремний p -типа; 4 — область, обедненная основными носителями; б — перенос заряда Q из одной МДП-емкости в другую при изменении смещающих напряжений на электродах (в)

Когда на затвор (кремний) подано положительное относительно подложки смещение, основные носители заряда отталкиваются от границы Si-SiO_2 и у поверхности образуется обедненный слой (ОС). Глубина ОС при напряжении на затворе 10 В составит 0,1...1 мкм (в зависимости от массового содержания легирующей примеси в подложке). Неосновные, термогенерированные носители (электроны) под действием поля будут перемещаться к границе раздела и локализоваться в тонком ($\sim 0,01$ мкм) слое. В стационарном состоянии эти электроны экранируют внешнее электрическое поле, что приводит к уменьшению толщины ОС и поверхностного потенциала. В нестационарном режиме МДП-емкости, типичном для применений ПЗС, можно пренебречь термогенерацией по сравнению с генерацией фотоэлектронов при падении света на поверхность ПЗС-матрицы. Таким образом, МДП-емкость может использоваться как хранилище зарядового пакета фотоэлектронов. Время хранения заряда ограничено интенсивностью термогенерации, поставляющей в элемент матрицы «фоновые» заряды. Такую МДП-емкость можно представить как потенциальную яму для неосновных носителей. Ее гидравлической моделью является сосуд с поршнем, сечение которого соответствует форме затвора.

Максимальный удельный заряд, умещающийся в потенциальной яме, равен

$$Q \approx C_{окс} U_{затв}, \quad (9.8)$$

где $C_{окс}$ — емкость оксида на единицу площади; $U_{затв}$ — потенциал электрода.

9.2.2. Направленный перенос заряда

Если две МДП-емкости расположены близко друг от друга (0,1...1,5 мкм), то при подаче согласованных по времени напряжений (рис. 9.3, *в*) правый поршень как бы опускается, а левый поднимается. В результате заряд «переливается» под другую МДП-емкость. Однако если линейка или матрица состоят из большего числа ячеек, достигнуть направленного переноса зарядов пакетов таким образом невозможно. Необходимо иметь систему «двух клапанов»: запирающий клапан слева и открывающий справа. Один из возможных вариантов «двух клапанов» реализован в трехфазном ПЗС (рис. 9.4). Такая структура для направленного переноса требует три ячейки на каждый зарядовый пакет.

Схемы на рис. 9.3 и 9.4 соответствуют ПЗС с **поверхностным каналом переноса**, когда заряды переносятся в канале глубиной примерно 10 нм. Для такого способа переноса характерны существенные потери заряда при каждой передаче, до 10^{-3} (из-за большой концентрации ловушек у поверхности полупроводника), и максимальная тактовая частота управляющих импульсов 10^7 Гц.

Более прогрессивными являются ПЗС с **объемным (скрытым) каналом переноса**. Объемный канал создается путем ионной имплантации *n*-области на глубину 1...2 мкм под оксидом (рис. 9.5). К этой области прикладывается положительное смещение и в *p-n*-переходе образуется обедненный слой, который и служит каналом переноса.

Объемный канал создается путем ионной имплантации *n*-области на глубину 1...2 мкм под оксидом (рис. 9.5). К этой области прикладывается положительное смещение и в *p-n*-переходе образуется обедненный слой, который и служит каналом переноса.



Рис. 9.4. Схема переноса зарядов в трехфазном ПЗС [42]:

a — накопление заряда под электродами Φ_2 ; *b* — перенос зарядов под электроды Φ_3 ; *в* — заряды под электродами Φ_3 ; *г* — заряды перенесены под очередные фазовые электроды Φ_1 ; *д* — изменение во времени напряжений на фазовых электродах

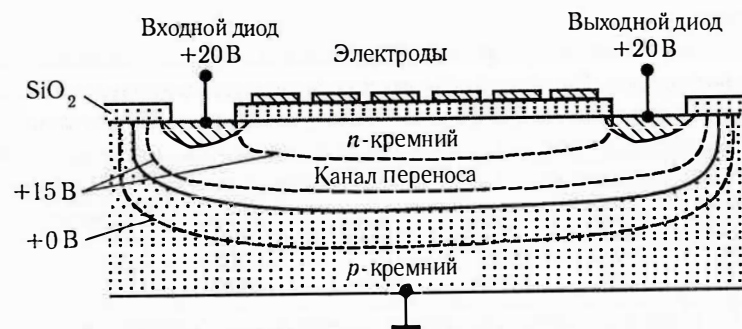


Рис. 9.5. Схема ПЗС с объемным каналом переноса зарядов.

Канал переноса образуется в «трубке» ограниченной эквипотенциальной поверхностью +15 В

Под электродами образуются потенциальные ямы, в которых скапливаются заряды. Заряды передвигаются при подаче тактовых импульсов на электроды. Перенос осуществляется так же, как и в ПЗС с поверхностным каналом, но движение зарядовых пакетов осуществляется в объеме полупроводника. В таких ПЗС потери заряда составляют $\sim 10^{-5}$ при тактовой частоте 10^8 Гц. ПЗС с объемным каналом обеспечивают более широкий динамический диапазон чувствительности, до 10^3 .

Кроме рассмотренных выше фотоконденсаторных ПЗС разработаны также фоторезистивные и фотодиодные ПЗС [43].

9.2.3. Световая характеристика ПЗС

Световая характеристика линейна, то есть количество накопленного заряда и, соответственно, выходной сигнал, пропорциональны экспозиции (рис. 9.6). Так как время накопления заряда фиксировано, накопленный сигнал пропорционален освещенности. Порог чувствительности определяется темновым током (точка 1). Насыщение (точка 3) соответствует световому потоку, при котором потенциальная яма полностью заполняется.

Наличие темнового заряда эквивалентно тому, что для ПЗС-матрицы не существует полной черноты.

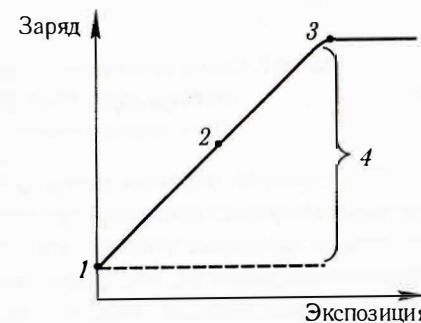


Рис. 9.6. Характеристика ПЗС-ячейки «экспозиция — накопленный заряд»:

1 — темновой сигнал; 2 — рабочая точка; 3 — сигнал насыщения; 4 — рабочий диапазон

Пример

Сканирование прозрачных объектов «на просвет» с помощью линейки фотодиодов. Сигналу, близкому к насыщению, можно поставить в соответствие совершенно прозрачный объект (коэффициент пропускания $T = 1$, оптическая плотность $D = 0$). Если темновой сигнал составляет 10^{-3} от сигнала насыщения, то при сканировании совершенно непрозрачного объекта (например, черной бумаги) прибор будет показывать $D = 3$. То есть диапазон измерений сканера не более $3D$.

9.3. Схема организации переноса зарядов

9.3.1. Детектирование и считывание сигналов

В матричных ПЗС используются схемы кадрового или строчно-кадрового (строчного) переноса (рис. 9.7). В ПЗС с кадровым переносом МДП-ячейки расположены в виде матрицы с вертикальными столбцами и горизонтальными строками. Одна половина матрицы — приемная секция, в которой образуются фотогенерированные зарядовые пакеты, вторая половина — накопительная секция. Зарядовые пакеты по истечении времени экспозиции сдвигаются в накопительную секцию (защищенную от света), а далее через выходной регистр строка за строкой передаются на выходной усилитель. При считывании одного изображения из накопительной секции в приемной секции экспонируется следующее изображение.

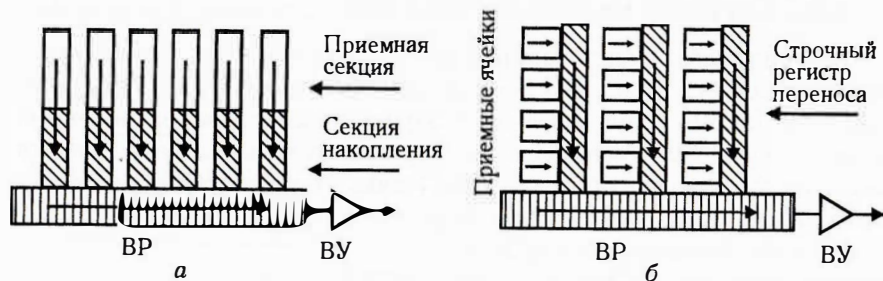


Рис. 9.7. Схема организации кадрового (а) и строчно-кадрового (б) переноса зарядовых пакетов в матричных ПЗС:

ВР — выходной регистр; ВУ — выходной усилитель

При строчном переносе между фоточувствительными ячейками находятся экранированные от света строчные регистры переноса. После завершения экспозиции зарядовые пакеты быстро передаются в строчные регистры. Далее осуществляется перенос к выходному регистру и усилителю. Строчные регистры занимают много места, до 50%, что уменьшает использование света и значение

эффективного квантового выхода. В то же время кадровая схема переноса требует большой площади кристалла, максимальной эффективности переноса.

При считывании зарядовый пакет ΔQ преобразуется в приращение напряжения ΔU на емкости C считывающего электрода и $\Delta U = \Delta Q/C$, где $C < 1$ пФ. При размере ячейки 18×20 мкм² глубина ямы обеспечивает накопление около 10^6 электронов. Среднеквадратичное значение шума считывания усилителя не более 10^2 электронов. Это обеспечивает динамический диапазон до 10^3 .

На рис. 9.8 показан вид ПЗС-матрицы с кадровым переносом изображения. Характеристики ПЗС-матрицы FT12:

а) общие:

- размер чипа $8,9 \times 17,00$ мм²;
- число элементов 1024×1024 ;
- тактовая частота 40 МГц;
- разрешение: уровень ЧКХ 25% при $v = 67$ п.л./мм;
- максимальная частота 60 кадров/с;
- чувствительность 2730 электронов/люкс;
- максимальный заряд $Q_{\max} = 75\,000$ электронов;
- темновой заряд 400 электронов при 60 °С;
- среднеквадратичное число шумовых электронов в диапазоне частот 0,1...18 МГц, без «темновых» электронов 31...40 электронов;
- отношение Q_{\max} /амплитуда шума 73 дБ $\approx 4,5 \cdot 10^3$ при $T=273$ К;

б) приемная секция:

- размер секции $7,864 \times 8,040$ мм², активная часть $7,680 \times 7,680$ мм²;
- размер пикселя $15,0$ (h) $\times 7,5$ мкм²;
- максимальный заряд $Q_{\max} = 75\,000$ электронов;
- квантовая эффективность 22% для $\lambda = 530$ нм;

в) накопительная секция:

- размер секции $7,860 \times 8,040$ мм²;
- размер пикселя $15,0$ (h) $\times 7,5$ мкм²;
- максимальный заряд $Q_{\max} = 85\,000$ электронов.

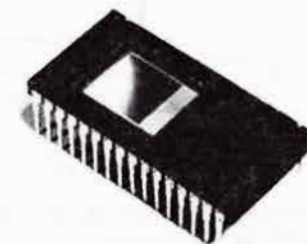


Рис. 9.8. Внешний вид ПЗС-матрицы FT12 фирмы Philips, 1994 г.

9.3.2. Функциональная схема

Функциональная схема фоточувствительной матрицы с зарядовой связью (ФМЗС) приведена на рис. 9.9.

Формирователи фаз (ФФ) предназначены для генерации заданного числа сдвинутых относительно друг друга перекрывающихся импульсных

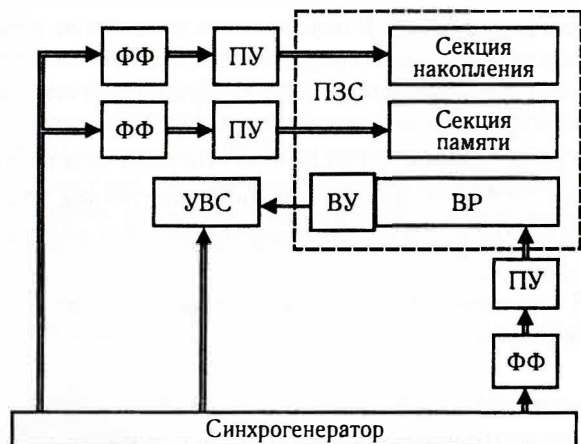


Рис. 9.9. Функциональная схема управления матричным ПЗС:

ФФ – формирователь фаз; ПУ – преобразователи уровня; ВР – выходной регистр; ВУ – выходное устройство; УВС – усилитель выходного сигнала

последовательностей, обеспечивающих направленный перенос заряда в канале ПЗС. Число этих последовательностей и степень их перекрытия зависят от конструкции конкретного прибора и режима его работы (например, трехфазный или четырехфазный ПЗС).

Преобразователи уровня (ПУ) должны формировать из входного цифрового сигнала импульсы с требуемыми для работы ПЗС уровнями, определяемыми внешними напряжениями. Нагрузкой ПУ являются емкости фазовых электродов ПЗС. Схема ПУ формирует фронты импульсов и их амплитуды.

Выходное устройство (ВУ) предназначено для преобразования сигнального заряда, передаваемого по выходному регистру, в изменение напряжения на выходе прибора с подключенной к нему нагрузкой. Работу ВУ характеризуют такие параметры, как максимальный выходной сигнал, коэффициент нелинейных искажений, уровень шумов.

Усилители выходного сигнала (УВС) предназначены для считывания сигнала с ПЗС и его согласования с нагрузкой. В большинстве выпускаемых в настоящее время приборов с зарядовой связью это транзисторный малошумящий усилитель.

Синхрогенератор координирует работу ФФ, ПУ и УВС. Он представляет собой устройство с жесткой или перестраиваемой программой.

Более подробные сведения о перечисленных устройствах, включая некоторые схемные решения, можно найти, например, в работах [42, 43].

Принцип зарядовой связи предложили в 1969 году В. Бойл и Дж. Смит (W.S. Boyle, G.E. Smith). Несмотря на то, что идея направленного переноса заряда

обсуждалась и ранее, реальное воплощение и полезное применение она получила «только после достижения определенного уровня планарной технологии, который позволил реализовать зазоры шириной ~ 2 мкм» [44].

9.4. ФПЗС как регистратор изображений

9.4.1. Чувствительность ФПЗС

Наибольшее распространение в силу технологичности получили кремниевые ФПЗС на основе МДП-конденсаторных и фотодиодных структур. Общие сведения о применении ФПЗС приведены в табл. 9.1.

Таблица 9.1

Общие характеристики фоточувствительных преобразователей

Параметры	Спектральный диапазон		
	Инфракрасный, 1...14 мкм	Видимый, 0,4...1,1 мкм	Рентгеновский, $2 \cdot 10^{-3} \dots 10^{-5}$ мкм (0,625...125 кэВ)
Тип детекторного элемента	ФР, ФК, ФД	ФК, ФД	ФК, ФД
Материал детектора	InSb; $Pb_xSn_{1-x}Te$; PbS; Si с S, In или Ga и др.	Si	Si
Температура детектора, К	30...77	295	295

Примечание: ФР – фоторезистивный; ФК – фотоконденсаторный; ФД – фотодиодный.

Спектральная чувствительность ФК и ФД максимальна в диапазоне оптического излучения, но они используются и для преобразования полей рентгеновского излучения. В ИК-диапазоне используются полупроводниковые детекторы с легированием примесями, обуславливающими примесную фотопроводимость в диапазоне длин волн 1...20 мкм, фоторезистивные элементы на узкозонных полупроводниках типа PbS, $Pb_xSn_{1-x}Te$ или пироэлектрические конденсаторные элементы. Под действием излучения в детекторных элементах, основанных на фотоэффекте, происходит генерация электронно-дырочных пар.

Наибольшее распространение ФМЗС получили в технике телевидения при преобразовании сигналов **видимого диапазона**. Спектральный диапазон таких преобразователей составляет 0,4...1,1 мкм (рис. 9.10). Неровный вид кривой спектральной чувствительности характерен для матриц, на которые

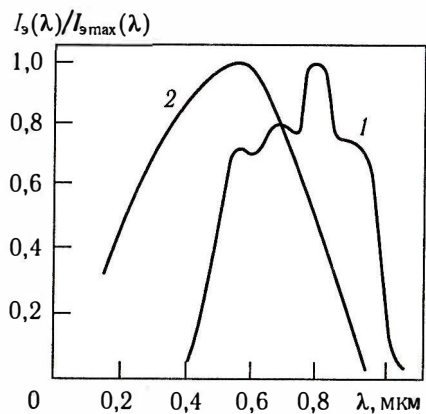


Рис. 9.10. Спектральные характеристики фоточувствительных микросхем [42]:
1 – K1200ЦЛ1; 2 – K1200ЦЛ2

свет падает со стороны напыленных электродов; при облучении с обратной стороны спектральные характеристики более ровные (на рис. 9.10, 2).

Коротковолновая граница обусловлена поглощением ультрафиолетового спектра в приповерхностном слое детекторных элементов. Длинноволновая граница определяется шириной запрещенной зоны полупроводника и для кремния составляет $E_g = 1,1$ мкм.

Для цветных телевизионных камер используется сужение спектрального диапазона с целью выделения основных цветов: красного, зеленого, синего (R, G, B). При этом для каждого цвета либо применяется отдельная ФМЗС,

либо в одной ФМЗС формируются три группы детекторных элементов, чувствительных к одному из основных цветов.

Чувствительность фотоэлектронных преобразователей пропорциональна фоточувствительной площади детекторных элементов. Исходя из технологических возможностей, общая площадь фоточувствительности лучших образцов ФМЗС 125...225 мм². Таким образом, пространственное разрешение и чувствительность ФМЗС жестко связаны между собой. Можно, например, увеличить чувствительность, суммируя сигналы с нескольких элементов, но при этом ухудшая пространственное разрешение.

Продвижение в область **инфракрасного диапазона** (3...5 и 8...14 мкм – окна прозрачности земной атмосферы) сталкивается с технологическими трудностями и с увеличением темнового тока (термоэлектронная эмиссия). Поэтому все ФМЗС инфракрасного диапазона требуют глубокого охлаждения, вплоть до 30...40 К – в зависимости от спектрального диапазона. При этом значительно увеличивается время накопления зарядовых пакетов.

В рентгеновском диапазоне чувствительность определяют два фактора: эффективность регистрации (квантовая эффективность) и квантовый выход. **Эффективность регистрации** определяется соотношением

$$\eta = \frac{N_{\text{рег}}}{N_{\text{пад}}}, \quad (9.9)$$

где $N_{\text{рег}}$ – число зарегистрированных фотонов; $N_{\text{пад}}$ – полное число фотонов, проходящих через чувствительный объем приемника за то же время.

Эффективность регистрации определяется вероятностью образования пар «электрон–дырка» в слое толщиной $L+W$, где L – диффузионная

длина неосновных носителей в подложке; W – толщина обедненного слоя, прилегающего к потенциальной яме. Характерными для выпускаемых в настоящее время Si-ПЗС являются величины $L = 50...100$ мкм. Спектральная зависимость квантовой эффективности $\eta(E)$ приведена на рис. 9.11.

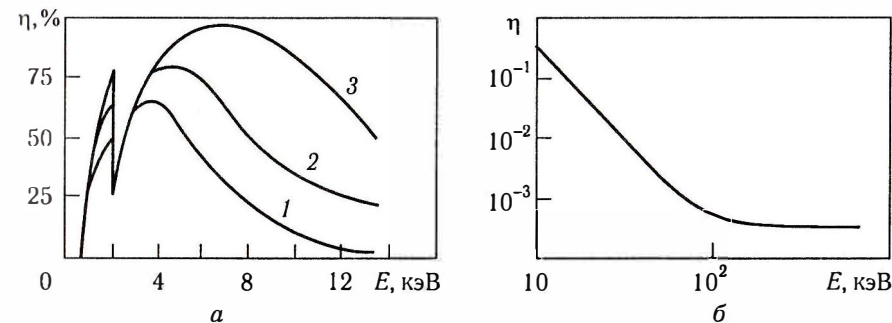


Рис. 9.11. Зависимость квантовой эффективности от энергии падающего излучения для Si – ПЗС-детектора с поверхностным каналом [42]:

а – для низких энергий; толщина подложки 250 мкм, L равно: 1 – 10 мкм; 2 – 75 мкм; 3 – $L \rightarrow \infty$;
б – для высоких энергий; толщина подложки 200 мкм, $L = 50$ мкм. Толщины затвора и диэлектрика 0,1 мкм

Аналогичные зависимости получаются для ПЗС с объемным каналом.

Квантовый выход θ – количество заряда (в электронах), образованного в чувствительном объеме детектора при прохождении одного фотона с энергией E . Он связан с квантовой эффективностью соотношением:

$$\theta(E) = \eta(E) \frac{E}{E_{pn}},$$

где E_{pn} – энергия образования одной пары «электрон–дырка».

Для Si величина E_{pn} практически не зависит от вида и энергии излучения и составляет 3,6 эВ. На рис. 9.12 приведены спектральные зависимости квантового выхода для кремниевого детекторного элемента. Для ФПЗС, характеризующихся диффузионной длиной пробега неосновных носителей в подложке $L_D = 100$ мкм, квантовый выход достигает 1400 эл./квант, для $L_D = 50$ мкм – 1100 эл./квант.

Снижение квантового выхода при меньших энергиях обусловлено более сильным поглощением излучения электродами и диэлектриком детекторных элементов, а при больших энергиях – меньшей вероятностью взаимодействия излучения в объеме детектора. Минимальное значение квантового выхода для ФПЗС с $L_D = 50$ мкм (10...20 эл./квант) достигается при энергии квантов порядка 100 кэВ. Для элементов ФПЗС с объемным каналом зависимости аналогичные.

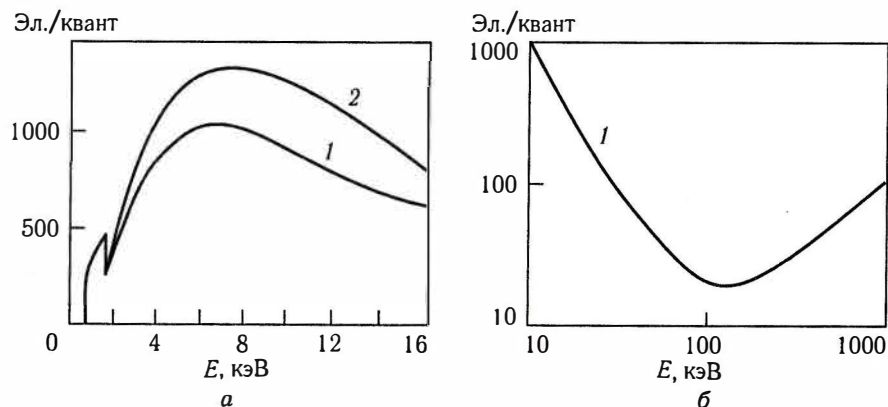


Рис. 9.12. Спектральные зависимости квантового выхода кремниевого детекторного элемента с поверхностным каналом [42]:

a – в диапазоне мягкого рентгеновского излучения; *б* – в диапазоне жесткого рентгеновского излучения; 1 – $L_D = 50$ мкм; 2 – $L_D = 100$ мкм

9.4.2. Пороговая чувствительность

Пороговая чувствительность H детекторного элемента определяется как минимальный регистрируемый флюенс квантов или их энергии F_{\min} (квант/см², Дж/см²), обеспечивающий на детекторном элементе заданное отношение «сигнал/шум»:

$$H(E) = F_{\min}(E) = \frac{K_{с/ш} N_{ш}}{\theta(E) A_d}, \quad (9.10)$$

где $N_{ш}$ – среднее количество шумовых зарядов (электронов) в зарядовом пакете в детекторе; $\theta(E)$ – квантовый выход, эл./квант; A_d – площадь сечения детекторного элемента, см².

Пример

Оценим пороговую чувствительность детекторного элемента ФПЗС FT12 при отношении «сигнал/шум» равном 10 при температуре 273 К.

Из данных, приведенных в подп. 9.3.1, $N_{ш} = 30..40$ электронов, $A_d = 15 \times 7,5$ мкм², $\theta = 0,22$ для $\lambda = 0,53$ мкм. Подстановка в (9.10) дает: $H(E) = (1,3..1,6) \cdot 10^9$ фотонов/см². Умножив на энергию фотона ($2,3 \text{ эВ} = 3,74 \cdot 10^{-19}$ Дж), получим, что такой флюенс фотонов эквивалентен энергетическому порогу $H(E) = (4,9..6,0) \cdot 10^{-10}$ Дж/см².

9.4.3. Влияние ионизирующих излучений

Выделяют два вида радиационных воздействий, происходящих при поглощении энергии излучения. Во-первых, за счет образования структурных дефектов, действующих как ловушки и центры рекомбинации, происходят необратимые (остаточные) изменения параметров полупроводника. Во-вторых, происходит ионизация атомов материалов ФМЗС, образование повышенных концентраций свободных зарядов. Электронное излучение, гамма-кванты, рентгеновское излучение, протоны тратят большую часть своей энергии в полупроводниках на ионизацию, в то время как большая часть энергии быстрых нейтронов расходуется на атомные столкновения и образование остаточных структурных дефектов.

Как правило, ПЗС-матрицы с поверхностным каналом переноса менее устойчивы к радиационному воздействию, чем ПЗС-матрицы с объемным каналом переноса заряда.

В табл. 9.2 приведены уровни радиационных нагрузок, при которых происходят заметные изменения параметров, но еще не потеря работоспособности ФМЗС [42].

Таблица 9.2

Относительная радиационная стойкость ПЗС

Характеристики радиационного воздействия	Вид ФМЗС	
	С объемным каналом	С поверхностным каналом
Поглощенная доза, рад	$10^6..10^7$	$10^3..10^6$
Флюенс быстрых нейтронов	$10^{12}..10^{13}$	$10^{13}..10^{14}$

Таблица 9.3

Ориентировочные параметры регистраторов изображений

Тип детектора	Чувствительность, 10^5 квант/см ²	Динамический диапазон	Разрешение, п.л./мм	Энергетическое разрешение, %	Радиационная стойкость, рад
Матрицы диодов <i>p-i-n</i>	0,2	$10^2..10^3$	2...5	10...30	$10^5..10^6$
Газонаполненные проволочные камеры	1	$10^2..10^3$	1...10	20...40	–
Фотопленки	20	600	100	–	–
ПЗС-детекторы	0,02	$10^2..10^4$	10...150	10...20	$10^6..10^7$

В табл. 9.3 проведено сравнение параметров различных устройств для получения двумерных изображений [45]. Критерием радиационной стойкости

для ПЗС считается увеличение на порядок неэффективности переноса заряда, а для диодных матриц — увеличение на порядок токов утечки, приводящее к необратимому ухудшению чувствительности.

Таблица 9.3 показывает преимущества ПЗС-матриц перед другими регистраторами. Однако всегда нужно рассматривать систему регистрации в целом (источник — объект — регистратор) при решении конкретной задачи. Только такой подход позволяет обоснованно выбрать наилучший тип детектора; совсем не обязательно это будет ПЗС-матрица.

9.5. Эффекты дискретизации

9.5.1. Шум дискретизации

Остановимся очень кратко на некоторых проблемах, связанных с дискретизацией изображения. Во-первых, мозаичное изображение отличается от «гладкого». Все зрительные системы, в том числе и глаз человека, производят **пространственную дискретизацию** «гладкого» изображения. То, что человек этого не замечает, обусловлено не только большим числом чувствительных элементов, но также и произвольным дрожанием глаза, в результате чего происходит сглаживание воспринимаемого изображения. В волоконной оптике этот эффект получил отражение в понятиях «подвижный» и «неподвижный» пучки волокон [46].

Обработка информации проходит три стадии: обнаружение, опознавание и измерение. Пространственная дискретизация наиболее заметно сказывается на опознавании и измерении. Исследования показали [41], что **опознавание** зашумленного изображения зрительным аппаратом человека эквивалентно опознаванию идеальным приемником. Влияние пространственной дискретизации равносильно наложению дополнительного шума, «шума дискретизации». Согласно Н. Н. Красильникову [41, 47], отношение «сигнал/шум дискретизации» в случае точечного раstra с учетом эффекта фильтрации, осуществляемой наблюдателем,

$$K_{с/ш.д} = \theta\sqrt{3N}, \quad (9.11)$$

где N — число растровых элементов, на которое раскладывается изображение предмета; θ — коэффициент, определяемый экспериментально, $\theta \approx 0,7$.

Формула (9.11) соответствует общему представлению о том, что чем больше число элементов изображения, тем выше качество изображения, тем больше вероятность правильной интерпретации изображения.

Проблема **погрешности измерений** расстояний, площадей и периметров плоских фигур, обусловленной пространственной дискретизацией, обсуждается, например, в работе [43].

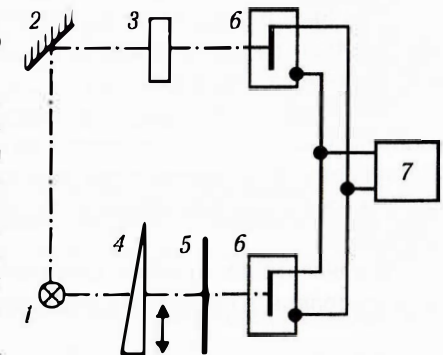
9.5.2. Квантование амплитуды при сканировании

Дискретизация амплитуды (**квантование**) считываемого сигнала также является источником дополнительных погрешностей. Этому посвящено множество работ, в которых проблема обсуждается с различных точек зрения (например, [48]). Остановимся на сканировании полутоновых изображений с фотопленки. На линейном (рабочем) участке характеристической кривой плотность почернения фотопленки пропорциональна логарифму экспозиции. Совсем иначе воспринимает световой сигнал ПЗС-матрица: заряд, накопленный единичным элементом, пропорционален экспозиции. Квантование логарифмированного и линейного сигналов существенно различаются. Неучет этого различия может привести к значительным погрешностям. Приведем пример.

Считывать негативное изображение с фотопленки можно путем сканирования микроденситометром, измеряющим плотность почернения D , и планшетным сканером на основе линейки фотодиодов. Принцип действия микроденситометра представлен на рис. 9.13. Диапазон измерения оптической плотности обычно $2,5...4D$ (у лучших приборов до $5...6D$), погрешность измерения во всем диапазоне $\pm 0,02D$.

Рис. 9.13. Схема дифференциального денситометра:

1 — источник света; 2 — зеркало; 3 — постоянный ослабитель; 4 — переменный ослабитель (оптический клин); 5 — сканируемая фотопленка; 6 — приемники света, включенные по разностной схеме; 7 — схема, управляющая движением оптического клина до достижения нулевого разностного сигнала. Движение клина передается на самописец; таким образом прочерчивается фотометрическая кривая



Сканер измеряет количество света, то есть прозрачность фотопленки T . Линейный участок характеристики фотодиода разбивается на шаги дискретизации ΔT . Шаг дискретизации в единицах D составит

$$\Delta D = \frac{0,4343}{T} \Delta T.$$

Если точность измерения микроденситометром δD , то такая же точность считывания изображения сканером достигается при условии $\delta D = \Delta D$, тогда

$$\frac{1}{T} = \frac{2,3}{\Delta T} \delta D.$$

То есть плотность почернения, при которой сканер обеспечивает ту же точность считывания, что и микроденситометр, составит

$$D_{\text{ск}} = \lg \frac{1}{T} = \lg \left(2,3 \frac{\delta D}{\Delta T} \right).$$

В рекламных проспектах указывается ширина диапазона оптической плотности, считываемой сканером, исходя из шага дискретизации

$$D_{\text{ск}}^{\text{рекл}} = -\lg \Delta T.$$

Таким образом, разность между рекламной и действительной шириной диапазона сканера составит

$$D_{\text{ск}}^{\text{рекл}} - D_{\text{ск}} = -\lg (2,3 \delta D). \quad (9.12)$$

Например, если микроденситометр считывает изображение до $3D$ с точностью $\delta D = 0,02$, то планшетный сканер, не уступающий ему по точности в том же диапазоне, должен иметь рекламную (паспортную) ширину диапазона

$$D_{\text{ск}}^{\text{рекл}} = D_{\text{ск}} - \lg(2,3 \delta D) = 3 + 1,34 = 4,34 D.$$

При этом низкие плотности почернения будут считываться с точностью, значительно превосходящей 0,02. (Шумы сканера, микроденситометра и фотопленки не учитывались.)

Если, руководствуясь рекламой, обещающей $4D$, просканировать изображение, имеющее плотность до $4D$, то вершина изображения окажется «срезанной». Это связано с тем, что шаг дискретизации сканера при больших плотностях почернения эквивалентен большому шагу дискретизации плотности почернения.

В приведенном примере считалось, что интервалы дискретизации в сканере постоянны во всем диапазоне измерений.

9.6. О зрительном анализе изображений

Ситуация, описанная в подп. 1.12.2, характерна для выявления перепада яркости с помощью прибора, сравнивающего при сканировании изображений сигналы от двух соседних разрешаемых элементов. Если увеличить площадь сканирующего окна, уменьшится статистический разброс показаний прибора, но в то же время снизится пространственное разрешение сканированного изображения. Особенно сильно снижение пространственного разрешения скажется при регистрации изогнутых границ.

Опыт показывает, что с анализом зашумленных изображений лучше всего справляется зрительный аппарат человека [41]. И чем сложнее изображение, тем больше разрыв между возможностями зрения и прибора. В радиографии

изображения довольно простые, и преимущество зрения перед прибором менее значительно. Как правило, надежные результаты по вероятности правильного опознавания можно получить только экспериментально, для определенного класса изображений.

Глаз человека воспринимает поток фотонов и регистрирует их с квантовой эффективностью 5...10% (в зависимости от плотности потока фотонов) [49]. На этом этапе возникает флуктуационный шум. В дальнейшем сигнал с сетчатки глаза усиливается и логарифмируется [50]. Таким образом, зрительный аппарат воспринимает сигнал, аналогичный оптической плотности. Отношение «сигнал/шум» собственно зрительной системы составляет $K_{\text{с/ш}} \leq 50$ (зависит от размера обнаруживаемой детали изображения) [51]. Обработка зрительных образов происходит в мозгу человека, при этом происходит фильтрация шумов, выделение границ, восполнение недостающей информации. Надежной модели процессов обработки изображений зрительным аппаратом человека нет. Скорее всего, в этом нет необходимости, если учесть прогресс в создании сложных программ и вычислительных комплексов.

Для оценок можно принять, что зрительный аппарат человека усредняет шумы вдоль границы на четырех разрешаемых элементах по обе стороны от нее. То есть отношение «сигнал/шум» при визуальном анализе изображения как бы больше в 2 раза, чем при анализе с помощью прибора. Каким-либо обоснованием этого предложения автор не располагает, кроме того, что четыре п. э. достаточно определенно задают кривизну какого-нибудь участка линии.

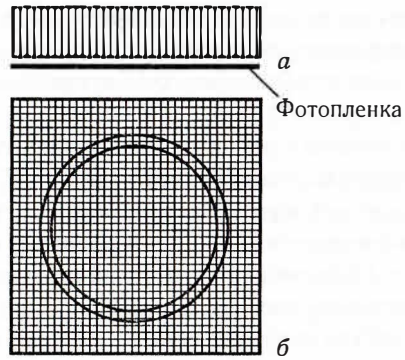
Пример

Для рентгенографии предложен детектор, составленный из мозаичного сцинтиллятора и фотопленки (рисунок). Просвечивается сферическая сборка, регистрируется изображение внутреннего более прозрачного слоя.

Целью эксперимента является обнаружение разрывов (схлопывания) и нарушений сферичности слоя. Требуется оценить необходимый для измерений контраст изображения слоя.

Средний диаметр изображения слоя $D = 2$ см, ширина $b = 1$ мм. Мозаичный сцинтиллятор набран из столбиков размером $\delta \times \delta = 0,5 \times 0,5$ мм. $K_{\text{с/ш. стр}} = 30$ (структурный шум из-за разброса световых выходов из столбиков). $K_{\text{с/ш. зр}} = 50$ (зрительная система оператора). Для фотопленки $\gamma = 2,3$.

При рассматривании изображения на фотопленке «на просвет» глаз оператора будет воспринимать шумы как флуктуации проходящего света, то есть коэффициента пропускания фотопленки. На этапе визуального анализа происходит логарифмирование и фильтрация сигнала, добавляются шум зрительной системы и шум дискретизаций.



Регистрация изображения на мозаичный конвертор:

а — вид сбоку, схема просвечивания;
б — ожидаемое изображение слоя

Флуктуации плотности почернения фотопленки будут обусловлены в основном структурным шумом (флуктуации экспозиции). Гранулярностью фотопленки можно пренебречь, так как размер р. э. составляет 500 мкм.

Приняв такую модель, имеем

$$\sigma_{D,\Sigma}^2 = \sigma_{D\text{стр}}^2;$$

$$\sigma_{D\text{стр}} = 0,43\gamma \frac{\sigma_{H\text{стр}}}{H} = \frac{0,43\gamma}{K_{c/\text{ш.стр}}};$$

$$\sigma_{D,\text{стр}} = 0,033.$$

Для оценок примем оптическую плотность фотопленки

$$D = D_0 + D_{\text{изобр}} = 1,0.$$

Таким образом, отношение «сигнал/шум» на входе зрительной системы составит $K_{c/\text{ш.вх}} \approx 30$.

Отношение «сигнал/шум» для дискретизации зависит от количества элементов дискретизации в изображении:

$$N \approx \frac{2\pi D b}{\delta^2} \approx 500; \quad K_{c/\text{ш.д}} \approx 0,7\sqrt{3N} \approx 27.$$

Из формулы

$$\frac{1}{K_{c/\text{ш.}\Sigma}^2} = \frac{1}{K_{c/\text{ш.вх}}^2} + \frac{1}{K_{c/\text{ш.д}}^2} + \frac{1}{K_{c/\text{ш.зр}}^2}$$

следует, что $K_{c/\text{ш.}\Sigma} \approx 18$.

Расчет по формуле (1.55) дает ответ при $\chi = 2$, $K_{\text{обн}} = 0,10$. При этом в шумах теряется 5% изображения слоя.

Поправку к $K_{\text{обн}}$ на влияние ФРТ (см. п. 1.5) можно не делать, т. к. ширина изображения слоя в 2 раза больше величины р. э.

Выше предлагалось при зрительном анализе изображений учитывать аналитические способности зрительного аппарата человека увеличением отношения «сигнал/шум» в 2 раза. В данном примере это было бы ошибкой. Во-первых, формула (9.11) получена уже с учетом фильтрующих свойств зрения [41]. Во-вторых, размеры столбиков мозаики намного больше, чем предел разрешения глаза, то есть усреднение структурного шума было бы некорректно.

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

ВОП	— волоконно-оптическая пластина
ГНИ	— гамма-нейтронное изображение
МДП	— структура «металл—диэлектрик—полупроводник»
МК	— микрокристалл (в фотоэмульсии)
МКП	— микроканальная пластина
НВЗ	— невзаимозаменяемость (фотопроцесса)
ОС	— оптическая система
ПЗС	— прибор с зарядовой связью
п. л./мм	— «пар линий на мм» — пространственное разрешение, измеренное с помощью миры из чередующихся черных и белых штрихов
ПС	— пластический сцинтиллятор
РИ	— рентгеновское излучение
р. э.	— разрешаемый элемент изображения
СИ	— скрытое изображение (в фотографии)
СК	— сцинтилляционный конвертор, преобразователь гамма-нейтронного изображения в световое
УВ	— ударная волна
УКИ	— ультракороткий импульс
ФК	— функция края
ФМЗС	— фоточувствительная матрица с зарядовой связью (ПЗС-матрица)
ФПЗС	— фоточувствительный прибор с зарядовой связью (ПЗС-матрица, ПЗС-линейка)
ФРБП	— фоторегистрация быстропротекающих процессов
ФРЛ	— функция рассеяния линии
ФРТ	— функция рассеяния точки
ФЭЭ	— фотолюминисцентные экраны с запоминанием
ФЭУ	— фотоэлектронный умножитель
ХК	— характеристическая кривая (фотопленки)
ЧКХ	— частотно-контрастная характеристика оптической системы
ЭОК	— электронно-оптическая камера
ЭОП	— электронно-оптический преобразователь
ЭОР	— электронно-оптический регистратор, электронно-оптическая регистрация

ЛИТЕРАТУРА

1. **Дитчберн, Р.** Физическая оптика [Текст] / Р. Дитчберн. — М.: Наука, 1965. — 621 с.
2. **Борн, М.** Основы оптики [Текст] / М. Борн, Э. Вольф. — М.: Наука, 1973. — 719 с.
3. **Сапожников, Р. А.** Теоретическая фотометрия [Текст] / Р. А. Сапожников. — 2-е изд. — Л.: Энергия, — 1967. — 268 с.
4. **Смирнов, В. И.** Курс высшей математики [Текст] / В. И. Смирнов. — Т. II, IV. — М.: ГИТТЛ, 1957.
5. **Тихонов, А. Н.** Уравнения математической физики [Текст] / А. Н. Тихонов, А. А. Самарский. — М.: Наука, 1966. — 724 с.
6. **Дубовик, А. С.** Фотографическая регистрация быстротекущих процессов [Текст] / А. С. Дубовик. — М.: Наука, 1984. — 320 с.
7. **Гласс, И. И.** Ударные волны и человек [Текст] / И. И. Гласс. — М.: Мир, 1977. — 190 с.
8. **Охотников, М. М.** Теневые количественные методы в гидродинамике [Текст] / М. М. Охотников. — М.: Наука, 1976. — 159 с.
9. **Цукерман, В. А.** Источники коротких рентгеновских вспышек для исследования быстротекущих процессов [Текст] / В. А. Цукерман, М. А. Манакова // ЖЭТФ. — 1957. — XXVII. — № 2. — С. 391–403.
10. **Джеймс, Т. Х.** Теория фотографического процесса [Текст] / Т. Х. Джеймс. — Л.: Химия, 1980.
11. **Фризер, Х.** Фотографическая регистрация информации [Текст] / Х. Фризер. — М.: Мир, 1978.
12. **Гороховский, Ю. Н.** Свойства черно-белых фотопленок [Текст]: справочник / Ю. Н. Гороховский, В. П. Баранова. — М.: Наука, 1970.
13. **Машкович, В. П.** Защита от ионизирующих излучений [Текст]: справочник / В. П. Машкович. — М.: Энергоатомиздат, 1982. — 296 с.
14. **Миркин, Л. И.** Рентгеноструктурный контроль машиностроительных материалов [Текст]: справочник / Л. И. Миркин. — М.: Машиностроение, 1979. — 134 с.
15. **Коробков, В. И.** Метод макроавтордиографии [Текст] / В. И. Коробков. — М.: Высшая школа, 1967.
16. **Свойства фотографических материалов на прозрачной подложке** [Текст]: сенситометрический справочник / под ред. Ю. Н. Гороховского и С. С. Гилёва, М.: ГИТТЛ, 1955. — 236 с.
17. **О'Нейл, Э.** Введение в статистическую оптику [Текст]: пер. с англ. / Э. О'Нейл. — М.: Мир, 1966. — 254 с.
18. **Брейдо, И. И.** Сопоставление микрофотометрической зернистости (гранулярности) и макрозернистости фотографических материалов [Текст] / И. И. Брейдо, С. Б. Кучинская, Т. М. Левенберг, И. И. Минакова // ЖН и ПФ и К. — 1967. — Т. 12, вып. 2. — С. 101–113.
19. **Rossmann, K.** Measurements of optical and noise properties of screen-film systems in radiography [Text] / SPIE. — 1975. — Vol. 56., Medical X-Ray Photo-Optical Systems Evaluation. — P. 45–52.
20. **А. с. №1393186.** Устройство для формирования изображения источника излучений [Текст] / Г. А. Иванов, В. М. Попов, А. И. Свалухин. — Приоритет 31.10.84.
21. **Де Вольпи.** Применение кинорадиографии для исследований по безопасности ядерных реакторов. (Обзор.) [Текст] / Де Вольпи // Приборы для научных исследований. — 1984. — № 8. — С. 3–31.
22. **Абрамов, А. И.** Основы экспериментальных методов ядерной физики [Текст]: учебное пособие для вузов / А. И. Абрамов, Ю. А. Казанский, Е. С. Матусевич. — М.: Атомиздат, 1970. — 559 с.
23. **Цирлин, Ю. А.** Оптимизация детектирования гамма-излучения сцинтилляционными кристаллами [Текст] / Ю. А. Цирлин, М. Е. Глобус, Е. П. Сысоева. — М.: Энергоатомиздат, 1991. — 152 с.
24. **Вяземский, В. О.** Сцинтилляционный метод в радиометрии [Текст] / В. О. Вяземский, И. И. Ломоносов, А. Н. Писаревский. — М.: Госатомиздат, 1951. — 430 с.
25. **Медведев, М. Н.** Сцинтилляционные детекторы [Текст]. — М.: Атомиздат, 1977. — 136 с.
26. **Немец, О. Ф.** Справочник по ядерной физике [Текст] / О. Ф. Немец, Ю. В. Гофман. — Киев: Наукова думка, 1975. — 415 с.
27. **BNL 350.** Neutron Cross Sections [Text]. — Second Edition. — May 1966. — USA Atomic Energy Commission.
28. **Cecil, F. E., Killian, K., Rymes, M.** [Text] // IEEE Trans. Nucl. Sci. — 1979. — N 1. — P. 2 — NS-26. — P. 1487.
29. **Plastic Scintillators** [Электронный ресурс]. — Режим доступа: <http://www.bicron.com/bc400.ht>.
30. **Электронно-оптические преобразователи, усилители лучистых потоков и диссекторы для научных исследований** [Текст]: справочник. — М.: Атомиздат, 1977. — 310 с.
31. **Щелев, М. Я.** Фемтосекундная фотоэлектроника (прошлое, настоящее, будущее) [Текст] // УФН. — 2000. — Т. 170, № 9. — С. 1002–1017.
32. **Электронно-оптические преобразователи** [Текст] // Каталог НПО ВНИИОФИ. — М., 1990. — 46 с.

33. **Бутслов, М. М.** Электронно-оптические преобразователи и их применение в научных исследованиях [Текст] / М. М. Бутслов, Б. М. Степанов, С. Д. Фанченко. — М.: Наука, 1978. — 43 с.
34. **Оптико-электронные устройства и элементы измерительно-информационных систем** [Текст] // Каталог ВНИИОФИ. — М., 1973.
35. **Дрожбин, Ю. А.** Сравнение энергетической чувствительности фотографических фотопленок и электронно-оптических преобразователей [Текст] / Ю. А. Дрожбин, Ю. А. Зацепин, Б. М. Степанов // Современное состояние и перспективы высокоскоростной фотографии и кинематографии и метрологии быстропротекающих процессов: Всесоюз. науч.-техн. конф. — М., 1975. — С. 23.
36. **Коробкин, В. В.** Применение ЭОП для исследования процессов пикосекундной длительности [Текст] / В. В. Коробкин, А. А. Малютин, М. Я. Щелев // Электронно-оптические преобразователи и их применение в науке и технике: Труды ВНИИОФИ. — М., 1972. — Сер. В, вып. 1. — С. 159.
37. **Бутслов, М. М.** Наблюдение процессов пикосекундной длительности с помощью пикохрона [Текст] / М. М. Бутслов, Б. А. Демидов, С. Д. Фанченко // Электронно-оптические преобразователи и их применение в науке и технике: Труды ВНИИОФИ. — М., 1972. — Сер. В., вып. 1. — С. 112.
38. **Ганеев, А. С.** О фоне при электроно-оптической регистрации в полях излучений. [Текст] / А. С. Ганеев, А. В. Домбровский, Г. А. Иванов // Современное состояние и перспективы высокоскоростной фотографии и кинематографии и метрологии быстропротекающих процессов: Всесоюз. науч.-техн. конф. — М., 1972. — С. 24.
39. **Домбровский, А. В.** О свечении экрана электронно-оптического преобразователя при воздействии нейтронов [Текст] / А. В. Домбровский, Г. А. Иванов, В. И. Пономарёв // ПТЭ. — 1975. — № 6. — С. 197—198.
40. **Кетчпол, К.** Усиление яркости рентгеновских изображений при помощи многокаскадных ЭОП [Текст] // Каскадные электронно-оптические преобразователи и их применение. — М.: Мир, 1967.
41. **Красильников, Н. Н.** Статистическая теория передачи изображений [Текст] / Н. Н. Красильников. — М.: Связь, 1976. — 184 с.
42. **Стенин В. Я.** Применение микросхем с зарядовой связью [Текст] / В. Я. Стенин. — М.: Радио и связь, 1989. — 256 с.
43. **Писаревский, А. Н.** Системы технического зрения (принципиальные основы, аппаратурное и математическое обеспечение) [Текст] / А. Н. Писаревский, А. Ф. Чернявский, Г. К. Афанасьев. — Л.: Машиностроение, 1988. — 424 с.
44. **Носов, Ю. Р.** Основы физики приборов с зарядовой связью [Текст] / Ю. Р. Носов, В. А. Шилин. — М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1996. — (Физика полупроводников и полупроводниковых приборов). — 320 с.

45. **Корж, В. И.** Детекторы рентгеновского излучения на приборах с зарядовой связью (Обзор.) [Текст] / В. И. Корж, В. Е. Кусков, В. Я. Стенин // ПТЭ. — 1982. — № 3. — С. 19.
46. **Капани, Н. С.** Волоконная оптика [Текст] / Н. С. Капани. — М.: Мир., 1969. — 464 с.
47. **Красильников, Н. Н.** К вопросу о шуме пространственной дискретизации изображений [Текст] / Н. Н. Красильников // Вопросы радиоэлектроники. Сер. «Техника телевидения». — 1971. — Вып. 1. — С. 44—50.
48. **Биллингсли, Ф.** Влияние шума аппаратуры цифровой обработки изображений [Текст] / Ф. Биллингсли // Обработка изображений и цифровая фильтрация: сборник / под ред. Т. Хуанга. — М.: Мир, 1979. — С. 271—307.
49. **Роуз А.** Зрение человека и электронное зрение [Текст] / А. Роуз. — М.: Мир., 1977. — 216 с.
50. **Стокхэм (мл.)** Обработка изображений в контексте модели зрения [Текст] / Стокхэм (мл.) // Под. ред. Г. Эндрюса и Л. Инло. Пер. с англ. — М.: Мир, 1973. — С. 122—137.
51. **Красильников Н. Н.** Об оценке шума зрительной системы наблюдателя / Н. Н. Красильников. — Л., 1973. — Вып. 79. — С. 23—24.

Научное издание

СВАЛУХИН Анатолий Иосифович

**ВВЕДЕНИЕ В ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННУЮ
РЕГИСТРАЦИЮ**

Ответственный редактор Г. В. Казаченкова
Компьютерная верстка Т. Б. Пряхина
Компьютерная подготовка иллюстраций Е. Ю. Толочёк
Компьютерная подготовка обложки Н. Н. Шувалова
Корректор Н. И. Потеряхина

Подписано в печать 14.04.2010. Формат 60х90/16.
Усл. п. л. 11. Тираж 200 экз. Заказ № 75.

Печать выполнена с макета,
подготовленного Издательством РФЯЦ – ВНИИТФ.

Адрес: 456770, г. Снежинск Челябинской области,
ул. Васильева, 13, РФЯЦ – ВНИИТФ.

Отпечатано в АНО «Уральский центр академического обслуживания».
Адрес: 620219, г. Екатеринбург, ул. Первомайская, д. 91.

$$E = \frac{\pi}{4} B \frac{D^2}{f_2^2} \tau_{об}. \quad (1.26)$$

Из формулы $\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} = \frac{1}{F}$ следует, что $\frac{1}{f_2} = \frac{1}{(1+m)F}$. Окончательно

$$E = \frac{\pi}{4} \left(\frac{D}{F}\right)^2 B \frac{\tau_{об}}{(1+m)^2}. \quad (1.27)$$

Отношение D/F называется **относительным отверстием объектива**. Величина $(D/F)^2$ называется **светосилой объектива**. Таким образом, чем больше светосила объектива, тем ярче получаемое на экране (например, на фотопленке) изображение. Условно принята следующая классификация фокусирующей оптики по относительному отверстию:

ультрасветосильная	$D/F \geq 1/1,1$
светосильная	$D/F = 1/1,1 \div 1/3,5$
нормальная	$D/F = 1/3,5 \div 1/6,3$
малосветосильная	$D/F < 1/6,3$

Коэффициент пропускания для многолинзовых объективов $\tau_{об} = 0,7 \dots 0,8$; для зеркальных телескопов (например, МТО-500, МТО-1000) $\tau_{об} \approx 0,5$.

Пример

Световой поток Φ [фотон/см² · с] параллельным пучком падает на плоскость объекта под углом θ к нормали. Плоскость объекта отражает свет по Ламберту с коэффициентом отражения $k_{отр}$. Выведем выражение для освещенности в изображении при фотографировании плоскости объекта, если оптическая ось системы перпендикулярна плоскости объекта.

На единицу площади объекта падает световой поток $\Phi \cos \theta$, а отражается световой поток $\Phi_{отр} = k_{отр} \Phi \cos \theta$.

Поток света, излучаемый с единицы площади в единицу времени, называется излучательной способностью R . Используя известные фотометрические формулы (например, [3]), можно записать

$$\Phi_{отр} = R = \iint_{\Omega=2\pi} B(\theta, \varphi) \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi.$$

Для ламбертовой поверхности $B = \text{const}$, отсюда $\Phi_{отр} = \pi B$.

После подстановки $B = \Phi_{отр}/\pi$ в (1.27) получаем искомое выражение $E = \frac{1}{4} \left(\frac{D}{F}\right)^2 k_{отр} \Phi \cos \theta \frac{\tau_{об}}{(1+m)^2}$.

1.8. Пространственные частоты

Допустим, на плоскости (x, y) имеется изображение с распределением яркости $B(x, y)$ (рис. 1.13). Измерим распределение яркости в изображении вдоль линии y_0 .

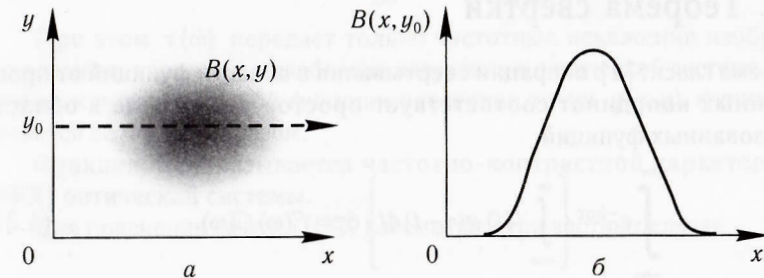


Рис. 1.13. Направление сканирования изображения (а); распределение яркости в изображении вдоль направления сканирования (б)

Для функции $B(x, y_0)$ можно записать пару преобразований Фурье [4], то есть переход в частотную область и обратно:

$$B(\omega_x) = \int_{-\infty}^{\infty} B(x) e^{-i\omega_x x} dx, \quad (1.28)$$

$$B(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} B(\omega_x) e^{i\omega_x x} d\omega_x.$$

Обобщая на двумерную функцию [4], запишем

$$B(\omega_x, \omega_y) = \iint_{\pm\infty} B(x, y) e^{-i\omega_x x - i\omega_y y} dx dy, \quad (1.29)$$

$$B(x, y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{\pm\infty} B(\omega_x, \omega_y) e^{i(\omega_x x + \omega_y y)} d\omega_x d\omega_y.$$

Встречается также запись в сокращенном виде

$$B(\bar{\omega}) = \iint_{\pm\infty} B(x, y) e^{-i\bar{\omega} \bar{r}} dx dy, \quad (1.30)$$

$$B(x, y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{\pm\infty} B(\bar{\omega}) e^{i\bar{\omega} \bar{r}} d\omega_x d\omega_y.$$

Таким образом, оптический сигнал (в том числе двумерный) можно представить в частотной области, произвести с ним какие-то операции и обратно перевести в область пространственных координат. Частота ω в данном случае имеет размерность [радиан/длина] и называется **пространственной частотой**.

1.9. Теорема свертки

Теорема гласит [4]: операции свертывания в области функций от пространственных координат соответствует простое умножение в области преобразованных функций,

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega\tau} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} f(t) g(\tau-t) dt \right\} d\tau = F(\omega) G(\omega). \quad (1.31)$$

Ввиду важности теоремы приведем ее доказательство. Для этого преобразуем правую часть выражения (1.31).

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt \int_{-\infty}^{\infty} g(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau = \iint_{\pm\infty} f(t) g(\tau) e^{-i\omega(t+\tau)} dt d\tau.$$

Введем новую переменную $\theta = t + \tau$, тогда $\tau = \theta - t$.

После подстановки переменных и перегруппировки подынтегрального выражения имеем

$$\iint_{\pm\infty} e^{-i\omega\theta} \{f(t) g(\theta-t)\} dt d\theta = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega\theta} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} f(t) g(\theta-t) dt \right\} d\theta.$$

Теорема доказана, так как полученное выражение идентично левой части (1.31).

1.10. Частотно-контрастная характеристика оптической системы

Обратимся к формуле (1.12). Здесь и далее считаем, что масштаб преобразования $m = 1$. То есть изображение пересчитано на масштаб объекта.

В частотной области, согласно теореме свертки, будем иметь

$$I(\bar{\omega}) = \varepsilon(\bar{\omega}) O(\bar{\omega}). \quad (1.32)$$

Введем функцию $\tau(\bar{\omega})$, нормированную так, что $\tau(0) = 1$:

$$\tau(\bar{\omega}) = \frac{\iint \varepsilon(x, y) e^{-i\bar{\omega}\bar{r}} dx dy}{\iint_{\pm\infty} \varepsilon(x, y) dx dy}. \quad (1.33)$$

При этом $\tau(\bar{\omega})$ передает только частотные искажения изображения, не учитывая, например, ослабление излучения в оптической системе. По отношению к нормированной функции рассеяния точки $g(x, y)$ функция $\tau(\bar{\omega})$ является ее Фурье-образом.

Функция $\tau(\bar{\omega})$ называется **частотно-контрастной характеристикой (ЧКХ) оптической системы**.

Для пояснения смысла ЧКХ рассмотрим три частных случая.

1.10.1. Изображение синусоидальной миры

Мирой называется прозрачная пластинка с нанесенным на ней рисунком в виде полос или секторов. Мира используется для измерения пространственного разрешения оптических приборов. Предположим, что мира полосатая (рис. 1.14), причем яркость полос изменяется гармонически

$$B(\xi, \eta) = B_0 + B_1 \cos \omega \xi = B_0 (1 + K_0 \cos \omega \xi), \quad (1.34)$$

где K_0 — контраст определенный по (1.20). Фактически в пространственном спектре яркости миры присутствует всего одна пространственная частота. Выясним, как будет отличаться от этой миры ее изображение, полученное с помощью оптической системы, имеющей ненормированную ФРТ $\varepsilon(x, y)$.

В плоскости изображения (считаем, что масштаб 1:1) имеем

$$E(x, y) = \iint_{\pm\infty} \varepsilon(x - \xi, y - \eta) B(\xi, \eta) d\xi d\eta = \iint_{\pm\infty} \varepsilon(x - \xi, y - \eta) (B_0 + B_1 \cos \omega \xi) d\xi d\eta.$$

Вдоль η и y яркость и, соответственно, освещенность постоянны. Обозначим $\int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(\xi, \eta) d\eta = l(\xi)$. В частном случае, когда $\varepsilon(\xi, \eta)$ — круг; $l(\xi)$ — длина хорды.

$$E(x) = B_0 \int_{-\infty}^{\infty} l(x - \xi) d\xi + B_1 \int_{-\infty}^{\infty} l(x - \xi) \cos \omega \xi d\xi. \quad (1.35)$$

Первый интеграл — полная освещенность — $\varepsilon(0) \cdot B_0$.

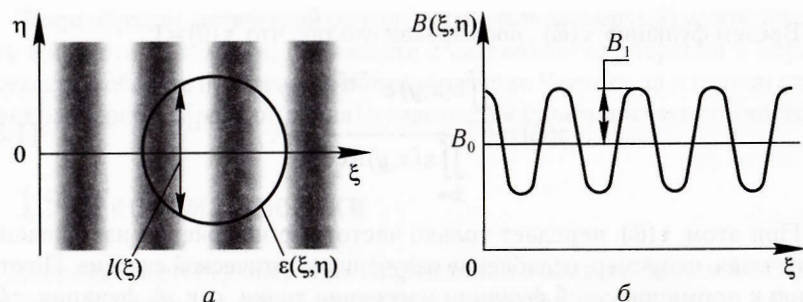


Рис. 1.14. К получению изображения синусоидальной миры:

a – схематическое изображение миры и кружка рассеяния; *б* – распределение яркости синусоидальной миры

Второй интеграл преобразуем, введя новую переменную интегрирования $\sigma = x - \xi$,

$$\int_{-\infty}^{\infty} l(x - \xi) \cos \omega \xi d\xi = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{l(\sigma)}{\cos \omega x} \cos \omega \sigma d\sigma + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{l(\sigma)}{\sin \omega x} \sin \omega \sigma d\sigma =$$

$$= l_c(\omega) \cos \omega x + l_s(\omega) \sin \omega x,$$

где $l_c(\omega)$ и $l_s(\omega)$ – косинус- и синус-преобразования Фурье (в формуле подчеркнуты).

Разделив и умножив последнее выражение на $\epsilon(0)$, запишем

$$B_1 \int_{-\infty}^{\infty} l(x - \xi) \cos \omega \xi d\xi = B_1 \epsilon(0) [\tau_c(\omega) \cos \omega x + \tau_s(\omega) \sin \omega x], \quad (1.36)$$

где $\tau_c(\omega)$ и $\tau_s(\omega)$ – нормированные косинус- и синус-преобразования Фурье от нормированной ФРТ, то есть компоненты частотно-контрастной характеристики.

Таким образом, в изображении получим

$$i(x) = \epsilon(0)B_0 + \epsilon(0)B_1 |\tau(\omega)| \cos(\omega x - \varphi(\omega)) =$$

$$= \epsilon(0)B_0 [1 + K_0 |\tau(\omega)| \cos(\omega x - \varphi_\omega)] = B_0' [1 + K_1 \cos(\omega x - \varphi_\omega)], \quad (1.37)$$

здесь

$$|\tau(\omega)| = \frac{K_1}{K_0} = \sqrt{\tau_c^2 + \tau_s^2}; \quad \varphi_\omega = \arctg \frac{\tau_s}{\tau_c}. \quad (1.38)$$

Итак, изображением синусоидальной миры будет также синусоидальное изменение освещенности, но с другой амплитудой и фазой. **Уменьшается контраст, и величина этого уменьшения зависит от частоты.** В этом смысл частотно-контрастной характеристики.

В практике для определения оптического разрешения используются вместо синусоидальных тестов прямоугольные, т. е. чередование черных и белых полос. Изображение такой миры получается разложением функции миры в ряд Фурье

$$E(x) = B_0' \left\{ 1 + \frac{4}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n |\tau(\omega)|}{2n+1} \cos[(2n+1)\omega x - \varphi(\omega_n)] \right\}. \quad (1.39)$$

Отметим, что часто вместо угловой частоты ω используется циклическая частота ν [мм⁻¹], то есть число периодов на единице длины. Как обычно, $\omega = 2\pi\nu$.

1.10.2. Расфокусированное изображение

Предположим, что изображение точки расфокусировано, и освещенность в кружке рассеяния постоянна (рис. 1.15):

$$\epsilon(r) = \begin{cases} E_0, & \text{при } 0 \leq r \leq R \\ 0, & \text{при } r > R. \end{cases} \quad (1.40)$$

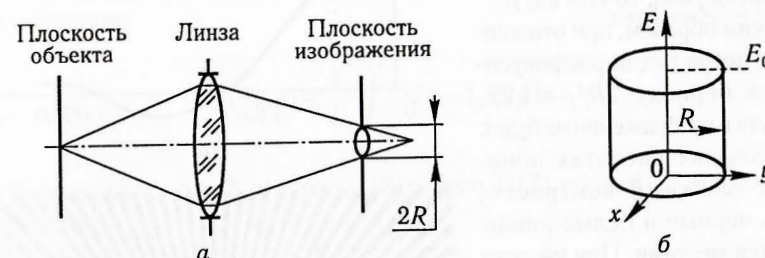


Рис. 1.15. Образование расфокусированного изображения (*a*) и распределение освещенности в пятне рассеяния (*б*)

Найдем частотно-контрастную функцию $\tau(\omega)$. Можно показать, что в случае круговой симметрии $\epsilon(x, y) \equiv f(r)$ ее Фурье-преобразование переходит в преобразование Фурье–Бесселя [5]:

$$F(\omega) = 2\pi \int_0^{\infty} f(r) J_0(\omega r) r dr, \quad (1.41)$$

$$f(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} F(\omega) J_0(\omega r) \omega d\omega.$$

С учетом этого

$$\tau(\omega) = \frac{2\pi \int_0^R E_0 J_0(\omega r) r dr}{2\pi \int_0^R E_0 r dr} \quad (1.42)$$

Вспользуемся свойством функций Бесселя

$$\frac{d}{dz} [z^n J_n(z)] = z^n J_{n-1}(z). \quad (1.43)$$

Тогда из (1.40) получаем

$$\tau(\omega) = \frac{2 J_1(\omega R)}{\omega R} \quad (1.44)$$

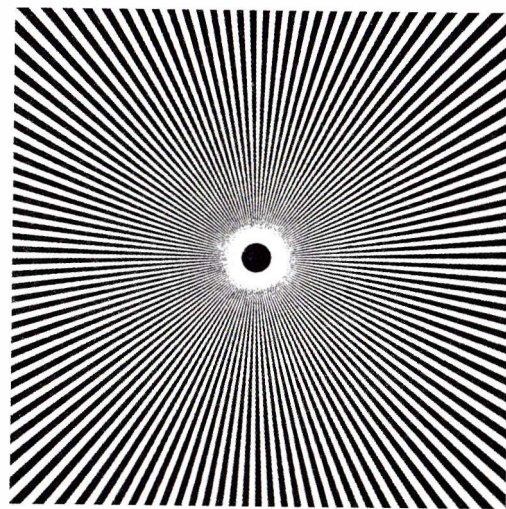
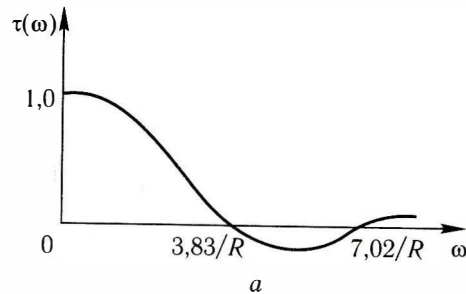
Первый нуль $\tau(\omega)$ — при $\omega_1 R \approx 3,83$, второй — при $\omega_2 R \approx 7,02$ (рис. 1.16).

Если период синусоидальной миры p [мм], то $\omega = 2\pi/p$.

Таким образом, при отношении диаметра пятна расфокусировки к периоду $2R/p \approx 1,22$, контраста в изображении не будет. При больших частотах появляется «ложный контраст», то есть черные и белые линии меняются местами. При частоте ω_1 исчезает контраст радиальных полосок. Затем на продолжении белых полосок возникают темные с меньшим контрастом, и наоборот. Обратный переход происходит при ω_2 . Контраст изображения миры по мере продвижения к центру снижается, это видно по уменьшению модуля ЧКХ.

Рис. 1.16. Явление «ложного контраста»:

a — ЧКХ расфокусированного изображения; *б* — штриховая радиальная мира



б

На рис. 1.16, *б* приведена штриховая радиальная мира из журнала «Кернепергие» 12 (1969, № 4). Рассматривая ее с некоторого расстояния, можно наблюдать «ложный контраст». Явление ложного контраста может наблюдаться в любой оптической системе, ЧКХ которой меняет знак.

1.10.3. Изображение, смазанное движением

Предположим, что плоскость изображения перемещается относительно плоскости объекта параллельно ей. При неподвижном проецировании заданы ФРТ $f(x, y)$ и ЧКХ $\tau(\omega_x, \omega_y)$. Требуется определить $f^*(x, y)$ и $\tau^*(\omega_x, \omega_y)$ в том случае, когда вследствие относительного движения с постоянной скоростью v каждая точка изображения за время экспозиции смещается на длину $L = vt$, например, вдоль оси x . Масштаб проецирования принимаем равным 1:1, т. е. $\omega_x = \omega_\xi, \omega_y = \omega_\eta$.

В каждой точке изображения происходит интегрирование интенсивностей точек вдоль пути смещения

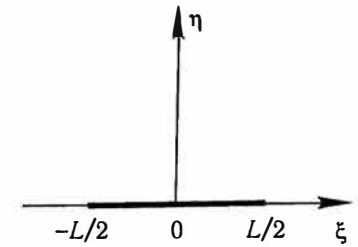


Рис. 1.17. Функция $g(\xi, \eta)$ для описания движения изображения

$$f^*(x, y) = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} f(x - \xi, y) d\xi. \quad (1.45)$$

Введем функцию $g(\xi, \eta) = \text{rect}(\xi) \delta(\eta)$ (рис. 1.17), где $\text{rect}(\xi)$ — прямоугольная функция

$$\text{rect}(\xi) = \begin{cases} 1, & \text{при } -\frac{L}{2} \leq \xi \leq \frac{L}{2}, \\ 0, & \text{при других } \xi. \end{cases} \quad (1.46)$$

Тогда (1.45) запишется таким образом:

$$f^*(x, y) = \frac{1}{L} \iint_{\pm\infty} f(x - \xi, y - \eta) g(\xi, \eta) d\xi d\eta$$

или, в частотной области,

$$F^*(\bar{\omega}) = F(\bar{\omega}) G(\bar{\omega}), \quad (1.47)$$

где

$$G(\bar{\omega}) = \frac{1}{L} \iint_{\pm\infty} e^{-i(\omega_x \xi + \omega_y \eta)} \text{rect}(\xi) \delta(\eta) d\xi d\eta = \frac{\sin \omega_x L/2}{\omega_x L/2}. \quad (1.48)$$

Таким образом,

$$\tau^*(\omega_x, \omega_y) = \tau(\omega_x, \omega_y) \frac{\sin \omega_x L/2}{\omega_x L/2}. \quad (1.49)$$

Из (1.49) видно, что в образовании изображения со сдвигом участвуют две последовательные системы. Первая формирует неподвижное изображение, вторая его смазывает; при этом наиболее сильное влияние сдвиг оказывает на линейчатые структуры, нормали к которым совпадают с направлением движения, и не влияет на те, нормали к которым перпендикулярны к направлению движения. Влияние на другие направления можно определить, если учесть, что $\omega_x = \omega \cos \theta$.

Концепция ЧКХ обладает большим достоинством при анализе оптических систем: если имеется несколько последовательных звеньев оптической системы, то их ЧКХ перемножаются. Это правило является следствием теоремы свертки: каждое звено ОС осуществляет преобразование входящего в него изображения по формуле свертки. В частотной области это описывается умножением Фурье-образа входящего изображения на ЧКХ данного звена ОС. В то же время аппарат Фурье-преобразований двумерных объектов позволяет получить аналитические выражения лишь при определенных условиях.

Пример

Деталь, изображенная на рисунке *a*, просвечивается излучением с линейным коэффициентом ослабления μ . Экран регистрирует распределение флюенса излучения.

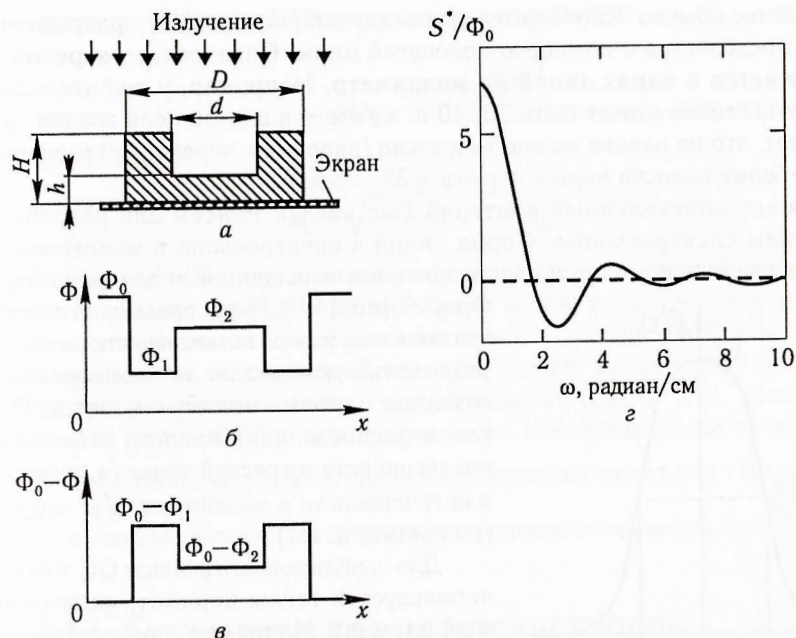
Получим формулу для Фурье-спектра флюенса на экране и изобразим спектр для

$$D = 4 \text{ см}, \quad d = 2 \text{ см}, \quad H = 4 \text{ см}, \quad h = 2 \text{ см}, \quad \mu = 0,25 \text{ см}^{-1}.$$

Распределение флюенса на экране по диаметральному сечению изображения показано на рисунке *б*. При этом

$$\Phi_1 = \Phi_0 e^{-\mu H}, \quad \Phi_2 = \Phi_0 e^{-\mu h}.$$

Распределение Φ в изображении цилиндрически-симметрично, можно использовать преобразование Фурье-Бесселя. Принцип суперпозиции позволяет представить изображение в виде суммы изображений цилиндров, соответственно спектр Фурье — также в виде суммы спектров. Трудность заключается в том, что не заданы границы экрана. Если экран имеет форму прямоугольника, общий спектр не будет цилиндрически-симметричным. Чтобы избежать влияния границ экрана, целесообразно вычислять спектр дополнительного изображения $\Phi^* = \Phi_0 - \Phi$ (рисунок *в*). Это оправдано тем, что спектр Фурье является математическим



образом, от которого после каких-то операций происходит переход в «измененное дополнительное» изображение Φ^{**} . Затем осуществляется переход $\Phi_0 - \Phi^{**}$.

Спектр $S^*(\omega)$ изображения Φ^* описывается формулой

$$S^*(\omega) = \Phi_0 \frac{2\pi}{\omega} [R(1 - e^{-\mu H}) J_1(\omega R) - r(1 - e^{-\mu h}) J_1(\omega r)].$$

Для параметров, заданных в условиях примера, вид сечения спектра в единицах Φ_0 показан на рисунке *г*. Спектр в целом получается вращением кривой, изображенной на графике, вокруг оси ординат. Если спектр $S^*(\omega)$ умножить на ЧКХ оптической системы, регистрирующей изображение (например, в виде (1.44)), получится выражение, которое едва ли целесообразно интегрировать в функциях.

1.11. Оптическое разрешение. Разрешаемый элемент

Частотно-контрастная характеристика, несмотря на достоинства, не обладает наглядностью. Кроме того, число функций, для которых можно найти аналитическое выражение преобразования Фурье-Бесселя, весьма невелико.

В практике обычно используется другая характеристика ОС — разрешение. Оно определяется с помощью полосатой миры. **Оптическое разрешение выражается в парах линий на миллиметр.** Например, у любительских фотообъективов может быть 30...40 п. л./мм — в центре поля зрения. Это означает, что на пленке можно визуально (например, через лупу) различить черно-белые полоски миры с периодом 33...25 мкм.

Более определенный критерий был введен Рэлеем для разрешающей силы спектроскопов. Форма линии в спектроскопе в монохроматическом свете описывается распределением освещенности для дифракции Фраунгофера (1.6). Рэлей предложил считать, что две линии равной интенсивности начинают разрешаться, когда главный максимум одной совпадает с первым минимумом другой. При таком распределении яркости отношение интенсивности в средней точке (в провале) к интенсивности в максимуме $8/\pi^2 = 0,811$ (см. пример п. 1.4).

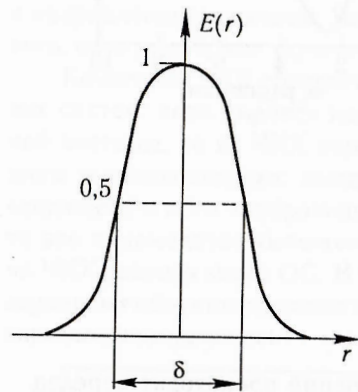


Рис. 1.18. К определению диаметра разрешаемого элемента

Для приближенного анализа ОС широко используется также параметр **разрешаемый элемент.** Например, при расфокусировке он совпадает с кружком рассеяния. Для других ФРТ диаметр разрешаемого элемента δ определяется на полувысоте ФРТ (рис. 1.18).

Для оптической системы, состоящей из цепочки n последовательных звеньев, принимают

$$\delta_{\Sigma} = \sqrt{\delta_1^2 + \delta_2^2 + \dots + \delta_n^2}. \quad (1.50)$$

Эта формула получается из предположения о гауссовой форме ФРТ каждого звена.

Действительно, пусть ФРТ имеет вид $f(r) = e^{-(r/a)^2}$, для нее имеем

$$\delta = 2a\sqrt{\ln 2} \approx 1,66a. \quad (1.51)$$

Произведя преобразование Фурье $f(r)$, получим

$$F(\omega) = \pi a^2 e^{-\omega^2 a^2 / 4},$$

то есть

$$\tau(\omega) = e^{-\omega^2 a^2 / 4}. \quad (1.52)$$

После перемножения ЧКХ последовательных звеньев

$$\tau_{\Sigma}(\omega) = e^{-(\omega^2/4) \left(\sum_i a_i^2 \right)},$$

то есть

$$a_{\Sigma} = \sqrt{a_1^2 + a_2^2 + \dots + a_n^2}.$$

Реальные ЧКХ могут значительно отличаться от гауссовой формы, но часто они имеют колоколообразный вид, и можно ради простоты анализа допустить справедливость (1.50) для многих оптических систем. В то же время, используя термин **разрешаемый элемент**, следует иметь в виду снижение контраста при передаче границ в изображении (см. п. 1.5), зависящее от реальной формы ФРТ, а также возможность появления ложного контраста.

В том случае, когда ЧКХ оптической системы имеет вид $\tau(v) = e^{-bv^2}$, $[v] = \text{п. л./мм}$, выражение для диаметра разрешаемого элемента $\delta = \frac{2\sqrt{b \ln 2}}{\pi}$.

1.12. Статистическое пространственное разрешение

Использование терминов **контраст** и **пространственный разрешаемый элемент** недостаточно для характеристики качества изображения. В изображении всегда присутствуют флуктуации яркости. Чем они заметнее, тем труднее правильно интерпретировать полученное изображение. Мету зашумленности изображения удобно характеризовать отношением средней яркости изображения в окрестности некоторой точки к среднеквадратичному отклонению яркости (коэффициент «сигнал/шум»)

$$K_{с/ш} = \frac{\bar{B}}{\sqrt{\delta^2 B}} \quad (1.53)$$

В отсутствие шумов можно говорить о геометрическом разрешении, характеристиками которого являются ФРТ или разрешаемый элемент. Присутствие шума приводит к вероятностному характеру обнаружения перепада яркости в изображении границ деталей объекта. Амплитуду шума можно уменьшить, если после сканирования (или во время сканирования) произвести усреднение шума по некоторой площади. Но при этом произойдет ухудшение пространственного разрешения, что скажется на точности измерения положения

границы. Эта связь отражена в термине **статистическое пространственное разрешение***.

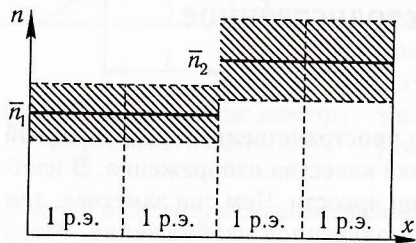
1.12.1. Исходные положения для оценок

Для оценок воспользуемся моделями достаточно простыми, хотя и не безупречными. Будем рассматривать только шумы, описываемые статистикой Пуассона. Пуассонов шум не является аддитивным, так как зависит от флюенса частиц в разных участках изображения. Кроме того, шум считаем белым. Отношение «сигнал/шум» для статистики Пуассона $K_{с/ш} = \sqrt{\bar{n}}$, где \bar{n} — среднее (ожидаемое) число зарегистрированных частиц.

Введем **фактор достоверности** χ при выявлении границы изображения. Независимо от вида шумов значению $\chi = 1$ будет соответствовать вероятность $P = 0,67$, значению $\chi = 2$ соответственно $P = 0,95$.

1.12.2. Зависимость обнаружимого контраста от $K_{с/ш}$

Предположим, что две площадки в изображении имеют разные уровни яркости (или плотности почернения). Прибор измеряет яркость на площади в один р. э. Уровням яркости сопоставим количество зарегистрированных частиц. На рис. 1.19 обозначено среднее (ожидаемое) количество частиц на площади двух соседних разрешаемых элементов, расположенных по разные стороны границы. Штриховкой условно показана неопределенность числа зарегистрированных частиц.



Условие обнаружения перепада яркости зададим в виде

$$\bar{n}_2 - \bar{n}_1 \geq \chi (\sqrt{\bar{n}_2} + \sqrt{\bar{n}_1}), \quad (1.54)$$

то есть перепад яркости должен быть не меньше суммы амплитуды шумов в соседних р. э. Это выражение преобразуется в следующее: $\sqrt{\bar{n}_2} - \sqrt{\bar{n}_1} \geq \chi$.

Обозначим $\sqrt{\bar{n}_1} = K_{с/ш}$. То есть определяем $K_{с/ш}$ по нижнему уровню яркости.

Далее имеем $\sqrt{\bar{n}_2/\bar{n}_1} - 1 \geq \chi/K_{с/ш}$ т. е. $\sqrt{(1+K)/(1-K)} \geq 1 + \chi/K_{с/ш}$.

Окончательно для обнаруживаемого контраста получается выражение

$$K_{обн} \geq 1 - \frac{1}{\left(\chi^2/2K_{с/ш}^2\right) + \left(\chi/K_{с/ш}\right) + 1}. \quad (1.55)$$

* Термин предложил Г. А. Иванов в 1985 г. для описания влияния шумов на точность измерения положения границ в радиографии.

Результаты вычислений по формуле (1.55) приведены в табл. 1.1. Чтобы избежать необходимости привлекать биномиальное распределение, принято условие, что $K_{с/ш} \geq 3$

Таблица 1.1

Зависимость обнаружимого контраста от $K_{с/ш}$ и χ

$K_{с/ш}$	3	5	10	20	50
$\chi = 1$ ($P = 0,67$)	0,28	0,18	0,095	0,049	0,020
$\chi = 2$ ($P = 0,95$)	0,47	0,32	0,18	0,095	0,039

Полученные числа означают следующее. Например, при $K_{с/ш} = 20$ можно проследить границу (перепад яркости) с контрастом 5%, но треть границы теряется в шумах. Граница с контрастом 10% прослеживается при этом же $K_{с/ш}$ практически полностью.

Условие обнаружения перепада яркости может быть сформулировано отлично от (1.54), тогда получается другая модель, и результаты будут другими.

Под обнаружимым контрастом, вычисленным с учетом статистики частиц, подразумевается контраст границы с учетом пространственного разрешения (п. 1.5).

Пример 1

Выведем формулу для $K_{обн}$, исходя из условия, что перепад яркости двух разрешаемых элементов на границе не меньше удвоенной среднеквадратичной амплитуды флуктуаций

$$\bar{n}_2 - \bar{n}_1 \geq \chi \sqrt{\bar{n}_2 + \bar{n}_1}.$$

После возведения обеих частей неравенства в квадрат получаем

$$(\bar{n}_2 - \bar{n}_1)^2 \geq \chi^2 (\bar{n}_2 + \bar{n}_1).$$

Производим замены:

$$\bar{n}_2 - \bar{n}_1 = \frac{2K}{1-K} \bar{n}_1, \quad \bar{n}_2 + \bar{n}_1 = \frac{2}{1-K} \bar{n}_1 \quad \text{и} \quad \bar{n}_1 = K_{с/ш}^2.$$

После преобразований получаем $2K_{с/ш}^2 K^2 + \chi^2 K - \chi^2 \geq 0$.
Решение неравенства

$$K_{обн} \geq \frac{\chi^2 + \sqrt{\chi^4 + 8\chi^2 K_{с/ш}^2}}{4K_{с/ш}^2}.$$

Результаты расчетов по этой формуле представлены в таблице:

Зависимость обнаружимого контраста от $K_{с/ш}$ и χ

$K_{с/ш}$	3	5	10	20	50
$\chi = 1 (P = 0,67)$	0,27	0,15	0,073	0,036	0,014
$\chi = 2 (P = 0,95)$	0,60	0,33	0,15	0,073	0,029

Пример 2

Согласно расчету по программе Монте-Карло, при просвечивании объекта контраст изображения неоднородности размером $1 \times 1 \text{ мм}^2$ составляет 0,04 при статистической точности расчета 0,2%. В расчете флюенс облучающих нейтронов на поверхности объекта составил $F_{\text{расч}} = 10^9$ нейтронов/см². Нужно оценить флюенс нейтронов, необходимый для обнаружения неоднородности с вероятностью не менее 0,95.

Для оценок можно использовать данные табл. 1.1. Для соблюдения условий задачи необходимо иметь в изображении $K_{с/ш} \geq 50$. Статистическая точность расчета соответствует $K_{с/ш, \text{расч}} = 500$. На основании статистики Пуассона можно утверждать, что реальный флюенс нейтронов на поверхности объекта должен составлять

$$F \geq F_{\text{расч}} \left(\frac{K_{с/ш}}{K_{с/ш, \text{расч}}} \right)^2 = 10^7 \text{ нейтронов/см}^2.$$

Глава 2 КАМЕРЫ С ОПТИКО-МЕХАНИЧЕСКОЙ РАЗВЕРТКОЙ

Методы фоторегистрации быстропротекающих процессов (ФРБП) стали развиваться с момента рождения кино. По мере совершенствования кинокамер было выяснено, что традиционная киносъемка с прерывистым движением фотопленки обеспечивает скорость до 250...300 кадров в секунду при размере кадра $16 \times 22 \text{ мм}^2$ и до 600...1000 кадров в секунду при размере кадра $7,5 \times 10,5 \text{ мм}^2$.

Большие скорости развертки были получены в камерах с непрерывным движением фотопленки и с компенсацией ее движения для устранения смазывания кадра. На рис. 2.1 приведена схема работы призмного компенсатора движения фотопленки [6]. Непрерывное движение фотопленки с компенсатором позволило повысить скорость развертки до 18 000 кадров в секунду (фотокамеры типа «Фастакс» с шириной пленки 35 мм). Такие камеры позволяли изучать все же сравнительно медленные процессы, например, движение животных. Ограничение накладывает скорость перемещения фотопленки – 30 м/с.

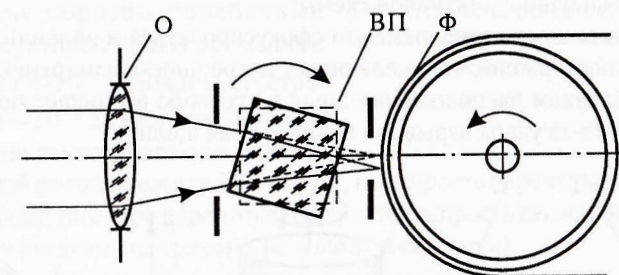


Рис. 2.1. Призмный компенсатор движения фотопленки:
О – объектив; ВП – вращающаяся призма; Ф – фотопленка

В связи с изучением процессов взрыва и детонации были разработаны новые, более быстрые методы регистрации, например:

- фотохронография – развертка изображения, вырезанного узкой щелью;
- съемка с импульсным освещением;
- растровые камеры и др.

В этой главе представлены принципы работы некоторых устройств для фоторегистрации быстропротекающих процессов.

2.1. ФРБП посредством щелевой развертки

Возможны два варианта развертки: движущаяся фотопленка; фотопленка неподвижна, по ней движется с помощью вращающегося зеркала изображение щели.

2.1.1. Системы с подвижной фотопленкой

Изображение светового явления, ограниченное краями щели, и поверхность фотопленки перемещаются относительно друг друга с большой скоростью (рис. 2.2). Временное разрешение зависит от скорости передвижения изображения по фотопленке, а также от ширины щели и качества ее изображения.

На фронте детонационной волны происходит интенсивное свечение вещества. Щель располагается перед стержнем. При движении детонационного фронта по фотопленке движется световое пятно малых размеров.

Скорость детонации определяется по формуле (рис. 2.2, б):

$$V_{\text{дет}} = \frac{V_{\text{разв}}}{\beta} \operatorname{tg} \varphi, \quad (2.1)$$

где β — увеличение оптической системы; $V_{\text{разв}}$ — линейная скорость развертки.

Недостатки однообъективной схемы:

- невозможность одновременно сфокусироваться и на щель, и на детонирующий стержень, что увеличивает погрешность измерений;
- при близком расположении щели к стержню возникает постороннее свечение из-за удара взрывной волны о края щели.

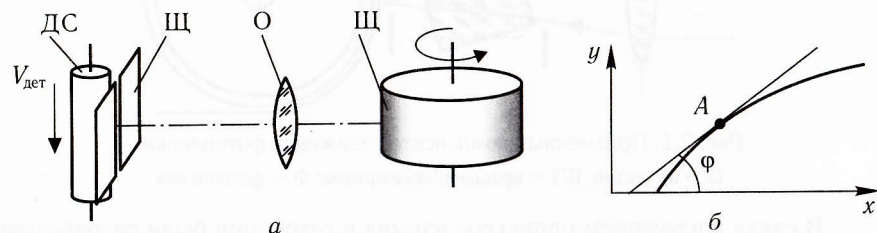


Рис. 2.2. Однообъективная схема измерения скорости распространения детонации по стержню:

a — однообъективная схема регистрации; ДС — детонирующий стержень; Щ — щель; О — объектив; Ф — фотопленка; *б* — определение скорости детонации в точке А

От недостатков однообъективной схемы свободна двухобъективная схема с образованием промежуточного изображения поверхности стержня в плоскости щели (рис. 2.3). Но такая схема имеет значительно меньшую светосилу, что снижает чувствительность регистрации.

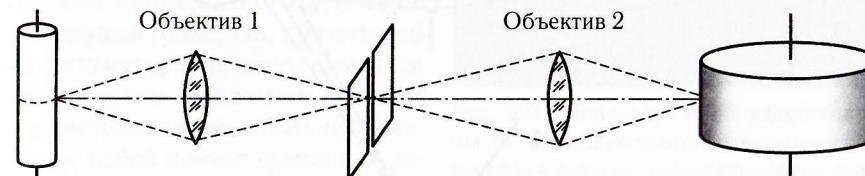


Рис. 2.3. Двухобъективная схема регистрации скорости детонации в стержне

В простейших конструкциях фотопленка располагается на наружной стороне барабана. Однако при этом наибольшая скорость развертки $V_{\text{разв. max}} \approx 100$ м/с (линейная скорость перемещения фотопленки). При больших скоростях происходит вытягивание фотопленки, приводящее к расфокусировке и искажению масштаба времени на снимке, и даже к разрыву фотопленки.

На рис. 2.4 показана принципиальная схема фоторегистратора с расположением фотопленки на внутренней поверхности барабана. Наибольшие скорости, достигнутые в подобных регистраторах, составляли 225 м/с при работе в воздухе и 400 м/с — в вакууме.

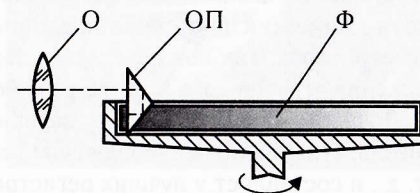


Рис. 2.4. Схема регистратора с расположением фотопленки на внутренней поверхности барабана:

О — объектив; ОП — оборачивающая призма; Ф — фотопленка

Лучшие образцы барабанных фоторегистраторов имеют временное разрешение $\sim 10^{-7}$ с. Время регистрации обычно $\sim 10^{-2}$ с. (Большие времена регистрации имеют фотохронографы с перематкой фотопленки длиной ~ 100 м, но скорость перематки не превышает 100 м/с. Кроме того, при перематке изменяется скорость движения фотопленки, что требует введения поправок в результат измерения).

Несмотря на сравнительно высокое временное разрешение, для изучения таких процессов, как детонация ($V_{\text{дет}}$ до 10 км/с и выше), барабанные регистраторы оказались мало пригодными. Их вытеснили системы с зеркальной разверткой.

2.1.2. Системы с зеркальной разверткой

Впервые регистратор с вращающимся зеркалом построил Бойс (С. V. Boys) в 1893 г. При радиусе развертки 6 м и относительном отверстии ОС 1:30 была достигнута скорость развертки ~ 12 мм/мкс и временное разрешение $\sim 10^{-8}$ с. Прибор применялся для изучения мощных искровых разрядов.

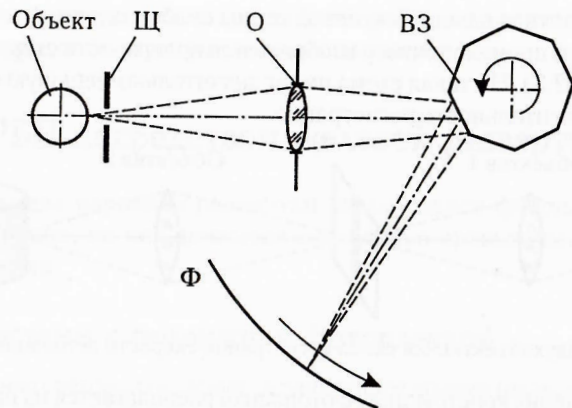


Рис. 2.5. Принципиальная схема зеркальной развертки:

Щ — щель; О — объектив; ВЗ — вращающееся зеркало (в данном случае восьмигранное, но может быть и плоское); Ф — фотопленка

Принципиальная схема зеркальной развертки показана на рис. 2.5. Скорость движения изображения значительно выше, чем в барабанных регистраторах, так как вращается зеркало. Кроме того, угловая скорость движения отраженного луча в 2 раза больше, чем зеркала.

Точность определения $V_{\text{дет}}$ зависит от стабильности скорости вращения зеркала, угла наклона изображения (см. рис. 2.2), размытости изображения и т. д., и составляет у лучших регистраторов $\Delta V_{\text{дет}}/V_{\text{дет}} \approx 1\%$. Временное разрешение регистраторов с зеркальной разверткой δt порядка $\approx 10^{-8} \dots 10^{-9}$ с.

2.1.3. Синхронизация в быстрых регистраторах

При использовании камер с непрерывной перематкой фотопленки синхронизация не представляет трудностей, если изучаемое явление полностью укладывается во время регистрации. То же относится и к барабанным регистраторам с замкнутой по кругу фотопленкой: в какой бы момент ни появилось изображение, оно попадет на фотопленку, лишь бы не происходило наложение конца регистрации на начало.

В зеркальных же регистраторах с огромными скоростями изображения и ограниченной длиной фотопленки проблема синхронизации существует.

Для ее решения были разработаны две системы синхронизации зеркальных разверток. В первой регистратор управляет инициированием изучаемого явления. То есть после раскрутки в рабочий режим, при определенном положении зеркала, регистратор выдает сигнал, например, на подрыв взрывчатого вещества или на поджиг разряда. Начало регистрации явления с учетом задержки управляющего сигнала попадает на начало фотопленки. Такая синхронизация обычно применяется, если вращается плоское зеркало

(отечественные регистраторы типа СФР, пример изображения приведен на рис. 2.6).

Другая система синхронизации — система непрерывного действия, или ждущая развертка, при которой на фотоматериале всегда имеется изображение изучаемого явления и регистрация может быть произведена в любой момент времени. В регистраторах ждущего режима многогранное зеркало и положение фотопленки конструируются так, чтобы исчезновение изображения на одном конце фотопленки совпадало с появлением его на другом. Например, так были сконструированы ждущие фоторегистраторы серии ЖФР (ИХФ АН СССР), пример снимка с одного из них приведен на рис. 2.7. Здесь применено 12-гранное зеркало для согласования времени пробега луча по фотопленке с временем поворота зеркала на 30° . По-видимому, при уменьшении ширины грани зеркала уменьшается светосила регистратора; кроме того, время регистрации самого изучаемого явления существенно ограничено. Это, конечно, отрицательно сказывается на временном разрешении регистрации.

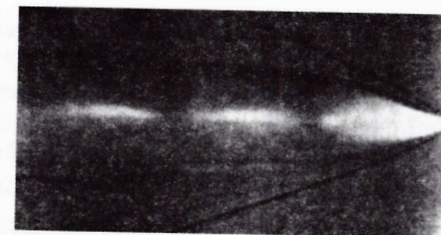


Рис. 2.6. Распространение ударной волны от периодического электрического разряда в воздухе, зафиксированное фоторегистратором СФР [6]

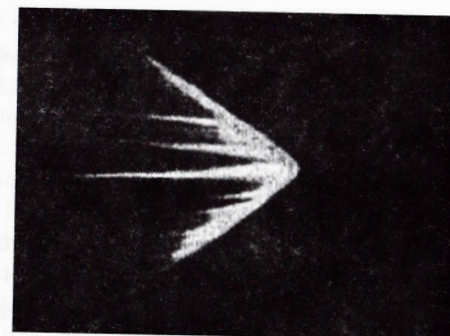


Рис. 2.7. Фотография распространения детонационных волн в газовой смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, полученная при помощи прибора ЖФР-1 [6]

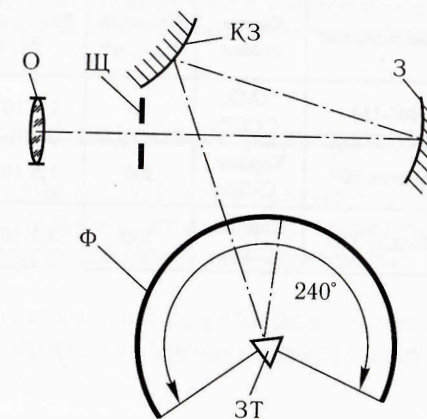


Рис. 2.8. Принципиальная схема фоторегистратора Калифорнийского университета:

О — объектив; фокусирующий изображение на щель; Щ — щель; З — зеркало, фокусирующее изображение щели на фотопленку; КЗ — коррекционное зеркало; ЗТ — вращающийся зеркальный трехгранник; Ф — фотопленка

Бóльшие информационные возможности предоставляет конструкция фоторегистратора Калифорнийского университета (рис. 2.8). В нем вращающееся зеркало имеет грань размером 8×50 мм и вращается при помощи гелиевой турбинки с угловой скоростью до 32 000 оборотов/с. Радиус развертки 150 мм, скорость до 60 мм/мкс. Лучи от коррекционного зеркала идут под некоторым углом к плоскости развертки, что и позволяет осуществить ждущую развертку при рабочем угле 240° с перекрытием на краях этого угла.

2.1.4. Сравнительные характеристики щелевых регистраторов

Некоторые приборы, сведения о которых приведены в табл. 2.1–2.3, устарели, и их параметры отражают только тенденции и прогресс в приборостроении. Камеры с зеркальной разверткой разрабатывались в конце 1950-х–начале 1960-х годов. Видно превосходство камер с зеркальной разверткой во временном разрешении. Но это достижение привело к тому, что в большинстве камер оптическая система стала малосветосильной. Освещенность в изображении пропорциональна $(D:F)^2$, то есть камеры с зеркальной разверткой проигрывают в этом отношении в десятки раз. Соответственно объекты, которые можно изучать с их помощью, должны быть в десятки раз ярче, нежели при регистрации барабанными или катушечными регистраторами.

Уникальной является оптическая система на основе сферических зеркал английского фоторегистратора в ультрафиолетовых лучах [6].

Барабанные регистраторы

Таблица 2.1

Наименование	Фирма, страна	Скорость V_{\max} , м/с	Разрешение δt , с	Относит. отв. $D:F$	Ширина пленки, мм	Крепление фотопленки
ФК-1М	КМЗ, СССР	70	$1,4 \cdot 10^{-6}$	1:2	35	Наружное
Модель 307	Кордин, США	300	$1,5 \cdot 10^{-7}$	1:1	35	Внутреннее
Модель 370	Кордин, США	300	$4,1 \cdot 10^{-8}$	1:5,6	70	Внутреннее

Таблица 2.2

Регистраторы с непрерывной протяжкой фотопленки

Наименование	Фирма, страна	Скорость ф-пл., м/с	Разрешение δt , 10^{-6} с	Относ. отв. $D:F$	Ширина пленки, мм	Емкость кассеты, м
СКС-1М	Фотоприбор, СССР	4...40	1,2	1:2	16	30
ФК-2М	Фотоприбор, СССР	3...30	1,7	1:2,5	35	120
Хайкам	Хадланд, Англия	0,75...95	0,5	1:2	16	120

Таблица 2.3

Регистраторы с зеркальной разверткой

Наименование	Фирма, страна	V_{\max} , мм/с	δt , 10^{-9} с	$D:F$	Система развертки	Система привода	ω_{\max} , 10^3 об./мин
ВСК-6	ВНИИОФИ, СССР	24	3	1:15	Ждущая	Воздушн. турбинка	330
С-6	Бэр Строуд, Англия	35	3	1:13	Синхронизация	Воздушн. турбинка	330
Регистратор для съемки в ультрафиолете	АЕI Ltd, Англия	1,0	5	1:1	Синхронизация	Электро-двиг., зеркало в вакууме	60
Сопелем	Сопелем, Франция	20	5	1:7,7	Синхронизация	Воздушн. турбинка	330

Примечание: КМЗ – Красногорский механический завод; ИХФ – Институт химической физики; ВНИИОФИ – Всесоюзный научно-исследовательский институт оптико-физических измерений.

2.2. Фоторегистраторы с кадровой разверткой

Фоторегистраторы, рассмотренные в п. 2.1, дают полную информацию только об одномерных процессах. Например, это распространение детонации вдоль стержня, сферически симметричный разлет вещества (см. рис. 2.6, 2.7) и т. п.

Одновременно со щелевыми регистраторами разрабатывались методы и конструкции для фоторегистрации изображений в режиме кадровой развертки. Рассмотрим некоторые из них.

2.2.1. Метод синхробаллистической съемки

Метод позволяет получить единственное изображение движущегося объекта, не смазанное движением, и то в случае, если известна (хотя бы приблизительно) скорость объекта. Принцип метода представлен на рис. 2.9.

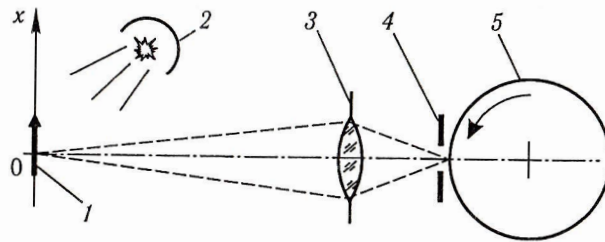


Рис. 2.9. Принцип синхробаллистической съемки:

1 — объект, движущийся вдоль оси X ; 2 — осветитель; 3 — фотообъектив, фокусирующий изображение объекта на щель; 4 — щель; 5 — барабан с фотопленкой

В каждый момент времени на фотопленку через щель 4 фокусируется полоска ($x = 0$) от изображения объекта. На неподвижной фотопленке все полоски накладываются друг на друга. Если скорость протяжки фотопленки близка к скорости объекта, умноженной на масштаб проецирования фотообъективом 3, получится изображение летящего объекта. Сравнивая размеры объекта и его изображения, можно определить скорость объекта.

2.2.2. Растровые камеры

Принципы растровой фотографии разработаны Н. А. Валюсом (СССР) в 1944 г., впервые реализованы С. В. Кулагиным (СССР) в 1955 г.

В растровых камерах изображение раскладывается на множество отдельных, определенным образом расположенных полосок или точек, причем размер каждого элемента растрового изображения много меньше расстояния между ними. Преобразование изображения осуществляется растром (рис. 2.10, 2.11).

Растром называется оптическая система, отражающая или пропускающая свет, которая составлена из множества малых оптических элементов, расположенных на общей поверхности и соответствующим образом ориентированных.

В настоящее время используются линзовые (рис. 2.10) и зеркальные растры с цилиндрическими и сферическими линзами, создающими соответственно линейчатое и точечное преобразование изображения. Возможно также устройство точечного растра с помощью скрещенных цилиндрических линз.

При съемке движущихся объектов растровое изображение перемещается относительно фотографического слоя, происходит развертка изображения

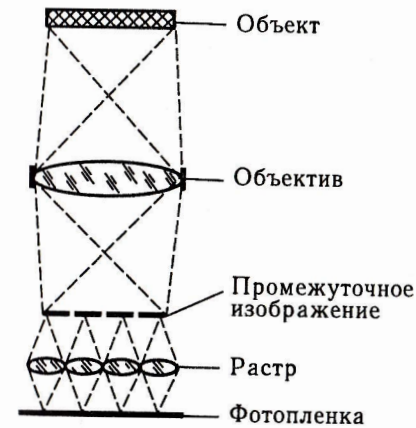


Рис. 2.10. Принцип образования растрового изображения

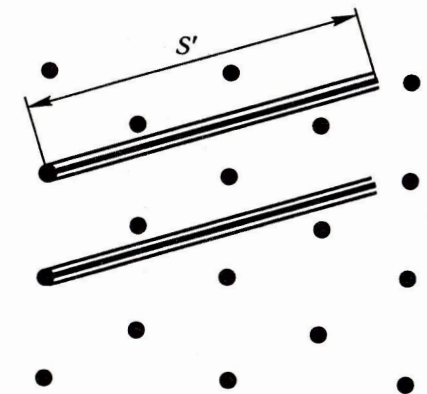


Рис. 2.11. Развертка изображения в гексагональном растре

во времени (рис. 2.11). Если после проявления фотопленки с растровым изображением ее осветить через растр равномерным пучком света, можно дешифровать растровое изображение при помощи самой растровой камеры. Действительно, фотопленка становится светящимся объектом, изображение с которого через растр, промежуточное изображение и объектив фокусируется на экране, помещенном в фокусе объектива. Растровое изображение при перемещении фотопленки может быть заснято с замедлением, либо в виде кадров в отдельные моменты времени. (Поэтому растровые камеры можно отнести к кадровым регистраторам).

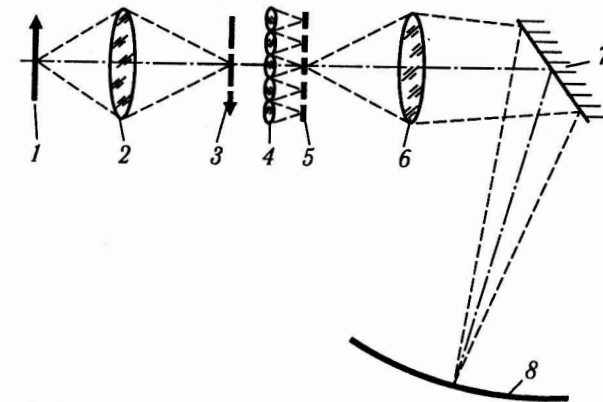


Рис. 2.12. Схема зеркальной развертки растрового изображения:

1 — объект; 2 — входной объектив; 3 — промежуточное изображение; 4 — линзовый растр; 5 — промежуточное растровое изображение; 6 — фокусирующий объектив; 7 — вращающееся зеркало; 8 — фотопленка

При дешифровке растрового изображения как промежуточное изображение, так и изображение на экране будут представлять собой массив точек различной яркости. В то же время при пересчете на узкоплочную киносьемку получается пространственное разрешение порядка десятков пар линий на миллиметр.

Основной параметр растровой камеры — шаг растрового кадра — минимальное смещение растрового изображения относительно чувствительного слоя, позволяющее записать и дешифровать изменение во времени. Шаг растрового кадра — аналог пространственного разрешаемого элемента.

Временное разрешение растровой камеры

$$\delta t = \frac{h_k}{V'}, \quad (2.2)$$

где h_k — шаг растрового кадра; V' — скорость перемещения растрового изображения относительно фотослоя.

Если S' — длина развертки растрового изображения, то число кадров, полученных при съемке

$$N = \frac{S'}{h_k} - 1. \quad (2.3)$$

Шаг кадра есть конечный размер изображения точки. В растровой системе основные причины нерезкости изображения точки — дифракция света на элементах раstra и рассеяние света в фотослое. Это уменьшает максимум освещенности в точке и эквивалентно уменьшению относительного отверстия ОС приблизительно в 2 раза.

Развертка раstra может быть осуществлена несколькими способами. Наибольшей светосилой обладают системы с механическим перемещением раstra относительно фотопластины или фотопластины относительно раstra: $(D/F)_{\text{экр.}} = 1:6 \dots 1:10$. Частота кадров при этом $\sim 10^5$ кадров/с, число кадров $\sim 100 \dots 300$.

Большой скоростью, но меньшей светосилой, обладают камеры с зеркальной разверткой растрового изображения. Для них $(D/F)_{\text{экр.}} \approx 1:18$, частота $\sim 10^9$ кадров/с.

Современные растровые камеры по быстродействию конкурируют с электронно-оптическими преобразователями (ЭОП). Они обладают высоким пространственным разрешением (лучшие фотослои и растры обеспечивают до 50 п. л./мм). Это позволяет регистрировать большое количество кадров изображения. Но в то же время огромное быстродействие камер с зеркальной разверткой требует большой яркости свечения изучаемого явления либо большой освещенности изучаемого объекта. Это ограничивает круг их применений. Данные о некоторых растровых камерах [6] приведены в табл. 2.4.

Таблица 2.4

Высокоскоростные растровые камеры

Тип камеры, страна	Тип раstra	Формат кадра, см × см	Кол-во элем. по ширине кадра	Частота кадр/с	Число кадров	D/F	Способ развертки	Способ синхронизации
Bray G.R., Англия	скрещенные цилиндрические линзы	9×12 пластинка	40	2·10 ⁴	100	1/6	движение пластины относит. раstra	синхронизация явления
РКД-2М, СССР	сферические линзы	9×12 пластинка	225	1·10 ⁵	200...50	1/8	диск Нипкова*	ждущая
ФКР-2М, СССР	сферические линзы	9×12 пленка 20пл/мм	225 (64 000 линз)	1,5·10 ⁹	100	1/18	зеркальная	квазиждущая, K = 50**

* Диск Нипкова с десятью отверстиями, расположенными по спирали, при вращении периодически заполняет поле под растровым элементом серией полосок, собственно являющихся разверткой элемента изображения. Один цикл заполнения является одним кадром, частота циклов заполнения, соответственно, частотой кадров. Диск Нипкова применялся для развертки с диском Нипкова в растровых камерах изобретен Кортни-Праттом и показан на рис. 2.13. Одна из растровых камер такого типа изображена на рис. 2.14. Подробнее см. [6] Каждая линза раstra дает на фотослое изображение отверстия на диске в виде точки. При смещении отверстия в диске на величину a точка на пластинке перемещается на a' . Таким образом сканируется все поле D выходного зрочка ОС.

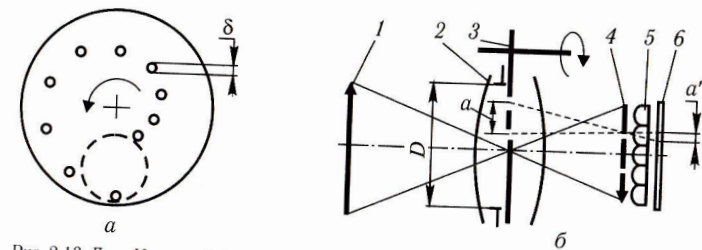


Рис. 2.13. Диск Нипкова (а); принцип развертки в растровой камере с диском Нипкова (б): 1 — объект; 2 — оптическая поверхность; 3 — диск Нипкова; 4 — промежуточное изображение; 5 — растр; 6 — фотопластинка. Штриховой линией обозначено сканируемое поле изображения

** В квазиждущей развертке ограничено время ожидания. Параметр K равен времени ожидания, деленному на длительность регистрации.

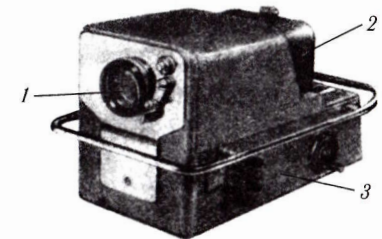


Рис. 2.14. Внешний вид высокоскоростной растровой камеры фирмы Томпсон [6]: 1 — объектив; 2 — кассетная часть; 3 — система управления

Камера ФКР-2М имеет рекордные показатели как по быстродействию, так и по количеству растровых элементов (64 000 линз диаметром 0,4 мм каждая). В пересчете на кадр киноплёнки $10 \times 12,5 \text{ мм}^2$ это соответствует разрешению приблизительно 25 п. л./мм. В принципе такое разрешение не предел.

2.2.3. Принцип оптической коммутации изображения

Впервые оптическую коммутацию (переключение) изображения осуществил Миллер (С. D. Miller) в 1949 г. Фоторегистраторы с оптической коммутацией позволили получить кадровую развертку изучаемого явления, аналогично скоростной киносъемке (рис. 2.15).

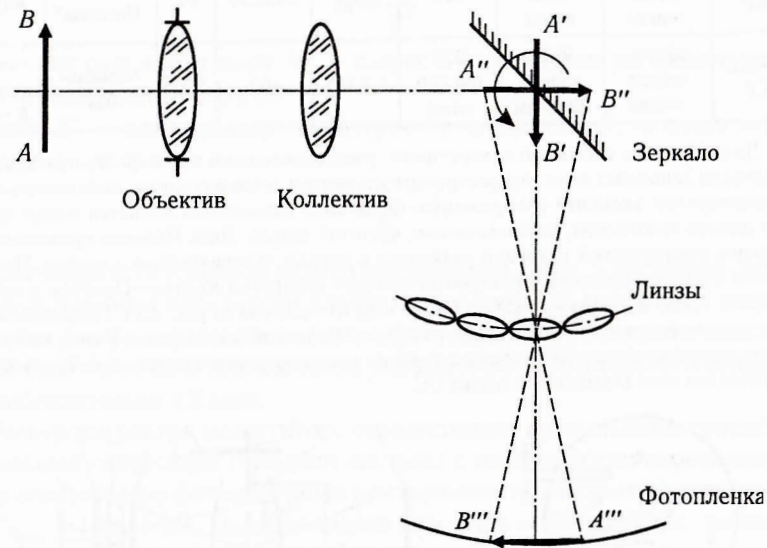


Рис. 2.15. Схема оптической коммутации

Изображение объекта съемки AB строится объективом и коллективом вблизи вращающегося зеркала (изображение $A'B'$). Зеркало преобразует изображение $A'B'$ в $A''B''$, и в дальнейшем это изображение при помощи одной из коммутирующих линз переносится на неподвижную фотоплёнку (изображение $A'''B'''$). Ряд линз расположен по дуге окружности.

Плоскость, в которой располагается выходной зрачок объектива, и поверхность окружности линз сопряжены с помощью коллектива так, что на входе линз строится зрачок объектива в виде равномерно освещенного светового пятна. Это пятно при вращении зеркала переходит с одной коммутирующей линзы на другую, осуществляя быстродействующий световой затвор. За каждой

линзой на фотоплёнке вспыхивает последовательно изображение объекта съемки через короткие промежутки времени.

Зависимость освещенности кадра E от времени в регистраторе с оптической коммутацией изображения для диаметра коммутирующих линз D и скорости движения светового пучка V относительно линз описывается формулой

$$E = \frac{\pi \left(\frac{D}{F}\right)^2}{(1+m)^2} \frac{B\tau}{\pi} \left[1 - \frac{2}{\pi} \arcsin \frac{Vt}{D} - \frac{2Vt}{\pi D} \sqrt{1 - \left(\frac{Vt}{D}\right)^2} \right],$$

где F, τ — фокусное расстояние и коэффициент пропускания коммутирующей линзы; момент $t=0$ соответствует максимальной освещенности кадра, $0 \leq t \leq D/V$; B — яркость изображения $A''B''$.

Разработано много типов регистраторов с оптической коммутацией, в зависимости от целей их применения. Разработаны приборы с двумя рядами децентрированных коммутирующих линз, с расположением линз и фотоплёнки по винтовой линии и другие; для работы в ждущем режиме и с синхронизацией. В целом с помощью оптического переключения в скоростных фоторегистраторах может осуществляться кадровая съемка с частотой от 10^5 до $1,5 \cdot 10^7$ кадров/с (Модель 8, США, Калифорнийский университет), количеством кадров от 80 до 100 у особо скоростных, и до 7000 (ФП-22, ГОИ, СССР). Более подробные сведения об этих сложных приборах, их конструкциях и расчетах их оптических систем можно найти в работе [6].

2.3. Предельное временное разрешение оптико-механических систем

Определим максимально возможное временное разрешение скоростных регистраторов с зеркальной разверткой (рис. 2.16). Для определенности будем считать, что вращающееся зеркало — шестигранное. Если изображение щели на фотоплёнке имеет размер δx , то временное разрешение регистратора составит

$$\delta t = \frac{\delta x}{V_{\text{разв}}}, \quad (2.4)$$

где скорость развертки $V_{\text{разв}} = 2\omega L$.

На первый взгляд, увеличение скорости развертки позволяет неограниченно повышать временное разрешение: если нельзя безгранично разгонять зеркало, то можно как угодно

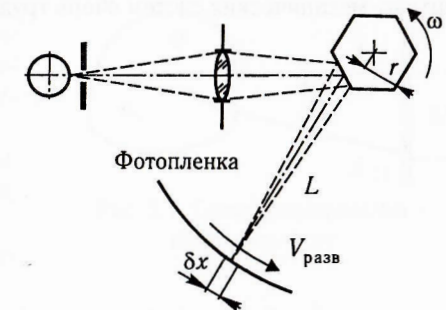


Рис. 2.16. К оценке предельного временного разрешения

увеличивать расстояние от зеркала до фотопленки. Однако оказывается, что увеличение L мало что дает. Вклад в δx вносят рассеяние света в фотослое и дифракционное размытие изображения щели. Если первый компонент постоянный, то для второго имеем

$$\delta x_{\min} = \delta x_{\text{дифр}} \approx \frac{2\lambda}{r} L; \quad \delta t_{\min} \approx \frac{\lambda}{\omega r} \approx \frac{\lambda}{U},$$

где λ — длина волны света; U — линейная скорость поверхности зеркала.

(Считаем, что причиной дифракционного размытия изображения щели является ограничение светового пучка гранью зеркала.)

Наибольшая скорость U_{\max} принципиально ограничена энергией связи атомов зеркального покрытия. Приравняем кинетическую энергию атома, полученную за счет движения поверхности зеркала, энергии связи атома

$$E_{\text{св}} = \frac{m_{\text{ат}} U_{\max}^2}{2};$$

то есть

$$U_{\max} = \sqrt{\frac{2E_{\text{св}}}{m_{\text{ат}}}},$$

где $m_{\text{ат}}$ — масса атома зеркального покрытия.

Тогда окончательно

$$\delta t_{\min} \approx \lambda \sqrt{\frac{m_{\text{ат}}}{2E_{\text{св}}}}. \quad (2.5)$$

Подставив $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см, для алюминия $E_{\text{св}} = 4 \text{ эВ} = 6,4 \cdot 10^{-12}$ эрг, $m_{\text{ат}} = 4,5 \cdot 10^{-23}$ г, имеем $\delta t_{\min} \approx 10^{-10}$ с.

Можно заключить, что временное разрешение наиболее скоростных современных камер, например, ФКР-2М, весьма близко к теоретическому пределу. Это, в свою очередь, означает, что дальнейшее совершенствование оптико-механических систем очень трудоемко и малоэффективно.

Глава 3 СПЕЦИАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ФРБП

3.1. Высокоскоростная теньевая и интерференционная фотография

Под воздействием ударных волн (УВ) и волн сжатия в прозрачных средах возникают оптические неоднородности, которые характеризуются переменным показателем преломления. Определяя показатели преломления в разных точках среды, можно вычислить плотность, давление и температуру в этих точках. Например, для прозрачных сред по формуле Лорентц–Лоренца

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = K_1 \rho, \quad (3.1)$$

где n — показатель преломления света; K_1 — константа данного вещества; ρ — плотность вещества.

Для газообразных сред

$$n - 1 \approx K_2 p. \quad (3.2)$$

Для нахождения распределения n в среде применяются теньевые и интерференционные методы. С помощью специальной аппаратуры распределение неоднородности n фиксируется на экране или фотопластинке (оптическая визуализация) (рис. 3.1).

Проходя через оптически неоднородную среду, луч отклоняется на экране на величину δl , изменяет направление на угол φ и запаздывает на время $\delta t = t' - t$.

На этих трех явлениях основаны три метода оптической визуализации неоднородностей:

- метод светящейся точки (линейное смещение луча);
- метод Тёплера, шлирен-метод (угловое отклонение луча);
- интерференционный метод (разность фаз лучей).

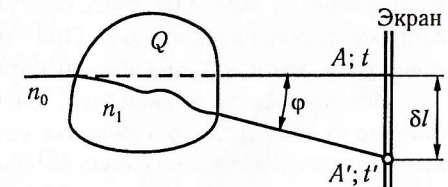


Рис. 3.1. Схема фиксации неоднородности

Достоинствами методов являются:

- отсутствие воздействия света на исследуемую область;
- возможность измерения по большой области одновременно;
- отсутствие инерционных явлений, какие бывают при визуализации движения вещества с помощью дыма или мелких частиц.

3.1.1. Метод светящейся точки

Если в области возмущения Q вертикальный градиент коэффициента преломления постоянный (рис. 3.2), то есть $\partial n/\partial y = \text{const}$, то все лучи от источника отклонятся на один и тот же угол, и освещенность на экране будет постоянна. Если же $\partial n/\partial y$ изменяется, т. е. $(\partial^2 n)/(\partial y^2) \neq 0$, то отклонения лучей будут различными, и на экране Э появится нерезкое размытое изображение. Например, от УВ, движущейся вдоль оси y , появятся светлая и темная полосы.

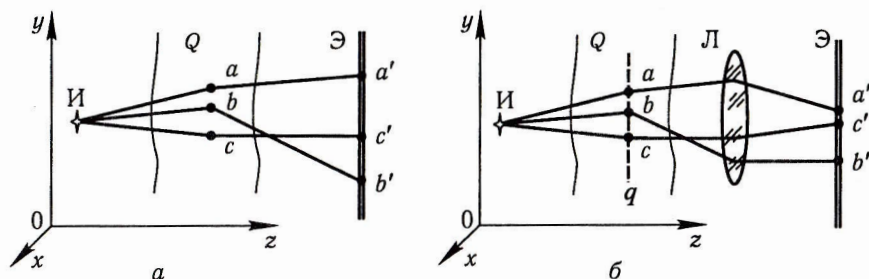


Рис. 3.2. Метод светящейся точки:

И – точечный источник света; Q – область неоднородности; Э – экран; Л – линза; q – плоскость, сопряженная с экраном

Поместив между областью возмущений Q и экраном оптическую систему Л, можно на экране получить сфокусированную теньевую картину сечения q , сопряженного с плоскостью Э. При этом контраст изображения значительно повысится, так как произойдет выборка лучей, исходящих из узкой области.

Источник света должен быть точечным, либо должно быть большое расстояние от И до q , либо в качестве источника должна быть проекция протяженного источника на точечную диафрагму.

Особенно четкая картина получается, когда съемка ведется в параллельных лучах (рис. 3.3, 3.4). Свет от источника И объективом O_1 собирается в плоскости точечной диафрагмы. Экран Э оптически сопряжен с исследуемой плоскостью q .

Метод светящейся точки позволяет изучать изменение показателя преломления не только в одном направлении, но также и во всей неоднородности в целом, так как вариация освещенности теньевой картины

$$\Delta E = \text{const} \int_{z_1}^{z_2} \left(\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} \right) dz. \quad (3.3)$$

Интегрирование осуществляется по всей области возмущения либо в пределах глубины резкости объектива O_2 (остальные лучи создают фон).

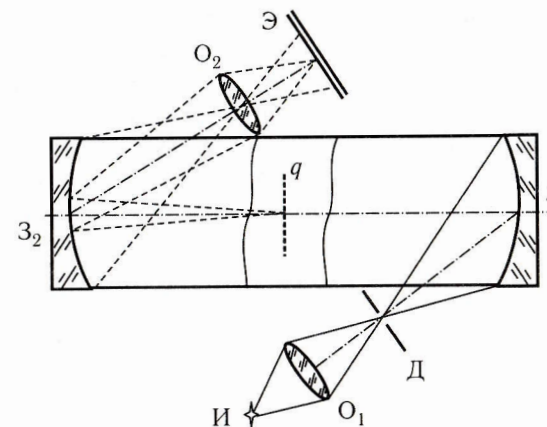


Рис. 3.3. Схема установки для фотографирования методом светящейся точки:

И + O_1 + Д – точечный источник; Z_1 и Z_2 – сферические зеркала; O_1 – объектив; O_2 – объектив, фокусирующий плоскость q в области возмущений на экран Э

Результаты, получаемые методом светящейся точки, имеют обычно качественный характер и не доводятся до вычисления распределения показателя преломления. Как видно из (3.3), даже в простейших конфигурациях (например, сферическая или цилиндрическая ударные волны) подобные вычисления трудоемки и неточны.

Пример фотографии методом светящейся точки приведен на рис. 3.4 [7]. Для метода характерны резкие и четкие линии и почти полное отсутствие полутонов.

Следует отметить, что название «метод светящейся точки» не является общепринятым. Часто его называют просто «теньевым методом» (например, в работе [7]) в отличие от шлирен-метода. Будем придерживаться классификации А. С. Дубовика, предложенной в работе [6].

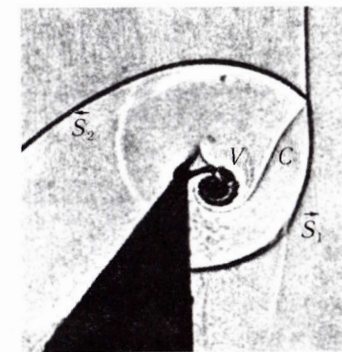


Рис. 3.4. Отражение и дифракция УВ, набегающей на преграду

3.1.2. Метод Тёплера (шлирен-метод)

Метод был предложен в 1856 г. Л. Фуко для контроля качества поверхностей оптических деталей. Метод Фуко позволяет оценить с точностью до второго знака радиус кривизны Земли по форме свободной поверхности ртутного зеркала.

Широкую известность метод получил после его усовершенствования А. Тёплером, поэтому часто встречается также название «метод Тёплера». В отличие от метода светящейся точки, метод Тёплера чувствителен к плавным изменениям коэффициента преломления, и в этом его большое преимущество.

Суть метода Фуко–Тёплера состоит в следующем. Точечный источник И испускает сферически расходящуюся световую волну (рис. 3.5, а). Идеальная линза L_1 преобразует волновой фронт в сходящийся в фокусе O , после чего с помощью линзы L_2 на экране Э образуется светлое пятно с равномерной освещенностью.

Поместим в фокус O пластинку с острым краем (чтобы избежать отражения света на срезе пластинки) – нож Фуко (рис. 3.5, б). Так как вследствие дифракции в фокусе световой пучок имеет конечное сечение, пятно на экране будет равномерно затемнено, степень затемнения можно регулировать перемещением ножа Фуко.

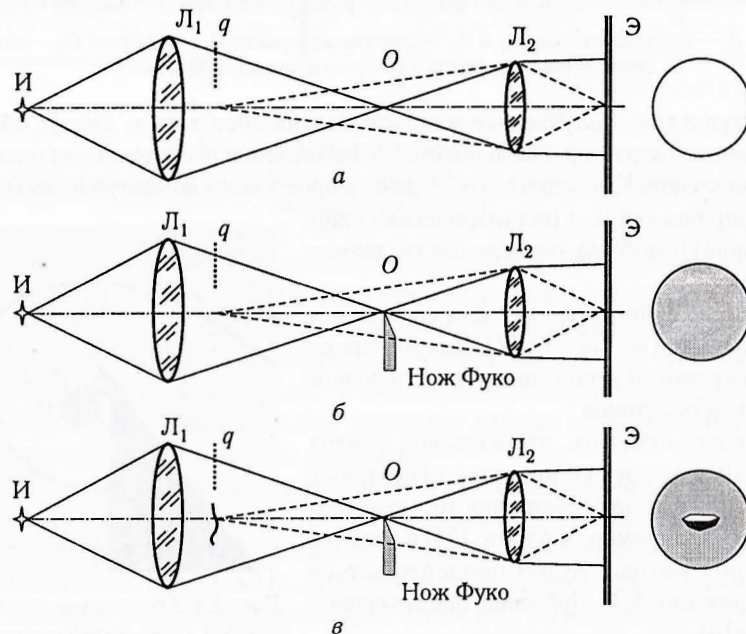


Рис. 3.5. Визуализация неоднородностей по методу Тёплера

До этого линза L_2 выполняла пассивную роль, так как из фокальной плоскости q в неё не попадали лучи. Если же в плоскости q появилось возмущение волнового фронта, вызванное, например, возмущением коэффициента преломления среды, то с помощью линзы L_2 произойдет перераспределение света на экране (рис. 3.5, в). Таким образом, делается видимой (визуализируется) оптическая неоднородность.

Формы источников света и ножей Фуко могут быть разнообразными, в зависимости от целей эксперимента. Получение наиболее представительных результатов в конкретном эксперименте зависит от фантазии и от мастерства экспериментатора.

В методе Тёплера отклонение лучей и вариация освещенности экрана пропорциональны градиенту показателя преломления в области возмущения:

$$\Delta E = \text{const} \int_{z_1}^{z_2} \left(\frac{\partial n}{\partial x} + \frac{\partial n}{\partial y} \right) dz, \quad (3.4)$$

где направление z совпадает с оптической осью прибора.

Если изучаемое явление имеет простую геометрию (плоское течение, осесимметричный разлет с осью симметрии в плоскости x, y), из результатов эксперимента можно извлечь количественные данные о распределении показателя преломления среды. Для этого надо вычислить углы отклонения световых лучей в области неоднородности, что можно сделать, исходя из оптической схемы прибора. В то же время, если ось симметрии совпадает с осью x (на рис. 3.6 ось x перпендикулярна плоскости рисунка), угол отклонения лучей составит:

$$\varepsilon_y(r) = \frac{2}{n_0} \int_r^R \frac{\partial n}{\partial \xi} \frac{\xi d\xi}{\sqrt{R^2 - \xi^2}}, \quad (3.5)$$

где n_0 – показатель преломления невозмущенной среды.

Методы численного решения интегральных уравнений такого типа известны (см., например, [8]).

Для реализации метода Тёплера наиболее часто применяются оптические системы с регистрацией в параллельных лучах. Из отечественных промышленных приборов распространенным является ИАБ-451 с зеркально-менисковой системой Максутава (рис. 3.7). Диаметр наблюдаемого поля неоднородностей 230 мм, фокусные расстояния зеркал – 1900 мм; ширина щели 0...3 мм, высота 0,2...12 мм.

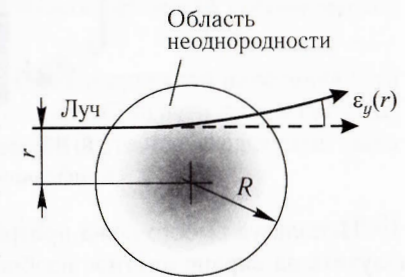


Рис. 3.6. Частный случай метода Тёплера

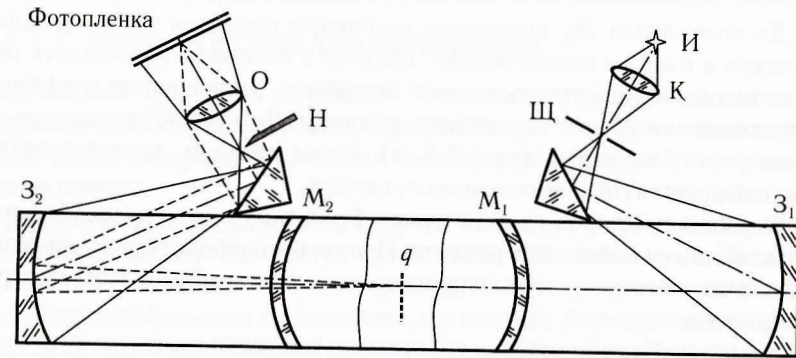


Рис. 3.7. Оптическая система ИАБ-451:

И — источник света; К — конденсор; Z_1, Z_2 — сферические зеркала; M_1, M_2 — мениски для исправления aberrаций зеркал; О — объектив; Щ — шель; Н — нож Фуко

Существуют и другие приборы для теневой фотографии. Все они могут работать в комплексе с быстрыми камерами типа СФР. В черно-белом варианте мерой отклонения лучей является плотность почернения, её изменение (рис. 3.8). Точность измерений вариаций плотности среды ограничивается амплитудой шумов фотопленки.

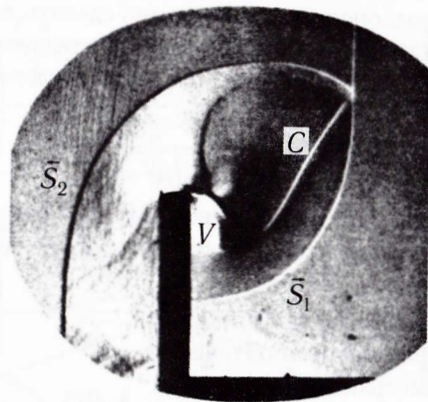


Рис. 3.8. Шлирен-фотография отражения и дифракции ударной волны [7]

Используя вместо ножа прозрачный растр из цветных полосок, можно получить на экране цветное изображение. Так как ширина каждой полосы растра имеет конечное значение, один цвет охватывает некоторую область углов отклонения. Способы получения шлирен-фотографий могут быть самыми разнообразными.

3.1.3. Интерференционный метод

В этом методе картина распределения света на экране связана непосредственно с пространственным распределением коэффициента преломления, а не его градиентов. Поэтому метод чувствителен к малым и плавным изменениям плотности среды. Основным узлом интерференционной фотокамеры является интерферометр, обычно это интерферометр типа Маха—Цандера [2]. На рис. 3.9. показана схема, которая позволяет получать интерференционную картину, на рис. 3.10 — пример интерферограммы.

В интерферометре свет от монохроматического источника И разделяется полупрозрачным зеркалом на опорный пучок (обозначен сплошными линиями) и рабочий (обозначен штриховыми линиями). После второго полупрозрачного зеркала опорный и рабочий пучки смешиваются. Область локализации полос интерференции находится между ГЗ-2 и ПЗ-2. В отъюстированном состоянии оптические пути лучей одинаковы (по крайней мере, в пределах длины когерентности источника). На экране (фотопленке) можно получить ровно освещенное поле либо, за счет наклона одного из глухих зеркал, в виде ряда ровных интерференционных полос.

При помещении кюветы с объектом исследования в рабочий пучке, для компенсации разности хода лучей в опорный пучок помещается компенсирующая пластинка (эти элементы на рис. 3.9 не показаны). Если в области Q на пути луча длиной Δz возникает изменение показателя преломления на δn , то происходит сдвиг фазы луча на величину

$$\Delta\varphi = \frac{\omega}{c} \delta n \Delta z, \quad (3.6)$$

где c — скорость света в вакууме.

Таким образом, расшифровка интерферограммы позволяет получить распределение возмущений показателя преломления и, соответственно, плотности среды.

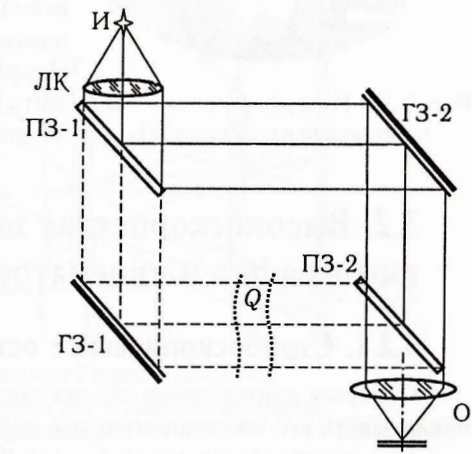


Рис. 3.9. Схема визуализации оптических неоднородностей с помощью интерферометра Маха—Цандера:

И — источник монохроматического света; ЛК — линзовый коллектив; ПЗ — полупрозрачные зеркала (пластинки); ГЗ — глухие зеркала; Q — область оптической неоднородности; О — объектив

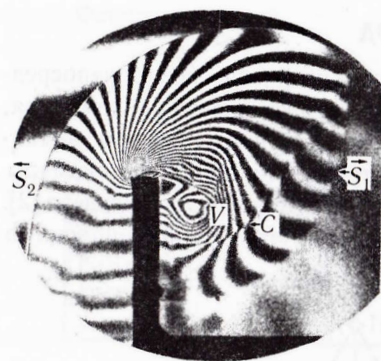


Рис. 3.10. Интерферограмма УВ, набегавшей на преграду [7]

Среди промышленных приборов для получения интерферограмм известны ИЗК-454 с диаметром поля исследования 225 мм и комбинированный интерференционно-теневой прибор с интерферометром Маха—Цандера и системой Максутова ИТ-14. Кроме того, с помощью специальных приставок, разделяющих световой пучок на опорный и рабочий пучки, можно использовать для получения интерференционного изображения и теневые приборы. Например, такой приставкой могут служить дифракционная решетка, бипризма Френеля и т. п. [6].

3.2. Высокоскоростная импульсная фотография и кинематография

3.2.1. Стробоскопическое освещение

Освещая движущийся объект короткими импульсами света, можно накладывать его последовательные изображения на один кадр (рис. 3.11)

Для стробоскопических съемок быстро движущихся объектов были разработаны специальные устройства. Например, установка «Стробокин» (ФРГ). Основными узлами прибора являются осветитель прожекторного типа с мощной импульсной лампой, блок управления и фотокамера. Частота вспышек может плавно меняться от 1 до 10^5 Гц, длительность вспышки 1 мкс, энергия вспышки от 1 до 10 Дж (при частоте 100 кГц). Продолжительность серии вспышек от 10^{-5} до 1 с. Съемка производится на фотопластинку 9×12 см². Вся установка должна находиться в помещении с поглощающими свет стенами.

С помощью затвора Керра, установленного на входе в объектив камеры, можно получить кадры длительностью 50 нс.

Для стробоскопического освещения используются газоразрядные импульсные

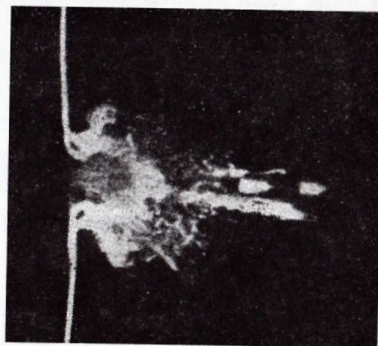


Рис. 3.11. Полет пули, пробивающий преграду

лампы. Но чем короче световой импульс, тем меньше энергия вспышки. Наиболее быстродействующая стробоскопическая лампа «Нанолит-22» (ФРГ) дает световые импульсы длительностью 20 нс с частотой 10 кГц, энергия вспышки 0,026 Дж [6].

3.2.2. Метод Кранца—Шардина

Метод состоит в последовательном импульсном освещении объекта съемки несколькими источниками при неподвижном фотоматериале и многообъективной фотокамере (рис. 3.12).

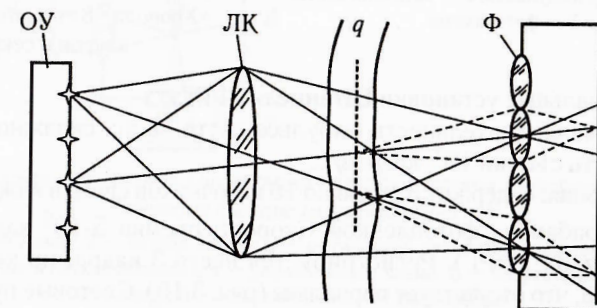


Рис. 3.12. Принцип метода Кранца—Шардина:

OU — осветительное устройство; ЛК — линзовый коллектив; Ф — фотокамера

В осветительном устройстве OU имеется ряд импульсных источников света. Они включаются в определенной последовательности и через линзовый коллектив ЛК освещают объект q , изображение которого с помощью серии объективов фотографируется камерой Ф. Метод применяется в основном для импульсной теневой фотографии, при этом объектом q является область оптической неоднородности.

Большими преимуществами метода Кранца—Шардина являются простота устройств, простота их регулировки, высокая скорость съемки. Недостатками являются наличие параллакса при фотографировании и ограниченное число кадров.

Промышленно выпускалось несколько типов высокоскоростных фотокамер, работающих по методу Кранца—Шардина.

«Хронолит-8» (ФРГ). Объем информации — 8 кадров диаметром 3 см на фотопластинке 9×12 см². Временные промежутки между импульсами света от 1 мкс до 1 с; длительность вспышек 80...200 нс, разброс во времени вспышки 40 нс. Мощность вспышки 75...150 мВт. Внешний вид установки и пример высокоскоростной кадровой съемки с помощью этой установки приведены на рис. 3.13 и 3.14 [6].

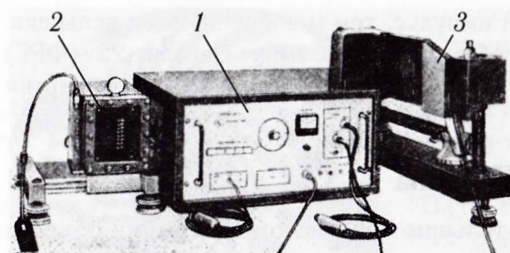
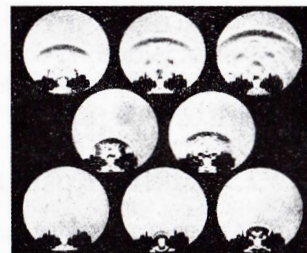


Рис. 3.13. Комплект установки «Хронолит-8»:

1 — генератор импульсов; 2 — источник света;
3 — фотокамера



3.14. Фотографии искрового разряда полученные на установке «Хронолит-8» с частотой 100 тыс. кадров в секунду

Многоканальные установки Штенцеля (ФРГ).

24-канальная: длительность импульса света 35 нс, скважность 100 нс, то есть скорость съемки 10^7 кадров/с.

50-канальная: содержит 5 рядов по 10 источников света в каждом и 5 вращающихся барабанов с фотопленкой. Скорость съемки $5 \cdot 10^6$ кадров/с.

«Хроникл-3» (ФРГ). Регистрируется всего 3 кадра, но конструкция системы такова, что отсутствует параллакс (рис. 3.15). Световые пучки от всех трех источников И конгруэнтны и кажется, что исходят из одного источника, образованного диафрагмой Д. Скважность импульсов 2 мкс. Установка используется для регистрации ударной волны. За время между кадрами УВ успевает сдвинуться, и наложения контуров УВ не наблюдается.

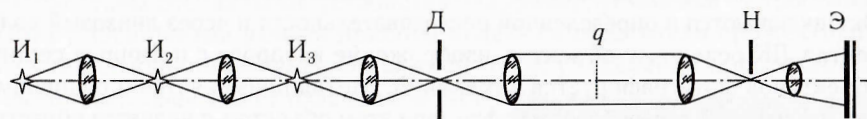


Рис. 3.15. Принципиальная оптическая схема установки «Хроникл-3»:

I_1, I_2, I_3 — импульсные источники света; Д — диафрагма, образующая точечный источник;
 q — область возмущения среды; Н — нож Фуко; Э — экран

Идея Кранца—Шардина используется также при получении теневых изображений мишеней, разлетающихся под воздействием сфокусированного лазерного излучения. В экспериментах по лазерному сжатию мишеней изучаемое явление длится ~ 10 нс. Чтобы зарегистрировать несколько фаз процесса, в ФИАНе (СССР) была построена установка, схема которой приведена на рис. 3.16. С помощью затвора Керра формируется световой импульс длительностью до 1,5 нс. Далее он размножается полупрозрачными зеркалами, и полученные импульсы разносятся по времени с помощью оптических задержек.

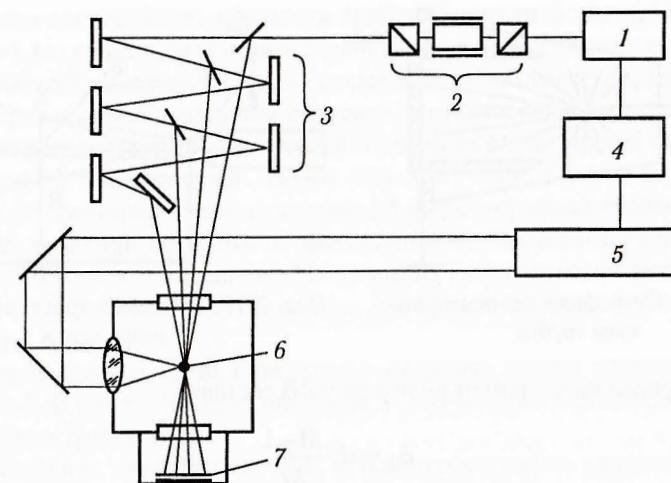


Рис. 3.16. Схема оптической коммутации световых пучков в экспериментах по лазерному сжатию микроишней [6]:

1 — рубиновый лазер; 2 — затвор Керра; 3 — оптический переключатель светового импульса (полупрозрачные и глухие зеркала); 4 — управляющая схема; 5 — энергетический неодимовый лазер; 6 — микроишень; 7 — фотопленка

3.3. Импульсная рентгенография, бета-графия и бета-флюорография

Для исследования структуры непрозрачных предметов и сред применяют рентгенографию. Во взрывных экспериментах необходимо иметь источник короткого мощного импульса рентгеновского излучения (РИ). Такие установки (с длительностью импульса менее 1 мкс) появились в начале 1940-х годов. Это было началом импульсной радиографии. Большие успехи в развитии импульсной радиографии в СССР связаны с именем В. А. Цукермана (ВНИИЭФ).

Импульсную радиографию отличают простота конструкции, короткая длительность импульса, малые размеры фокусного пятна. Примером может служить импульсная острофокусная трубка В. А. Цукермана [9], схема которой приведена на рис. 3.17.

Это вакуумная трубка (давление $\sim 10^{-5}$ мм рт. ст.) с анодом в виде заостренного вольфрамового прутка. В момент импульса острие прутка становится источником РИ диаметром d_n (рис. 3.18). Масштаб проецирования

$$M = \frac{l_1 + l_2}{l_1},$$

диаметр кружка рассеяния на фотопленке $\delta = d_n(M-1)$.

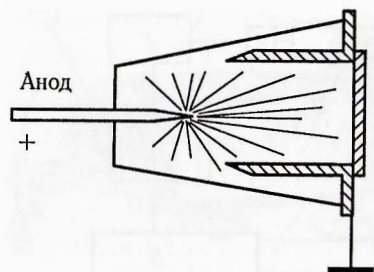


Рис. 3.17. Острофокусная рентгеновская трубка

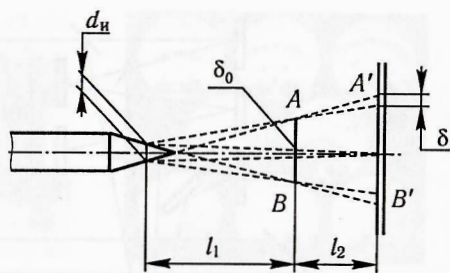


Рис. 3.18. К оценке пространственного разрешения

Разрешаемый элемент по объекту AB составит

$$\delta_0 = d_n \frac{M-1}{M}. \quad (3.7)$$

При рентгенографировании выгодно делать масштаб M по возможности ближе к 1. Но степень приближения кассеты с фотопленкой к объекту ограничивают два обстоятельства:

- 1) во взрывных экспериментах возможно разрушение кассеты с фотопленкой;
- 2) если объект имеет значительную оптическую толщину, рассеянное в нём излучение может дать экспозицию, сравнимую с изображением, а это приведет к снижению качества изображения.

Плотность исследуемых объектов может изменяться в широких пределах. Поэтому иногда совместно с рентгенографией используют бета-графию и бета-флюорографию.

Бета-графия — просвечивание электронным пучком.

Бета-флюорография — облучение электронами объектов с нанесенными на них флуоресцирующими веществами.

Известен пример применения всех вышеупомянутых способов исследования в одном эксперименте [6] (рис. 3.19).

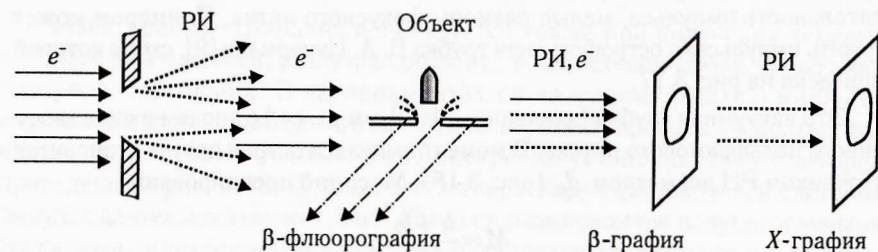


Рис. 3.19. Пример комбинированной регистрации явления

В данном эксперименте изучалось пробивание медной пластинки пулей («Объект»). На пластинку наносился слой люминофора. Пучок электронов с энергией 500 кэВ и длительностью 3 нс проходил через отверстие диафрагмы, при этом срез кромки диафрагмы испускал рентгеновское излучение (РИ). Мелкодисперсные продукты взаимодействия пули с пластинкой светились при облучении электронами. Таким образом, становились видимыми положение и траектории частиц пластинки (β -флюорография). Малый пробег электронов позволял получить на фотопленке изображение частиц меди размером ≥ 25 мкм (бета-графия). Наконец, на рентгеновской фотопленке «Kodak-R» получалось рентгеновское изображение пули и пластинки (X-графия).

Методом Кранца—Шардина можно получить серию рентгеновских изображений. В работе [9] дано описание 4- и 8-кадровой систем на основе острофокусных трубок.

В заключение следует отметить, что рентгенография является одним из направлений радиологии, включающей в себя также нейтронографию и протонографию. Общими элементами разновидностей радиологии являются источник просвечивающего излучения, просвечиваемый объект и регистратор просвечивающего излучения, позволяющий получить двумерное изображение.

Глава 4

ИМПУЛЬСНЫЕ ИСТОЧНИКИ СВЕТА И СВЕТОВЫЕ ЗАТВОРЫ

4.1. Импульсные источники света

Для высокоскоростной фотографии необходимо сильное освещение объекта, если объект не является самосветящимся и достаточно ярким. Возможно применение ламп постоянного свечения (прожекторных, проекционных). Возможно также синхронизованное с регистратором освещение короткими импульсами. При этом средняя по времени мощность лампы намного меньше, чем при постоянном освещении. Можно, управляя импульсными источниками, регулировать частоту, длительность и скважность кадров (стробоскопическое освещение, метод Кранца—Шардина). Иногда достаточно иметь один очень короткий кадр изучаемого явления, то есть достаточно иметь короткую очень мощную вспышку света, синхронизованную с явлением.

Таблица 4.1

Импульсные источники света [6]

Тип источника	Яркость, нит (кд/м ²)	Сила света, кд	Длительн. вспышки, с	Частота вспышек, Гц	Цветовая температура, К
Импульсные газоразрядные лампы	до 10 ¹⁰	10 ⁴ ...10 ⁸	10 ⁻¹ ...10 ⁻⁸	до 10 ⁵	10 ⁴ ...10 ⁵
Взрыв проволочек от конденсатора	10 ¹¹	10 ⁶ ÷10 ⁸	10 ⁻⁵	до 1	3·10 ⁴
Искровой разряд в воздухе	10 ⁸	10 ⁵	10 ⁻⁷	2...3·10 ⁴	2·10 ⁴
Лампы накаливания*	5·10 ⁷	до 10 ⁴	10 ⁻¹	10 ⁻¹	4·10 ³
Дуговые газоразрядные лампы*	10 ⁹	до 5·10 ⁴	10 ⁻²	10 ⁻¹	6·10 ³
Свечение газа под действием УВ	10 ¹¹	10 ⁸	10 ⁻⁶	одиночные	3·10 ⁴

*При кратковременном включении.

В таблице 4.1 приведены обобщенные сведения о типах импульсных источников света и их возможностях. Сила света измеряется в канделах (свечах). Напомним, что в энергетических единицах

$$1 \text{ кандела} = \frac{1}{683} \text{ Вт/ср для } \lambda = 5550 \text{ \AA}. \quad (4.1)$$

4.2. Высокоскоростные световые затворы

По назначению можно выделить три группы затворов:

1. Предохранительные — для защиты фотопленки от засветки до начала и после регистрации процесса.
2. Перекрывающие — для быстрого перекрытия светового пучка во избежание повторного наложения изображения на фотопленку.
3. Периодические — для периодического открывания и закрывания оптического тракта с частотой, определяющей частоту съемки.

4.2.1. Предохранительные

Для этого типа затворов время перекрытия щели порядка 0,1 с. Их действие основано на перемещении шторки электромагнитом.

4.2.2. Перекрывающие

Время срабатывания для них от 10⁻³ до 10⁻⁵ с. Ниже приведено несколько примеров конструкций, действие которых основано на различных физических принципах.

Электродинамический затвор с плоскими катушками. Обычно это затвор многократного действия. Он состоит из двух плоских катушек, между которыми вращается дюралевая шторка толщиной 0,3 мм (рис. 4.1). При подаче импульса тока на катушку она отбрасывает шторку за счет наведенных токов, открывая или закрывая окно. Так, время перекрытия окна Ø25 мм составляет 2 мс. Энергия разряда конденсаторов на катушке 20 Дж. Можно сделать более тонкую шторку, тогда затвор срабатывает быстрее, но при этом возможна его деформация. Например, для однократного перекрытия окна используется шторка толщиной 0,03 мм, время перекрытия составляет 50 мкс.

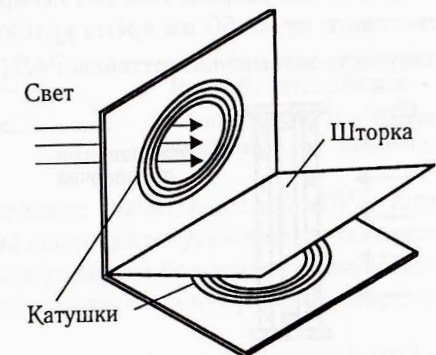


Рис. 4.1. Электродинамический затвор с плоскими катушками

Взрывной затвор со стеклянным блоком. Затвор состоит из металлической кассеты, в которую встроены стеклянный блок квадратного сечения (рис. 4.2). Боковые поверхности блока зачернены. Сверху и снизу с блоком контактируют два капсуль-детонатора КД. При подрыве КД стеклянный блок дробится и превращается в непрозрачный порошок. При сечении блока $17 \times 17 \text{ мм}^2$ время срабатывания затвора 4 мкс.

Водяной затвор «Султан». Вместо стеклянного блока световой пучок перекрывается при подрыве КД (или срабатывании искрового промежутка) расплескивающейся темной жидкостью (рис. 4.3). Время срабатывания затвора при световом диаметре 10 мм — 12 мкс, при диаметре 30 мм — 40 мкс. Длительность перекрытия светового пучка составляет $\approx 0,1 \text{ с}$, то есть «Султан» должен работать в паре с предохранительным затвором. Достоинством водяного затвора с искровым промежутком является то, что он работает многократно без замены.

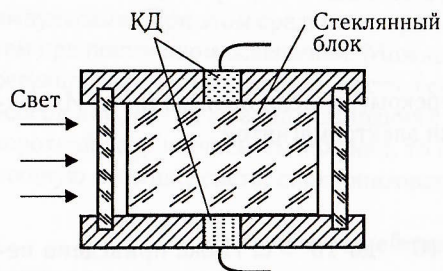


Рис. 4.2. Взрывзатвор со стеклянным блоком

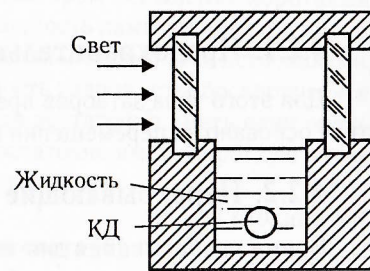


Рис. 4.3. Водяной затвор «Султан»

Затвор с взрывающейся проволокой. Устройство затвора очень простое (рис. 4.4): по границе окна внутри обоймы проложена проволока. При подаче на неё разряда тока она испаряется и затемняет окно. При диаметре светового пучка 50 мм время срабатывания затвора 20 мкс. Оптическая плотность затемнения составляет $4D$ (то есть свет ослабляется в 10^4 раз).



Рис. 4.4. Затвор с взрывающейся проволокой

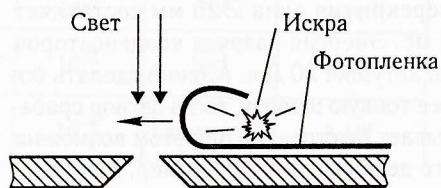


Рис. 4.5. Перекрытие щели фотопленкой

Перекрытие щели фрагментом фотопленки. Фрагмент тонкой фотопленки на лавсановой основе скручен и прикреплен рядом со щелью (рис. 4.5). Возле скрученного конца фотопленки находятся концы разрядника. При электрическом разряде образуется воздушная ударная волна, которая разворачивает фотопленку и перекрывает щель. Время перекрытия щели шириной 0,5 мм — 12 мкс. Энергия разряда 50 Дж (батарея конденсаторов емкостью 25 мФ при напряжении 2 кВ). Кратность ослабления света зависит от типа фотопленки. Пленочный затвор для надежности нужно продублировать предохранительным затвором.

4.2.3. Периодически действующие затворы

Затвор Керра. Действие затвора основано на эффекте Керра: изотропные вещества под действием электрического поля становятся анизотропными. У линейно поляризованного луча, распространяющегося перпендикулярно напряженности поля, происходит поворот плоскости поляризации на угол $\Delta\phi$:

$$\Delta\phi = B l E^2, \quad (4.2)$$

где B — постоянная Керра, $\text{м}^2/\text{В}^2$; l — длина пути луча в среде с нарушенной изотропией, м ; E — напряженность электрического поля, $\text{В}/\text{м}$.

Постоянная Керра имеет весьма малую величину:

- для воды $B = 4,5 \cdot 10^{-14} \text{ м}^2/\text{В}^2$;
- для нитробензола $B = 5,5 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{В}^2$ (максимальная из известных).

На рис. 4.6 показана схема светового затвора Керра. Поляризатор и анализатор (например, призмы Николя) ориентированы взаимно перпендикулярно и не пропускают свет. При подаче импульса напряжения на обкладки конденсатора, внутри которого находится ячейка с нитробензолом, плоскость поляризации света поворачивается, и анализатор пропускает свет. При повороте плоскости поляризации на 90° свет проходит полностью.

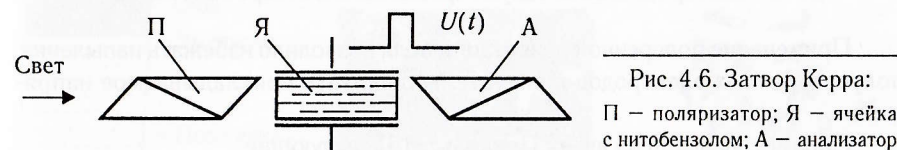


Рис. 4.6. Затвор Керра: П — поляризатор; Я — ячейка с нитробензолом; А — анализатор

Потери света в ячейке с нитробензолом значительны, 55...75%. Еще один недостаток затвора Керра — малый диаметр пропускаемого пучка света. Это вызвано, в частности, необходимостью создавать большие напряженности электрического поля. Типичные значения подаваемых импульсных напряжений — десятки киловольт.

С помощью явления Керра осуществим затвор с быстродействием до 10^{-9} с . В ФИАНе (Физическом институте Академии наук) разработаны затворы для получения серии импульсов длительностью порядка 10^{-10} с . Пропуская через

такой затвор лазерный пучок, получают освещение объекта в виде серии сверхкоротких импульсов. Такой затвор применялся в сочетании с многокаскадными электронно-оптическими преобразователями (ЭОП), работавшими в режиме линейной развертки. Таким образом регистрировалась серия сверхкоротких кадров.

Затвор Поккельса. Кристаллы ADP ($\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$), KDP (KH_2PO_4), KD^*P (KD_2PO_4) становятся двулучепреломляющими, если вдоль направления распространения света приложить электрическое поле. В отличие от явления Керра, эффект Поккельса — линейный. При снижении температуры кристалла эффект растет: при 150 К он в 10 раз больше, чем при 300 К.

Недостатком кристаллов ADP, KDP является их гигроскопичность. Кроме того, приходится наносить полупрозрачные металлические электроды по пути света, что приводит к значительным потерям света и нагреву кристалла.

Были разработаны ячейки Поккельса из двух последовательно расположенных кристаллов [6] (рис. 4.7). Электрическое поле перпендикулярно направлению света. Оси кристаллов взаимно перпендикулярны, на рис. 4.7 они расположены вдоль осей z и направления электрического поля.

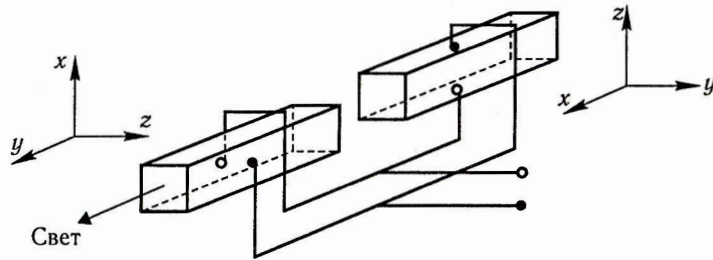


Рис. 4.7. Затвор Поккельса с двумя кристаллами и поперечным полем

Применение поперечной ориентации поля позволило избежать напыления полупрозрачных электродов и значительно снизить прикладываемое напряжение.

Параметры одной из ячеек Поккельса [6] следующие.

Кристаллы помещаются в кожух с жидкостью, имеющей тот же показатель преломления. Диаметр пропускаемого пучка света 10 мм, пропускание ячейки 0,95. Управляющее напряжение 500 В. Схема, формирующая импульсы, встроена внутрь ячейки, напряжение питания схемы 400 В. Запуск схемы производится импульсом 50 В.

Ячейка позволяет производить съемку с частотой до $5 \cdot 10^5$ кадров/с, с длительностью кадров до 50 нс.

Глава 5 ФОТОПЛЕНКА КАК РЕГИСТРАТОР ИЗОБРАЖЕНИЙ

Фотографическая запись информации является пока самой распространенной. Для нее характерны документальность и наглядность. Техника фотографии разработана до мельчайших подробностей.

Чувствительный элемент фотопленки — микрокристаллы (МК) галогенидов серебра (обычно это AgBr), расположенные в слое желатиновой эмульсии (рис. 5.1). Размер микрокристаллов от единиц до 0,05 мкм в зависимости от технологии выращивания. Формы зерен AgBr (кристаллов) разнообразны (рис. 5.2), плотность $6,5 \text{ г/см}^3$ [10].

Под действием светового импульса в чувствительном слое фотопленки образуется скрытое изображение (СИ) в виде центров, вокруг которых в процессе проявления концентрируются атомы серебра (рис. 5.3) [10]. Поглощение видимого света сгустками серебра делает видимым проявленное изображение. Малый размер микрокристаллов, на месте которых в процессе проявления появляются крупинцы серебра, обеспечивает высокое пространственное разрешение фотопленки.

На образование одного стабильного центра СИ необходимо от 4 до 10 фотонов. Если учесть, что в МК содержится $10^9 \dots 10^{10}$ ионов серебра, то при полном проявлении «коэффициент усиления» по свету, поглощенному



Рис. 5.1. Структура типичной негативной фотопленки (без соблюдения масштаба)



Рис. 5.2. Формы микрокристаллов бромистого серебра



Рис. 5.3. Серебро, образованное в результате химического проявления

в чувствительном слое, составляет $10^8 \dots 10^9$. Эта невероятно большая эффективность серебряных фотослоев обуславливает то, что до сих пор не создано конкурентоспособных бессеребряных фото процессов.

5.1. Механизм образования скрытого изображения

5.1.1. Гипотеза Гэрни и Мотта

Согласно гипотезе Р. Гэрни и Н. Мотта (1938 г.) образование скрытого изображения происходит следующим образом (рис. 5.4).



Рис. 5.4. К гипотезе Гэрни и Мотта

Под действием света в МК образуется пара «электрон+дырка». Они захватываются соответственно ионами Ag^+ и Br^- . Образуются нейтральные атомы. Нейтральный атом серебра является центром СИ, так как при проявлении вокруг него группируются восстановленные атомы серебра. Но возможны и обратные процессы: образование ионов из нейтральных атомов, то есть распад СИ, а также рекомбинация ионов в связанное состояние. На рисунке эти процессы обозначены пунктирными стрелками.

Одноатомный центр СИ неустойчив. Однако он способен захватить на некоторое время свободный электрон и, став отрицательным ионом,

захватить Ag^+ . Образуется двухатомный центр СИ, вероятность распада которого практически равна нулю. Далее возможен опять захват электрона, образование группы из трех атомов серебра, то есть рост центра скрытого изображения.

С помощью гипотезы Гэрни—Мотта можно объяснить, по крайней мере качественно, многие особенности фотографического процесса.

5.1.2. Закон Бунзена и Роско

В 1862 г. Бунзен и Роско сформулировали закон: «количество фотохимического продукта определяется только произведением освещенности на время». Произведение освещенности E на время t называется экспозицией H [Дж/см²]:

$$H = Et. \quad (5.1)$$

Закон утверждает, что при постоянной экспозиции данный проявленный фотослой будет иметь одну и ту же степень черноты. В связи с этим закон Бунзена—Роско называется также **законом взаимозаместимости**. Практически он используется при выборе длительности выдержек и диафрагменных чисел объектива как при фотосъемке, так и при фотопечати.

5.2. Характеристическая кривая фотопленки

В дальнейшем будем иметь в виду негативные фотопленки, почернение которых характеризует величину экспозиции. В настоящее время общепринятой числовой мерой почернения фотопленки является оптическая плотность

$$D = -\lg T, \quad (5.2)$$

где T — коэффициент пропускания света фотопленкой.

Оптическую плотность фотослоя часто называют плотностью почернения. Связь между D и H называется **характеристической кривой (ХК)** фотопленки. Это очень важная характеристика, позволяющая из анализа снимка получать информацию об объекте (например, распределение яркости по проекции объекта).

Практика показала, что наиболее удачным представлением зависимости плотности D от экспозиции H является зависимость вида

$$D(H) = f(\lg H),$$

так как H меняется на порядки, а D — на единицы. Общий для всех негативных фотопленок вид $D(H)$ показан на рис. 5.5.

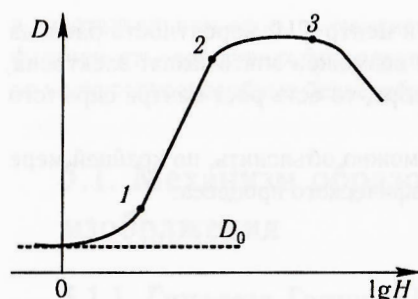


Рис. 5.5. Характеристическая кривая фотоэмульсии

Проявленная неэкспонированная фотоэмульсия сама по себе имеет коэффициент пропускания $T_0 < 1$. Это обуславливает появление постоянной составляющей D_0 , называемой «плотностью вуали».

При малых экспозициях плотность фотослоя D растет медленно, так как велика вероятность распада СИ. Затем количество проявляемых зерен становится пропорционально H , что соответствует перегибу кривой до точки 1:

$$T \propto e^{-aH}, \quad D \propto H.$$

При еще больших экспозициях сказывается взаимное перекрытие зерен проявленного серебра, и характеристика имеет линейный участок 1–2. Протяженность, крутизна и линейность этого участка ХК зависят от типа фотоэмульсии и от условий экспонирования и проявления.

При очень больших экспозициях почти все МК активированы и образование центров СИ мало что добавляет в плотность почернения — наступает насыщение (участок 2–3). В зависимости от типа фотоэмульсии эта стадия имеет различные протяженности.

Дальнейшее повышение экспозиции приводит к разрушению уже образованных центров СИ, и кривая уходит вниз. Это явление называется **соляризацией**. Вся фотоэмульсия при соляризации остается довольно черной, а на месте, где должна быть еще большая плотность, фотоэмульсия светлее, то есть наступает эффект обращения. Качество изображения при этом весьма низкое (малый контраст, плохо передаются полутона).

Наилучшим для фотосъемки является линейный участок характеристической кривой — между точками 1 и 2. Его можно описать приближенной формулой:

$$D = D_0 + \gamma \lg H. \quad (5.3)$$

Множитель γ называется **коэффициентом контрастности**. Он характеризует крутизну кривой $D(\lg H)$ и контрастность передаваемых снимком деталей. Чем он больше, тем меньше изменения экспозиции (или яркости объекта) можно зарегистрировать фотоэмульсией. Но при очень крутом подъеме ХК уменьшается диапазон экспозиций, попадающих в этот рабочий участок.

Плотность почернения D безразмерна. Но общепринятыми являются выражения: «плотность $4D$ », «погрешность $0,02D$ » и др.

5.3. Построение и использование ХК фотоэмульсии

5.3.1. Построение ХК

Имея ХК, можно получить из фотоснимка не только качественную (зрительную) информацию, но и количественную, то есть значение экспозиции в каждой точке изображения. Это нужно, например, при исследовании распределения плотности вещества внутри объекта, измерении яркости свечения объекта, определении дозы излучения и т. д. Так как при этом фотоэмульсия служит средством измерения, ее необходимо калибровать.

Форма ХК конкретной фотоэмульсии зависит от вида излучения, действующего на чувствительный слой, от условий проявления. Например, если фотоэмульсия непосредственно регистрирует гамма-излучение или нейтронное излучение, то и калибровку фотоэмульсии надо производить, облучая ее гамма-квантами или нейтронами. Желательно при этом, чтобы спектры излучения при калибровке и измерениях совпадали. Или, например, если фотоэмульсия регистрирует видимый свет, то и калибровку надо производить светом.

Для построения ХК в оптическом диапазоне используются сенситометрические приборы (например, ФСР-4). В них фотоэмульсия освещается эталонной лампой через ступенчатый оптический клин. Каждая ступенька клина ослабляет свет лампы в $\sqrt{2}$ раз сильнее предыдущей.

После нанесения оптического клина на фотоэмульсию и обработки фотоэмульсии измеряется плотность почернения в каждой ступеньке изображения клина. Эти значения являются ординатами графика $D(\lg H)$. По оси абсцисс эти точки отстоят на 0,15, так как $\lg(\sqrt{2}) \approx 0,1505$ (рис. 5.6).

Характеристическая кривая на рис. 5.6 построена в относительных единицах по экспозиции, поэтому точка $H=1$ выбрана произвольно. Если надо выразить экспозицию в [энерг./см²], [част./см²], достаточно произвести измерение $D(H)$ (то есть произвести абсолютную калибровку) в одной точке ХК.

Вид ХК зависит, в частности, от условий проявления фотоэмульсии. Поэтому рабочую фотоэмульсию с изображением и кусок фотоэмульсии с нанесенным на нем клином проявляют вместе. Либо клин наносят на свободный участок фотоэмульсии, содержащей изображение.

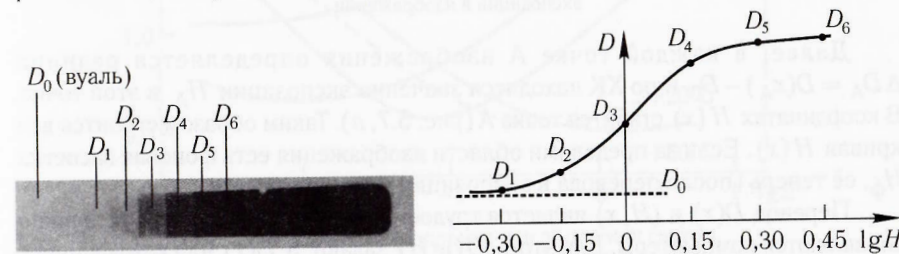


Рис. 5.6. Снимок оптического клина и построение характеристической кривой

При регистрации ионизирующих излучений ХК можно построить, используя следующие способы или их комбинацию:

- пропускание излучения через ступенчатый поглотитель излучения (ступенчатый клин);
- зависимость $E \propto 1/R^2$;
- изменение времени экспозиции.

При использовании ступенчатого клина следует делать поправки в экспозицию, вызванные излучением, рассеянным в материале клина.

Если для увеличения экспозиции при получении изображений используются флуоресцентные экраны, то надо иметь в виду явление невазимозаместимости (см. п. 5.4) и контролировать степень его влияния на точность измерений.

5.3.2. Использование ХК

Преобразование распределения плотности D в распределение экспозиции H состоит в следующем (рис. 5.7).

Предположим, есть ХК и распределение плотности $D(x)$, которое надо преобразовать в распределение экспозиции (освещенности) $H(x)$. Прежде всего, из $D(x)$ надо вычесть D_0 – уровень вуали. При корректном проявлении фотопленки и клина уровень вуали у них один и тот же.

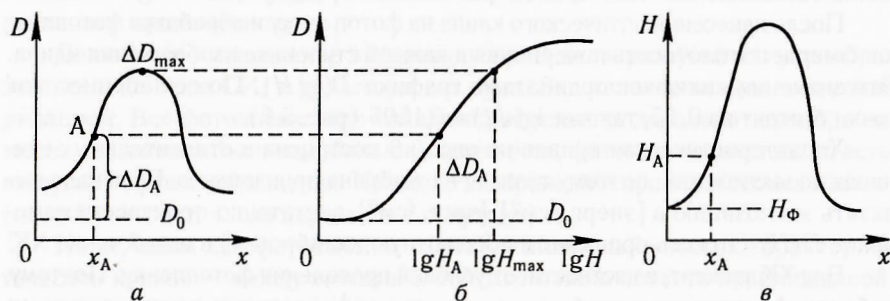


Рис. 5.7. Схема перевода распределения $D(x)$ в распределение $H(x)$:

a – распределение плотности почернения в изображении; b – ХК фотопленки; $в$ – распределение экспозиции в изображении

Далее, в каждой точке A изображения определяется разница $\Delta D_A = D(x_A) - D_0$ и по ХК находится значение экспозиции H_A в этой точке. В координатах $H(x)$ ставится точка A (рис. 5.7, $в$). Таким образом строится вся кривая $H(x)$. Если за пределами области изображения есть фоновая засветка H_ϕ , её теперь (после перевода в экспозиции) можно вычесть.

Перевод $D(x)$ в (H, x) является трудоемкой операцией, с которой хорошо справляются компьютеры. Для этого $D(\lg H)$ задают, а $D(x)$ или коэффициент пропускания $T(x)$ поступает со сканирующего устройства. Существуют

формулы для аналитического представления ХК [11]. Однако в аналитические формулы входит несколько параметров, которые надо определить по данной ХК. Практика показывает, что проще и точнее вводить ХК по точкам с последующей интерполяцией, чем заниматься подгонкой формул для описания ХК.

5.4. Явление невазимозаместимости

Закон Бунзена–Роско устанавливает однозначную связь между плотностью почернения и экспозицией при фотографировании. Однако при расширении диапазона освещенности были замечены отступления от закона Бунзена–Роско, которые получили название **невазимозаместимость (НВЗ)**. Так, при очень низких освещенностях для получения той же D , что и при средних освещенностях, нужна более длительная засветка, нежели получаемая из формулы $Et = \text{const}$. Для низких уровней освещенности была получена формула (К. Шварцшильд, 1900 г.):

$$Et^p = \text{const}; \quad p \approx 0,8. \quad (5.4)$$

В дальнейшем была выявлена НВЗ при высоких уровнях освещенности. Семейство кривых для различных D называется **изоопаками**. Изоопаки различных фотопленок приводятся в справочниках (например, [12]). Примеры изоопака приведены на рис. 5.8.

В рамках гипотезы Гэрни–Мотта явление НВЗ можно объяснить следующим образом. При малых уровнях освещенности вероятность образования двухатомного центра СИ меньше, чем вероятность распада, что эквивалентно снижению чувствительности фотослоя.

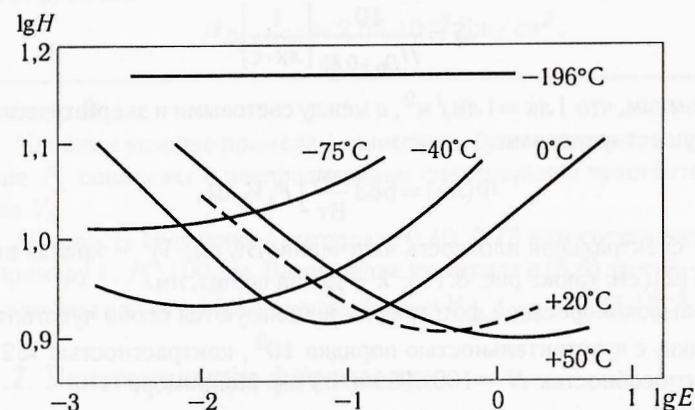


Рис. 5.8. Изоопаки фотопленки при облучении светом.

Указана температура, при которой экспонировалась фотопленка [10]