

Лабораторная работа 3-13

ПОСТРОЕНИЕ ЗОН ФРЕНЕЛЯ

С.М. Курашев

Цель работы

Изучить явление дифракции Френеля на круглом отверстии. Научиться рассчитывать радиусы зон Френеля и определять результат дифракции в зависимости от количества зон, помещающихся в плоскости отверстия. Изучить работу зональной пластинки.

Теоретическое введение

Согласно Френелю интерференцию волн, дифрагированных препятствием, можно исследовать путем разбиения первичного волнового фронта на так называемые зоны Френеля. Под первичным волновым фронтом подразумевается волновой фронт падающего на препятствие волнового излучения, непосредственно примыкающий к плоскости препятствия, при этом часть волновой поверхности, избежавшая поглощающего воздействия препятствием, рассматривается как непрерывная совокупность вторичных когерентных волновых источников. При разбиении волнового фронта на зоны руководствуются следующим принципом, впервые сформулированным Френелем – оптическая разность хода от сходных точек соседних зон до точки наблюдения P должна отличаться на $\lambda/2$. Это означает, что для каждой зоны (кольца) расстояние до точки наблюдения от внешней границы кольца на $\lambda/2$ превышает расстояние от внутренней границы до этой же точки.

Из вышесказанного следует, что вторичные волны, образованные соседними зонами, приходят в точку наблюдения P с противоположными фазами, таким образом, взаимно уничтожая друг друга. Полное взаимное уничтожение вторичных волн от соседних зон Френеля возможно в случае равенства их геометрических площадей. Для круглого отверстия или для поглощающего диска геометрическая форма зон Френеля определяется осевой симметрией экспериментальной

установки, при этом зоны Френеля являются концентрическими кольцами. В этом случае нетрудно показать приближенное равенство площадей соседних зон Френеля (более строго – равенство с точностью до малых высших порядков).

На приведенном ниже рисунке изображен первичный волновой фронт точечного источника S , который является сферической поверхностью. Источник световой волны S располагается на расстоянии a от плоскости поглощающего экрана (не изображен на рисунке), а точка наблюдения P – на расстоянии b по другую сторону от экрана. Первичный волновой фронт в соответствии с принципом Френеля разбит на зоны.

Если источник удалить на бесконечность, что соответствует предельному переходу $a \rightarrow \infty$, сферическая волновая поверхность первичного фронта волны выродится в плоскость ($R \rightarrow \infty$). Такую волну называют плоской. В данной экспериментальной работе изучается дифракция плоской монохроматической волны на плоском экране, представляющем собой зональную (или зонную) пластинку.

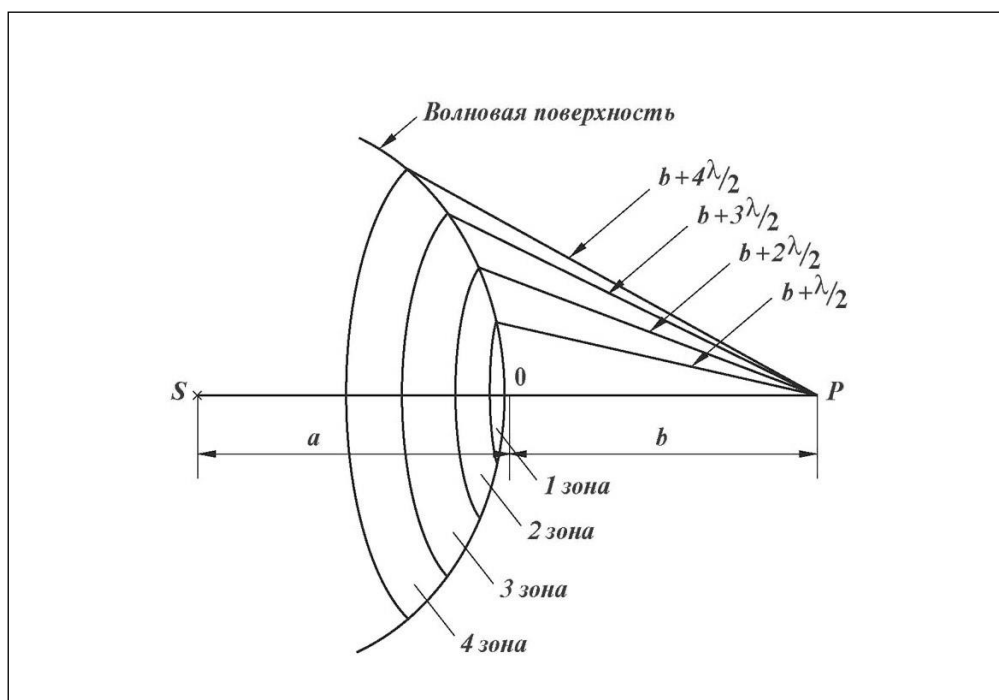


Рис.13.1. Зоны Френеля.

Количественный расчет амплитуды E_p колебаний в точке P при этом существенно упрощается. Так если препятствие – отверстие радиуса R в непроницаемой плоскости и центр отверстия лежит на отрезке SP (см. рис.13.1.), система обладает очевидной аксиальной (т.е. осевой) симметрией - вращение вокруг оси SP не меняет условия. Волновая поверхность S разбивается на кольцевые зоны Френеля, построенные так, что расстояние от краёв каждой зоны до точки P отличается на $\frac{\lambda}{2}$. Каждой точке поверхности любой из зон Френеля соответствует аналогичная точка в соседней зоне, колебания от которой в точке P отличается по фазе на $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{2} = \pi$. Поэтому результирующие колебания, создаваемые каждой из соседних зон в целом, находятся в противофазе. Согласно принципу суперпозиции суммарная амплитуда световых колебаний в точке наблюдения P , будет определяться алгебраической суммой вкладов всех кольцевых зон Френеля. Поскольку колебания соседних зон антифазны, вклад в результирующую амплитуду четного числа зон Френеля равен нулю.

Таким образом, результирующая амплитуда световых колебаний в точке наблюдения определяется числом зон укладывающихся в отверстии. При четном числе зон имеем практически нулевую амплитуду, при нечетном – максимально возможную, равную приблизительно вкладу одной не скомпенсированной зоны. При не целом числе зон, помещающихся в отверстии, имеем промежуточную по величине амплитуду (не нулевую, но и не максимальную).

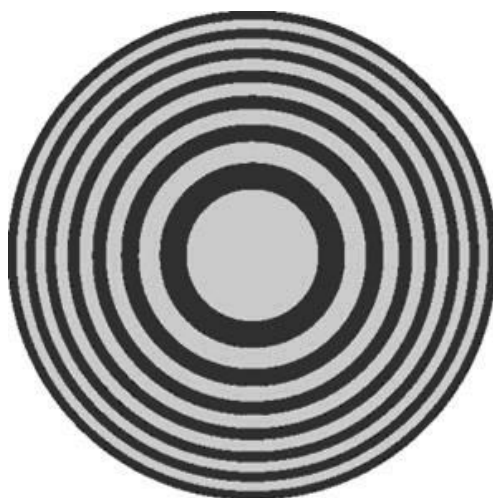


Рис.13.2. Зональная пластинка.

Используя так называемую зональную пластинку (рис.13.2.), которая состоит из чередующихся прозрачных и непрозрачных зон Френеля, можно исключить вклад сразу всех четных зон или всех нечетных зон:

$$E_1 = E_3 = E_5 = \dots = E_{2n+1} = \dots = 0$$

или

$$E_2 = E_4 = E_6 = \dots = E_{2n} = \dots = 0.$$

Число n открытых только нечётных или n открытых только чётных зон дают амплитуду колебаний $E = nE_1$, а интенсивность $I = n^2 I_1 = n^2 \cdot 4I_\infty$, в силу синфазности чередующихся зон. В точке наблюдения P амплитуда E_∞ в отсутствии зональной пластинки равна $E_1/2$ (половины амплитуды первой зоны). Таким образом, используя зональную пластинку, получаем увеличение амплитуды в $2n$ раз, а интенсивности в $4n^2$ раз в точке наблюдения P . Из сказанного следует, что зональная пластинка действует аналогично собирающей линзе, фокусируя световую энергию в точке P .

Обозначим расстояние от точки P , являющейся центром «конструктивной» интерференции, до центра зональной пластинки как f_1 . Тогда для радиусов зон Френеля $r_n (n = 1, 2, 3, \dots)$:

$$r_n^2 = \left(f_1 + n \frac{\lambda}{2} \right)^2 - f_1^2 = n f_1 \lambda + n^2 \frac{\lambda^2}{4} \approx n f_1 \lambda, \quad (13.1)$$

где используется условие $n f_1 \lambda \gg n^2 \frac{\lambda^2}{4}$.

С учетом этого, из (13.1) получаем соотношение между радиусом r_n и фокусным расстоянием f_1 :

$$r_n = (nf_1\lambda)^{1/2} \rightarrow f_1 = r_n^2 \cdot \frac{1}{n\lambda}. \quad (13.2)$$

Если точка наблюдения P смещается вдоль прямой OP (см. рис.13.1) по направлению к зональной пластинке, по мере продвижения наблюдается периодическое чередование ярких точек с затемненными промежутками между ними, что естественно интерпретировать как наличие последовательности фокальных точек у зональной пластинки. Фокусные расстояния фокальных точек произвольного порядка связаны с главным фокусом f_1 соотношением

$$f_m = f_1/m, \quad m = 1,3,5,\dots \quad (13.3)$$

Мы видим, что каждой фокальной точке сопоставляется целое нечетное число m , которое можно рассматривать как метку фокальной точки. Например, существуют фокальные точки первого, третьего и т.д. порядков; соответственно, не существует фокальных точек второго, четвертого и т.д. порядков.

Появление этих фокальных точек высших порядков связано с оптической разностью хода лучей, пришедших в точку наблюдения P_m из соседних зон, равной соответственно (см. рис. 13.3):

$$\frac{3}{2}\lambda, \frac{5}{2}\lambda, \frac{7}{2}\lambda, \dots, m\frac{\lambda}{2}, \quad m = 3,5,7,\dots$$

Делая в соотношении (13.1) подстановку

$$\frac{\lambda}{2} \rightarrow m \cdot \frac{\lambda}{2},$$

получим выражение аналогичное (13.2) для фокусного расстояния f_m , а именно:

$$r_n = (nf_m \cdot m \cdot \lambda)^{1/2} \rightarrow f_m = r_n^2 \cdot \frac{1}{n \cdot \lambda \cdot m} = \frac{f_1}{m}. \quad (13.2')$$

Зональная пластинка, используемая в данном эксперименте, имеет 20 зон, при этом радиус первой светлой центральной зоны $r_1 = 0,6 \text{ мм}$. Следующие радиусы определяются соотношением

$$r_n = n^{1/2} \cdot 0,6 \text{ мм}. \quad (13.4)$$

Длина световой волны, используемой при освещении зональной пластинки, определяется качеством используемого источника монохроматического излучения. В данном случае это - гелий-неоновый лазер, производящий высоко когерентное излучение с длиной волны $\lambda = 632,8 \text{ нм}$.

На рис.13.3 рассматриваются первые несколько колец зональной пластинки, освещенной плоской волной (параллельным пучком).

Интенсивность света в каждой фокальной точке можно увеличить еще в четыре раза, если во всех четных зонах (или во всех нечетных зонах) вместо непрозрачного покрытия использовать тонкое лаковое напыление, сдвигающее фазы вторичных волн на дополнительное значение равное π . В этом случае амплитуды колебаний в соседних зонах Френеля будут синфазны и результирующая амплитуда возрастет в два раза, а интенсивность соответственно в четыре. Впервые такую усовершенствованную зональную пластинку изготовил Вуд.

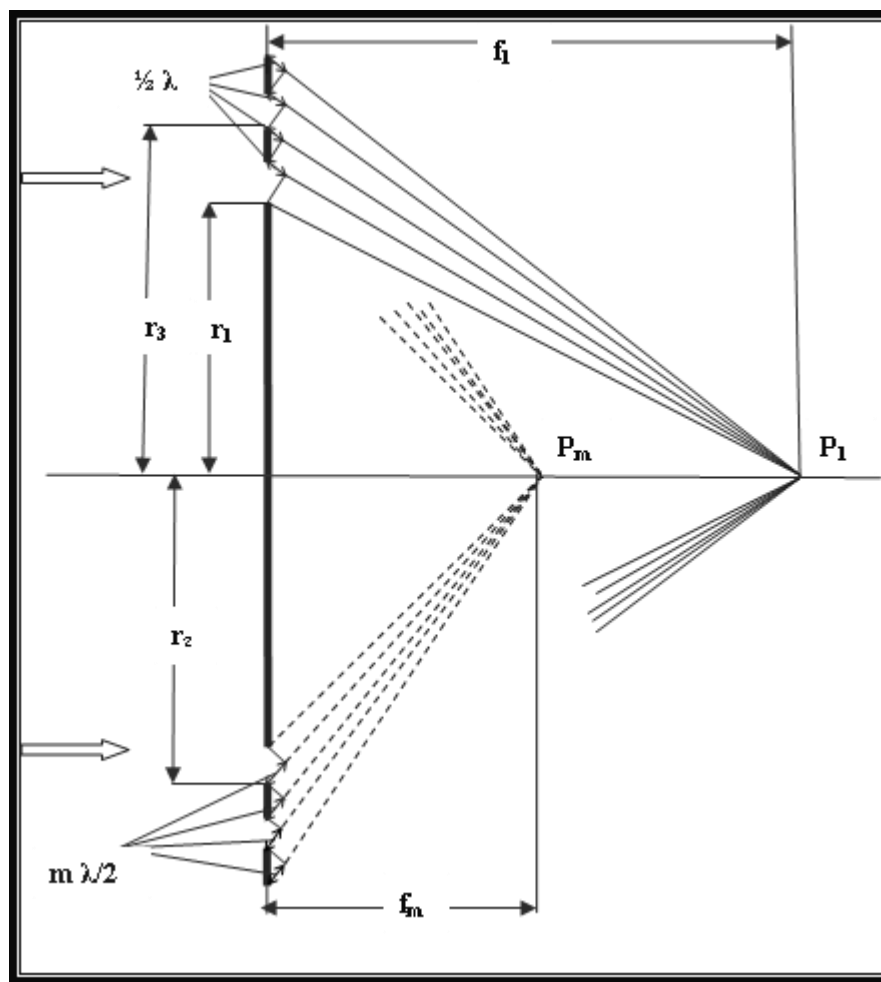


Рис.13.3. Геометрия зональной пластинки.

Описание экспериментальной установки

Общий вид экспериментальной установки показан на рис. 13.4.

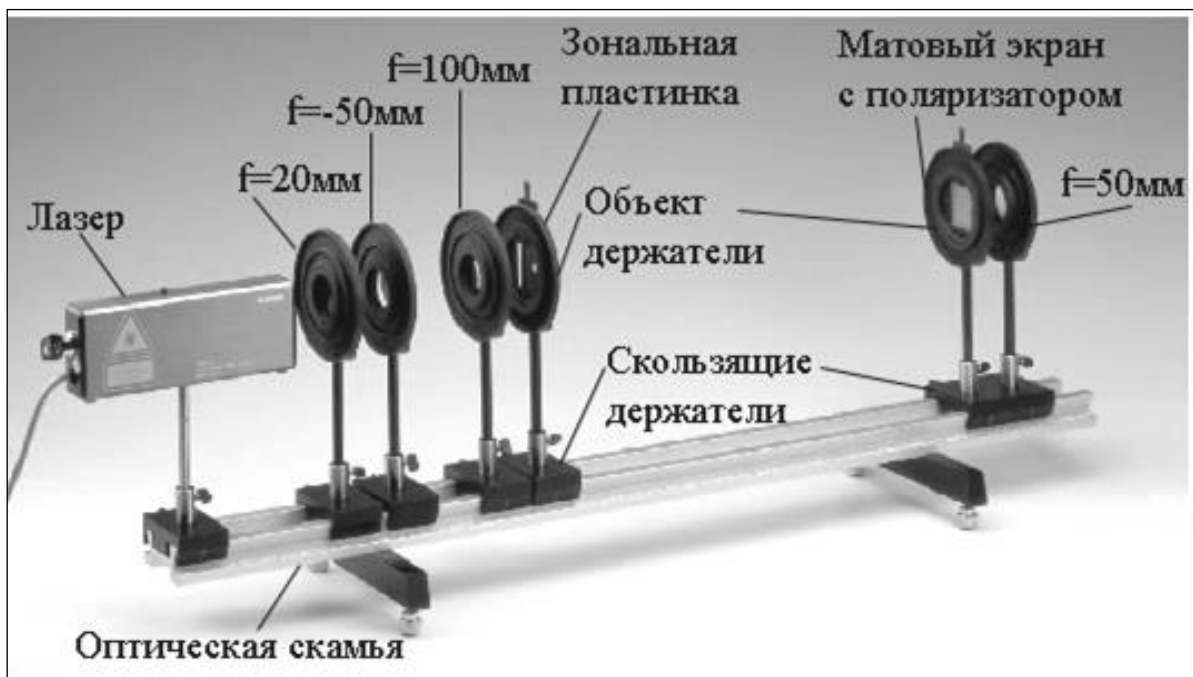


Рис. 13.4. Экспериментальная установка для определения фокальных точек зональной пластинки.

Скользящий держатель, на котором крепится лазер, помещают в начале оптической скамьи. Расположенные вслед за лазерным излучателем линзы L_1 , L_2 , L_3 , образуют (при правильной настройке) телескопическую систему, уширяющую параллельный лазерный пучок от поперечных размеров $\Delta \sim 0,6$ мм до размеров $D \sim 6$ мм, и, таким образом, имеющую коэффициент увеличения $k \sim 10$.

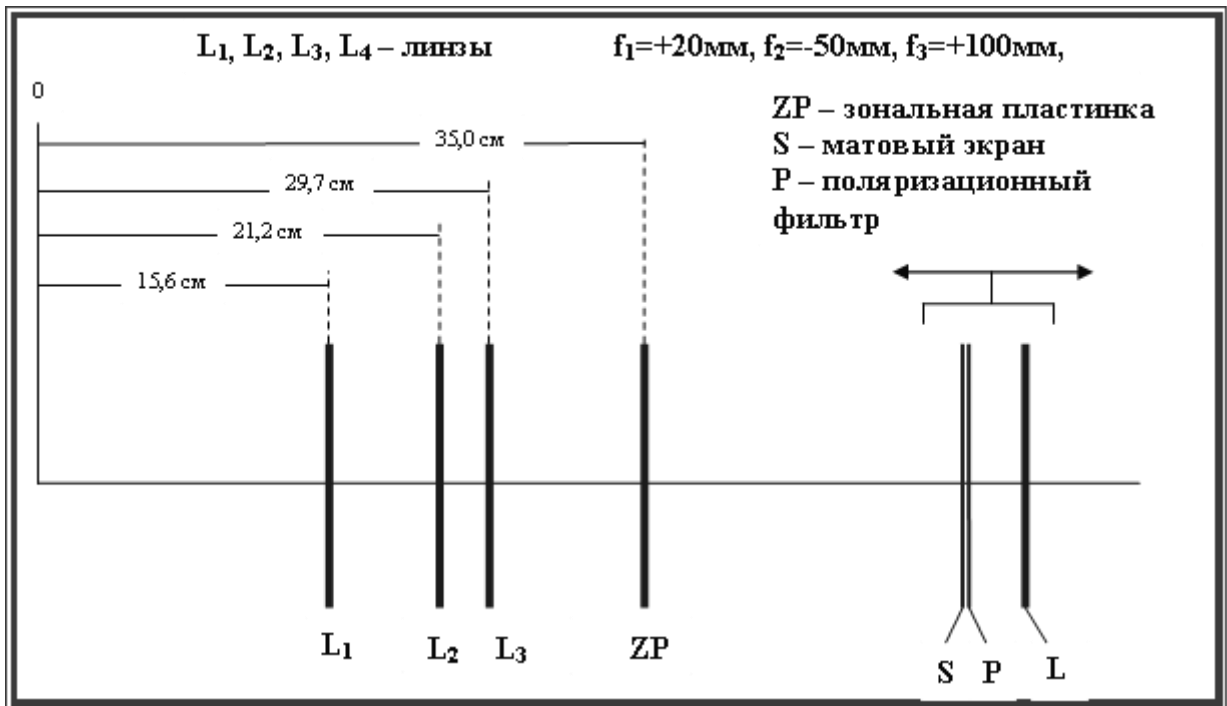


Рис.13.5. Схема расположения оптических приборов.

Рассеивающая линза L_2 , помещенная между окуляром L_1 и объективом L_3 , позволяет уменьшить расстояние между этими собирающими линзами и, тем самым, сократить длину оптической скамьи для проведения измерительных перемещений матового экрана.

Правильные результаты для различных фокусных расстояний зональной пластинки могут быть получены только при условии параллельности падающих лучей.

Осторожное перемещение линз L_2 и L_3 позволяет получить параллельность пучка на расстоянии в пределах нескольких метров (теоретический предел в данных условиях составляет ограничение порядка 10 метров). Согласно волновой природе лазерного пучка длиной волны λ и поперечного диаметра D угловое расхождение пучка имеет порядок $\Delta\gamma \sim \frac{\lambda}{D}$. Следовательно, на

расстоянии распространения l пучок получает уширение $\Delta \sim l \cdot \frac{\lambda}{D}$, которое, в силу требования

параллельности, должно удовлетворять условию $\Delta \ll D$, или $l \cdot \frac{\lambda}{D} \ll D$. Разрешая последнее

соотношение, получим предельное ограничение на расстояние распространения пучка, при котором пучок может считаться параллельным:

$$l \ll \frac{D^2}{\lambda}.$$

Численные оценки дают:

$$l \ll \frac{(5 \cdot 10^{-3})^2}{632,8 \cdot 10^{-9}} \approx 40(\text{м}).$$

Отметим, что принималась идеальная монохроматичность лазерного пучка. Более реальный взгляд на условия эксперимента позволяет считать расстояние 10 м предельным условием. Оптическая скамья имеет длину 1м. В пределах этого расстояния параллельность лазерного пучка может быть проконтролирована с помощью тест диафрагмы. Берется лист черного картона или плотной бумаги размером $5 \times 5 \text{ см}^2$, в центре которого обычным канцелярским дыроколом пробивается отверстие диаметром 5 мм. Получившаяся диафрагма вставляется в объект-держатель ($5 \times 5 \text{ см}^2$), который, в свою очередь, с помощью скользящего держателя устанавливается и может перемещаться вдоль оптической скамьи, контролируя поперечную ширину лазерного пучка.

После того, как обеспечена параллельность лазерного пучка, положение линз L_1, L_2 и L_3 фиксируется, в объект-держатель вместо тест-диафрагмы вставляется зональная пластинка, положение которой на оптической скамье определено согласно схеме на рис.5. Изображение зональной пластинки наблюдают на экране из матового стекла, располагающегося вблизи противоположного конца оптической скамьи, глаз наблюдателя при этом располагается за экраном, фиксируя оптическое изображение в проходящем ослабленном пучке. Перед экраном располагается увеличивающая линза L_4 , которая предназначена для более удобного наблюдения фокальных точек; она выполняет функцию лупы, и при проведении измерений перемещается вместе с экраном вдоль оптической скамьи. Двигая матовый экран (совместно с линзой L_4) по направлению к зональной пластинке, фиксируем фокальные точки пластинки и определяем соответствующие им фокусные расстояния. Поляризационный фильтр, используемый для ослабления яркости изображения (примерно в два раза), устанавливается непосредственно вслед за экраном в том же объект-держателе.

Перед выполнением работы заполните табл. 13.1

Таблица 13.1

Технические данные приборов

Название прибора	Пределы измерений, технические характеристики	Число делений	Цена деления	Класс точности	Абсолютная приборная погрешность
Лазер гелий-неоновый	$\lambda = 632,8$ нм, 1,0 мВт, 220 В			$\gamma = 0,01\%$	0,1 нм
Зональная пластинка	$r_1 = 0,6$ мм	$n = 20$			
Линза L_1	$f_1 = +20$ мм				
Линза L_2	$f_2 = -50$ мм				
Линза L_3	$f_3 = +100$ мм				
Линза L_4	$f_4 = +50$ мм				
Матовый стеклянный экран	$50 \times 50 \times 2$ мм				
Поляризационный фильтр	50×50 мм				

Порядок выполнения работы

При выполнении работы необходимо строго соблюдать требования по технике безопасности и охране труда, установленные на рабочем месте студента в лаборатории.

Внимание! Никогда не подвергайте глаза действию прямого неослабленного лазерного пучка. Это опасно для зрения.

Оптическая юстировка установки

1. Установите оптические приборы согласно схеме рисунка рис.13.5.
2. Вместо зональной пластинки в объект-держателе поместите тест-диафрагму, медленно перемещая которую вдоль оптической скамьи, произведите тестирование светового пучка на параллельность. В процессе продвижения диафрагмы к концу оптической скамьи диаметр поперечного сечения пучка не должен превышать 5 мм. В противном случае, края диафрагмы приобретают красную окантовку. В этом случае необходимо осторожным перемещением линз L_2 и L_3 около исходных положений добиться желаемого результата.

Замечание 1. Только при параллельном пучке можно точно определить фокальные точки. Между тем процедура обеспечения параллельности по самой используемой методике носит явно случайный многофакторный характер. Этот момент является очевидным источником случайных погрешностей в процессе определения фокальных точек. Для того, чтобы оценить отмеченный класс погрешностей, необходимо провести серию измерений, каждый раз независимо проводя оптическую юстировку на параллельность пучка. Полученные результаты для каждой фокальной точки усредняются по количеству проведенных серий, случайные погрешности оцениваются по стандартной методике.

Замечание 2. Можно использовать зональную пластинку как тест-диафрагму. При этом нет необходимости извлекать ее из объект-держателя и заменять на диафрагму. Медленно передвигайте вдоль оптической скамьи зональную пластинку, при этом уширенный оптической системой лазерный пучок должен иметь в сечении плоскостью стеклянной пластинки с нанесенными на нее зонами Френеля круговое световое пятно, практически не изменяющееся при движении объект-держателя. Кроме того, пятно должно иметь совпадающий с кольцами Френеля

центр. Диаметр пятна должен быть равным внешнему диаметру зональной пластинки, или слегка превосходить его.

Определение фокальных точек и фокусных расстояний

1. Замените тест-диафрагму в объект-держателе на зональную пластинку (в случае, если вы использовали тест-диафрагму для контроля параллельности светового пучка) и установите ее в указанное на схеме рис.13.6.положение на оптической скамье.

2 Перемещайте матовый экран совместно с линзой L_4 вдоль оптической скамьи от противоположного края по направлению к зональной пластинке, последовательно фиксируя на экране появление ярких сфокусированных точек. Линза L_4 используется как лупа для комфортного наблюдения изображений на экране.

3. На матовом экране наблюдайте систему концентрических колец, напоминающих кольца зональной пластинки. В центре системы колец при перемещении экрана возникает яркое сконцентрированное пятно, которое при последовательном однонаправленном смещении экрана становится ярче, достигая максимума яркости. Однако при дальнейшем смещении в том же направлении яркость пятна начинает монотонно убывать. Монотонное убывание яркости центрального пятна сменяется монотонным возрастанием и новым максимумом яркости и так далее. Каждой точке с максимальной яркостью соответствует фокальная точка некоторого порядка. Фокальная точка первого порядка (главная фокальная точка) является выделенной среди других точек - при перемещении экрана в направлении от зональной пластинки после этой точки наблюдается монотонное убывание яркости в центре экрана, т.е. фокальная точка 1-го порядка является крайней среди фокальных точек. Она же – самая яркая из фокальных точек. Напротив, двигаясь к зональной пластинке от главной фокальной точки, будем фиксировать возникающие фокальные точки 3-его, 5-ого, 7-ого и т.д. порядков. При этом последовательность фокальных точек находится в однозначном соответствии с последовательностью нечетных чисел. Положение каждой фокальной точки относительно оптической скамьи определяется моментом максимальной яркости в центре экрана.

4. Измерьте положение каждой такой точки относительно шкалы на оптической скамье.

5. Для каждой зафиксированной фокальной точки измерьте расстояние экрана до зональной пластинки, т.е. фокусное расстояние. После измерения нескольких фокусных расстояний в соответствии с индивидуальным заданием (не более пяти) проведите повторное измерение фокусных расстояний, перемещая экран обратно по направлению к концу оптической скамьи. Результаты двух измерений каждого из фокусных расстояний усредните, случайную погрешность каждого результата оцените. Если необходимо, согласно индивидуальному заданию, проведите дополнительные серии измерений фокусных расстояний зональной пластинки.

Замечание 3. Наличие системы концентрических колец, окружающих каждую фокальную точку на экране, связано с тем обстоятельством, что зональная пластинка содержит относительно небольшое число зон Френеля ($n \leq 20$). При увеличении числа зон n освещенность колец будет непрерывно убывать, в то время как яркость фокальных точек резко возрастать, а размеры уменьшаться. Теоретически при $n \rightarrow \infty$ зональная пластинка занимает всю плоскость, на экране в месте расположения фокальных плоскостей кольца отсутствуют, исключая яркую центральную фокальную точку, радиус которой стремится к нулю. Практически весь световой поток, падающий на зональную пластинку, сфокусируется в последовательности фокальных точек, располагающихся на оси симметрии, которая перпендикулярна плоскости пластинки и проходит через ее центр.

Тривиальным случаем зональной пластинки с $n = 1$ можно считать просто круглое отверстие. Тогда на оси симметрии, проходящей через центр отверстия и перпендикулярной плоскости отверстия, располагается последовательность фокальных точек: для точки P_1 в отверстии помещается одна зона Френеля, для точки P_3 в отверстии помещается три зоны, для точки P_5 помещается пять зон и т.д. Общая картина распределения освещенности определяется теорией Френеля, и наличие системы концентрических колец в каждой параллельной отверстию плоскости является общеизвестным фактом. Но это пример самой несовершенной зональной пластинки.

Обратно, изучая оптический эффект зональной пластинки, мы получаем возможность провести модельный эксперимент по исследованию дифракции Френеля на круглом отверстии. Эпитет «модельный» обязан тому факту, что измерения проводятся над зональной пластинкой, но

распределение интенсивности дифрагированного света качественно совпадает с распределением, создаваемым круглым отверстием радиусом равным радиусу первой зоны Френеля зональной пластинки. Количественно мы получаем результат: в каждой точке на оси симметрии интенсивность дифрагированного зональной пластинкой света ровно в n^2 (см. (13.1)) превосходит интенсивность дифрагированного круглым отверстием соответствующего радиуса ($r=r_1$). Здесь мы считаем, что зональная пластинка содержит ровно $2n$ зон Френеля.

Обработка результатов эксперимента

Прямыми измерениями в данной работе являются измерения фокусных расстояний зональной пластинки, т.е. расстояний между фокальными точками и зональной пластинкой. Результаты прямых измерений фокусных расстояний занесите в табл.13. 2.

Таблица 13.2

Результаты измерений фокусных расстояний

№	$f_1, \text{см}$	$\Delta f_1, \text{см}$	$f_3, \text{см}$	$\Delta f_3, \text{см}$	$f_5, \text{см}$	$\Delta f_5, \text{см}$	$f_7, \text{см}$	$\Delta f_7, \text{см}$	$f_9, \text{см}$	$\Delta f_9, \text{см}$
1		$(\Delta f_1)_{\text{сл}} =$		$(\Delta f_3)_{\text{сл}} =$		$(\Delta f_5)_{\text{сл}} =$		$(\Delta f_7)_{\text{сл}} =$		$(\Delta f_9)_{\text{сл}} =$
2										
...	
n										
–	$f_1 = \bar{f}_1 \pm \Delta f_1$		$f_3 = \bar{f}_3 \pm \Delta f_3$		$f_5 = \bar{f}_5 \pm \Delta f_5$		$f_7 = \bar{f}_7 \pm \Delta f_7$		$f_9 = \bar{f}_9 \pm \Delta f_9$	

Каждая серия прямых измерений фокусных расстояний располагается в соответствующей строке: №1 – измеряются фокусные расстояния f_1, f_3, \dots, f_9 при движении экрана по направлению к зональной пластинке; №2 – измеряются фокусные расстояния f_9, f_7, \dots, f_1 при обратном перемещении экрана по направлению к концу оптической скамьи; следующие серии проводятся в точном соответствии с индивидуальным заданием. По результатам проведенных измерений вычисляются усредненные значения фокусных расстояний:

$$\bar{f}_i = \sum_{k=1}^{k=n} (f_i)_k / n, \quad (13.5)$$

где $(f_i)_k$ - результат измерения фокусного расстояния f_i ($i = 1, 3, 5, 7, 9$) в k – ой серии прямых измерений. Случайная погрешность по n независимо проведенным сериям измерений определяется соотношением

$$(\Delta f_i)_{сл} = \sqrt{\sum_{k=1}^{k=n} \frac{\{\bar{f}_i - (f_i)_k\}^2}{n(n-1)}}, \quad (13.6)$$

при этом результат вычисления заносится в столбец табл. 13.2, следующий за столбцом результатов измерений фокусного расстояния f_i . Полная погрешность должна учитывать приборную погрешность измерительной шкалы и определяется выражением

$$\Delta f_i = (\Delta f_i)_{сл} + (\Delta f_i)_{пр}, \quad (13.7)$$

где $(\Delta f_i)_{пр} = 0,5 \text{ см}$.

Выходные результаты серий прямых измерений фокусных расстояний записываются в последней строке табл. 13.2.

Косвенными измерениями данной работы являются измерения радиусов колец зональной пластинки, которые вычисляются с использованием соотношения (13.2) и результатов прямого

измерения f_1 . Радиус n -ого кольца, таким образом, определяется соотношением $r_n = \sqrt{nf_1\lambda}$, где \bar{f}_1 - результат из табл. 13.2. Погрешность результата определите следующим образом:

$$\gamma_{r_n} = \frac{\Delta r_n}{r_n} = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta f_1}{\bar{f}_1} + \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right) \approx \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta f_1}{\bar{f}_1} \right),$$

$$\Delta r_n = \gamma_{r_n} \cdot r_n = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta f_1}{\bar{f}_1} \right) \cdot \sqrt{nf_1\lambda},$$
(13.8)

Δf_1 и \bar{f}_1 - результаты табл. 13.2., $\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \ll \frac{\Delta f_1}{\bar{f}_1}$, $\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \approx 0,01\%$ (обеспечивается техническими характеристиками гелий-неонового лазера).

Замечание 4. Радиусы колец зональной пластинки можно определить, используя результат измерения любого из фокусных расстояний, при этом, очевидно, погрешность возрастает с порядком m фокусного расстояния:

$$r_n = \sqrt{nf_m m \lambda},$$

$$\gamma_{r_n} = \frac{\Delta r_n}{r_n} \approx \frac{1}{2} \frac{\Delta f_m}{\bar{f}_m},$$

$$\frac{\Delta f_m}{\bar{f}_m} > \frac{\Delta f_n}{\bar{f}_n}.$$
(13.9)

Полученные значения радиусов колец Френеля запишите в табл. 13.3, где в левом столбце для сравнения приводятся теоретические значения радиусов, т.е. характеристики используемой зональной пластинки, вычисляемые по формуле $r_n = \sqrt{n} \cdot 0,6 \text{ мм}$ (справедливой только для данной зональной пластинки).

Таблица 13.3

Радиусы колец зональной пластинки

n	r_n (теор.), мм	r_n (экспер.), мм	Δr_n , мм

1	0,60		
2	0,85		
3	1,04		
4	1,20		
5	1,34		
...
20	2,68		

В табл. 13.4 поместите все пять измеренных фокусных расстояний. Для сравнения в левый столбец запишите теоретические значения фокусных расстояний, вычисленные согласно соотношениям (13.3), (13.4) и известному параметру зональной пластинки радиусу первого кольца $r_1 = 0,6\text{мм}$:

$$f_1 = \frac{r_1^2}{\lambda}, f_m = \frac{f_1}{m} \rightarrow (m = 1, 3, 5, 7, \dots).$$

Таблица 13.4

Фокусные расстояния зональной пластинки

m	f_m (теор.), см	f_m (экспер.), см	Δf_m , см
1	56,9		
3	19,0		
5	11,4		
7	8,1		

9	6,3		
---	-----	--	--

Экспериментальные значения фокусных расстояний из табл.13.4 используйте для построения графической зависимости фокусного расстояния от обратной величины m порядка соответствующей фокальной точки. На рис.13.6. приведен аналогичный график, построенный по теоретическим значениям, т.е. по данным из левого столбца. Линейная зависимость исследуемых графически величин соответствует теоретическому соотношению (13.3) между фокусными расстояниями различных порядков.

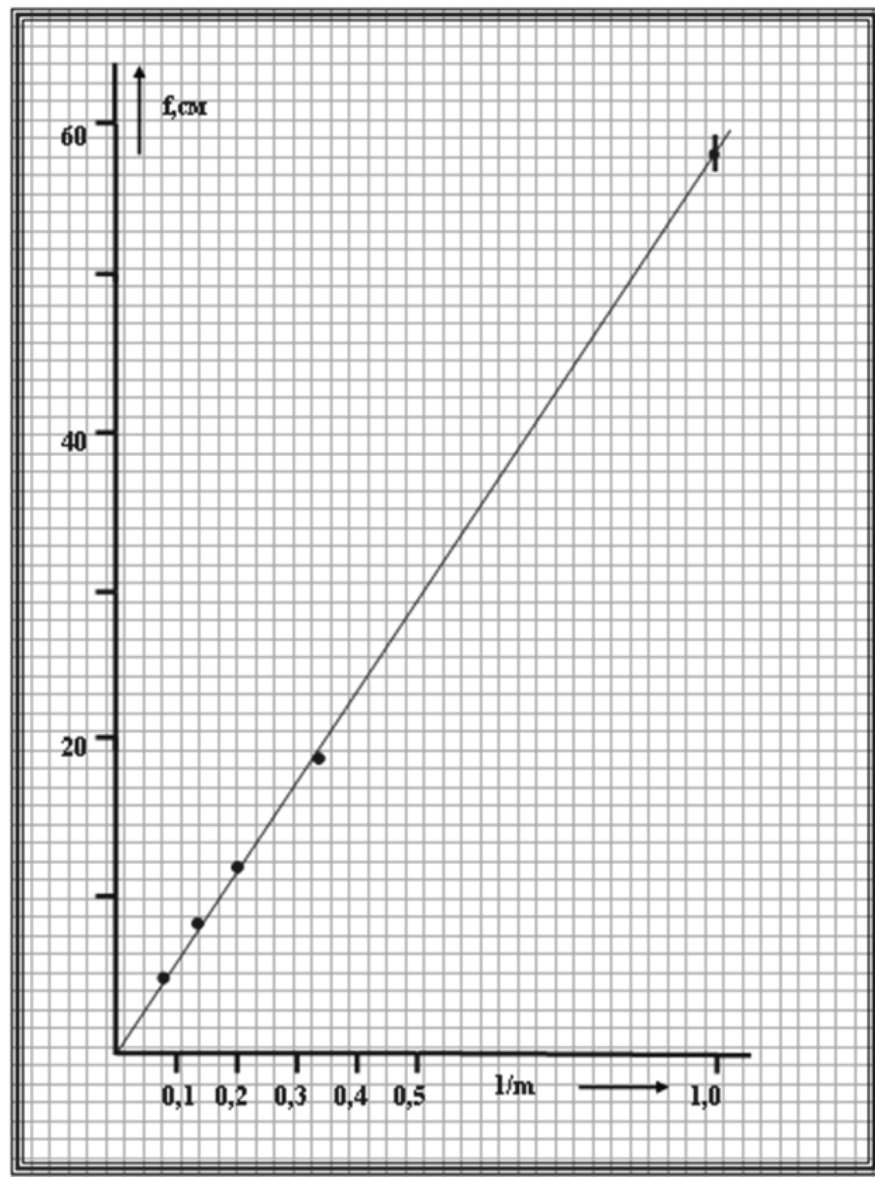


Рис.13.6. Зависимость фокусных расстояний как функция обратной величины порядкового значения соответствующих фокальных точек

Библиографический список

а) основной

1. *Савельев И.В.* Курс общей физики. В 5 кн. - М.: АСТ: Астрель, 2005. Кн. 4, С.106 – 118.
2. *Капуткин Д.Е.* Физика. Обработка результатов измерений при выполнении лабораторных работ: учебное пособие. / Д.Е. Капуткин, А.Г. Шустиков. – М.: МИСиС, 2007. – 108 с.

б) дополнительный

3. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики. М.: Физматлит. 2004. Т. 4. С. 262 – 275.
4. *Ландсберг Г.С.* Оптика М.: Физматлит. 2003. С. 24 – 39; 138 – 150.

Контрольные вопросы

1. Сформулируйте принцип Гюйгенса - Френеля как теоретическую основу для практических расчетов эффектов дифракции. Какую принципиальную теоретическую концепцию добавил Френель, усовершенствовав известный до него принцип Гюйгенса?
2. Рассмотрите вывод выражения для радиуса кольцевых зон Френеля и покажите приближенное равенство площадей отдельных зон для заданной точки наблюдения эффекта дифракции на оси симметрии круглого отверстия.
3. Почему зонная пластинка имеет теоретически бесконечное число фокальных точек? Какое соотношение связывает фокусные расстояния двух произвольных фокальных точек?

4. Как относятся амплитуды световых колебаний в точке наблюдения на оси симметрии напротив круглого отверстия, в которое помещается ровно три зоны Френеля, в случае наличия экрана с отверстием и при отсутствии последнего?

5. Как относятся интенсивности световых колебаний в точке наблюдения на оси симметрии напротив круглого отверстия, в которое помещается ровно три зоны Френеля, в случае наличия экрана с отверстием и при отсутствии последнего?

6. Что называют зонной (зональной) пластинкой? Как ее можно усовершенствовать?

