Литература

[1] И. И. Шафраньош, И. С. Алексахин, И. П. Запесочный. Письма ЖЭТФ, *19*, 271, 1974.
[2] И. С. Алексахин, С. Б. Загребин, Д. А. Озолиньш, А. В. Самсон, И. И. Шафраньош, Т. А. Шишова. Тез. докл. III Всес. конф. «Лазеры на основе сложных органических соединений и их применение». Ужгород, 1980.
[3] И. С. Алексахин, И. П. Запесочный, И. И. Гарга, В. П. Стародуб. Опт. и спектр., *38*, 228, 1975.
[4] Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. «Наука», М., 1979.

Поступило в Редакцию 20 октября 1981 г.

УДК 535.853.11.01

ОБ УСЛОВИИ ПРЕДЕЛЬНОГО РАЗРЕШЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ПРИ ЧАСТИЧНО КОГЕРЕНТНОМ ОСВЕЩЕНИИ

А. Д. Столяров

Одной из важных характеристик оптических систем является предельно возможное разрешение при различных способах освещения предметной плоскости. Аналитическим критерием предельного разрешения является критерий Спэрроу [1], согласно которому наименьшее расстояние между двумя точками находится из условия (одномерный случай)

$$\left.\frac{\partial^2 I\ (x)}{\partial x^2}\right|_{x=0} = 0, \tag{1}$$

где $I\ (x)$ — распределение интенсивности в плоскости изображения. Довольно очевиден смысл условия (1): кривизна функции $I\ (x)$ в точке $x=0$ (при симметричном расположении точек) равна нулю.

В данном сообщении мы покажем, что для вычисления наименьшего разрешимого расстояния между точками достаточно знать степень когерентности освещения и функцию пропускания оптической системы или функцию зрачка оптической системы.

Распределение интенсивности в плоскости изображения при частично когерентном освещении объекта, выбранного в виде двух точек с координатами b и $-b$, освещаемых с постоянной интенсивностью I_0, может быть записано с точностью до постоянного множителя следующим образом [2] (одномерный случай)

$$I\ (X) = |\ K\ (X+B)\ |^2 + |\ K\ (X-B)\ |^2 + 2\ \mathrm{Re}\ [\gamma K\ (X+B)\ K^*\ (X-B)]. \tag{2}$$

Здесь для удобства введены безразмерные величины $X = x\alpha_0^{-1}$ и $B = b\alpha_0^{-1}$, где $\alpha_0 = z\ (\bar{k}a)_0^{-1}$, z — расстояние между плоскостью выходного зрачка и плоскостью изображения, $2a$ — диаметр зрачка системы; $\gamma = \Gamma\ (b, -b)\ I_0^{-1}$ — комплексная функция когерентности; $\bar{k}$ — среднее волновое число; $K\ (x)$ — функция пропускания оптической системы.

Если распределение интенсивности в виде (2) подставить в (1), то получим

$$\mathrm{Re}\,(K''_+K^*_+) + \mathrm{Re}\,(K''_-K^*_-) + |\ K'_+\ |^2 + |\ K'_-\ |^2 + 2\ \mathrm{Re}\,(\gamma K'_-K'^*_+) + \\ + \mathrm{Re}\ [\gamma\ (K''_+K^*_- + K_+K''^*_-)] = 0, \tag{3}$$

где $K_\pm = K\ (X \pm B)$ и их производные вычисляются в точке $X=0$. Для решения уравнения (3) кроме значения комплексной степени когерентности необходимо знать комплексные возмущения K_+ и K_- в плоскости изображения, пришедшие из точек b и $-b$ предметной плоскости. При осевой симметрии оптической системы и отсутствии в ней абберации, нарушающих симметрию выходящего волнового фронта, функция $K(X)$ четная, тогда $K'_+ = -K'_- = K'$ и $K''_+ = K''_- = K''$. Уравнение (3) при этом упрощается и принимает вид

$$(1 - \mathrm{Re}\,\gamma)\,|K'(X-B)|^2_{X=0} + (1 + \mathrm{Re}\,\gamma)\ \mathrm{Re}\,[K^*(B)\,K''(X-B)\,|_{X=0}] = 0. \tag{4}$$

Таким образом, для нахождения предельно возможного разрешения оптической системы B_S при заданном условии освещения, т. е. при заданной комплексной степени когерентности, достаточно знать только вид функции пропускания оптической системы $K(X)$. Выражение (4) позволяет легко проанализировать различные способы освещения точек. Так, при $\mathrm{Re}\,\gamma = 1$ минимальное расстояние находится из условия

$$|K(B)|\,[|K(B)|'' - \varphi'^2(B)\,|K(B)|] = 0, \quad K(X) = |K(X)|\,e^{i\varphi(X)}; \tag{5}$$

при некогерентном освещении —

$$|K(B)|'^2 + |K(B)|\,|K(B)|'' = 0. \tag{6}$$

Если точки освещены в противофазе, т. е. $\mathrm{Re}\,\gamma = -1$, то

$$|K(B)|'^2 + \varphi'^2(B)\,|K(B)|^2 = 0. \tag{7}$$

Рассмотрим далее двумерный случай данной задачи для оптических систем, обладающих осевой симметрией. Известно, что функция пропускания оптической системы $K(x, y)$ связана с функцией зрачка системы $T(\xi, \eta)$ посредством преобразования Фурье [3]

$$K(x, y) = \iint\limits_{-\infty}^{\infty} T(\xi, \eta)\exp\,[-2\pi i\,(x\xi + y\eta)]\,d\xi d\eta. \tag{8}$$

При переходе в (8) к полярным координатам видно, что функция пропускания и функция зрачка связаны друг с другом преобразованием Ганкеля нулевого порядка [3]

$$K(r) = 2\pi\int\limits_0^{\infty}\rho T(\rho)\,J_0(2\pi\rho r)\,d\rho = 2\pi\mathscr{H}_0\{T(\rho);\ 2\pi r\}. \tag{9}$$

Запись функций пропускания оптической системы в виде (9) позволяет вычислить производные, входящие в выражение (3) через преобразования Ганкеля различных порядков $\mathscr{H}_n\{\ \}$

$$\begin{aligned} K'(r) &= -2\pi\mathscr{H}_1\{2\pi\rho T(\rho);\ 2\pi r\}, \\ K''(r) &= -2\pi\mathscr{H}_0\{(2\pi\rho)^2 T(\rho);\ 2\pi r\} + \frac{2\pi}{r}\mathscr{H}_1\{2\pi\rho T(\rho);\ 2\pi r\}. \end{aligned} \tag{10}$$

Воспользовавшись свойствами функций (9), (10) относительно изменения знака аргумента, получаем выражение для критерия Спэрроу в следующем виде:

$$\begin{aligned} 2\pi B\,(1 - \mathrm{Re}\,\gamma)\,|\mathscr{H}_1\{\rho T(\rho);\ 2\pi B\}|^2 + (1 + \mathrm{Re}\,\gamma)\,\mathrm{Re}\,[\mathscr{H}_0^*\{T(\rho);\ 2\pi B\}\,(\mathscr{H}_1\{\rho T(\rho);\ 2\pi B\} - \\ - 2\pi B\mathscr{H}_0\{\rho^2 T(\rho);\ 2\pi B\})]. \end{aligned} \tag{11}$$

Отметим, что условия

$$\mathrm{Re}\,[K^*(B)\,K''(X-B)\,|_{X=0}] \leqslant 0 \tag{12}$$

и

$$\mathrm{Re}\,[\mathscr{H}_0^*\{T(\rho);\ 2\pi B\}\,(\mathscr{H}_1\{\rho T(\rho);\ 2\pi B\} - 2\pi B\mathscr{H}_0\{\rho^2 T(\rho);\ 2\pi B\})] \leqslant 0, \tag{12'}$$

непосредственно вытекающие из (4) и (11), позволяют оценить область возможных значений B_S и сделать вывод о преимуществе той или иной оптической системы.

Автор выражает благодарность Б. А. Сотскому за обсуждение полученных результатов.

Литература

[1] B. J. Thompson. In: Progress in Optics, v. 7, 169. North-Holland Publ., Amsterdam, 1969.
[2] H. H. Hopkins. Proc. Roy. Soc., A, *208*, 263, 1951.
[3] Дж. Гудмен. Введение в фурье-оптику. «Мир», М., 1970.

Поступило в Редакцию 28 декабря 1981 г.

УДК 535.317.1

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАПИСИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ НА ХРОМИРОВАННОЙ ЖЕЛАТИНЕ МЕТОДОМ ИК СПЕКТРОФОТОМЕТРИИ

А. Л. Картужанский, В. М. Калюжный, А. А. Круть и В. А. Цендровский

Хромированная желатина как среда для записи фазовых голограмм обладает весьма высокой дифракционной эффективностью (ДЭ), приближающейся к 100% [1]. В то же время механизм процессов, протекающих в ней при действии света и проявлении, известен совершенно недостаточно и охватывает исключительно фотохимию хромат- и бихромат-ионов [2] без какого бы то ни было обсуждения фотоиндуцированных процессов в желатиновой матрице. Между тем роль последней в формировании задубленной рельефной решетки ничуть не меньше, чем сшивающего агента, например бихромата аммония.

Опыт, накопленный нами при ИК спектрофотометрическом изучении процессов в желатине, содержащей различные неорганические соли [3] или микрокристаллы галогенидов серебра [4], дает возможность подойти тем же путем и к изучению процессов в хромированной желатине и понять, почему разные образцы желатины обладают разной способностью к фотозадубливанию и как следствие разной ДЭ записанных на них голографических решеток. В качестве примера, удобного для обсуждения, приведем на рисунке ИК спектры слоя хромированной инертной желатины фирмы «Русселo», нанесенного на металлизированный кварц, на различных стадиях записи и визуализации решетки с частотой 2000 $мм^{-1}$. Запись велась в излучении He-Cd-лазера ЛПМ-11 и считывалась пучком от He-Ne-лазера ЛГ-38, причем ДЭ составила $\sim 90\%$. Измерение ИК спектров велось на спектрофотометре ИКС-22 со специальной приставкой в отраженном свете, как описано ранее [3, 4].

Как можно видеть, хромирование увеличивает площадь полос 3300, 1660, 1560, 1460 $см^{-1}$, причем первая из них смещается в коротковолновую сторону на ~ 20 $см^{-1}$, а последняя из них — на столько же в длинноволновую сторону, почти перекрывая при этом близкую к ней полосу 1410 $см^{-1}$; попутно заметим, что такое перекрытие для разных желатин тем полнее, чем меньше ДЭ решетки, записанной на данной желатине. Хромирование порождает также группу из четырех резких полос в области 900—980 $см^{-1}$ с интенсивностью, зависящей от концентрации бихромата в растворе и времени купания в нем.

Экспонирование усиливает полосы 1660, 1340, 1250 $см^{-1}$, особенно в начале засветки; позднее выявляется тенденция к насыщению, наступающая тем раньше, чем больше концентрация бихромата и время купания в нем. Группа четких полос 900—980 $см^{-1}$, возникшая при хромировании, быстро сливается в одну размытую с максимумом 950—960 $см^{-1}$ и с интенсивностью сначала слегка возрастающей при экспонировании, а затем убывающей, причем время достижения максимума ее интенсивности зависит от концентрации бихромата.

Проявление возвращает сместившиеся при хромировании полосы 3320 и 1440 $см^{-1}$ на место (т. е. к 3300 и 1460 $см^{-1}$ соответственно), но площадь этих полос несколько больше (до $\sim 10\%$), чем была в исходной желатине. Отме-