

АБЕРРАЦИИ ПОЛЯ ИЗОБРАЖЕНИЯ И ИНФОРМАЦИОННАЯ ЕМКОСТЬ МИКРОГОЛОГРАММ ПРИ ЗАПИСИ И СЧИТЫВАНИИ ИСТОЧНИКАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ С РАЗЛИЧНЫМИ ДЛИНАМИ ВОЛН

В. Г. Митяков и В. Б. Федоров

Рассмотрены aberrации поля плоского изображения, восстанавливаемого с микроголограмм на длине волны излучения, отличной от длины волны записи. Найдены оптимальные условия записи и считывания микроголограмм, позволяющие получать минимальные aberrации поля изображения. Показано, что такие aberrации могут приводить к существенным ограничениям емкости микроголограмм в системах голографической памяти.

В в е д е н и е

В широко распространенной в настоящее время схеме организации голографической памяти информация хранится в виде массива микроголограмм, представляющих собой запись фурье-преобразования изображений двоичных кодов [1]. В качестве регистрирующей среды обычно используются галоидосеребряные, желатиновые или термопластические слои, допускающие запись и считывание информации на одной и той же длине волны. В то же время существует достаточно большой класс перспективных по ряду характеристик при использовании в голографической памяти светочувствительных сред (например, фотохромные [2], халькогенидные [3] и другие материалы), для которых запись и считывание информации возможны лишь при использовании источников излучения с различными длинами волн. В связи с этим представляет интерес исследовать aberrации поля восстановленного с голограммы изображения, возникающие из-за различия длин волн при записи и считывании, а также влияние таких aberrаций на информационную емкость микроголограмм.

Расчет поля изображения, восстанавливаемого с микроголограммы

При записи микроголограммы транспарант с двоичной информацией помещается в переднюю фокальную плоскость объектива записи. Поэтому фронт волны от каждой точки транспаранта при падении на микроголограмму является плоским и микроголограмма представляет собой суперпозицию дифракционных решеток.

На рис. 1 представлена схема записи и восстановления одного плоского пучка (L_0). Его положение характеризуется углами: α — угол с плоскостью zy и β — угол проекции пучка на плоскость xy с осью z . На регистрирующую среду, расположенную в плоскости xy , при записи падают пучки (L_0, L_3) с длиной волны λ_3 : объектный пучок с координатами α_0 и β_0 и опорный пучок с координатами α_3 и β_3 . Зарегистрированная дифракционная решетка восстанавливается пучком (L_c) с длиной волны λ_c с коор-

динатами α_c и β_c . Как показано в работе [4], восстановленный пучок (L_u) характеризуется координатами α_u и β_u , получаемыми из уравнений

$$\sin \alpha_u = \sin \alpha_c + \mu (\sin \alpha_0 - \sin \alpha_3), \quad (1)$$

$$\sin \beta_u \cos \alpha_u = \sin \beta_c \cos \beta_c + \mu (\sin \beta_0 \cos \beta_0 - \sin \beta_3 \cos \beta_3), \quad (2)$$

где $\mu = \lambda_c / \lambda_3$.

Уравнения (1), (2) позволяют рассчитать поле изображения транспаранта при различных схемах записи микроголограммы. Обычно плоскость транспаранта перпендикулярна лучу, проходящему через середину транспаранта; плоскость изображения перпендикулярна лучу, формирующему центр изображения.

На рис. 2 представлено рассчитанное изображение квадратного транспаранта, записанного на длине волны $\lambda_3 = 0.44$ мкм и восстановленного на длине волны $\lambda_c = 0.63$ мкм, и для сравнения приведен транспарант, увеличенный в μ раз. Центральный луч транспаранта совпадает при записи с осью z (рис. 1), остальные параметры следующие: $\alpha_{0\max} = 11^\circ$, $\beta_{0\max} =$

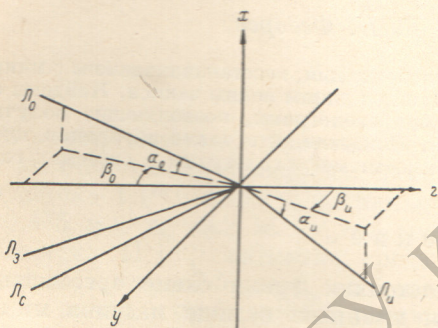


Рис. 1. Схема записи объектного пучка.

L_0 — объектный пучок, L_3 — опорный пучок, L_c — восстанавливающий пучок, L_u — пучок, формирующий изображение.

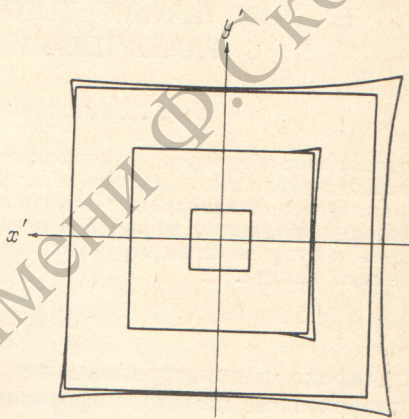


Рис. 2. Исходный квадратный транспарант и восстановленное изображение.

$= 11^\circ$, $\alpha_3 = 45^\circ$, $\beta_3 = 0^\circ$, $\alpha_c = 55^\circ$, $\beta_c = 0^\circ$. Видно, что искажения поля весьма значительны. Наибольшие искажения и несимметричность изображения относительно центра наблюдаются по оси x' ($\beta_0 = 0$). Далее более детально рассмотрим искажения вдоль этой прямой.

Перепишем уравнение (1) в виде

$$\sin \alpha_u = \mu \sin \alpha_0 + b, \quad (3)$$

где

$$b = \sin \alpha_c - \mu \sin \alpha_3.$$

Угловое увеличение найдем, продифференцировав (3) по α_0 ,

$$K_\alpha = \frac{d\alpha_u}{d\alpha_0} = \mu \frac{\cos \alpha_0}{\cos \alpha_u}. \quad (4)$$

Из (4) можно заметить, что при $\mu > 1$ увеличение имеет минимум и изображение имеет подушкообразную форму, а при $\mu < 1$ увеличение имеет максимум и изображение имеет бочкообразную форму. Естественно, что в окрестности с экстремальным K_α будет максимальная линейность изображения. Углы $\alpha_{0\text{онт.}}$ и $\alpha_{u\text{онт.}}$, соответствующие экстремальному значению K_α , найдем из условия равенства нулю второй производной $d^2\alpha_u/d\alpha_0^2$

$$\sin \alpha_{0\text{онт.}} = -\frac{\mu^2 + b^2 - 1}{2\mu b} + \sqrt{\left(\frac{\mu^2 + b^2 - 1}{2\mu b}\right)^2 - 1}, \quad (5)$$

$$\sin \alpha_{u\text{онт.}} = \mu \left[-\frac{\mu^2 + b^2 - 1}{2\mu b} + \sqrt{\left(\frac{\mu^2 + b^2 - 1}{2\mu b}\right)^2 - 1} \right] + b. \quad (6)$$

Таким образом, для выбранных направлений опорного и восстанавливающего пучков существует единственное направление объектного пучка при записи и восстановленного пучка при считывании, при котором искажения восстановленного изображения будут минимальными. При этом луч, проходящий через центр транспаранта, должен падать на регистрирующую среду под углом $\alpha_{0 \text{ опт.}}$, определяемым из уравнения (5), а луч, формирующий центр изображения, распространяется по направлению, определяемому из уравнения (6). Направления опорного и восстанавливающего пучков определяются конструктивными и эксплуатационными особенностями схемы устройства и свойствами среды.

Определим величину искажения поля изображения, восстанавливаемого с микроголограммы. Для этого разложим функцию $\alpha_u = f(\alpha_0)$ в ряд в окрестности точки $\alpha_{0 \text{ опт.}}$.

$$\alpha_u = \alpha_{u \text{ опт.}} + \mu \frac{\cos \alpha_{0 \text{ опт.}}}{\cos \alpha_{u \text{ опт.}}} \Delta \alpha_0 + \mu \frac{\mu^2 \cos^3 \alpha_0 \cos \alpha_u - \cos \alpha_0 \cos^3 \alpha_u}{6 \cos^4 \alpha_u} \Delta \alpha_0^3 + \dots$$

Заметив, что коэффициент при $\Delta \alpha_0^3$ мало отличается от $\mu(\mu^2 - 1)$, и обозначив $\mu \frac{\cos \alpha_{0 \text{ опт.}}}{\cos \alpha_{u \text{ опт.}}}$ через K , запишем

$$\Delta \alpha_u = K \Delta \alpha_0 + \frac{\mu(\mu^2 - 1)}{6} \Delta \alpha_0^3. \quad (7)$$

Идеальная передача плоского транспаранта в плоское увеличенное изображение происходит тогда, когда выполняется условие

$$\text{tg } \Delta \alpha_u = K \text{tg } \Delta \alpha_0, \quad (8)$$

т. е. когда

$$\Delta \alpha_u = K \Delta \alpha_0 - \frac{K(K^2 - 1)}{3} \Delta \alpha_0^3. \quad (9)$$

Из уравнений (7) и (9) получается, что в действительности

$$\text{tg } \Delta \alpha_u = K \text{tg } \Delta \alpha_0 + \left[\frac{\mu(\mu^2 - 1)}{6} + \frac{K(K^2 - 1)}{3} \right] \Delta \alpha_0^3. \quad (10)$$

Учитывая, что $\mu \simeq K$, перепишем (10) в виде

$$\text{tg } \Delta \alpha_u = K \text{tg } \Delta \alpha_0 + \frac{\mu(\mu^2 - 1)}{2} \Delta \alpha_0^3. \quad (11)$$

Уравнение (11) позволяет определить величину угла поля зрения, если задана величина допустимых искажений изображения.

Информационная емкость микроголограммы

Определим информационную емкость микроголограммы при условии, что отклонение точек в изображении от идеальной координатной сетки не превышает 10% от шага сетки. Если $2N_a$ — число точек по одной координате в изображении, то это условие переписывается как

$$0.1 \frac{\Delta \alpha_0}{N_a} \geq |\text{tg } \Delta \alpha_u - k \text{tg } \Delta \alpha_0| = \left| \frac{\mu(\mu^2 - 1)}{2} \Delta \alpha_0^3 \right| \quad (12)$$

или

$$N_a \leq \left| \frac{1}{5\mu(\mu^2 - 1) \Delta \alpha_0^2} \right|. \quad (13)$$

На рис. 3 представлена зависимость максимального числа точек по одной координате изображения от половины угла поля зрения для двух значений $\mu_1 = 1.43$ и $\mu_2 = 2.0$.

Угол между двумя различаемыми точками в изображении ограничен дифракцией на апертуре микроголограммы, поэтому максимальное число точек по одной координате $2N_g$ определится из критерия Релея

$$\frac{\Delta\alpha_0}{N_g} \geq \frac{1.22\lambda_c}{d}. \quad (14)$$

На рис. 3 представлена зависимость N_g от $\Delta\alpha_0$ при следующих диаметрах микроголограмм: $d_1=0.1$ мм, $d_2=0.4$ мм, $d_3=1.0$ мм.

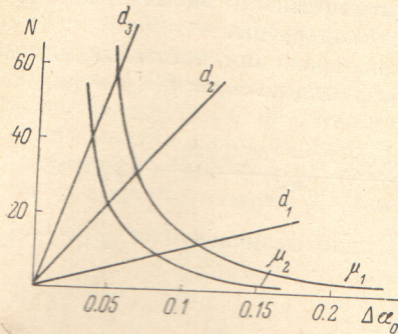


Рис. 3. Зависимость числа точек по одной координате изображения от угла поля зрения.

$\mu_1=1.43$, $\mu_2=2.0$, $d_1=0.1$ мм, $d_2=0.4$ мм, $d_3=1.0$ мм.

Для заданных значений отношения длин волн записи и считывания и диаметра микроголограммы максимальное число разрешаемых точек изображения по одной координате определится точкой пересечения прямой N_g с гиперболой N_a . При увеличении угла поля зрения информационная емкость будет снижаться из-за абберационных эффектов, а при уменьшении этого угла емкость будет снижаться из-за дифракционных эффектов.

Приведем численный пример. Пусть $\lambda_s=0.44$ мкм, $\lambda_c=0.63$ мкм, $d=0.4$ мм, тогда $N_a=N_g=32$; $\Delta\alpha_0=\pm 0.065 = \pm 3^\circ$ и предельно возможная емкость микроголограммы равна $M=4000$ точек.

Экспериментальная проверка

Для проверки уравнений (1); (2), положенных в основу расчета, был проведен эксперимент по записи и считыванию микроголограммы на различных длинах волн. Запись транспаранта — ортогональной сетки от-

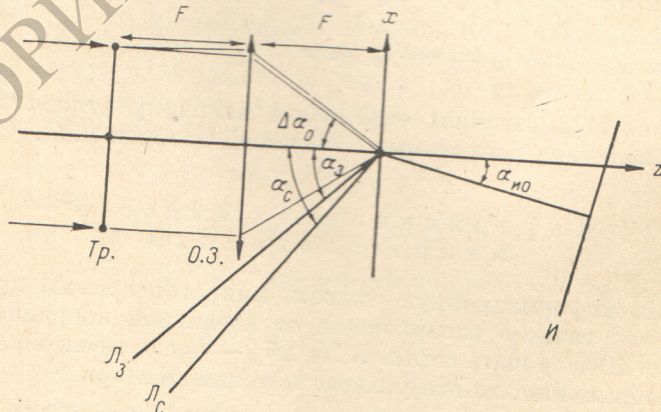


Рис. 4. Схема записи микроголограммы.

$Л_з$ — опорный пучок, $Л_с$ — восстанавливающий пучок, $Tr.$ — транспарант двоичной информации, $O. Z.$ — объектив записи, $И$ — плоскость изображения.

верстий с шагом 2 мм на поле 20×20 мм, производилась с использованием гелий-кадмиевого лазера с $\lambda_s=0.441$ мкм на слое хромированной желатины по схеме, приведенной на рис. 4. Объектив записи — Юпитер-3 с $F=50$ мм. Обработка хромированной желатины производилась по рецепту,

приведенному в [5]. Восстановление изображения производилось гелий-неоновым лазером с $\lambda_c = 0.663$ мкм при $\alpha_c = -55^\circ$, равном углу Брэгга для записанных интерференционных плоскостей. Изображение наблюдалось на экране, поставленном перпендикулярно лучу, формирующему центр изображения. Экспериментально полученное поле изображения показывает полное совпадение с рассчитанным полем, приведенным на рис. 2.

Изменение толщины регистрирующего слоя (хромированной желатины) в процессе обработки не оказывало влияния на направление распространения дифрагированных лучей, а приводило только к перераспределению яркости точек по изображению в соответствии с выводами работы [6].

З а к л ю ч е н и е

Проведенный анализ и полученные экспериментальные результаты показывают.

1. Изменение длины волны при считывании ведет к неустранимому искажению плоского поля изображения, которое является доминирующим искажением изображения, восстанавливаемого с микроголограммы.

2. Существует единственное направление объектного луча, окрестности которого передаются с наименьшими искажениями.

3. Уменьшение угла поля зрения ведет к уменьшению искажений изображения.

4. Существует оптимальное число точек в изображении, ограниченное, с одной стороны, дифракционными эффектами, а с другой, — абберациями.

Полученные результаты можно применить для обоснования выбора структуры голографического запоминающего устройства (ЗУ). Намечившиеся разработки представляют разновидности двух основных типов: ЗУ с коллективной линзой и ЗУ с восстановлением действительного изображения [7]. В свете вышеизложенного ясно, что ЗУ с коллективной линзой обладает большей емкостью, так как в этом случае ограничивающим фактором является только емкость одной микроголограммы. В случае ЗУ с восстановлением действительного изображения ограничение емкости обуславливается не только уменьшением емкости одной микроголограммы, но и уменьшением апертуры матрицы микроголограммы. Несложный расчет по формулам (1), (2) показывает, что несоответствие точек изображения с отклонением на шаг между позициями будет наблюдаться уже при угловой апертуре матрицы микроголограмм, равной 0.2.

Л и т е р а т у р а

- [1] F. M. Smith, L. E. Gallagher. Bell Syst. Tech. J., 46, 1267, 1967.
- [2] D. S. Lo, D. M. Manikowski, M. M. Hanson. Appl. Opt., 10, 978, 1971.
- [3] S. A. Keneman. Appl. Phys. Lett., 19, 205, 1971.
- [4] E. B. Champagne. J. Opt. Soc. Am., 57, 51, 1967.
- [5] А. А. Вербовецкий, В. Б. Федоров. ЖТФ, 42, 216, 1972.
- [6] D. G. McCauley, C. E. Simpson, W. J. Murbach. Appl. Opt., 12, 232, 1973.
- [7] Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лин. Оптическая голография. Изд. «Мир», М., 1973.

Поступило в Редакцию 29 апреля 1974 г.