

Оглавление

Введение.....	5
Глава 1. Голографические дифракционные решётки.....	7
1.1. Тонкие амплитудные голографические решётки, дифракционная эффективность.....	8
1.1.1. Интерференционная картина.....	9
1.1.2. Запись и восстановление волнового фронта.....	10
1.1.3. Пространственные частоты.....	16
1.1.4. Дифракционная эффективность.....	17
1.1.5. Селективность тонкой амплитудной голограммы.....	18
1.2. Тонкие фазовые голографические решётки, дифракция Рамана — Ната.....	19
1.3. Некоторые примеры тонких фазовых голографических решёток.....	22
1.4. Толстые голографические решётки, дифракция Брэгга.....	25
1.4.1. Теория связных волн Когельника.....	28
1.4.2. Фазовые пропускающие голограммы.....	32
1.4.3. Фазовые отражательные голограммы.....	37
1.5. Некоторые примеры отражательных голограмм.....	41
1.6. Пропускающая и отражательная геометрии для записи и считывания голограмм.....	44
1.7. Работа отражательной решётки Брэгга как оптического фильтра.....	46
1.8. Контрольные вопросы и задачи к Первой главе.....	47
1.9. Краткие итоги Первой главы.....	48
Глава 2. Отражательные дифракционные решётки с фазовым кодированием.....	49
2.1. Передаточная функция простой отражательной решётки Брэгга.....	49
2.2. Передаточная функция отражательной решётки Брэгга с одним фазовым сдвигом.....	53
2.3. Передаточная функция отражательной решётки Брэгга, содержащей набор фазовых сдвигов.....	61
2.4. Передаточная функция отражательной решётки, случай малых амплитуд решётки.....	65
2.5. Передаточная функция и информационные параметры отражательных решёток Брэгга.....	68
2.6. Контрольные вопросы и задачи ко Второй главе.....	71
2.7. Краткие итоги Второй главы.....	71
Глава 3. Дифракционные фильтры и устройства на их основе.....	72
3.1. Спектральные диапазоны работы волоконно-оптических линий связи.....	73
3.2. Спектральная селективность дифракционных фильтров.....	76
3.3. Оптический демультиплексор на тонкой фазовой решётке.....	78
3.4. Электрически управляемые Брэгговские фильтры в интегральном исполнении на LiNbO ₃	80
3.4.1. Принцип работы интегрально-оптического волновода.....	83
3.4.2. Основы волновой теории интегрально-оптического волновода.....	89

3.4.3. Использование волнового уравнения для анализа волновода.....	93
3.4.4. Конкретный вид поля в волноводе.....	98
3.4.5. Двумерные (канальные) волноводы.....	100
3.5. Основы технологии изготовления оптических волноводов.....	101
3.6. Практическая реализация интегрально-оптического фильтра.....	102
3.7. Оптический кодер с синтезируемой передаточной характеристикой в интегральном исполнении на LiNbO ₃	107
3.8. Волоконно-оптические фильтры Брэгга.....	113
3.8.1. Оптическое волокно со ступенчатым показателем преломления.....	115
3.8.2. Поперечные электрические волны.....	121
3.8.3. Классификация мод.....	123
3.8.4. Отражательные решётки Брэгга в оптическом волокне.....	125
3.9. Контрольные вопросы и задачи к Третьей главе.....	129
3.10. Краткие итоги Третьей главы.....	129
Глава 4. Интерференционные фильтры и устройства на их основе.....	131
4.1. Передаточная функция простого фильтра Фабри — Пере.....	132
4.2. Передаточная функция многозеркального фильтра Фабри — Пере.....	136
4.2.1. Матричный формализм многоволнового фильтра Фабри — Пере.....	137
4.2.2. Фильтр Фабри — Пере, состоящий из двух зеркал.....	138
4.2.3. Фильтр Фабри — Пере, состоящий из трёх зеркал, частные случаи.....	139
4.2.4. Фильтр Фабри — Пере, состоящий из трёх зеркал, общий случай.....	144
4.2.5. Фильтр Фабри — Пере, состоящий из четырёх зеркал.....	147
4.2.6. Фильтр Фабри — Пере, состоящий из четырёх зеркал, сглаженная передаточная функция.....	150
4.3. Примеры устройств, использующих перестраиваемые фильтры Фабри — Пере.....	152
4.3.1. Управляемый демультиплексор.....	153
4.3.2. Методика тестирования оптического демультиплексора и экспериментальные результаты.....	156
4.3.3. Оптический спектроанализатор.....	159
4.4. Контрольные вопросы и задачи к Четвёртой главе.....	160
4.5. Краткие итоги Четвёртой главы.....	160
Список литературы.....	161

ВВЕДЕНИЕ

Оптические, в том числе и узкополосные оптические управляемые фильтры, являются важными компонентами волоконно-оптических линий связи, использующих принципы спектрального или частотного уплотнения. В англоязычной литературе для этого используется термин *Wavelength Division Multiplexing, WDM*, что обозначает мультиплексирование по длине волны. Главная задача оптических управляемых фильтров – обеспечивать выделение по команде одного или нескольких произвольных спектральных каналов из одного потока для их переадресации в другой поток информации или для переадресации выделенного канала к конечному потребителю. На основе таких фильтров создаются полностью оптические де- и мультиплексоры, кросс-коннекторы и т.д. В более общем смысле можно сказать, что оптические управляемые фильтры позволяют создавать реконфигурируемые, полностью оптические, телекоммуникационные сети. Под термином «полностью оптические» здесь понимаются оптические сети, в которых реконфигурация производится без промежуточного перехода в электрический сигнал. Последнее обстоятельство является заметным преимуществом с экономической точки зрения.

Работа волоконно-оптических линий связи регламентируется стандартами Международного союза связи (ITU), которые устанавливают достаточно жёсткие требования для частотных интервалов между соседними каналами (англ. *spacing*) [1, 2]. Более подробно эти требования мы будем рассматривать в Главе 3. Сейчас лишь отметим, что современные волоконно-оптические линии связи используют диапазон длин волн, занимающий примерно 1500–1600 нм, а частотный интервал между соседними спектральными каналами должен составлять 0,8 нм для стандарта WDM, 0,4 нм для стандарта DWDM (Dense WDM), и 0,2 нм для стандарта HDWDM (High Dense WDM). Таким образом, относительная спектральная селективность фильтра, например, для частотного интервала 0,2 нм должна составлять.

$$\frac{0,2 \text{ нм}}{1600 \text{ нм}} = 1,25 \times 10^{-4}.$$

Помимо высокой селективности (узкополосности), на фильтры накладываются дополнительные требования, связанные с потерями, формой передаточной характеристики, уровнем боковых лепестков, перекрёстными помехами, временем переключения и т.д. Создание узкополосных фильтров, имеющих указанную спектральную селективность и, в то же время, отвечающих всем остальным требованиям современных волоконно-оптических линий связи, является достаточно сложной научно-технической задачей [3, 4].

Подавляющее большинство известных фильтров, как управляемых, так и не управляемых, используют только два физических явления – или *дифракцию*, или *интерференцию*. В соответствии с этим, по принципу используемого явления фильтры можно классифицировать как дифракционные и интерференционные.

Далее мы подробно рассмотрим принципы работы обоих упомянутых типов фильтров, их основные характеристики и основные технологические этапы их производства.

ГЛАВА 1

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ ДИФРАКЦИОННЫЕ РЕШЁТКИ

Как правило, основным элементом управляемого оптического фильтра могут являться или различные дифракционные решётки, или интерферометры, построенные по принципу фильтра Фабри — Перо. В этой главе мы рассмотрим оптические фильтры на основе дифракционных решёток.

Очень часто для создания дифракционной решётки используется голограммическая техника записи дифракционной решётки. В этом случае в качестве «объекта», голограмма которого записывается, выступает элементарное зеркало, а дифракционная решётка представляет из себя голограмму зеркала, т.е. происходит запись интерферограммы двух плоско-параллельных пучков света. Поэтому в современной литературе используется термин *голограммическая дифракционная решётка*, или просто *голограммическая решётка*, что указывает только на тот факт, что речь идет о дифракционной решётке, изготовленной по голограммической технологии, т.е. за счёт интерференции двух когерентных волн. При этом такая решётка сохраняет все свойства обычной дифракционной решётки. В дальнейшем изложении мы как раз и будем использовать термин «голограммическая решётка», предполагая, что это объект сохраняет все свойства дифракционной решётки.

На сегодняшний день существует большое многообразие голограммических решёток с существенно различными характеристиками. Ниже приводится классификация некоторых важнейших типов голограммических решёток с учётом дальнейшего изложения нашего материала. Мы будем классифицировать решётки по принципу «толстая (объёмная) – тонкая» (англ. *volume*), «фазовая – амплитудная», «статическая – динамическая».

Голограммические решётки могут быть тонкими или толстыми (объёмными) в зависимости от соотношения между толщиной светочувствительного материала, в котором она записана, пространственным периодом решётки и показателем преломления вещества, в котором она записана. Качественные критерии будут сформулированы позднее. Голограммические решётки называются амплитудными (поглощательными) или фазовыми в зависимости от того, какой из параметров, описывающих свойства среды, играет доминирующую роль в создании периодической решётки, на которой происходит дифракция. Это может быть или коэффициент поглощения α , или показатель преломления среды n . Несмотря на то, что в общем виде задача точного нахождения дифракции на периодических вариациях показателя пре-

ломления была решена ещё в семидесятых годах прошлого века [5], для частных случаев она актуальна и по сей день [6].

Особым случаем голограмм являются голограммы, где голограмма записывается в виде изменения толщины материала – т.е. рельефные голограммы.

В зависимости от геометрии процессов записи-считывания они могут быть осевыми, внеосевыми или записанными во встречных пучках (один из вариантов отражательных голограмм). Имеются так называемые френелевские голограммы, Фурье-голограммы или голограммы сфокусированного изображения, что также зависит от геометрии записи. Важнейшими параметрами, которые мы будем обсуждать – это дифракционная эффективность и селективность (спектральная и угловая) голограмм. Также всегда следует помнить, что в природе не существует «абсолютно фазовых» или «абсолютно амплитудных» голограмм. Напомним, что соотношение Крамерса — Кронига как раз и указывает на то, что любые изменения в показателе преломления вещества влекут за собой соответствующие изменения коэффициента поглощения вещества и наоборот [7]. Заключение о типе решётки («фазовая» или «амплитудная») можно делать только исходя из конкретного механизма записи голограммы. В каких-то случаях будут превалировать изменения фазы, а в каких-то – изменения коэффициента поглощения.

Количественным критерием типа дифракционной голографической решётки: толстая или тонкая, является параметр Q , введённый американским учёным Марвином Кляйном [8]:

$$Q = \frac{T\lambda}{n\Lambda^2}, \quad (1.1)$$

здесь T – толщина голограммы, λ – длина волны света, n – средний показатель преломления вещества в котором записана голограмма, Λ – период решётки.

1.1. Тонкие амплитудные голографические решётки, дифракционная эффективность

Принято считать голограмму тонкой, если её параметр $Q \ll 1$. Физически этот критерий означает, что смещениечитывающего луча при прохождении голограммы много меньше периода решётки Λ самой голограммы. Таким образом, при одной и той же толщине голограммы она может оказаться или тонкой или толстой в зависимости от периода записанной интерференционной картины и длины волны считающего света.

1.1.1. Интерференционная картина

Понятия «интерференция», «интерференционная картина» являются важными для дальнейшего изложения. Кроме того, именно интерференционный принцип записи волновых фронтов лежит в основе создания различных голограмм. Рассмотрим интерференцию двух когерентных плоских волны A_S и A_R (от англ. Signal – сигнальная и Reference – опорная). Термин «когерентные» в данном случае означает, что частоты этих волн совпадают. На рисунке 1.1 приведены два примера образования интерференционной картины в случае: а) сопротивленного и б) встречного распространения волн. Необходимо обратить внимание на различную пространственную ориентацию волнового вектора интерференционной картины. Ниже нами будет проведен анализ для случая сопротивленного распространения волн, что не сказывается на общности рассмотрения.

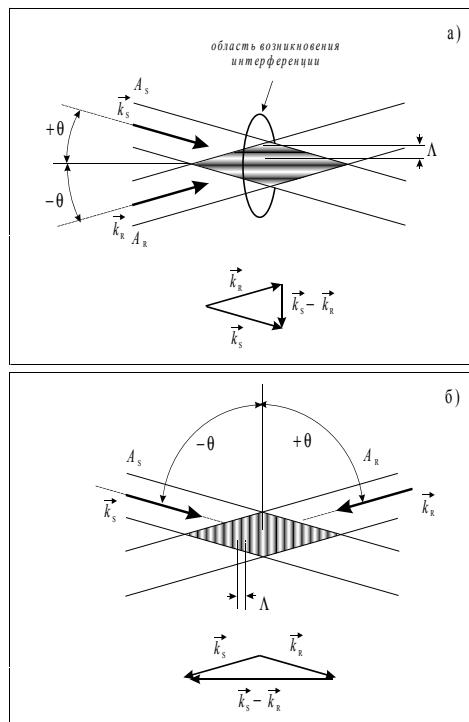


Рис. 1.1. Возникновение интерференционной картины двух плоских волн.

а) сопротивленное распространение волн, б) встречное распространение волн. \vec{k}_S, \vec{k}_R – волновые вектора интерферирующих волн, Λ – период интерференционной картины, угол θ отсчитывается от биссектрисы угла между волновыми векторами.

Выражения для комплексных амплитуд сонаправленно распространяющихся волн в вакууме имеют вид:

$$\begin{aligned}\vec{A}_S &= A_{S0} \exp i(\vec{k}_S \vec{r} + \phi_S), \\ \vec{A}_R &= A_{R0} \exp i(\vec{k}_R \vec{r} + \phi_R).\end{aligned}\quad (1.2)$$

Будем считать, что волны поляризованы одинаково, и поэтому в дальнейшем будем считать A_S и A_R скалярными величинами. Интерференцией двух волн называется перераспределение энергии этих волн в пространстве при их суперпозиции в пространстве. Энергия и интенсивность электромагнитных волн пропорциональны квадрату модуля суммарной комплексной амплитуды. В нашем случае суммарное поле равно $G = A_R + A_S$. Тогда выражение для интенсивности I_{RS} имеет вид:

$$I_{RS} = \frac{c}{2} |G|^2,$$

где c – скорость света. Однако в голографии обычно используют условную запись для интенсивности света, приравнивая ее просто квадрату модуля комплексной амплитуды:

$$I_{SR} = |G|^2 = |A_S + A_R|^2 = |A_S|^2 + |A_R|^2 + 2\sqrt{A_S A_R} \cos[(\vec{k}_S - \vec{k}_R) \cdot \vec{r} + \phi_{SR}]. \quad (1.3)$$

Здесь $\phi_{SR} = \phi_S - \phi_R$. Первые два слагаемых в правой части выражения (1.3) представляют сумму интенсивностей обеих волн, а третье слагаемое есть интерференционный член, зависящий от соотношения фаз рассматриваемых волн. Обратим внимание на то, что интерференционная картина содержит всю необходимую информацию о комплексных амплитудах, сформировавших эту картину волн.

1.1.2. Запись и восстановление волнового фронта

Теперь предположим (рис. 1.2, а), что рассмотренная интерференционная картина освещает светочувствительный материал (например, фотопластинку), причем будем считать, что светочувствительный слой является тонким (критерии толщины мы обсудим в дальнейшем). Тогда после экспозиции, проявления и закрепления коэффициент поглощения по интенсивности экспонированного слоя равен

$$\alpha(r) = \alpha_0 + sI_{SR} = \alpha_0 + s \left\{ |A_S|^2 + |A_R|^2 + 2A_S A_R \cos[(\vec{k}_S - \vec{k}_R) \vec{r} + \phi_{SR}] \right\} =$$

$$\alpha_0 + \alpha'_0 + \alpha''_0 \cos[(\vec{k}_S - \vec{k}_R) \vec{r} + \phi_{SR}] \quad (1.4)$$

В формуле (1.4) s представляет собой коэффициент, описывающий светочувствительность материала α_0 есть коэффициент поглощения неэкспонированной фотопластинки, α'_0 – дополнительный вклад в коэффициент поглощения за счет однородной засветки и слагаемое, пропорциональное α''_0 , которое описывает поглощение за счет интерференционного члена в (1.4). Таким образом, мы записали интерференционную картину, то есть получили интерферограмму. При этом мы записали всю необходимую информацию о волновых фронтах лучей, участвовавших в записи интерферограммы, поскольку интерферограмма содержит информацию о разности волновых векторов и разности начальных фаз лучей A_R и A_S . Теперь мы хотим восстановить один из записывающих лучей, например, луч A_S . (рис. 1.2, б). Для этого осветим интерферограмму лучом A_R .

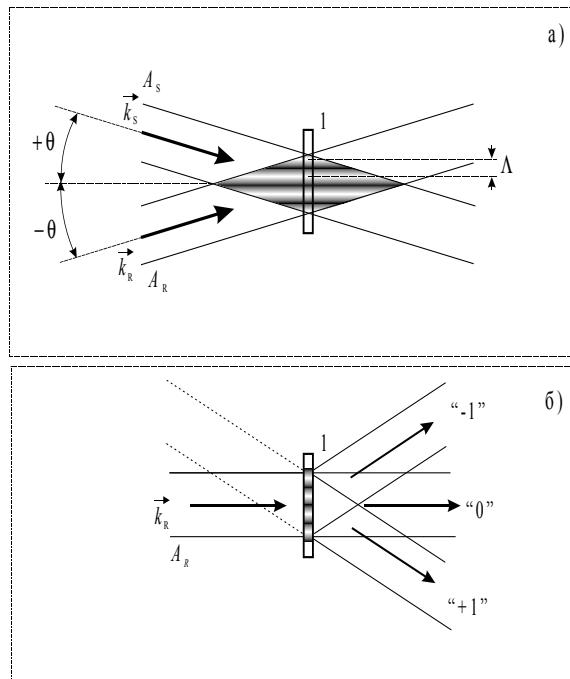


Рис. 1.2. Запись (а) и восстановление (б) интерферограммы плоской волны. 1 – светочувствительная пластина. “0” – нулевой порядок дифракции, или просто прошедший свет, “+1” и “-1” – плюс первый и минус первый порядки дифракции.

Отметим сразу, что в данном примере для считывания голограммы мы изменили угол падения луча A_R по сравнению с геометрией, используемой при записи. Рассматриваемые здесь тонкие голограммы обладают низкой угловой и спектральной селективностью. Это значит, что считывать такую голограмму можно, изменив угол падения считающего луча по сравнению с углом, используемом при записи, и (или) используя другую длину волны при считывании по сравнению с записью голограммы. В рассматриваемом здесь примере угол падения луча A_R при считывании изменился на угол $-\theta$. Это приводит к соответствующему повороту дифракционной картины на тот же угол.

Рассмотрим теперь, какие лучи будут наблюдаться за интерферограммой. Для простоты положим, что толщина интерферограммы T мала и её поглощение $\alpha(r)T \ll 1$. Тогда за интерферограммой поле световой волны можно представить как

$$\begin{aligned} E_{out} = A_R t(r) &= A_R \exp\left[-\frac{1}{2}\alpha(r)T\right] = A_R \left[1 - \frac{1}{2}\alpha(r)T\right] = \\ &= A_R (1 - t_0) - A_R \frac{1}{2}\alpha'' T \cos\left[\left(\vec{k}_S - \vec{k}_R\right) \vec{r} + \phi_{SR}\right]. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Здесь $t(r)$ коэффициент пропускания интерферограммы по амплитуде (а не по интенсивности!) световой волны. Необходимо подчеркнуть, что такая простая связь между светом, прошедшим через голограмму и падающим на нее, имеет место только для тонких голограмм. В противном случае необходимо решать задачу о дифракции света в среде с неоднородным коэффициентом поглощения. В общем случае, $t(r)$ есть комплексная величина. Но сейчас мы будем ограничиваться лишь вещественными значениями коэффициента пропускания. Происхождение коэффициента $1/2$ в экспоненте обусловлено тем, что мы анализируем изменения амплитуды считающего света, а не его интенсивности. Коэффициент t_0 включает в себя все параметры, описывающие однородное поглощение света интерферограммой, то есть $t_0 = \frac{1}{2}(\alpha_0 + \alpha') T$.

Рассмотрим более детально интерференционное слагаемое в (1.5).

$$\begin{aligned} A_R \frac{1}{2}\alpha'' \cos\left[\left(\vec{k}_S - \vec{k}_R\right) \vec{r} + \phi_{SR}\right] &= t' A_{R0} \exp i\left(\vec{k}_R \vec{r} + \phi_R\right) \times \\ &\times \left\{ \exp[i(\vec{k}_S - \vec{k}_R) \vec{r} + \phi_S - \phi_R] + \exp[-i(\vec{k}_S - \vec{k}_R) \vec{r} + \phi_S - \phi_R] \right\} = \\ &t' A_{R0} \exp i\left(\vec{k}_S \vec{r} + \phi_S\right) + t' A_{R0} \exp[-i(\vec{k}_S - 2\vec{k}_R) \vec{r} + \phi_S - 2\phi_R] \end{aligned} \quad (1.6)$$

Здесь $t' = \alpha'' T / 4$, а $t(r) = t_0 + t' \cos\left[\left(\vec{k}_S - \vec{k}_R\right) \vec{r} + \phi_{SR}\right]$.

В итоге поле непосредственно за интерферограммой можно представить в виде:

$$E_{out} = (1 - t_0)B - t' B_0 \exp i(\vec{k}_S \vec{r} + \phi_S) - t' B_0 \exp [-i(\vec{k}_S - 2\vec{k}_R) \vec{r} + \phi_S - 2\phi_B] \quad (1.7)$$

Здесь первое слагаемое представляет собой луч A_R , ослабленный в t_0 раз (или, как говорят, нулевой порядок дифракции), второе слагаемое представляет собой продифрагировавший луч A_R (первый порядок дифракции), который является (с точностью до постоянного множителя) восстановленным лучом A_S , и третье слагаемое описывает так называемый «минус первый» порядок дифракции. Происхождение терминологии о порядках дифракции мы обсудим позднее. Вдали от интерферограммы все три луча пространственно расходятся и могут быть раздельно зарегистрированы. Важнейший вывод, который мы можем сделать из приведенного рассмотрения, заключается в том, что с помощью интерферометрического принципа записи мы можем записать и сохранить информацию о волновом фронте световой волны, а затем и восстановить этот фронт. Из этого следует, что в принципе можно восстановить волновой фронт не только одиночной волны, но и целого набора волн, а это значит, что можно полностью восстановить изображение какого-либо объекта.

Пусть от источника когерентного света исходящий луч разбивается на два: один освещает предмет, а другой направлен на светочувствительную фотопластинку (рис. 1.3, а). Луч света, отраженный от объекта, также падает на предмет. Назовем этот луч предметным A_{ob} , а луч света, падающий от источника фотопластинку, – опорным $A_R = A_{R0} \exp i(\vec{k}_R \vec{r} + \phi_R)$. Свет, рассеянный предметом, можно представить как суперпозицию плоских волн:

$$A_{ob} = \sum_j A_{obj} \exp i(\vec{k}_j \vec{r} + \phi_j). \quad (1.8)$$

После экспонирования фотопластинки на ней запишется сложная интерферограмма с коэффициентом пропускания вида:

$$\begin{aligned} t(\vec{r}, \vec{k}_j) = & t_0 + \left\{ \sum_j t_j' \exp i[(\vec{k}_j - \vec{k}_R) \vec{r} + \phi_{jR}] + c.c. \right\} + \\ & + \left\{ \sum_{jl} t_{jl}'' \exp i[(\vec{k}_j - \vec{k}_l) \vec{r} + \phi_{jl}] + c.c. \right\}. \end{aligned} \quad (1.9)$$

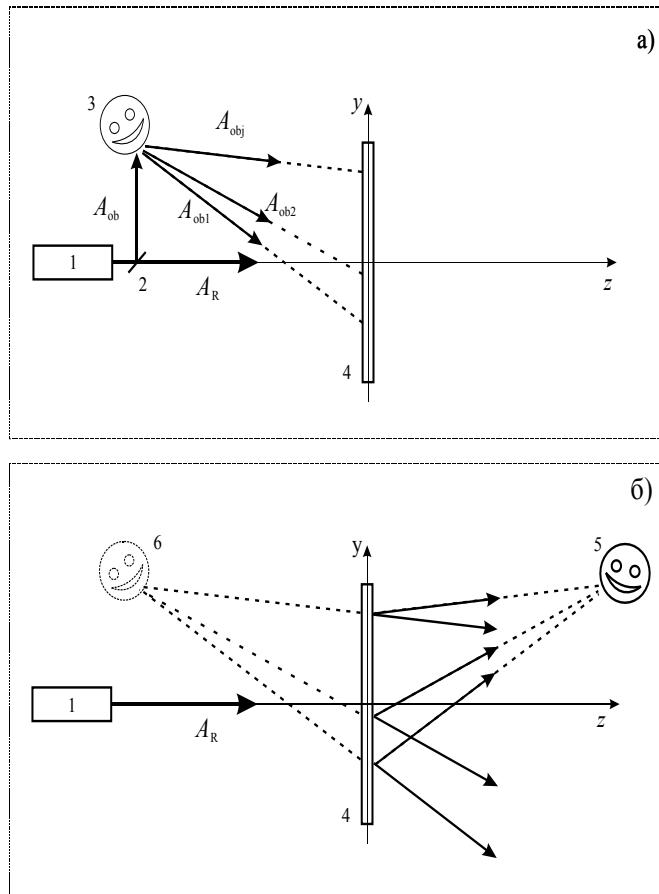


Рис. 1.3. Запись (а) и восстановление (б) изображения объекта. 1 – лазер, 2 – светоделитель, 3 – объект, 4 – светочувствительный материал, 5 – восстановленное реальное изображение, 6 – восстановленное мнимое изображение.

Обратим здесь особое внимание на третье слагаемое, которое связано с интерференцией между собой плоских волн в предметном луче. Аббревиатура *с.с.* означает комплексно-сопряженное выражение. Теперь уберём предмет, перекроем луч, освещавший предмет, поставим фотопластинку на прежнее место и осветим ее опорным лучом (рис. 1.3, б). Проведя те же самые рассуждения, которые мы делали для простой интерферограммы, мы убедимся, что за фотопластинкой возникают несколько лучей. Первый – это луч нулевого порядка, амплитуда которого A_{Rt_0} , второй луч, имеющий сложную структуру, амплитуда которого:

$$A_R \left\{ \sum_{jl} t_{jl}'' \exp i[(\vec{k}_j - \vec{k}_l) + \phi_{jl}] + c.c. \right\},$$

и который также распространяется вдоль нулевого порядка и создает некоторую шумовую картину вокруг него, третий луч – это первый порядок дифракции и его амплитуда:

$$A_{R0} \sum_j t'_j \exp i(\vec{k}_j \vec{r} + \phi_j),$$

и четвертый луч – это минус первый порядок дифракции с амплитудой

$$A_{R0} \sum_j (t'')_j^* \exp [-i(\vec{k}_j - 2\vec{k}_R) \vec{r} + \phi_j - 2\phi_R],$$

(здесь значок * означает комплексно-сопряженное значение). На достаточно большом расстоянии за фотопластинкой первый и минус первый порядок дифракции не перекрываются с нулевым порядком и тогда, поместив наблюдателя (или рассеивающий экран) на пути первого дифракционного порядка, можно увидеть изображение предмета, поскольку дифракционный порядок имеет точно такую же структуру (с точностью до постоянного множителя), что и предметный луч:

$$A_{R0} \sum_j t'_j \exp i(\vec{k}_j \vec{r} + \phi_j) = 2s A_{R0}^2 \sum_j A_{obj} \exp i(\vec{k}_j \vec{r} + \phi_j) = 2s A_{R0}^2 A_{obj}. \quad (1.10)$$

Таким образом, мы получили замечательный результат: записав сложную интерферограмму объекта, мы смогли затем восстановить полностью изображение объекта (со всеми фазовыми соотношениями его волнового фронта). Заметим, что в обычных методах записи изображения объектов (например, в фотографии) мы можем зарегистрировать лишь распределение интенсивности света, отражаемого объектом, при этом полностью теряется информация о фазах и, соответственно, теряется информация об объемных свойствах объекта.

Сложные интерферограммы, подобные рассмотренной выше, называются голограммами, а простая интерферограмма, образованная двумя лучами, называется элементарной голограммой или, довольно часто, элементарной голографической или дифракционной решеткой. Именно этой терминологией мы будем пользоваться в дальнейшем.

1.1.3. Пространственные частоты

Формула (1.10) описывает распределение интенсивности света и содержит слагаемое, пропорциональное $\cos[(\vec{k}_S - \vec{k}_R)\vec{r} + \phi_{SR}]$, которое указывает на то, что интенсивность света имеет периодическую структуру с периодом, зависящим от разности волновых векторов $\vec{k}_S - \vec{k}_R$. Обозначим эту разность \vec{K}_g , то есть примем

$$\vec{k}_S - \vec{k}_R = \vec{K}_g.$$

В простейшем случае (рис. 1.4) оба луча падают на пластинку симметрично под углом $\pm\theta$, поэтому \vec{K}_g имеет лишь проекцию на ось x , и модуль

$$K_g = K_{gx} 2k_S \sin \theta = \frac{4\pi \sin \theta}{\lambda}. \quad (1.11)$$

Здесь λ – длина волны, одинаковая для луча A_S и A_R . (Отметим, что знак \vec{K}_g у нас на самом деле не определен и может быть выбран произвольно.) Можно записать:

$$K_g = \frac{4\pi \sin \theta}{\lambda} = \frac{2\pi}{\Lambda}, \text{ где } \Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \theta}. \quad (1.12)$$

Здесь Λ – есть период интерференционной картины, а величина $1/\Lambda$ называется пространственной частотой. Эта величина указывает, сколько периодов интерференционной картины укладывается на единицу длины. Часто (но не всегда!) она измеряется в мм^{-1} . При экспериментальных исследованиях (например, при анализе разрешающей способности светочувствительных материалов) пользуются именно этим определением пространственной частоты, однако при теоретических расчетах часто пространственной частотой называют величину $2\pi/\Lambda$. К недоразумениям это обычно не приводит (ситуация схожая с циклической частотой f и круговой частотой $\omega = 2\pi f$ для «временных» частот). В дальнейшем мы будем широко пользоваться понятием пространственной частоты. На рис. 1.4 фаза у косинусоидальной зависимости равна $\vec{K}_g \cdot \vec{r} = K_{gx} x$, поскольку $K_{gy} y = K_{gz} z = 0$, фаза ϕ_{SR} задает положение интерференционной картины отно-

Конец ознакомительного фрагмента.
Приобрести книгу можно
в интернет-магазине
«Электронный универс»
e-Univers.ru