

Саратовский ордена Трудового Красного Знамени
государственный университет им. Н.Г.Чернышевского

РУКОВОДСТВО К ЛАБОРАТОРНЫМ РАБОТАМ
ПО КУРСУ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

ОПТИКА

Выпуск десятый

ФИЛЬТРАЦИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ЧАСТОТ ОПТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Под редакцией профессора В.П.Рябухо

Лабораторная работа поставлена доцентами В.И.Цой и Л.И.Голубенцевой
при участии студентов физического факультета С.Горина и И.Филлиповой

Саратов
2004

Лабораторная работа

ФИЛЬТРАЦИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ЧАСТОТ ОПТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

1. Введение

Представление о световых лучах как о геометрических линиях распространения световой энергии по простым законам отражения и преломления дает возможность успешно конструировать сложные изображающие оптические системы: кинофотоаппаратуру, видеокамеры, наблюдательные приборы, геодезические и навигационные приборы, прицелы, осветительные и многие другие устройства. Однако не следует забывать, что на самом деле свет имеет волновую природу, и в ряде случаев возможны такие превращения изображений, создаваемых линзами, зеркалами, призмами и диафрагмами, которые невозможно понять с помощью только лучевой геометрической оптики. Наблюдение некоторых из таких преобразований является целью данной лабораторной работы.

2. Дифракционная расходимость световых пучков

Существует принципиально неустранимое явление - дифракция светового пучка на краях отверстий, в том числе на оправках линз. В результате невозможно получить идеальное изображение точки, которая в действительности изображается дифракционным пятном. Рассмотрим дифракцию параллельного пучка света, падающего на щель. В соответствии с принципом Гюйгенса-Френеля из каждой точки волнового фронта, достигшего щели, исходят новые, вторичные волны. Поэтому можно считать, что лучи выходят из щели не только в прямом направлении по отношению к падающему пучку, но и в боковых направлениях. При этом из-за интерференции вторичных волн на экране появляются максимумы и минимумы освещенности. Как показывает рисунок 1, в случае очень малой ширины щели b по сравнению с расстоянием l от щели до экрана можно рассмотреть интерференцию двух частей пучка от двух половин щели. Так как при нормальном падении волны на щель колебания во всех ее точках совершаются в одной фазе, разность хода этих двух частей пучка равна $\Delta = (b/2)\sin\varphi$. Для точки O экрана на пересечении с осью падающего пучка $\varphi = 0$, и разность хода Δ равна нулю. В этой точке действие двух половин щели складываются по амплитуде, и возникает центральный максимум интенсивности (максимум нулевого порядка). Рядом с центральным максимумом интенсивности симметрично располагаются более слабые соседние максимумы, разделенные минимумами. Первые минимумы, ближайšie к максимуму нулевого порядка, образуются наклонными пучками, для которых разность хода Δ между пучками от двух половин щели $\lambda/2$, то есть $b\sin\varphi^{(1)} = \lambda$. Направление на эти минимумы определяет угловую расходимость светового пучка за счет дифракции. Основная доля энергии сосредоточена в центральном максимуме, поэтому можно считать, что угловой радиус расходимости определяется направлением на первый минимум $m = 1$. В большинстве практических случаев этот угол мал (так что его синус равен самому углу) и его можно считать равным

$$\varphi^{(1)} = \frac{\lambda}{b}. \quad (1)$$

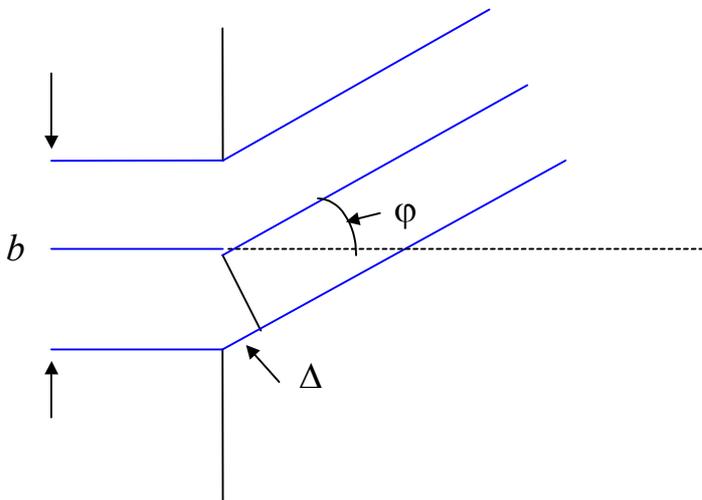
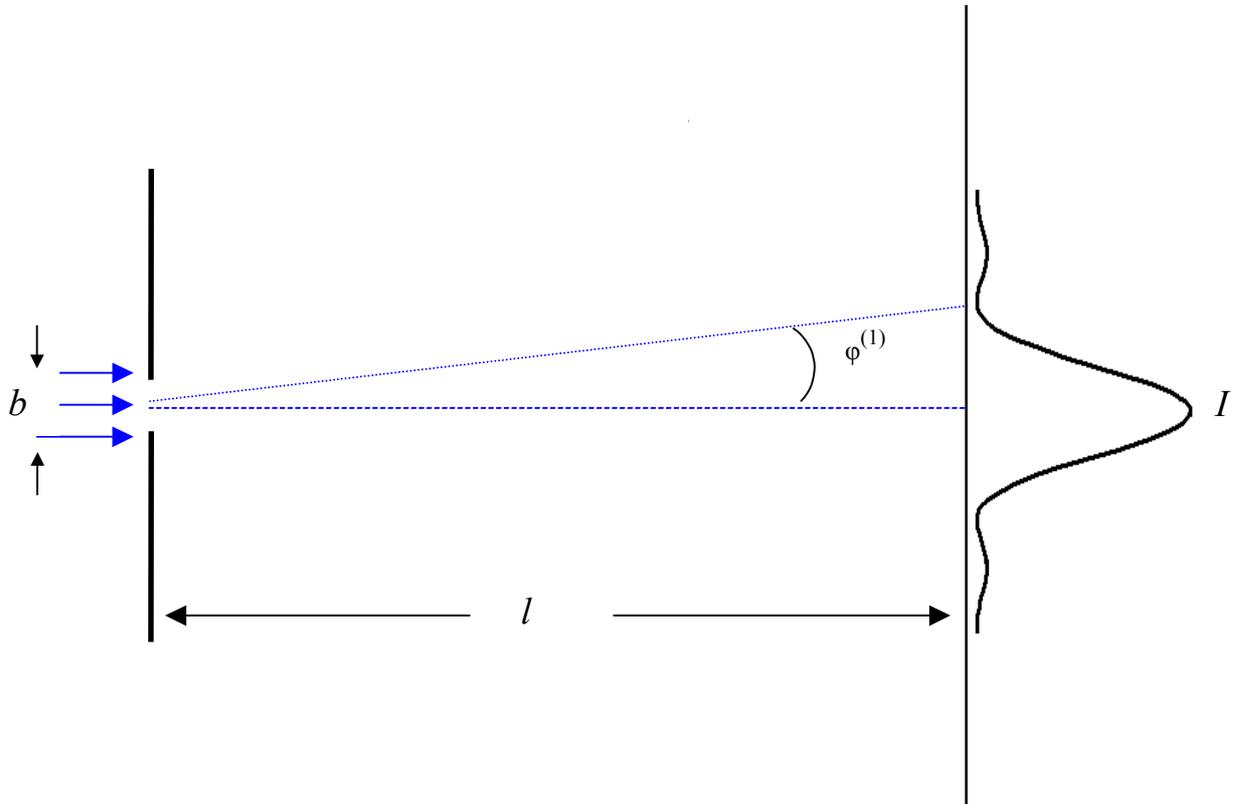


Рис.1 Дифракция параллельного пучка света на одной щели:

b - ширина щели;
 l - расстояние до экрана;
 φ - текущий угол дифракции;
 Δ - разность хода между пучками от двух половин щели;
 I - распределение интенсивности на экране;
 $\varphi^{(1)}$ - угловой радиус центрального дифракционного пятна.

Для круглых отверстий с диаметром D расчеты дают величину углового радиуса дифракционной расходимости того же порядка

$$\varphi^{(1)} = 1,22 \frac{\lambda}{D}. \quad (1)$$

Последнее равенство означает, что параллельный пучок света собирается линзой не идеально в точку фокуса, а в пятно с радиусом

$$\rho = 1,22 \frac{\lambda f}{D}. \quad (2)$$

Для света с длиной волны 500 нм = 0,5 мкм линза с диаметром 20 мм и с фокусным расстоянием 200 мм образует фокальное пятно с радиусом порядка 6 мкм.

На малых расстояниях от плоскости отверстия эффект дифракционной расходимости мало заметен. Различают ближнюю зону дифракции (область дифракции Френеля) и дальнюю зону (область дифракции Фраунгофера), в которой расходимость проявляется в полной мере. Для каждой точки области Фраунгофера разность расстояний от нее до любых двух точек на отверстии не превышает половины длины волны $\lambda/2$, то есть отверстие захватывает участок волновой поверхности, меньший одной зоны Френеля. Расстояние до области Фраунгофера часто называют дифракционной длиной

$$l_d = \frac{b^2}{\lambda}. \quad (3)$$

Обобщая этот вывод, можно сказать, что если в поперечном сечении направленного светового пучка есть участки с повышенной интенсивностью и с характерным линейным масштабом b , то они заметно расплываются при распространении на расстояние, определяемое дифракционной длиной l_d . Например, пучки света с длиной волны 0.5 мкм от двух световых пятен с диаметром 0.1 мм и с таким же по величине расстоянием друг от друга, расплываются настолько, что перестают быть различимыми, после распространения на расстояние 20 мм.

3. Пространственные частоты оптических полей и их фильтрация

Рассмотрим плоскую монохроматическую волну, распространяющуюся под углом φ к оси z . Волновые поверхности такой волны в фиксированный момент времени показаны на рисунке 2. Если волновой вектор выбран лежащим в плоскости yz , его разложение по осям координат имеет вид:

$$\mathbf{k} = k_y \mathbf{i}_y + k_z \mathbf{i}_z = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \varphi \cdot \mathbf{i}_y + \frac{2\pi}{\lambda} \cos \varphi \cdot \mathbf{i}_z.$$

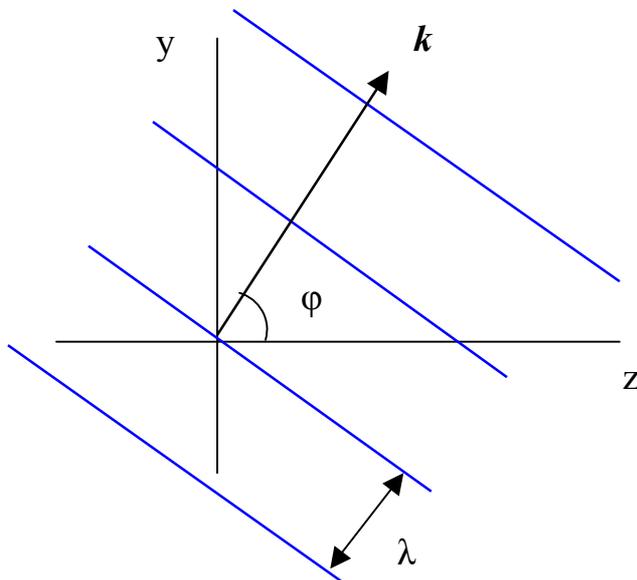


Рис.2 Волновые поверхности плоской волны:

λ - длина волны;
 \mathbf{k} - волновой вектор.

Следовательно, поле волны описывается выражением

$$E(y, z, t) = E_0 \cos(\mathbf{kr} - \omega t) = E_0 \cos\left[\frac{2\pi \sin \varphi}{\lambda} y + \frac{2\pi \cos \varphi}{\lambda} z - \omega t\right] = E_0 \cos[\Phi(y, z, t)].$$

В xy -плоскости при $z = 0$ фаза $\Phi(y, 0, t)$ линейно зависит от y :

$$\Phi(y, 0, t) = \frac{2\pi \sin \varphi}{\lambda} y - \omega t. \quad (4)$$

Поле в полупространстве за плоскостью, на которую падает волна, полностью определяется полем в этой плоскости. Поэтому, с учетом равенства (4), можно утверждать, что если фаза колебаний линейно меняется вдоль определенного направления в некоторой плоскости, то эти колебания принадлежат плоской волне, распространяющейся наклонно к плоскости.

Пусть в xy -плоскости при $z = 0$ помещен плоский транспарант с амплитудным коэффициентом пропускания поля τ , меняющимся гармонически с периодом d вдоль направления y :

$$\tau = \frac{l}{2} \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi y}{d}\right) \right]. \quad (5)$$

Такой транспарант называют амплитудной синусоидальной решеткой. Пусть на решетку (5) падает нормально ($\varphi = 0$) плоская монохроматическая волна

$$E^i = E_0^i \cos\left[\frac{2\pi z}{\lambda} - \omega t\right]. \quad (6)$$

Поле непосредственно за решеткой ($z=0^+$) можно рассчитать в соответствии с выражениями (5),(6):

$$E_\tau = \tau E^i = \frac{E_0^i}{2} \cos \omega t + \frac{E_0^i}{4} \cos\left(\frac{2\pi y}{d} - \omega t\right) + \frac{E_0^i}{4} \cos\left(\frac{2\pi y}{d} + \omega t\right). \quad (7)$$

Линейные по координате y изменения фаз в слагаемых выражения (7) показывают, что кроме волны с амплитудой $E_0^i/2$, распространяющейся в направлении падающей волны, возникают две боковые волны, распространяющиеся под углами $\pm\varphi$, которые согласно соотношению (4), удовлетворяют условию

$$\sin \varphi = \pm \frac{\lambda}{d}, \quad \varphi \approx \pm \frac{\lambda}{d}. \quad (8)$$

Таким образом, пространственная модуляция поля волны в поперечной плоскости светового пучка приводит к дифракционному отклонению на углы, зависящие от пространственной частоты l/d . Осуществляется угловое разложение промодулированного светового пучка по пространственным частотам. Упомянутые частоты тесно связаны с

общим понятием пространственного спектра монохроматического пучка, который может представляться в виде суперпозиции плоских волн с различными по направлению волновыми векторами, составляющими пространственный спектр.

Различия в направлениях распространения плоских волн, составляющих исследуемый световой пучок, легко выявить с помощью линзы, так как плоские волны различных направлений фокусируются в различные точки фокальной плоскости (рис.3). Фокальная плоскость линзы служит в этом смысле частотной плоскостью, точки которой можно поставить в однозначное соответствие различным пространственным частотам.

Оказывается, что поле в задней фокальной плоскости собирающей линзы является точным двумерным фурье-образом поля в передней фокальной плоскости (см. [3,6]). Но даже если предметная плоскость не совпадает с передней фокальной плоскостью, в задней фокальной плоскости все же формируется фурье-образ предметного поля с точностью до фазовых множителей. При этом недифрагированная часть волны фокусируется в центральный максимум интенсивности – максимум нулевого порядка. На расстояниях $\pm \lambda f/d$ от центрального максимума возникают максимумы интенсивности, называемые максимумами +1-го и -1-го порядков. Положение максимумов интенсивности в фокальной плоскости линзы указано стрелками с соответствующими номерами на рис.3.

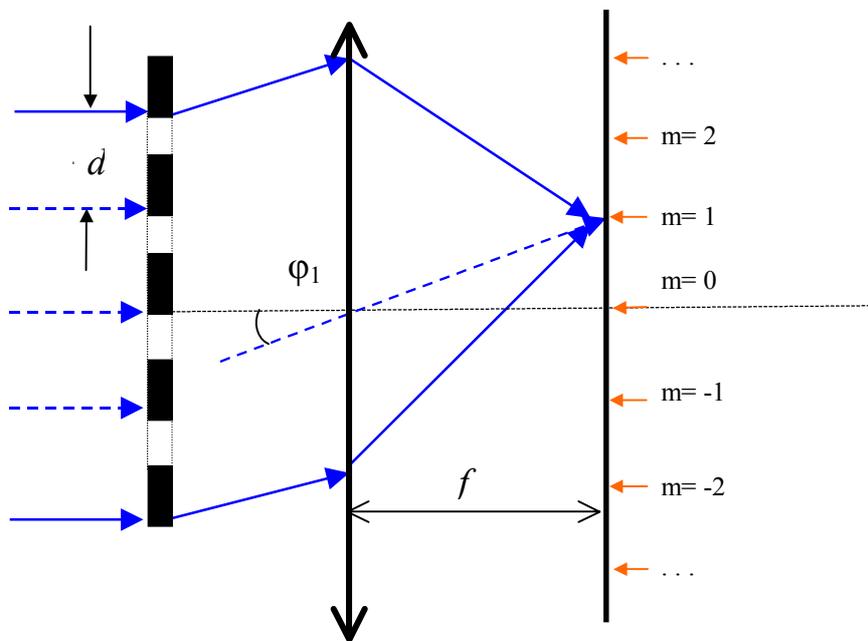


Рис.3 Линза как анализатор спектра пространственных частот:

- d - период решетки;
- f - фокусное расстояние линзы;
- m - номер дифракционного порядка;
- ϕ_1 - угол дифракции первого порядка.

Заметим, что несинусоидальная дифракционная решетка с периодом d может рассматриваться как совокупность синусоидальных решеток с частотами штрихов $1/d, 2/d, 3/d \dots m/d$, кратными основной частоте $1/d$. Этот подход оправдан тем, что функция пропускания решетки может быть представлена рядом Фурье - суммой гармонических функций с частотами, кратными основной частоте. Ясно, что в фокальной плоскости формируются соответствующие этим гармоническим составляющим максимумы

интенсивности на расстояниях $\pm m(\lambda f/d)$ от центрального максимума. Очевидно, что это как раз те главные максимумы дифракции на решетке, которые определяются условием равенства разности хода лучей от соседних щелей решетки целому числу длин волн:

$$d \sin \varphi_m = \pm m\lambda, \quad \varphi_m = \pm m\lambda / d .$$

Например, при дифракции света с длиной волны 500 нм на грубой решетке с периодом 1мм установленная за решеткой линза с фокусным расстоянием 200 мм формирует в фокальной плоскости максимумы на расстояниях порядка 0.1 мм друг от друга.

В общем случае можно сказать, что при прохождении светового пучка через линзу осуществляется (с точностью до фазовых множителей) двумерное разложение Фурье предметного поля в спектр по пространственным частотам. Этот спектр выглядит как множество дифракционных максимумов и минимумов интенсивности в фокальной плоскости линзы. При дальнейшем распространении световых волн из фокальной плоскости происходит их перекрывание и интерференция, в результате чего осуществляется обратный спектральному разложению процесс – синтез пространственных гармоник предметного поля, приводящий к формированию изображения. Преимущество такой волновой картины формирования изображения в том, что она открывает скрытые от геометрической оптики возможности преобразования изображений. Если в задней фокальной плоскости помещать различные маски – экраны с разного сорта отверстиями, то с точки зрения геометрической оптики просто пропускаются не все лучи от каждой из точек предмета. С этой точки зрения должна уменьшаться интенсивность изображения, но структура его не должна меняться. В действительности же введение масок может существенно изменить изображение. С волновой точки зрения масками изымается часть пространственных частот предметного поля на пути светового пучка через фокальную плоскость в плоскость изображения. В итоге в формировании изображения участвуют только оставшиеся после фильтрации частоты, и изображение уже не оказывается точной оптической копией предмета. Этим методом, открытие которого принадлежит Аббе, можно изменять качество изображений в желаемую сторону. Например, если изображение засорено не представляющими интерес мелкими деталями, можно с помощью экрана с отверстием, расположенным в центре фокальной плоскости, отрезать высокие пространственные частоты и тем самым очистить изображение от нежелательной “грязи”. Напротив, перекрыв или притушив низкие частоты в близких к центру точках фокальной плоскости, можно подчеркнуть в изображении мелкие детали и тем самым “оконтурить” крупные фрагменты изображения.

4. Опыты Аббе

Схема одного из классических опытов Аббе по пространственной фильтрации показана на рисунке 4. Расположенная перед линзой проволочная сетка освещается направленным пучком когерентного света. В задней фокальной плоскости линзы формируется двумерный фурье-образ сетки – регулярно расположенные на расстояниях λ/d друг от друга по вертикали и по горизонтали световые пятна.

Допустим, в фокальной плоскости установлен экран с узкой щелью, через которую проходит только один горизонтальный ряд световых пятен. Тогда из спектра пространственных частот удаляются частоты модуляции светового поля по вертикали, поэтому структура горизонтальных линий сетки в изображении не формируется. В плоскости изображения наблюдаются только вертикальные линии сетки.

Очевидно, что поворотом щели в вертикальное положение можно устранить в изображении сетки вертикальные линии, оставив горизонтальные. Перекрывая

горизонтальные ряды пятен интенсивности через один ряд, можно получить удвоение горизонтальных линий в изображении, то есть ложные элементы в изображении. Перекрывание центрального максимума интенсивности приводит к обращению контраста – негативному изображению.

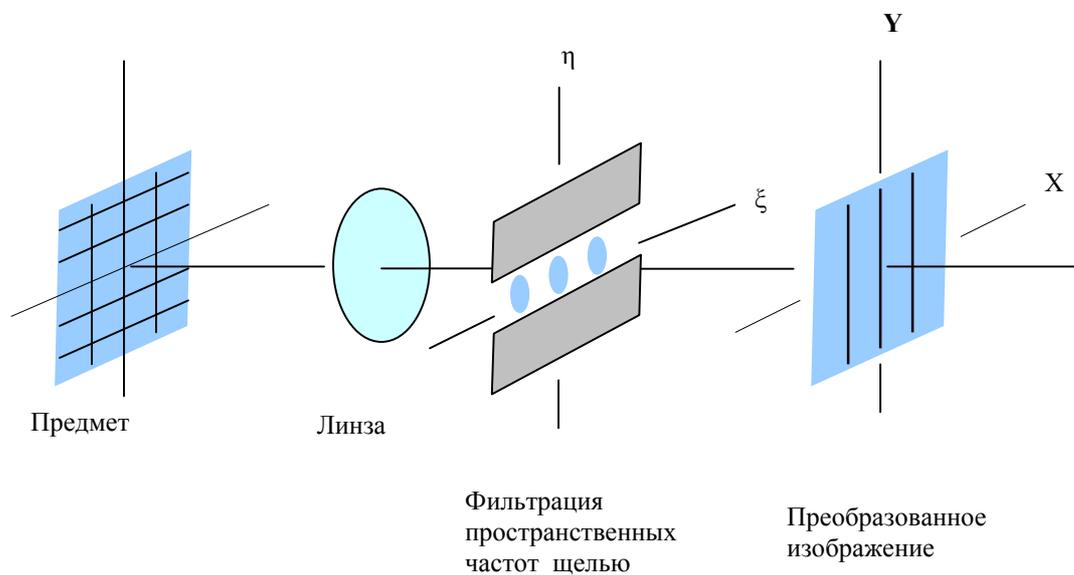
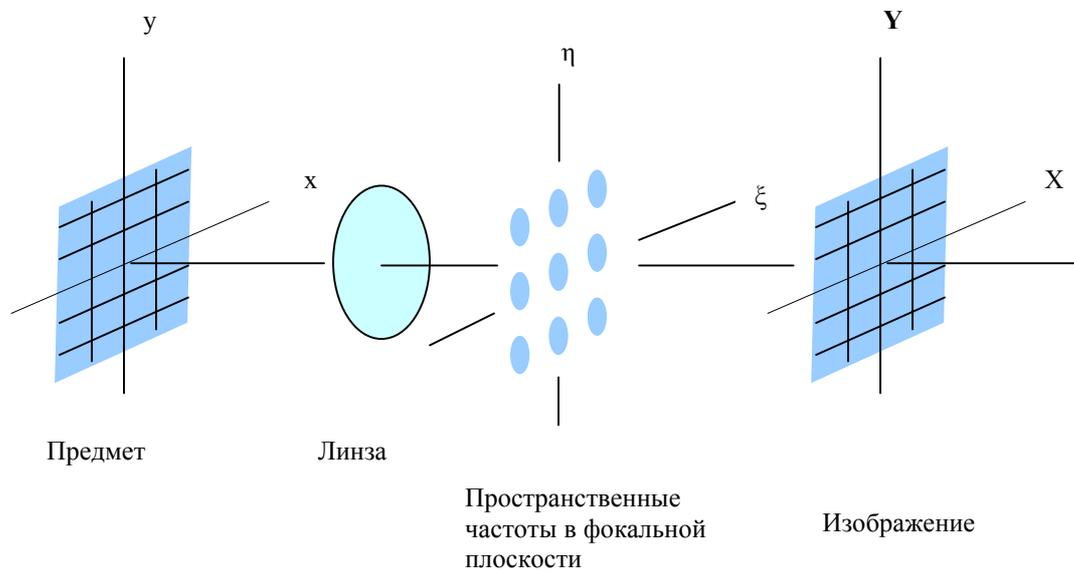


Рис.4 Пространственная фильтрация в фокальной плоскости линзы.

5. Фильтрация пространственных частот при некогерентном освещении

В некоторых случаях интерференционные и дифракционные максимумы и минимумы интенсивности можно наблюдать при обычном освещении дневным светом или лампой накаливания. Усредненное положение максимумов и минимумов при этом соответствует длине волны, для которой максимальна спектральная чувствительность глаза (около 500 нм). Эффекты пространственной фильтрации также возникают в случае некогерентного освещения, причем можно пользоваться ненаправленным световым пучком. Назовем картину пространственных частот в фокальной плоскости линзы при строго направленном освещении предмета элементарным спектром. Изменение угла падения направленного освещающего пучка сопровождается сдвигом элементарного спектра в фокальной плоскости. Следовательно, при ненаправленном освещении предмета фокальная плоскость заполнена непрерывным множеством взаимно смещенных элементарных спектров. Интерференция между полями этих спектров отсутствует и интенсивности световых пятен, составляющих спектры, просто суммируются. Поэтому в случае некогерентного освещения удобно рассматривать разложение в ряды Фурье интенсивностей, а не самих полей, как в случае когерентного света.

Рассмотрим зависимость освещенности только от одной координаты, например от y . Положим для простоты, что размеры открытых и непрозрачных частей ячеек сетки одинаковы, а интенсивность поля на открытых участках равна единице. Тогда зависимость освещенности от координаты y на тыльной стороне сетки можно представить рядом Фурье для периодической последовательности прямоугольных импульсов (рис.5):

$$\begin{aligned}
 I(y) &= \frac{l}{2} + \frac{2}{\pi} \left\{ \sin\left(\frac{2\pi y}{d}\right) + \frac{l}{3} \sin\left(3 \cdot \frac{2\pi y}{d}\right) + \frac{l}{5} \sin\left(5 \cdot \frac{2\pi y}{d}\right) + \dots \right\} = \\
 &= \frac{l}{2} + \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin((2n-1) \cdot 2\pi y/d)}{2n-1}.
 \end{aligned} \tag{9}$$

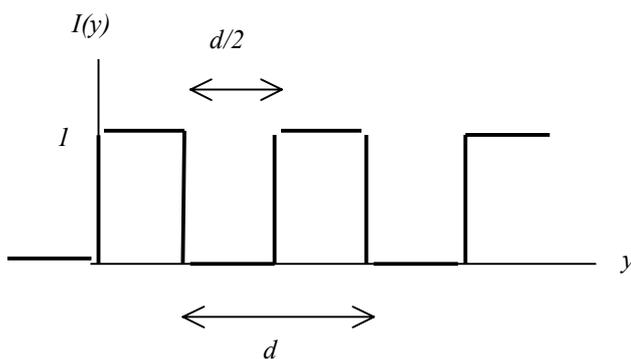


Рис.5 Распределение интенсивности
в плоскости щелевой решетки
с периодом d

Параллельный пучок, падающий на решетку под углом θ , разлагается в пространственный спектр параллельных пучков, наклоненных по отношению к центральному пучку, который собирается в фокальной плоскости на расстоянии $\eta_0 = f\theta$ от фокуса вдоль оси y . Такой элементарный спектр показан на рисунке 6. Пусть щель,

установленная в фокальной плоскости, шириной $\Delta\eta = \lambda f/d$ пропускает только нулевой порядок в фурье-образе поля, которому соответствует этот спектр. Отсечка верхних пространственных частот для поля является одновременно отсечкой верхних частот для интенсивности. Как видно на рисунке, первые порядки этого же спектра отрезаются щелью, но за счет попадания на нее других элементарных спектров щель оказывается освещенной почти равномерно. Так как расстояние между первыми (+1 и -1) порядками каждого элементарного спектра составляет $2\lambda f/d$, то есть превышает выбранную ширину щели, то при любом положении щели через нее не может пройти пара первых порядков, принадлежащих одному и тому же спектру. Следовательно, щелью отрезаются все частоты пространственной модуляции вдоль вертикального направления и в изображении останутся только горизонтальные нити сетки, как в классическом опыте Аббе.

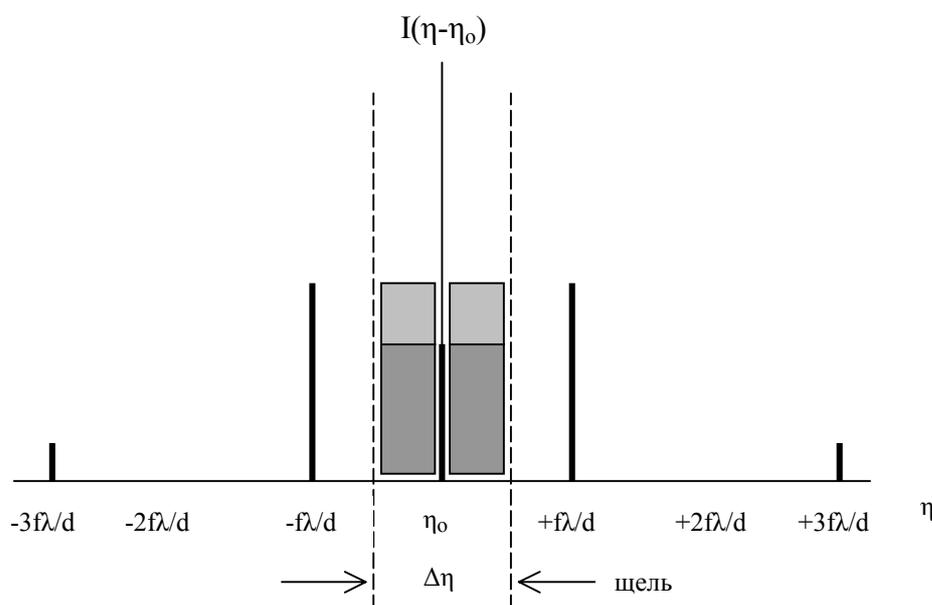


Рис.6 Элементарный спектр с центром η_0 и заполнение щели другими элементарными спектрами при ненаправленном некогерентном освещении

При ненаправленном освещении сетки мелкомасштабные изменения интенсивности в фокальной плоскости отсутствуют. Поэтому выделенный в этой плоскости щелью участок светового поля переносится без заметного дифракционного размывания на значительное расстояние $l_d \approx (\Delta\eta)^2/\lambda \approx 80$ мм. Это обстоятельство позволяет в рассматриваемом случае пространственной фильтрации устанавливать щель не обязательно точно в фокальной плоскости.

6. Преобразование пространственных частот при расфокусировке

Расфокусировка изображения точки в пятно при смещении экрана из предметной плоскости эквивалентна изменению численных значений пространственных частот в пропорции, задаваемой фурье-компонентами интенсивности пятна, изображающего точку. Пусть дефокусировка приводит к тому, что точка изображается пятном с радиусом ρ . Заменяем в рассуждениях для простоты кружок на квадратик со сторонами $\Delta x = \Delta y = 2\rho$ и

рассмотрим изменения интенсивности только по одному направлению вдоль оси y . Полагая интенсивность в пределах интервала $\Delta y = 2\rho$ постоянной и равной единице, а в остальных точках равной нулю, получим разложение по пространственным частотам интенсивности светового пятна в виде интеграла Фурье

$$H(q) = \frac{1}{2\rho} \int_{-\rho}^{+\rho} \exp(i2\pi qy) dy = \frac{\sin(2\pi q\rho)}{2\pi q\rho}. \quad (10)$$

Здесь фактор $1/2\rho$ учитывает, что при расфокусировке интенсивность светового пятна уменьшается так, что полный световой поток остается постоянным. Повторим, что последнее выражение определяет для каждой пространственной частоты q тот коэффициент, с которым эта частота передается в результате расфокусировки. Следовательно, ряд Фурье (9) для интенсивности на сетке превратится в следующий ряд для изображения:

$$I_\rho(y) = \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin[(2n-1)(2\pi y/d)]}{2n-1} \cdot \frac{\sin(2\pi(2n-1)\rho/d)}{2\pi(2n-1)\rho/d}. \quad (11)$$

Видно, при уменьшении расфокусировки, когда радиус пятна ρ стремится к нулю, ряд (11) превращается в ряд (9), как и должно быть.

Поскольку ряд (11) довольно быстро сходится, для качественных рассуждений можно ограничиться только одним первым членом с $n=1$. Таким образом, можно приближенно положить, что

$$I_\rho(y) = \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \cdot \sin(2\pi y/d) \cdot \frac{\sin(2\pi\rho/d)}{2\pi\rho/d}. \quad (11a)$$

В этом приближении интенсивность точно сфокусированного изображения сетки описывается простой формулой

$$I(y) = \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \cdot \sin(2\pi y/d). \quad (11б)$$

При такой расфокусировке, когда линейный размер пятна $\rho = 3d/4$, получим с помощью формулы (11a) равенство

$$I_{d/2}(y) = \frac{1}{2} - \frac{4}{3\pi^2} \cdot \sin(2\pi y/d). \quad (11в)$$

Сравнивая между собой последние две формулы, заключаем, что при небольшой расфокусировке может появиться негативное изображение с обращенным контрастом по отношению к точному изображению.

7. Пространственная фильтрация в геометрической оптике

Во многих случаях преобразования оптических изображений, которые всегда можно трактовать как преобразования пространственных частот, могут рассматриваться в рамках геометрической оптики. В качестве примера рассмотрим выделение изображения из сильно расфокусированного пучка. Пусть произведена сильная расфокусировка перемещением экрана к линзе настолько, что изображающее точку пятно вырастает до

размеров, соизмеримых с поперечником всего светового пучка. Как видно из разложения (11), при увеличении радиуса ρ расфокусированного изображения точки освещенность на экране становится все более однородной. Другими словами, при расфокусировке амплитуды пространственных гармоник ненулевого порядка, несущих информацию о предмете, становятся слишком малыми. Однако если в расфокусированный пучок поместить отверстие с достаточно малым радиусом ρ_ϵ и тем самым уменьшить значение ρ в членах ряда (11), гармоники, ответственные за изображение, проявятся в достаточной мере. На экране, который был сначала освещен почти равномерно, появится изображение. Примечательно, что этому эффекту можно дать простое и наглядное объяснение с помощью геометрической оптики. На рисунке 7 экран Э помещен в плоскости, где прошедшие через линзу пучки света от крайних точек (А и В) предмета не разделены. Экран равномерно освещен и нет никаких следов изображения отдельных точек предмета. Изображение А'В' находится в плоскости, значительно удаленной от экрана. Однако внесение в пучок экрана М с небольшим отверстием радиуса ρ_ϵ сужает пучки лучей, идущих от отдельных точек, и на пересечении с экраном они сужаются настолько, что создают практически правильное изображение А''В''. В фотографии этот эффект используется для увеличения глубины резкости изображения путем диафрагмирования объектива фотоаппарата.

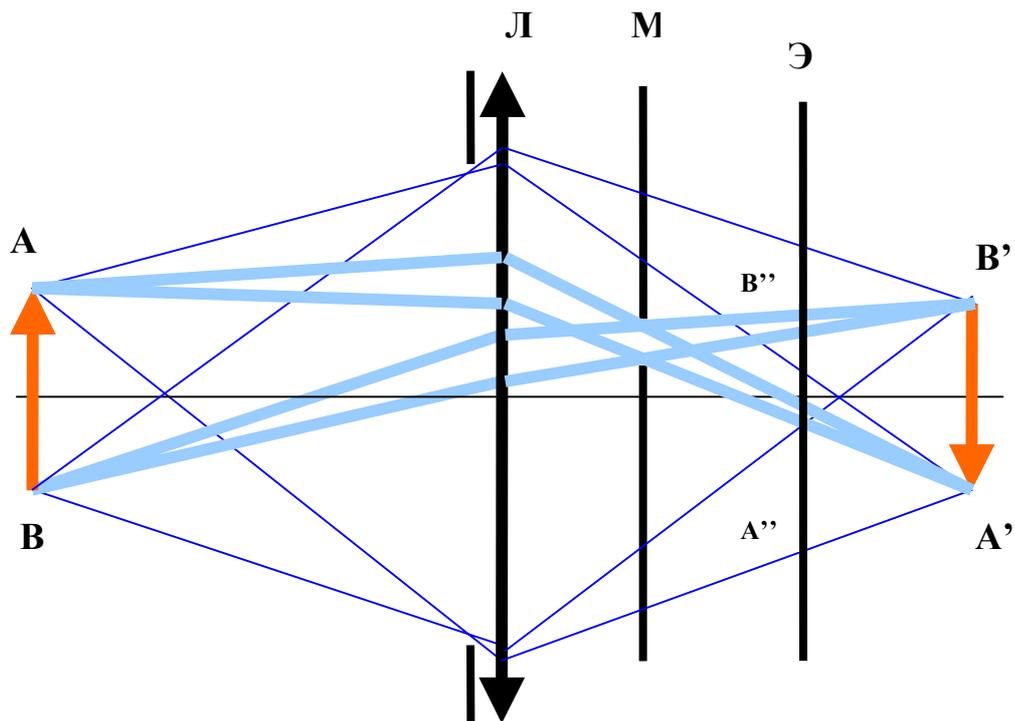


Рис.7. Выделение изображения из расфокусированного пучка:

- Л – линза;
- А'В' - точное изображение предмета АВ;
- Э – экран в области расфокусировки;
- М – маска с малым отверстием;
- А''В'' - восстановленное изображение.

8. Экспериментальная часть

Оборудование и принадлежности

Общий вид лабораторной установки показан на приведенной ниже фотографии.



Для выполнения работы на оптической скамье устанавливаются следующие оптические элементы:

- стандартный осветитель 1 с лампочкой накаливания, питаемой от блока с понижающим трансформатором 220 В : 6 В;
- держатель 2 с пружинным зажимом для закрепления освещаемых предметов – проволочной сетки 3 с шагом 1 мм и сетки 4 из круглых отверстий диаметром 0.5 мм и с интервалом 0.5 мм между ними;
- собирающая линза 5 с фокусным расстоянием 200 мм;
- держатель 6 для масок;
- щель 7 с регулируемой шириной;
- экран 8 с отверстием 1 мм в диаметре;
- экран 8 для наблюдения проецируемых изображений.

Задание 1. Наблюдение пространственной фильтрации

Порядок выполнения задания.

1. Установить на скамью рейтеры со всеми перечисленными выше элементами, слева направо в порядке перечисления.
2. Закрепить проволочную сетку в держателе так, чтобы ее нити были расположены по вертикали и горизонтали.
3. Отрегулировать по вертикали положение стоек рейтеров так, чтобы центры окна осветителя, сетки, линзы и проекционного экрана располагались на одной высоте вдоль скамьи.
4. Подсоединить блок питания осветителя к электрической сети и включить осветитель.
5. Установить линзу на таком расстоянии от окна осветителя, чтобы оно было несколько меньше двойного фокусного расстояния.
6. Найти положение экрана на скамье, при котором на нем возникает четкое изображение сетки. По возможности вывести изображение в центр экрана, слегка смещая предмет предмет и регулируя положение стоек.
7. Рейтер с держателем масок установить примерно на фокусном расстоянии от линзы и вставить в держатель горизонтально щель. Проследить, чтобы края освещающего щель пучка перекрывались корпусом щели.
8. Осторожно меняя ширину щели, добиться, чтобы на экране исчезло изображение горизонтальных нитей сетки и осталось только изображение вертикальных нитей.
9. Оценить величину получившейся ширины щели и сравнить ее с ожидаемым теоретическим значением.
10. Зарисовать схему расположения оптических элементов и изображения на экране до и после фильтрации.

Задание 2. Наблюдение обращения контраста при расфокусировке изображения.

Порядок выполнения задания.

1. Удалить со скамьи держатель масок.
2. Установить в держателе предметов рамку с сеткой круглых отверстий.
3. Получить изображение сетки на экране.
4. Небольшими перемещениями экрана по скамье добиться обращения контраста в изображении.
5. Зарисовать схему расположения оптических элементов и изображения на экране до и после перемещения.
6. Убедиться, что существует несколько положений экрана с обращенным контрастом в изображении.

Задание 3. Выделение изображения из расфокусированного пучка.

Порядок выполнения задания.

1. Получить резкое изображение сетки, как в пунктах 1-3 предыдущего задания.
2. Придвинуть экран к линзе до полного исчезновения изображения и почти равномерной засветки экрана.

3. Не меняя положения экрана, поместить между ним и линзой предварительно широко открытую щель. Проследить, чтобы края освещающего щель пучка перекрывались ее корпусом.
4. Изменяя ширину щели, добиться появления на экране неполного изображения сетки в виде полос.
5. Заменить щель маской с отверстием и добиться полного изображения сетки.
6. Зарисовать схему расположения оптических элементов и изображения на экране до и после фильтрации.

Контрольные вопросы

1. Как определяются дифракционная угловая расходимость и дифракционная длина?
2. Какую дифракционную картину создает амплитудная синусоидальная дифракционная решетка?
3. Что такое пространственная частота и пространственный спектр?
4. Каково назначение каждого из оптических элементов в схеме опыта Аббе по пространственной фильтрации?
5. В чем отличия пространственной фильтрации при когерентном и некогерентном освещении?
6. Почему уменьшение диафрагмы фотообъектива увеличивает резкость изображения?

Литература

Основная

1. Д.В.Сивухин. Общий курс физики. Оптика. - М.: Наука, 1980.
2. Г.С.Ландсберг. Оптика.-М.: Наука, 1976.
3. Л.И.Голубенцева. Введение в оптическую голографию.- Саратов: СГУ, 1964
4. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. Физическая оптика: Учебник. – М.: Изд-во Моск. Ун-та, 1998.
5. Бутиков Е.И. Оптика. – С.-Петербург: Невский Диалект: БХВ-Петербург, 2003.

Дополнительная

6. Физический энциклопедический словарь, гл. ред. А. М. Прохоров.- М: Большая Российская энциклопедия, 1995.
7. А. А. Детлаф, Б. М. Яворский. Курс физики. - М: Высшая школа, 1989.
8. Дж. Гудмен. Введение в Фурье - оптику, М: Мир, 1970.
9. А. Козанне, Ж. Флере, Г. Мэтр, М. Руссо. Оптика и связь.- М: Мир, 1984.
10. Ю. П. Тимофеев, С. А. Фридман, М. В. Фок. Преобразование света. - М: Наука, 1985.