

А.Г. Боровой, В.В. Демин, Н.И. Вагин, В.А. Донченко

КОЛЬЦА ФРЕНЕЛЯ ПРИ ВОССТАНОВЛЕНИИ ГОЛОГРАММЫ РАССЕИВАЮЩЕЙ СРЕДЫ

Приведено теоретическое описание поля, восстановленного с голограммы рассеивающей среды. Проанализировано распределение интенсивности в фокальной плоскости линзы, расположенной за голограммой. Показано, что в этой плоскости наблюдаются две наложенные картины. Первая картина полностью соответствует малоугловому спектру излучения, рассеянного ансамблем частиц, и ее вид не зависит от расстояний между средой, голограммой и линзой. Вторая картина представляет собой кольца Френеля и зависит от расстояния между средой и голограммой. Представлены экспериментальные результаты.

1. Введение

Среди различных методов оптической диагностики и регистрации светорассеивающих сред (аэрозоль, гидрозоль и т.д.) особое место занимает голографический метод. Действительно, голограмма рассеивающей среды позволяет многократно воспроизводить оптическое поле, рассеянное этой средой, и извлекать информацию о параметрах макрочастиц среды. Обычно для этого при помощи оптической системы анализируют восстановленные с голограммы изображения частиц и получают наиболее полную информацию о размере, форме и расположении в пространстве каждой частицы. Однако такая методика занимает много времени и, следовательно, эффективна лишь для ансамблей с малым количеством частиц.

При имеющейся голограмме рассеивающей среды для оперативного измерения таких интегральных характеристик, как распределение частиц по размерам, можно совместить операцию восстановления поля с голограммы с некоторой стандартной операцией оптической диагностики среды. Так, в экспериментах, описанных в [1–3], за освещенной голограммой непосредственно помещался малоугловой измеритель интегрального распределения частиц по размерам.

Но, как известно, восстановленное с плоской голограммы поле не полностью эквивалентно исходному записанному на голограмму полю. Восстановленное поле состоит из двух слагаемых: из исходного и сопряженного ему поля. Каждое из этих двух слагаемых может оказаться помехой при конкретных измерениях. Помехой при измерениях может служить также и интерференция между этими полями. Кроме того, каждое из слагаемых может нести некоторую дополнительную информацию о среде, поэтому для интерпретации измерений, выполненных в восстановленном с голограммы поле, требуется учитывать оба слагаемых.

В данной статье в разделах 2–4 теоретически рассмотрено поле, восстановленное с плоской осевой голограммы ансамбля частиц. Показано, что в фокальной плоскости линзы анализирующего прибора, например, малоуглового измерителя распределения частиц по размерам, как исходное, так и сопряженное поле дают одно и то же распределение интенсивности (фраунгоферовы кольца дифракции на частицах). Интерференция между этими полями приводит к более мелкомасштабным френелевым кольцам, которые, по-видимому, исследовались только авторами [4].

В разделе 5 приводятся результаты эксперимента по наблюдению френелевых колец.

2. Голография рассеивающих сред

Световые поля, возникающие в голографии рассеивающих сред, легко описывается аналитически, так как они представляют собой просто суперпозицию сферических волн. В рамках часто употребляемого в теории распространения волн параболического уравнения такая сферическая волна имеет вид

$$U_j(x, \rho) = \varphi_j \left(\frac{\rho - \rho_j}{x - x_j} \right) \exp \left[\frac{i k (\rho - \rho_j)^2}{2(x - x_j)} \right] / (x - x_j), \quad (1)$$

где $k = 2\pi / \lambda$, λ – длина волны; x – продольная и $\rho = (y, z)$ – поперечные координаты, точка (x_j, ρ_j) является точкой фокусировки волны. Сомножитель $(x - x_j)^{-1} \exp [i k (\rho - \rho_j)^2 / 2 (x - x_j)]$ описывает изотропную сферическую волну, а угловая функция φ , значительно более медленно изменяющаяся по сравнению с экспонентой, модулирует сферическую волну по амплитуде и фазе. Обычно угловая функция φ обращается в нуль вне некоторого конуса.

Заметим, что формула (1) описывает волну как до точки фокусировки $x < x_j$, так и после нее $x > x_j$. Действительно, при $x > x_j$ множитель $(x - x_j)^{-1} \exp [i k (\rho - \rho_j)^2 / 2 (x - x_j)]$ описывает сферическую волну, уходящую вправо от точки фокусировки $x = x_j$.

При переходе точки наблюдения в область $x < x_j$ меняется знак в сомножителе $x - x_j$. Изменение знака в показателе экспоненты превращает сферическую волну из расходящейся в сходящуюся. Изменение знака в сомножителе $(x - x_j)^{-1}$ эквивалентно сдвигу фазы волны на π ($\exp(i\pi) = -1$) при прохождении точки фокусировки. Этот сдвиг фазы хорошо известен в оптике. Что касается изменения знака в сомножителе $x - x_j$ в аргументе угловой функции φ , то угловая функция сохраняется при одновременном изменении знака в сомножителе $\rho - \rho_j$. Это соответствует очевидному сохранению значения угловой функции на луче, проходящем через точку фокусировки.

В дальнейшем для упрощения изложения мы будем рассматривать ансамбли частиц с размерами b , намного превышающими длину волны

$$b \gg \lambda, \quad (2)$$

Обобщение рассмотрения на случай $b < \lambda$ не представляет никаких трудностей.

Пусть плоская волна

$$U_0 = 1, \quad (3)$$

распространяющаяся в направлении оси x , рассеивается на частице с центром в точке (x_j, ρ_j) . На расстояниях $(x - x_j) \gg k b^2$, т.е. в волновой зоне, рассеянное поле будет описываться сферической волной (1), угловая функция при этом называется амплитудой рассеяния f . Известно, что под малыми углами рассеяния

$$\Theta = |(\rho - \rho_j) / (x - x_j)| \lesssim \lambda / b \quad (4)$$

амплитуда рассеяния образуется за счет дифракции волны на тени частицы, т.е. за счет дифракции на черном экране, соответствующем проекции частицы на плоскость $x = \text{const}$

$$f_j(\mathbf{n}) = \frac{i}{\lambda} \int \exp(-i k \mathbf{n} \cdot \rho) S_j(\rho) d\rho; \quad (5)$$

$$S_j(\rho) = \begin{cases} 1 & \text{внутри тени частицы,} \\ 0 & \text{вне ее,} \end{cases} \quad (6)$$

где $\mathbf{n} = (\rho - \rho_j) / (x - x_j)$. Заметим, что выражение (6) справедливо для большинства встречающихся на практике частиц. Исключение составляют большие ($b \gg \lambda$) оптически мягкие частицы, внутри которых набег фазы волны не превышает 2π . В этом случае говорят об аномальной дифракции.

При записи осевой голограммы рассеивающих сред на фотопластинку приходит суперпозиция падающей (3) и рассеянной волн

$$U = 1 + \omega, \quad (7)$$

где рассеянная волна является суперпозицией волн, рассеянных на каждой частице

$$\omega = \sum U_j = \sum \frac{1}{x-x_j} f_j \left(\frac{\rho-\rho_j}{x-x_j} \right) \exp \left[\frac{i k (\rho-\rho_j)^2}{2 (x-x_j)} \right]. \quad (8)$$

Почернение фотопластинки пропорционально интенсивности поля

$$I = |1 + \omega|^2 = 1 + \omega + \omega^* + |\omega|^2 \approx 1 + \omega + \omega^*. \quad (9)$$

Квадратичным значением рассеянного поля здесь можно пренебречь ввиду оценки

$$|U_j| \sim |f_j| / (x-x_j) \leq k b^2 / (x-x_j) \ll 1. \quad (10)$$

При восстановлении голограммы, т.е. при ее освещении плоской волной (3), поле за голограммой согласно (9) будет состоять из трех слагаемых

$$U = 1 + \omega + \tilde{\omega}. \quad (11)$$

Здесь первое слагаемое – это падающее поле. Второе слагаемое – поле, рассеянное ансамблем частиц, которое создает мнимое изображение. Третье слагаемое – это дополнительное поле, образуемое слагаемым ω^* на голограмме, которое создает за голограммой действительное изображение объекта.

В данном случае слагаемое ω^* формирует суперпозицию сферических волн с точками фокусировки (κ_j, ρ_j) , являющихся зеркально-симметричными относительно плоскости голограммы точками для центров частиц (x_j, ρ_j) . Обозначим положение голограммы на оси x как при записи, так и при восстановлении как x_0 , тогда

$$\kappa_j = 2 (x_0 - x_j) + x_j = 2 x_0 - x_j. \quad (12)$$

Поле $\tilde{\omega}$ будет суперпозицией сферических волн

$$\tilde{\omega} = \sum \tilde{U}_j, \quad (13)$$

которые описываются выражением (1)

$$\tilde{U}_j = \left(-\frac{1}{x-\kappa_j} \right) f_j^* \left(-\frac{\rho-\rho_j}{x-\kappa_j} \right) \exp \left[\frac{i k (\rho-\rho_j)^2}{2 (x-\kappa_j)} \right]. \quad (14)$$

Здесь дополнительные по сравнению с (8) множители (-1) обеспечивают выполнение условия

$$\tilde{\omega}(x_0, \rho) = \omega^*(x_0, \rho). \quad (15)$$

Заметим, что в окрестности точки фокусировки (κ_j, ρ_j) волна U_j дает изображение частицы. Поэтому так же, как и для поля U_j в ближней зоне $|x-\kappa_j| \ll k b^2$ выражение для рассеянного поля в виде сферической волны (14) не действительно. Обычно это обстоятельство несущественно, так как, во-первых, ближняя зона обычно невелика. Во-вторых, многие теоретические результаты, полученные в рамках сферических волн, не изменяются, если использовать точное выражение для рассеянного поля.

3. Восстановленное поле в фокальной плоскости линзы

В известном оптическом методе измерения распределения частиц по размерам рассеянное на ансамбле частиц поле преобразуется линзовой системой и затем исследуется распределение интенсивности в фокальной плоскости линзы.

В связи с этим рассмотрим прохождение восстановленного с голограммы поля (11) через тонкую линзу. Для упрощения изложения ограничимся рассмотрением фокальной плоскости за линзой, наиболее интересной для приложений. Центр линзы примем за начало координат, а положение голограммы, как и ранее, будем обозначать x_0 (см. рис. 1).

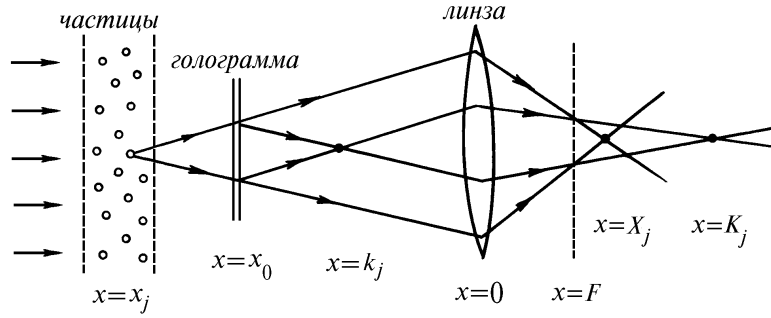


Рис. 1. Оптическая схема к расчету распределения интенсивности в фокальной плоскости линзы

Согласно стандартным формулам физической оптики поле U_j в фокальной плоскости определяется интегралом

$$U_j(F, \rho) = \int U_j(0, \rho') \exp\left(-\frac{ik\rho'^2}{2F}\right) \exp\left(-\frac{ik}{2\pi F}\right) \exp\left[\frac{ik(\rho' - \rho)^2}{2F}\right] d\rho', \quad (16)$$

где F – фокусное расстояние, первая экспонента описывает сдвиг фазы, осуществляемый линзой, а последующие множители – это стандартная функция Грина волнового параболического уравнения. После подстановки явного выражения для рассеянного поля получаем интеграл

$$U_j(F, \rho) = \frac{ik}{2\pi F x_j} \int f_j\left(\frac{\rho_j - \rho'}{x_j}\right) \exp\left[-\frac{ik(\rho' - \rho_j)^2}{2x_j}\right] \exp\left(-\frac{ik\rho'^2}{2F}\right) \exp\left[\frac{ik(\rho' - \rho)^2}{2F}\right] d\rho'. \quad (17)$$

Чтобы вычислить интеграл (17), воспользуемся некоторыми дополнительными соображениями. С одной стороны, заметим, что интеграл (17) вычисляется точно, если вынести за знак интеграла медленно изменяющуюся по сравнению с экспонентами амплитуду рассеяния и воспользоваться известной формулой для двумерного Фурье-образа от гауссоиды

$$\int \exp(i\alpha\rho^2 - i\beta\rho) d\rho = \frac{i\pi}{\alpha} \exp\left(-\frac{i\beta^2}{4\alpha}\right). \quad (18)$$

В результате

$$\frac{ik}{2\pi F x_j} \int \exp\left[-\frac{ik(\rho' - \rho_j)^2}{2x_j}\right] \exp\left(-\frac{ik\rho'^2}{2F}\right) \exp\left[\frac{ik(\rho' - \rho)^2}{2F}\right] d\rho' = \frac{1}{F} \exp\left[\frac{ik\rho^2}{2(F - X_j)}\right] \exp\left(-\frac{ik\rho\rho_j}{F}\right), \quad (19)$$

где X_j – положение на оси x изображения точки x_j , определяемое формулой линзы

$$-\frac{1}{x_j} + \frac{1}{X_j} = \frac{1}{F}. \quad (20)$$

Как и следовало ожидать, за линзой мы получим сферическую волну, сходящуюся в точку X_j . Вторая экспонента в (19) учитывает смещение центра частицы относительно оптической оси типичным для Фурье-оптики экспоненциальным множителем.

С другой стороны, образование сферической волны за линзой следует из тривиальных лучевых построений изображения в рамках геометрической оптики. В геометро-оптических построениях легко включить и угловую функцию, в частности амплитуду рассеяния. Очевидно, что значение угловой функции будет сохраняться на лучах и после их преломления линзой. Поэтому поле за линзой (17) с учетом амплитуды рассеяния можно записать в той же самой форме (19), но дополнить его значением амплитуды рассеяния для геометро-оптических лучей, пересекающих данную точку наблюдения.

Окончательно рассеянное одной частицей поле в фокальной плоскости линзы принимает вид

$$U_j(F, \rho) = \frac{1}{F} f_j \left(\frac{\rho}{F} \right) \exp \left[\frac{i k \rho^2}{2(F - X_j)} \right] \exp \left(- \frac{i k \rho \rho_j}{F} \right). \quad (21)$$

Теперь нетрудно записать и сопряженное поле (13) в фокальной плоскости линзы. Действительно, линза трансформирует сферическую волну (1) снова в сферическую с центром фокусировки, определяемым формулой линзы (20). Причем формула (20) справедлива независимо от того, является ли падающее на линзу излучение расходящейся $\kappa_j < 0$ или сходящейся $\kappa_j > 0$ сферической волной. Аналогично (19) восстанавливая значение угловой функции на геометро-оптических лучах, получаем

$$\tilde{U}_j(F, \rho) = \left(-\frac{1}{F} \right) f_j^* \left(-\frac{\rho}{F} \right) \exp \left[\frac{i k \rho^2}{2(F - K_j)} \right] \exp \left(-\frac{i k \rho \rho_j}{F} \right), \quad (22)$$

где K_j – точка фокусировки волны \tilde{U}_j за линзой, определяемая формулой

$$-\frac{1}{\kappa_j} + \frac{1}{K_j} = \frac{1}{F}.$$

Отметим, что если справедлива формула (6), то

$$f^*(-\Theta) = f(\Theta). \quad (23)$$

4. Распределение интенсивности в фокальной плоскости линзы

Интенсивность восстановленного с голограммы поля определяется следующей суммой слагаемых

$$I = |U_0 + \sum (U_j + \tilde{U}_j)|^2 = |U_0|^2 + 2\text{Re} [U_0^* \sum (U_j + \tilde{U}_j)] + \sum |U_j|^2 + \sum |\tilde{U}_j|^2 + 2\text{Re} \sum U_j \tilde{U}_j^* + 2\text{Re} \sum_{j \neq l} (U_j + \tilde{U}_j) (U_l^* + \tilde{U}_l^*). \quad (24)$$

Рассмотрим распределение интенсивности в фокальной плоскости линзы. Падающее поле собирается линзой в точку на оптической оси, поэтому первые два слагаемых не представляют для нас интереса. Третье слагаемое согласно (21) равно

$$I_1(F, \rho) = \frac{N}{F^2} \langle |f \left(\frac{\rho}{F} \right)|^2 \rangle, \quad (25)$$

где N – число частиц, а статистическое усреднение $\langle \dots \rangle$ проводится по всем видам частиц в ансамбле.

Как видим, распределение интенсивности в фокальной плоскости линзы (25) не зависит от расположения частиц в пространстве, а зависит только от <внутренних> параметров частиц (их размеров, формы и т.д.). Фактически в фокальной плоскости складываются картины фраунгоферовой дифракции на каждой частице. Если все частицы в ансамбле сферические и одинакового размера, то функция $I_1(F, \rho)$ – это классические кольца дифракции Фраунгофера на круглом диске. Для краткости мы будем называть и в общем случае распределение (25) фраунгоферовыми кольцами.

Отметим, что формула (25) является базовой в малоугловом методе определения размеров частиц.

Действительно, если иметь априорную информацию о среде, то по экспериментально измеренному распределению интенсивности $I_1(F, \rho)$ можно находить распределение частиц по размерам. Например, если частицы сферические, то вид функции $|f_R(\rho / F)|^2$, где R – радиус частицы, хорошо известен. Тогда формулу (25) можно интерпретировать как интегральное преобразование распределения частиц по размерам $p(R)$ посредством ядра $|f_R(\rho / F)|^2$. Обрат-

ное интегральное преобразование экспериментально измеренной функции $I_1(F, \rho)$ дает иско- мую функцию $p(R)$.

Обратимся к следующим слагаемым в (24). Как видим из (22) и (23), четвертый член в (24) полностью совпадает с распределением $I_1(F, \rho)$, т.е. сопряженные волны \tilde{U}_j дают точно такую же дифракционную картину в фокальной плоскости. Этот факт легко следует также из лучевых построений геометрической оптики.

Рассмотрим теперь наиболее интересный пятый член в (24), описывающий интерферен- цию между рассеянной U_j и сопряженной \tilde{U}_j волной. Непосредственно получаем

$$\begin{aligned} I_{j2} &= 2\text{Re}(U_j \tilde{U}_j^*) = \left(-\frac{2}{F^2}\right) \left|f_j\left(\frac{\rho}{F}\right)\right|^2 \cos\left[\frac{k\rho^2}{2}\left(\frac{1}{F-X_j}-\frac{1}{F-K_j}\right)\right] = \\ &= -\frac{2}{F^2} \left|f_j\left(\frac{\rho}{F}\right)\right|^2 \cos\left[\frac{k\rho^2(x_0-x_j)}{F^2}\right]. \end{aligned} \quad (26)$$

Таким образом, интерференция между волнами U_j и \tilde{U}_j приводит к интерференционной картине, имеющей вид фраунгоферовых колец, промодулированных более мелкомасштабны- ми френелевыми кольцами.

Насколько нам известно, факт появления френелевых колец при восстановлении голо- грамм ансамблей частиц не описан в литературе, за исключением публикаций авторов этой статьи [4]. Обсудим этот факт более подробно.

Как видно из (26), размеры френелевых колец не зависят от расстояния между линзой и восстанавливаемой голограммой, но зависят от расстояния между частицей и фотоматериалом при записи голограммы. Радиус первого френелева кольца равен

$$\rho_1 = \frac{F}{x_0-x_j} \sqrt{\frac{1(x_0-x_j)}{2}}, \quad (27)$$

т.е. это радиус первой зоны Френеля на голограмме с масштабным множителем $F/(x_0-x_j)$.

Если рассеивающая среда достаточно протяженная вдоль оси x , то френелевы кольца ис- чезают за счет усреднения. Поэтому наиболее четкие френелевы кольца можно наблюдать, если рассеивающая среда является или достаточно тонким слоем, или монослоем частиц.

Для завершения описания картины в фокальной плоскости нам осталось рассмотреть пос- леднее слагаемое в (24), описывающее интерференцию между рассеянными полями от раз- ных частиц. Очевидно, что из-за хаотической разности фаз между этими волнами интерфе- ренционная картина, соответствующая последнему слагаемому, будет иметь вид нерегулярных пятнышек (спеклов), которые не изменяют в среднем регулярную дифракционную картину ($I_1 + I_2$) в фокальной плоскости.

5. Экспериментальное наблюдение колец Френеля

В эксперименте зарегистрированы 40 осевых голограмм модельной среды на различных рас- стояниях. Модельная среда представляла собой монослой частиц ликоподия с радиусом $R=(15 \pm 0,5)$ мкм. Голограммы регистрировались излучением He-Ne-лазера с длиной волны $\lambda = 0,63$ мкм, сформированным в параллельный пучок диаметром 30 мм. Используемые размеры экспериментальной установки позволяли считать выполненными все условия, оговоренные ранее. А именно, параметр, определяющий условие дальней зоны для частиц, принимал значения $0,007 < kR^2/(x_0-x_j) < 0,03$. Двумерная счетная концентрация варьировалась таким образом, что доля площади, закрытой частицами, была в пределах 0,096–0,519. С одной стороны, это условие обес- печивало малое значение рассеянного поля $|\omega| \ll 1$, что позволяло пренебрегать квадратичным по полю членом $|\omega|^2$. С другой стороны, оно давало статистическую независимость в располо- жении частиц, т.е. ансамбль частиц можно было считать пуассоновским. Режим экспонирования и химической обработки голограмм подбирался по наилучшему качеству восстановленного изо- бражения (рис. 2).

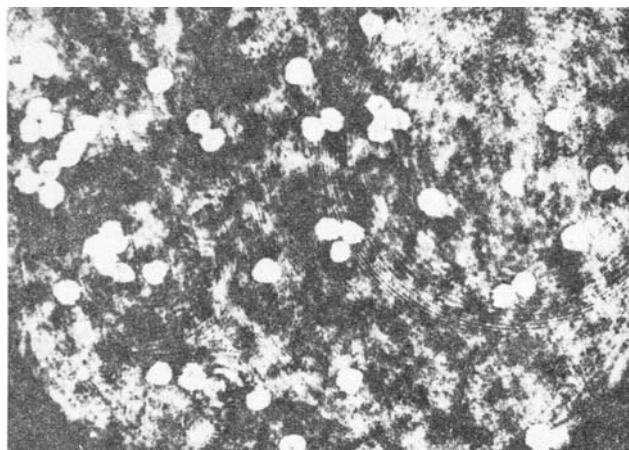
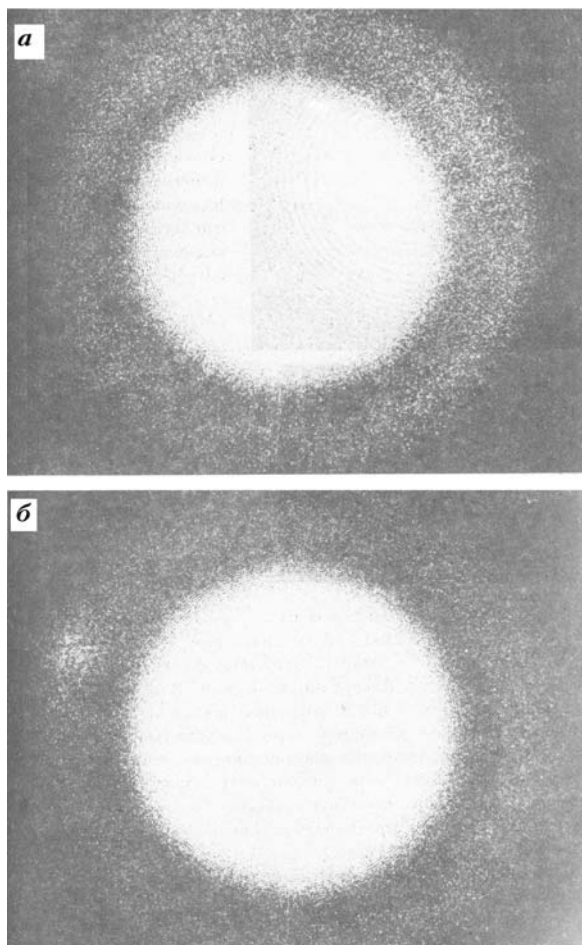


Рис. 2. Фотография голографического изображения частиц ликоподия

Обработанная голограмма освещалась тем же лазерным пучком. За голограммой располагалась линза диаметром 150 мм, в фокальной плоскости которой ($F = 500$ мм) с помощью фотодиодного приемника анализировалось распределение интенсивности. В полном соответствии с выводами разделов 3 и 4 в фокальной плоскости наблюдались две наложенные картины. <Внешняя> картина полностью соответствует малоугловому спектру излучения, рассеянного непосредственно на ансамбле частиц ликоподия, и не зависит от расстояний <частицы–голограмма–линза>. Радиус первого темного кольца <внутренней> картины связан с размером первой зоны Френеля от частиц (27), а характер картины описан выражением (26).



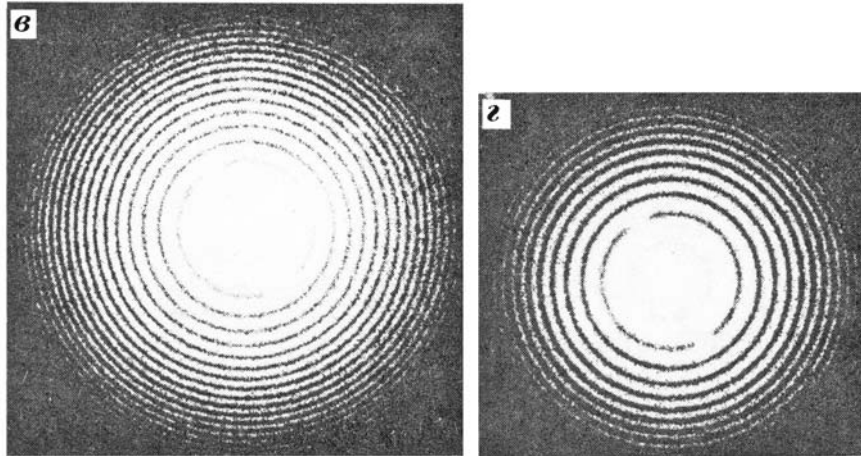


Рис. 3. Фотографии двух наложенных картин в фокальной плоскости линзы. Экспозиция возрастает от a к z

Существенное различие интенсивностей центральной части и колец <внешней> картины (картины Эйри) не позволяет показать обе наложенные картины на одной фотографии. Фотографии, приведенные на рис. 3, сделаны с возрастающей экспозицией, так что на рис. 3, a отчетливо видна <внешняя>, а на рис. 3, z – <внутренняя> картины.

Для сопоставления теоретических и экспериментальных результатов необходимо конкретизировать выражения (24)–(26). В рассматриваемом случае сферических частиц это легко выполняется подстановкой явного вида амплитуды рассеяния

$$f_R(\rho/F) = 2 J_1(kR\rho/F) / (kR\rho/F), \quad (28)$$

где J_1 – функция Бесселя.

Удовлетворительное совпадение теоретических и экспериментальных результатов проиллюстрировано на рис. 4. Локальные несовпадения расчетной и экспериментальных кривых могут быть объяснены наличием спекл-структуры в фокальной плоскости линзы. Обсуждение этого факта проведено нами в [4].

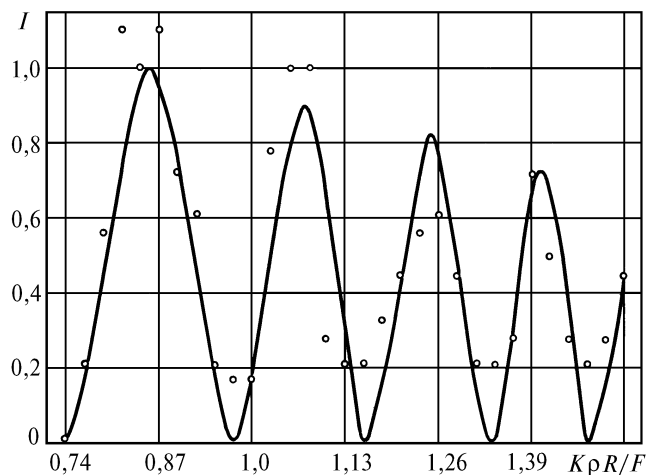


Рис. 4. Сравнение экспериментальных (кружки) и расчетных (кривая) значений интенсивности в фокальной плоскости линзы. Интенсивность приведена в относительных единицах, $x_0 - x_j = 35$ см

Таким образом, теоретические и экспериментальные результаты, приведенные в настоящей статье, показывают, что распределение интенсивности в фокальной плоскости линзы содержат информацию не только о геометрических параметрах частиц среды, но и об их локализации в пространстве. Этот факт может быть использован для более полной оперативной расшифровки голограммы рассеивающей среды.

1. Ewan B. C. R. // *Appl. Optics*. 1980. V. 19. №8. P. 1368–1372.
2. Hess C. F., Trolinger J. D. // *Opt. Engin.* 1985. V. 24. №3. P. 470–473.
3. Crane J., Dunn P., Malyak P. H., Thompson B. J. // *SPIE*. V. 348. High Speed Photography. San Diego, 1982. P. 634.
4. Боровой А. Г., Вагин Н. И., Демин В. В. и др. // *Оптика атмосферы*, 1988. Т. 1. №6. С. 23–28.
5. Cartwright S. L., Dunn P., Thompson B. J. // *Opt. Engin.* 1980. T. 19. №5. С. 727–733.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томский госуниверситет, Сибирский физико-технический институт,
Томск

Поступила в редакцию
5 июля 1993 г.

A. G. Borovoy, V. V. Dyomin, N. I. Vagin, V. A. Donchenko. **Fresnel Rings in Reconstruction of a Hologram of a Scattering Medium.**

This paper presents a theoretical description of the field reconstructed from a hologram of a scattering medium. The intensity distribution of a light over the focal plane of a lens placed behind the hologram is analyzed. As a result, it is shown, that there are two diffraction patterns that overlap in this plane. The first pattern is completely described by the small angle spectrum of radiation scattered by an ensemble of particles and its view is independent of the distances between the medium, hologram, and the lens. The second pattern is, in fact, the Fresnel rings and its view depends on the distance between the medium and the hologram. The theoretical results are illustrated with the experimental data.