

А. И. СВАЛУХИН

ВВЕДЕНИЕ
В ПРОСТРАНСТВЕННО-
ВРЕМЕННУЮ
РЕГИСТРАЦИЮ

Издательство РФЯЦ – ВНИИТФ
Снежинск 2010

УДК 778.37: 621.386
ББК 22.343
С24

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 фотоэлементах. 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

ISBN 978-5-902278-36-8

© ФГУП «РФЯЦ – ВНИИТФ
им. академ. Е.И. Забахина», 2010

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 Тёллера (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 невазаимозаместимости	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. Торoidalный 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 гармоник	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 $K_{с/ш}$	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.

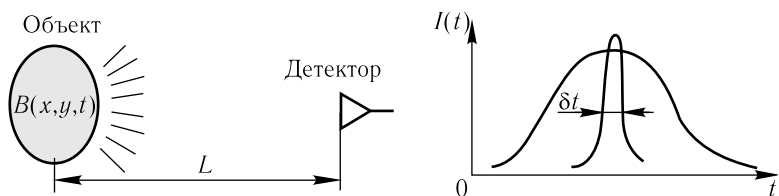


Рис. В1. Регистрация потока излучения от объекта как от точечного источника без раскрытия его структуры

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,

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

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» полосу на проекции объекта и регистрирует излучение от нее. На рис. В2 эти области полей зрения детекторов условно разграничены 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.

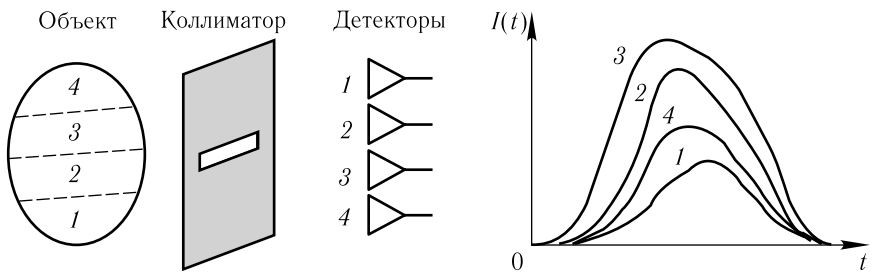


Рис. В2. Способ изучения пространственно-временных характеристик объекта-излучателя с проецированием через щелевую диафрагму (коллиматор)

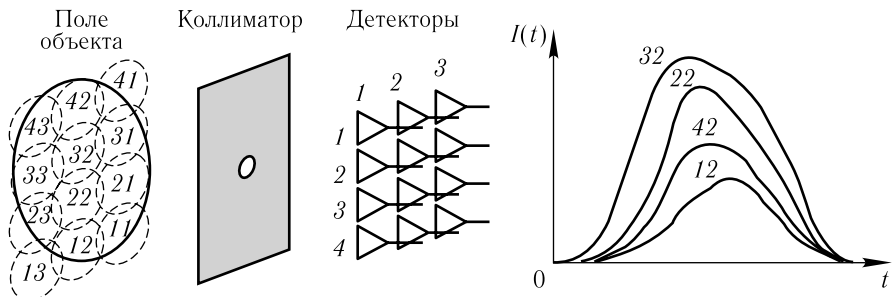


Рис. В3. Способ изучения пространственно-временных характеристик объекта-излучателя с проецированием через «точечную» диафрагму (коллиматор)

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.

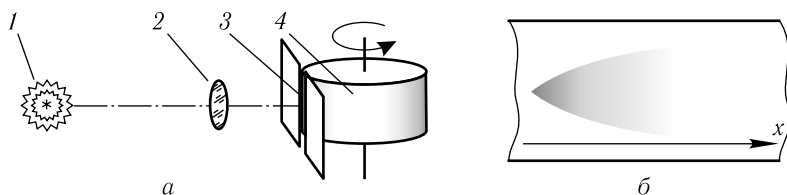


Рис. В4. Получение пространственно-временной информации:

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.

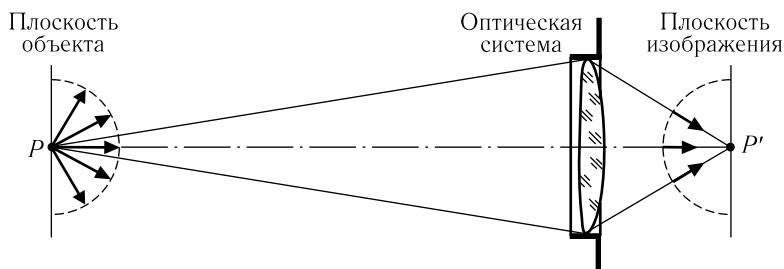


Рис. 1.1. Образование изображения точки

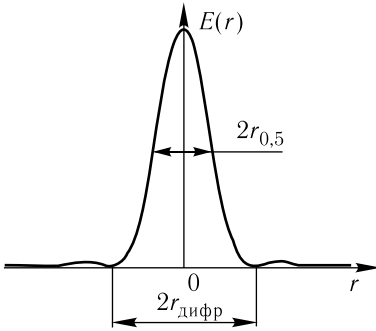


Рис. 1.2. Распределение освещенности в дифракционном пятне

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

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

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 аберраций.

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 $D_{р.э.} = 2r_{дифр} H/F$. Для $\lambda=0,55$ мкм $D_{р.э.} \approx 0,67$ 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

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

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

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

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).**

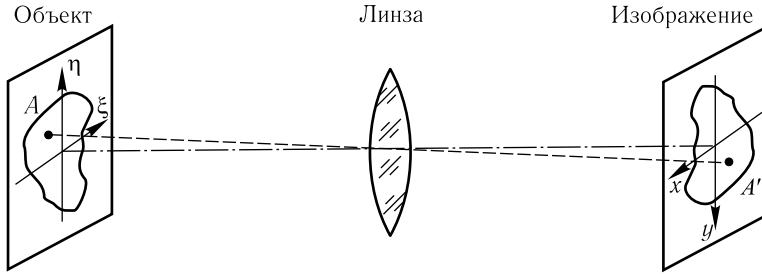


Рис. 1.3. К принципу суперпозиции. Связь между координатами объекта и изображения

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

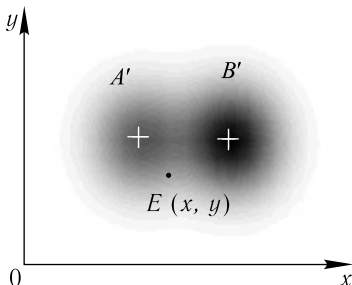
- увеличение равно единице,
- излучение некогерентно, т. е. интенсивности складываются линейно и все точки излучают независимо друг от друга.

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) $x_{0,5} \approx (\lambda/4a)L$.

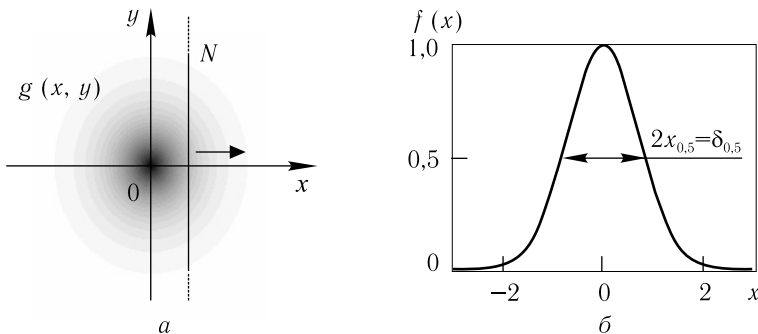


Рис. 1.5. Образование ФРЛ. Масштаб по оси x на a и b различный

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.

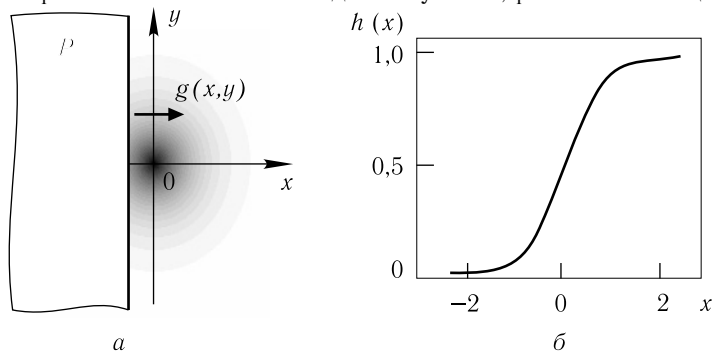


Рис. 1.6. Образование ФК. Масштаб по оси x на a и $б$ различный

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 .