

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ФОРМИРОВАНИЕ И СЕЛЕКЦИЯ МОД ГАУССА-ЭРМИТА С ПОМОЩЬЮ ДОЭ

С.Н. Хонина

Институт систем обработки изображений РАН
Самарский государственный аэрокосмический университет

Аннотация

В работе обсуждаются экспериментальные результаты формирования и анализа световых пучков, согласованных с модами Гаусса-Эрмита, на основе применения фазовых дифракционных оптических элементов (ДОЭ). Бинарные и 16-градационные ДОЭ изготовлены методом электронной литографии на основе фазовых масок, рассчитанных методом частичного кодирования.

Введение

Модой называется световое поле, демонстрирующее инвариантность при распространении в соответствующей среде. Так, Бесселевы функции являются модами свободного пространства [1], а гауссовы функции (Гаусса-Лагерра и Гаусса-Эрмита) являются модами оптического волокна с квадратичной зависимостью показателя преломления [2]. Однако гауссовы моды сохраняют свою структуру и в свободном пространстве, изменяясь лишь масштабно.

В последнее время, повышенное внимание исследователей привлекают многомодовые лазерные пучки. Такие пучки могут проявлять особые, не присущие отдельным модам, свойства самовоспроизведения. Например, периодическое повторение поперечного распределения интенсивности на определенных расстояниях вдоль оптической оси, вращение картины поперечного сечения пучка при его распространении [3–5]. Также многомодовые пучки могут обладать инвариантными свойствами одномодовых пучков, т.е. сохранять свою структуру при распространении в пространстве. Кроме того, существенно многомодовый характер пучка можно использовать для формирования в его поперечном сечении изображения некоторой заданной формы, придавая участвующим в пучке модам определенные веса.

Формирование одной или нескольких заданных мод методами традиционной оптики, как правило, вызывает значительные трудности. Появление дифракционных оптических элементов (ДОЭ), синтезированных на компьютере, позволяет решать ранее нерешенные оптические задачи данного класса.

С задачей генерации световых полей тесно связана задача их спектрального анализа – разложения по некоторому ортогональному базису. Если спектральное разложение Фурье можно выполнять с помощью сферической линзы, то для других базисов в классической оптике не существует соответствующих приборов. Однако задача одномоментного оптического вычисления нескольких коэффициентов разложения световых полей по выбранному базису хорошо решается с помощью многопорядковых ДОЭ [6–11].

В данной работе задача формирования и анализа световых пучков, согласованных с модами Гаусса-Эрмита, решается с использованием фазовых

оптических элементов. Для получения фазовых масок из заданного амплитудно-фазового распределения существует множество методов. Итеративные методы, как правило, обеспечивают высокую дифракционную эффективность ДОЭ [12]. Однако из-за неудачного начального приближения и последующей стагнации, желаемая точность формирования заданного поля может быть не достигнута. Высокую точность можно получить, используя методы кодирования цифровой голографии. Но эффективность в этом случае будет существенно ниже. В данной работе используется метод частичного кодирования [13], позволяющий варьировать параметры ДОЭ (точность формирования и эффективность) в широких пределах.

Основная часть работы посвящена обсуждению экспериментальных результатов. Методы изготовления ДОЭ являются относительно новыми и дорогостоящими. В силу чего в большинстве работ вопрос экспериментальной апробации синтезированных ДОЭ остается открытым. Таким образом, экспериментальное подтверждение теоретических результатов является актуальной задачей.

Формирование пучков Гаусса-Эрмита

В ряде работ [3, 4, 7, 14] для расчета фазовых ДОЭ, формирующих многомодовые световые поля применяется подход, основанный на представлении комплексной функции пропускания оптического элемента конечной суперпозицией соответствующих мод. При этом аргументы комплексных коэффициентов суперпозиции рассматриваются как свободные параметры в итеративной процедуре.

Действительно, во многих приложениях функцию комплексного пропускания ДОЭ $\tau(\mathbf{x})$ удобно представлять через линейную комбинацию ортогональных функций:

$$\tau(\mathbf{x}) = A(\mathbf{x}) \exp[i\varphi(\mathbf{x})] = \sum C_n \Psi_n(\mathbf{x}), \quad (1)$$

где $\varphi(\mathbf{x})$ – фаза ДОЭ, $A(\mathbf{x})$ – амплитуда ДОЭ (для фазовых ДОЭ имеет смысл освещающего пучка), $\Psi_n(\mathbf{x})$ – набор ортонормированных функций, C_n – комплексные коэффициенты суперпозиции (1), которые вычисляются по формуле:

$$C_n = \int A(\mathbf{x}) \exp[i\varphi(\mathbf{x})] \Psi_n^*(\mathbf{x}) d\mathbf{x}, \quad (2)$$

где * – знак комплексного сопряжения.

В качестве $\Psi_n(x)$ в данной работе рассматриваются моды Гаусса-Эрмита (ГЭ) [15]:

$$\Psi_{nm}(x, y) = \frac{1}{\sigma} \sqrt{\frac{1}{\pi 2^{n+m-1} n! m!}} * \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\sigma^2}\right) H_n\left(\frac{x\sqrt{2}}{\sigma}\right) H_m\left(\frac{y\sqrt{2}}{\sigma}\right), \quad (3)$$

где σ – эффективный радиус, $H_n(x)$ – полиномы Эрмита.

Одномодовые пучки

Итеративные алгоритмы расчета фазовых ДОЭ [12] работают тем лучше, чем больше степеней свободы в суперпозиции (1). В случае малого числа слагаемых, в частности, при формировании одномодовых пучков, итерационные алгоритмы приводят к стагнации после 1-2 итераций. Эти алгоритмы также не применимы в случае жестко заданных комплексных коэффициентов C_n , например, при формировании пучков, поперечное сечение которых аппроксимирует определенное изображение [16]. Здесь необходимо кодирование, что приводит к потере дифракционной эффективности.

Известны методы кодирования ДОЭ, обеспечивающие повышенную эффективность [17–19]. Однако чаще всего они применимы только для одномодовых пучков или требуют больших вычислительных затрат. В качестве универсального метода может служить метод частичного кодирования [13, 20]. В этом методе вводится параметр, определяющий пороговое значение кодируемой амплитуды, выше которого амплитуда заменяется постоянной величиной (аналогично методу Лезема [21]), а кодированию подвергаются только те точки плоскости ДОЭ, где амплитуда светового поля ниже выбранного порога. Изменением величины пороговой амплитуды можно плавно изменять значения ошибки и эффективности при формировании световых полей.

Далее приводятся результаты экспериментов с фазовыми ДОЭ, рассчитанными на основе суперпозиции (1) с применением метода частичного кодирования и предназначенными для формирования как отдельных мод ГЭ, так и многомодовых пучков с инвариантными свойствами.

На рис. 1 приведена оптическая схема эксперимента. Чтобы получить освещающий пучок, близкий к расчетному, излучение из гелий-неонового лазера **1** проходит через коллиматор **2** и диафрагму **3**. Диафрагма **3** подстраивается на оптимальный для формируемой моды размер. За плоскостью ДОЭ **4** интенсивность сформированных полей на различных расстояниях z регистрируется с помощью подвижной ПЗС-камеры **6** и поступает в компьютер. Распределение интенсивности в дальней зоне дифракции измеряется при установке ПЗС-камеры **6** в фокальную плоскость дополнительной линзы **5**. Параметры рабочего окна ПЗС-камеры следующие: $6,6 \times 4,8 \text{ мм}^2$ (768×567 ячеек), ячейка $8,6 \times 8,5 \text{ мкм}^2$.

При расчете фазовых бинарных ДОЭ функция пропускания одномодовых пучков ГЭ (3) вычисля-

лась для $N=200 \times 200$ отсчетов. Затем каждый отсчет амплитуды кодировался в бинарную фазовую матрицу размером $N_c=10 \times 10$ отсчетов. Таким образом, общее число отсчетов фазовой маски кодированного ДОЭ $N_\sigma=N \cdot N_c=2000 \times 2000$ отсчетов. При этом число уровней квантования амплитуды при ее кодировании в бинарную фазу за счет вариации ширины локального скачка [13] равняется $K=(10 \times 10)/2=50$.

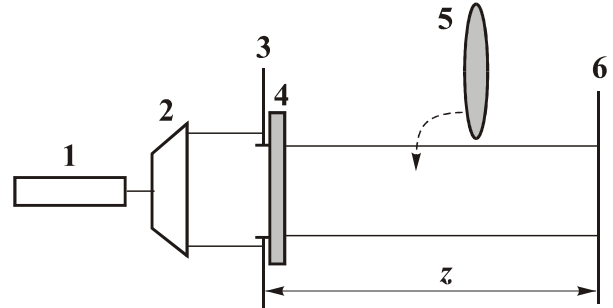


Рис. 1. Оптическая схема эксперимента: 1 – He-Ne лазер, 2 – коллиматор, 3 – диафрагма, 4 – фазовый ДОЭ, 5 – сферическая линза, 6 – ПЗС-камера

На рис. 2 показаны бинарные маски ДОЭ для формирования одномодовых пучков ГЭ с номерами (n, m) : (1,0) (рис. 2 (а)), (2,4) (рис. 2 (в)) и экспериментально зафиксированные ПЗС-камерой соответствующие распределения интенсивности в фокусе сферической линзы (рис. 2 (б), 2 (г)).

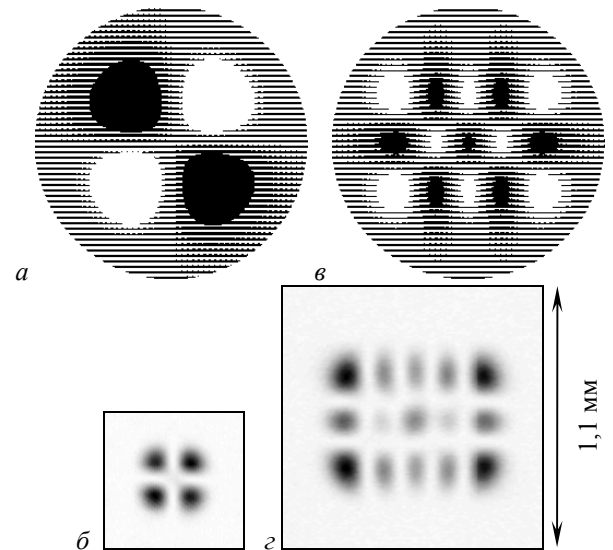


Рис. 2. Бинарные маски ДОЭ для формирования одномодовых пучков ГЭ с номерами (n, m) : (1,1) (а) и (2,4) (в) и экспериментально зафиксированные соответствующие распределения интенсивности в фокусе линзы (б, г)

В таблице 1 приведены теоретические и экспериментальные параметры для кодированных фазовых бинарных ДОЭ, формирующих одномодовые пучки ГЭ: радиус изготовленного ДОЭ – R , уровень кодирования – α , расчетное среднеквадратичное отклонение сформированного в Фурье-плоскости пучка от эталонного – δ , содержание эталонной моды в сформированном пучке – η (корреляция сформированного пучка с

эталонной модой, нормированная на энергию моды), дифракционная эффективность ДОО – ε (отношение энергии в области формирования моды к энергии, падающей на ДОО), среднеквадратичное отклонение экспериментально полученного распределения интенсивности от эталонного – δ^2 . Отличие экспериментальных оценок от расчетных связано как с погрешностями изготовления ДОО, так и проведения эксперимента. В частности, усиление центрального пика для моды ГЭ (2,4) можно отнести к несовпадению размеров освещающего пучка с апертурой ДОО.

Таблица 1. Параметры кодированных фазовых бинарных ДОО, формирующих одномодовые пучки ГЭ

(n, m)	$R, \text{мм}$	α	$\delta, \%$	$\eta, \%$	$\varepsilon, \%$	$\delta^2, \%$
(1,1)	3,4	0,4	5,89	99,27	29,37	12,32
(2,4)	4,5	0,6	8,76	98,80	17,08	19,53

Из таб. 1 видно, что среднеквадратичное отклонение экспериментально полученного распределения интенсивности от эталонного, δ^2 , больше расчетной величины, δ , на 6–10% и растет с усложнением структуры моды.

Многомодовые пучки

Чтобы сформировать многомодовые пучки ГЭ, обладающие некоторыми особыми свойствами: ин-

вариантностью (с точностью до масштаба) при распространении в свободном пространстве, Фурье-инвариантностью, или самовоспроизведением на определенных расстояниях, необходимо в суперпозиции (1) оставить только моды с определенными номерами (см. таб. 2).

Таблица 2. Условия самовоспроизведения многомодовых пучков ГЭ

Инвариантность к оператору распространения	Продольная периодичность при распространении	Фурье-инвариантность
$n+m=P,$ $P=\text{const}$	$(n-n')+(m-m')=$ $=qP, q\text{—целое},$ $P=\text{const}$	$n+m=P+4q,$ $q\text{—целое},$ $P=\text{const}$

Экспериментальные результаты по формированию стабильного двухмодового пучка ГЭ (0,5)+(5,0) приведены в работе [22].

На рис. 3 показаны результаты эксперимента по формированию двухмодового периодического пучка ГЭ (0,1)+(4,5). В этом случае $P=8$, и число периодов самовоспроизведения картины интенсивности в поперечном сечении пучка на всем пути вдоль оптической оси $z \in [0, \infty]$, которое определяется как $P/4$, равно 2.

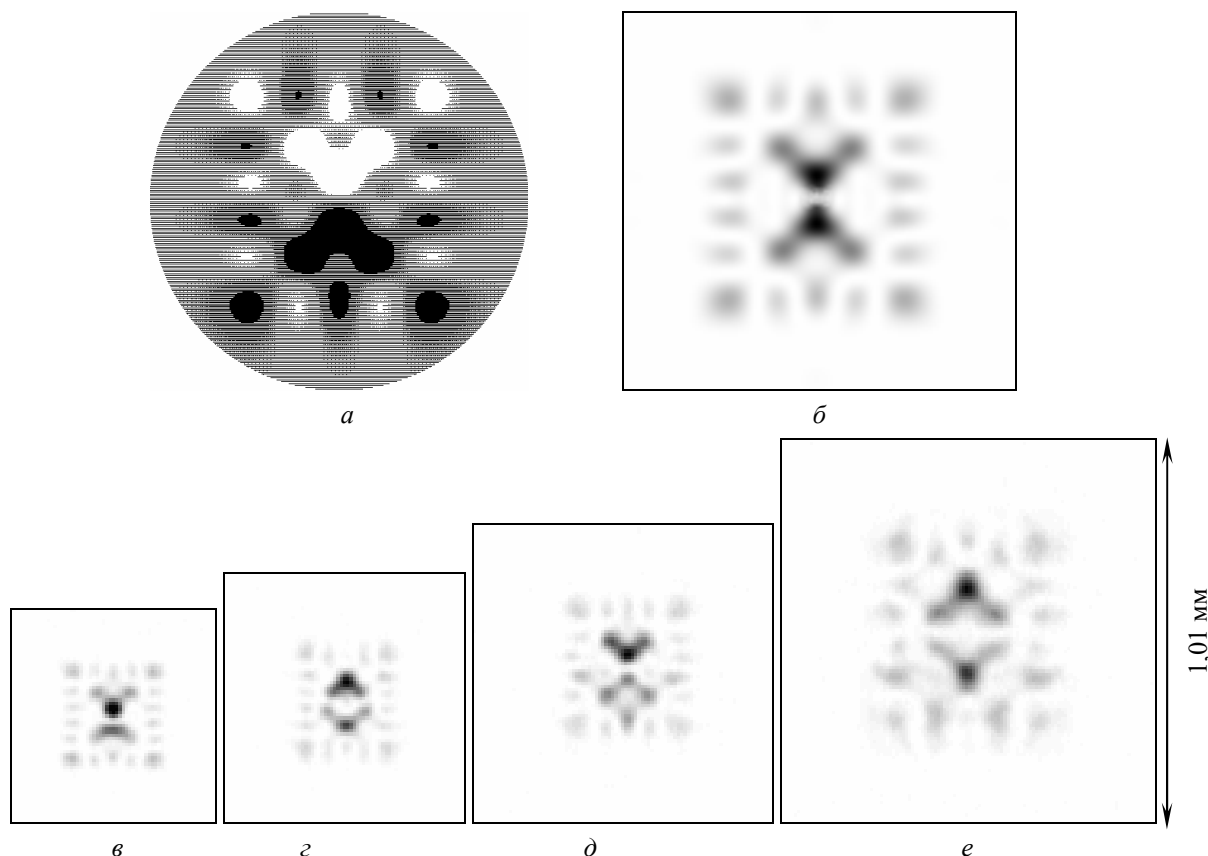


Рис. 3. Бинарная фаза ДОО (а), формирующего периодический пучок ГЭ, рассчитанное распределение интенсивности в фокальной плоскости линзы (б) и экспериментально зафиксированные распределения интенсивности: в фокальной плоскости линзы (в) и на различных расстояниях от фокальной плоскости: $z=13$ мм (г), $z=25$ мм (д), $z=46$ мм (е)

На рис. 3 (а) показана бинарная фаза ДОЭ, рассчитанная методом частичного кодирования при $\alpha=0,4$. На рис. 3 (б) показано рассчитанное распределение интенсивности в фокальной плоскости линзы. На рис. 3 (в-ж) приведены экспериментально зафиксированные с помощью ПЗС камеры распределения интенсивности сформированного пучка: в фокальной плоскости линзы с фокусным расстоянием $f=500$ мм (в) и на различных расстояниях от фокальной плоскости: $z=13$ мм (г), $z=25$ мм (д), $z=46$ мм (е).

Из рис. 3 видно, что картина, сформированная в фокальной плоскости, примерно повторяется на расстоянии $z=25$ мм от нее. Также повторяется картина на расстояниях $z=13$ мм и $z=46$ мм.

В таб. 3 приведены значения среднеквадратичного отклонения для различных картин, приведенных на рис. 3.

Таблица 3. Оценка точности формирования периодического пучка ГЭ

Сравниваемые картины	Среднеквадратичное отклонение
рис. 3 (б), рис. 3 (в)	26,43%
рис. 3 (б), рис. 3 (д)	27,61%
рис. 3 (г), рис. 3 (е)	24,73%

Погрешности в саморепродукции сформированного пучка связаны как с неполным кодированием ($\alpha=0,4$), так и с качеством освещающего пучка. Последнее сказалось на искажении симметрии картины интенсивности.

Селекция мод Гаусса-Эрмита

ДОЭ, формирующие несколько модовых пучков в разных дифракционных порядках, могут применяться как пространственные фильтры для анализа поперечного модового состава света и для одновременного ввода света в набор волокон [6, 7].

При расчете многопорядковых ДОЭ в суперпозиции (1) к основным функциям добавляются плоские волны с определенным наклоном:

$$\tau(x, y) = \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^M C_{nm} \Psi_{nm}^*(x, y) \exp[i(\alpha_{nm}x + \beta_{nm}y)] \quad (4)$$

Тогда модули коэффициентов разложения $|w_{nm}|^2$ некоторого поля $w(x, y)$:

$$w(x, y) = \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^M w_{nm} \Psi_{nm}(x, y), \quad (5)$$

падающего на такой многопорядковый ДОЭ, одновременно формируются в фокальной плоскости линзы в точках, пропорциональных несущим пространственным частотам: $(u_{nm}, v_{nm}) = (\lambda f \alpha_{nm} / 2\pi, \lambda f \beta_{nm} / 2\pi)$.

При освещении ДОЭ с комплексной функцией пропускания (4) плоской волной в спектральной плоскости линзы в каждом дифракционном порядке формируются Фурье-образы соответствующих базисных функций $\Psi_{nm}(x, y)$:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_{nm}^*(x, y) \exp[i(\alpha_{nm}x + \beta_{nm}y)] \times \exp\left[-i\frac{2\pi}{\lambda f}(ux + vy)\right] dx dy = \tilde{\Psi}_{nm}^*\left(u - \frac{2\pi}{\lambda f}\alpha_{nm}, v - \frac{2\pi}{\lambda f}\beta_{nm}\right), \quad (6)$$

где $\tilde{\Psi}_{nm}(u, v)$ – Фурье-образы функций $\Psi_{nm}(x, y)$.

Если функции $\Psi_{nm}(x, y)$ Фурье-инвариантны, то фокальной плоскости линзы будут зарегистрированы дифракционные порядки, интенсивность которых пропорциональна интенсивности базисных функций $|\Psi_{nm}(x, y)|^2$.

В [23] показано, что гауссовы моды не меняют своей структуры и при прохождении Фурье-каскада. В этом случае меняется лишь значение фундаментального радиуса моды σ на σ_f , определяемое параметрами Фурье-каскада:

$$\sigma_f = \frac{\lambda f}{\sigma\pi}.$$

Если ДОЭ (4) согласован с инвариантными к оператору распространения световыми модами, то при освещении его световой волной, заданной при расчете ДОЭ, будут одновременно сформированы несколько световых пучков, распространяющихся под различными углами к оптической оси.

Таким образом, многопорядковые ДОЭ, согласованные с гауссовыми модами, могут выполнять сразу две функции: генерацию и селекцию соответствующих мод.

На рис. 4 (а) показана фаза 25-канального ДОЭ (4) для оптического разложения световых полей по базису функций ГЭ (3) $n, m=0,4$, полученная методом частичного кодирования при $\alpha=0$, что соответствует методу Лезема [21]. По рассчитанной маске в Университете Йюенсуу (Финляндия) был изготовлен 16-градационный фазовый ДОЭ радиусом 3 мм (600×600 отсчетов). Глубина рельефа изготовленного элемента – 1325 нм (для гелий-неонового лазера, $\lambda=633$ нм, при показателе преломления стекла $n=1,49$, оптимальная глубина рельефа – 1291 нм).

На рис. 4 (б) приведено экспериментально зарегистрированное распределение интенсивности в фокальной плоскости сферической линзы при освещении ДОЭ коллимированным пучком гелий-неонового лазера.

На рис. 5 показана оптическая схема эксперимента по селекции мод ГЭ. Пучок из гелий-неонового лазера **1** проходит через коллиматор **2** и диафрагму **3** и падает на фазовый ДОЭ **4**, который формирует пучок ГЭ в нулевом порядке. Более высокие порядки, возникающие при кодировании, задерживаются диафрагмой **6**, установленной на расстоянии d_1 от плоскости **4**. Расстояние d_1 выбирается так, чтобы в плоскости **5** паразитные дифракционные порядки достаточно отошли от полезного.

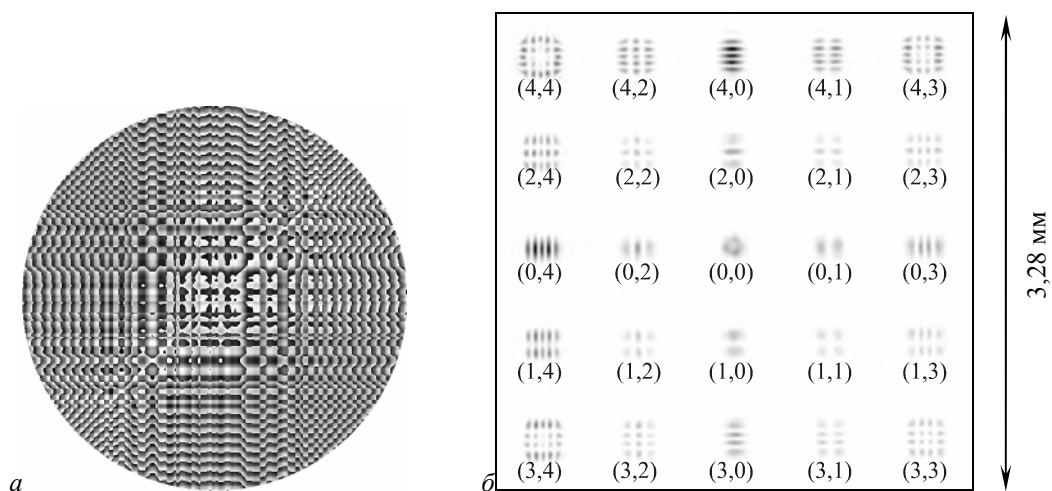


Рис. 4. Фаза 25-канального ДОЭ (а), согласованного с модами ГЭ и экспериментально зарегистрированное распределение интенсивности в спектральной плоскости (б) при освещении ДОЭ коллимированным пучком лазера

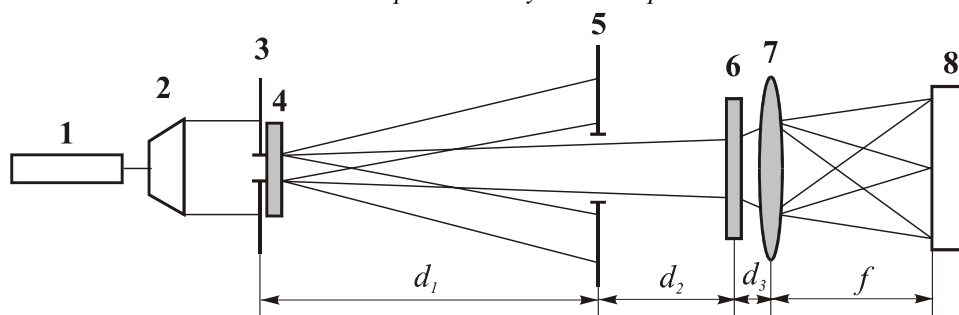


Рис. 5. Оптическая схема эксперимента по селекции мод ГЭ: 1–He-Ne лазер, 2–коллиматор, 3–диафрагма, 4–фазовый ДОЭ, 5–диафрагма, 6–фазовый многопорядковый ДОЭ, 7–сферическая линза, 8–ПЗС-камера

Затем пучок ГЭ проходит еще расстояние d_2 и попадает на фазовый многопорядковый ДОЭ 6, который используется, как согласованный фильтр, и находится на расстоянии d_3 перед сферической линзой 7 с фокусным расстоянием f . В [24] показано, что расстояние d_3 , на котором расположен предмет перед линзой, влияет только на фазовое искривление спектра. Поэтому для регистрации интенсивности спектра в плоскости 8 можно выбирать расстояние $d_3 \neq f$ произвольно, хотя из соображений конечности апертуры линзы лучше ставить ее ближе к предмету. Расстояние d_2 подбиралось эмпирически так, чтобы согласовать размеры падающего пучка и рабочей области ДОЭ 6. Распределение интенсивности в задней фокальной плоскости линзы фиксировалось с помощью ПЗС-камеры 8, соединенной с компьютером.

С помощью различных ДОЭ, помещаемых в позицию 4, формировались световые поля, являющиеся композицией мод ГЭ с индексами (n,m) : (0,1) (рис. 6 (а)), (2,4) (рис. 6 (ж)), (0,1)+(4,5) (рис. 6 (з)), (0,0)+(2,2)+(4,4) (рис. 6 (и)). Затем сформированные световые пучки попадали на многопорядковый ДОЭ (см. рис. 4а), установленный в позиции 6.

На рис. 6 (г, д, е) приведены результаты оптического разложения для светового пучка эффективно (содержание моды $\eta > 90\%$) состоящего из моды ГЭ (0,1) (рис. 6 (а)) и этого же пучка, повернутого на 90° (рис. 6 (б)) и 45° (рис. 6 (в)), соответственно. За-

метим, что при повороте моды ГЭ (0,1) на 90° она становится модой (1,0). При этом в фокальной плоскости линзы возникает корреляционный пик в соответствующем дифракционном порядке (сравни рис. 6 (г) и рис. 6 (д)), а в центрах других порядков наблюдается нулевая интенсивность. Интересно отметить, что при повороте моды (0,1) на 45° возникают корреляционные пики сразу в двух дифракционных порядках – (0,1) и (1,0).

На рис. 6 (к) хорошо виден корреляционный пик, соответствующий моде (2,4). Причем этот пик более мощный (отношение корреляционного сигнала к средней интенсивности фона составило $S_F^{\text{э}}=60$), чем в случае моды (0,1) (в этом случае $S_F^{\text{э}}=47$).

На рис. 6 (з) показано фокальное распределение интенсивности периодического двух-модового пучка ГЭ (0,1)+(4,5), а на рис. 6 (л) – результаты его оптического разложения. Присутствует только корреляционный пик, соответствующий моде (0,1), т.к. мода (4,5) в 25-канальном ДОЭ отсутствует.

На рис. 6и приведено фокальное распределение интенсивности Фурье-инвариантного (см. условие в таб. 2) трех-модового пучка ГЭ (0,0)+(2,2)+(4,4), а на рис. 6 (м) – результаты его оптического разложения. Присутствуют все три корреляционных пика. Значения в центрах соответствующих дифракционных порядков приведены в таб. 4.

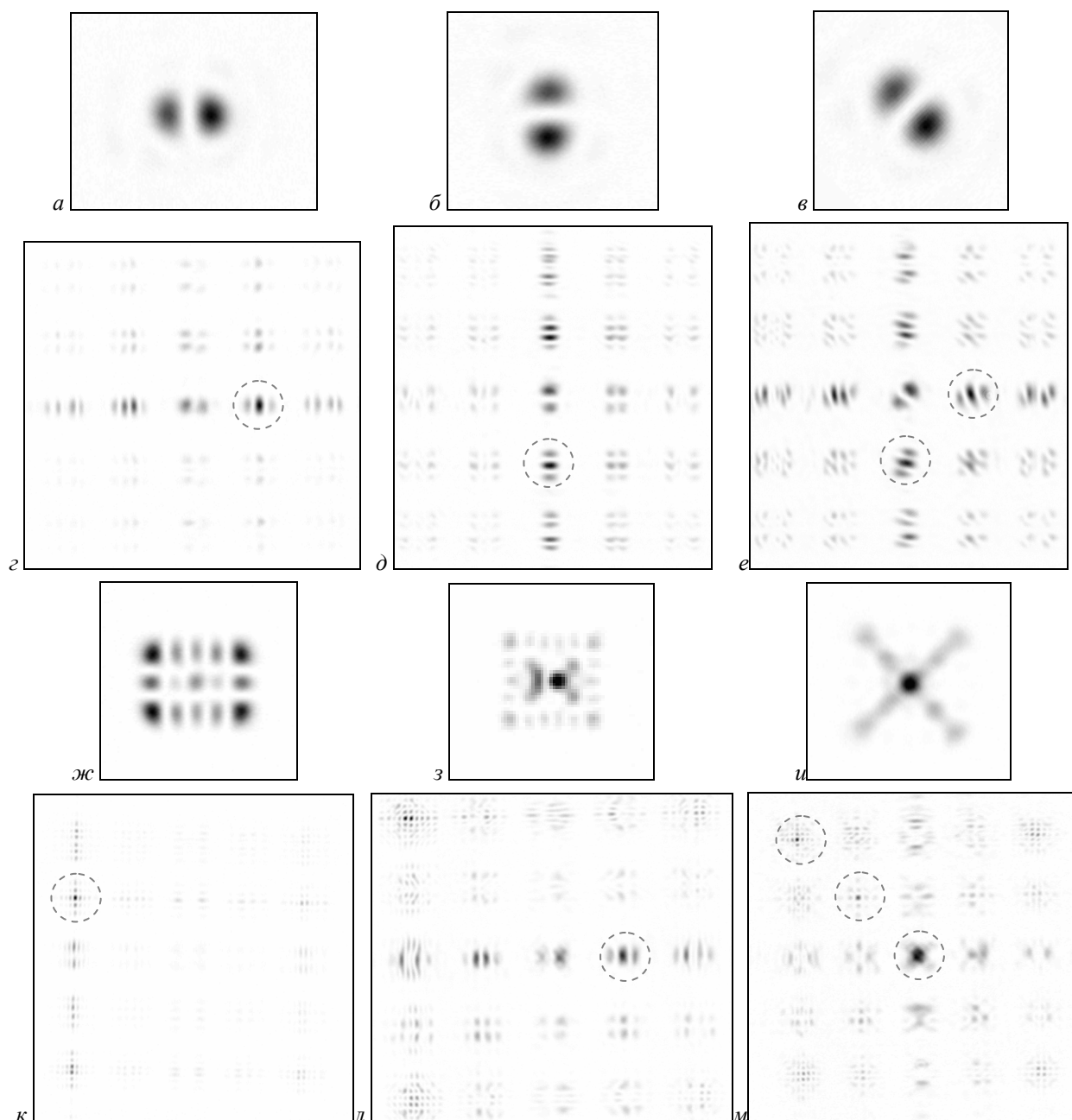


Рис. 6. Результаты экспериментов по оптическому разложению световых полей с помощью 25-порядкового ДОЭ, согласованного с модами ГЭ

Таблица 4. Коэффициенты оптического разложения светового поля, согласованного с композицией мод ГЭ (0,0)+(2,2)+(4,4)

Номера мод	(0,0)	(2,2)	(4,4)	δ_c^3 , %
Значения интенсивности	1,17	0,81	1,03	15,25

Высокое значение отклонения измеренных коэффициентов δ_c^3 в основном связано с кодированием 25-порядкового ДОЭ по методу Лезема, который игнорирует информацию об амплитуде. Нужно заметить, что в отклонение δ_c^3 включаются также погрешности согласования размеров пучка и анализирующего ДОЭ и неточность формирования пучка

фазовым ДОЭ 4. Однако задачу обнаружения определенных мод в световом пучке многопорядковый ДОЭ выполняет хорошо.

На рис. 7 (а) показана кодированная фаза 24-канального ДОЭ, согласованного с теми же модами ГЭ, что и на рис. 4, но без моды (0,0). Фаза рассчитывалась методом частичного кодирования при $\alpha=0,9$. Рельеф изготовленного элемента оказался слишком глубоким (1500 нм) для гелий-неонового лазера (оптимальная глубина рельефа 1291 нм), что привело к некоторым искажениям картины в спектральной плоскости (см. рис. 7 (б)). Тем не менее, качество формирования мод в этом случае гораздо выше, чем при кодировании по методу Лезема (сравните рис. 4 (б) и рис. 7 (б)).

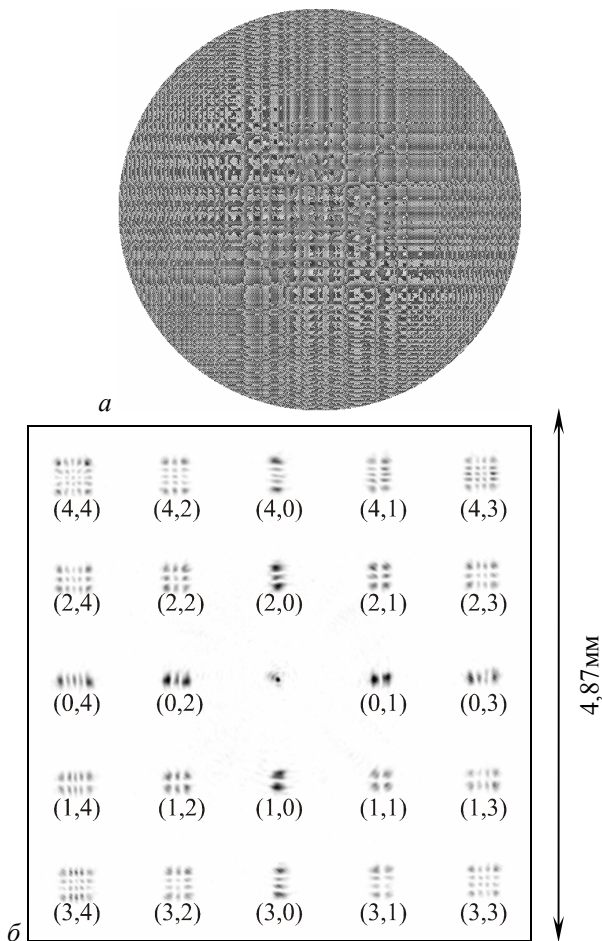


Рис. 7. Фаза 24-канального кодированного ДОЭ, согласованного с модами ГЭ (а) и экспериментально зарегистрированное распределение интенсивности в спектральной плоскости (б) при освещении ДОЭ коллимированным пучком лазера

Учитывая симметрию мод ГЭ относительно индексов n и m , можно значительно увеличить количество селективируемых ДОЭ мод без существенного увеличения количества дифракционных порядков. Например, на рис. 8 (а) показана фаза 28-канального ДОЭ, согласованного с модами ГЭ (n, m): (0,0), (0,1), (0,2), (0,3), (0,4), (0,5), (0,6), (1,1), (1,2), (1,3), (1,4), (1,5), (1,6), (2,2), (2,3), (2,4), (2,5), (2,6), (3,3), (3,4), (3,5), (3,6), (4,4), (4,5), (4,6), (5,5), (5,6), (6,6). Схема соответствия дифракционных порядков номерам мод приведена на рис. 8 (б). Расположение выбрано так, чтобы минимизировать влияние паразитного центрального пика и не превышать некоторое максимальное значение несущих пространственных частот (α_{nm}, β_{nm}) в (4), определяющих допустимый шаг дискретизации.

На рис. 8 (в, г) показаны экспериментально зарегистрированные распределения интенсивности в фокальной плоскости (в) и близко от нее (г) при освещении ДОЭ коллимированным пучком лазера. Погрешности формирования мод связаны с игнорированием амплитудной информации в (4), т.к. применялся метод Лезема ($\alpha=0$).

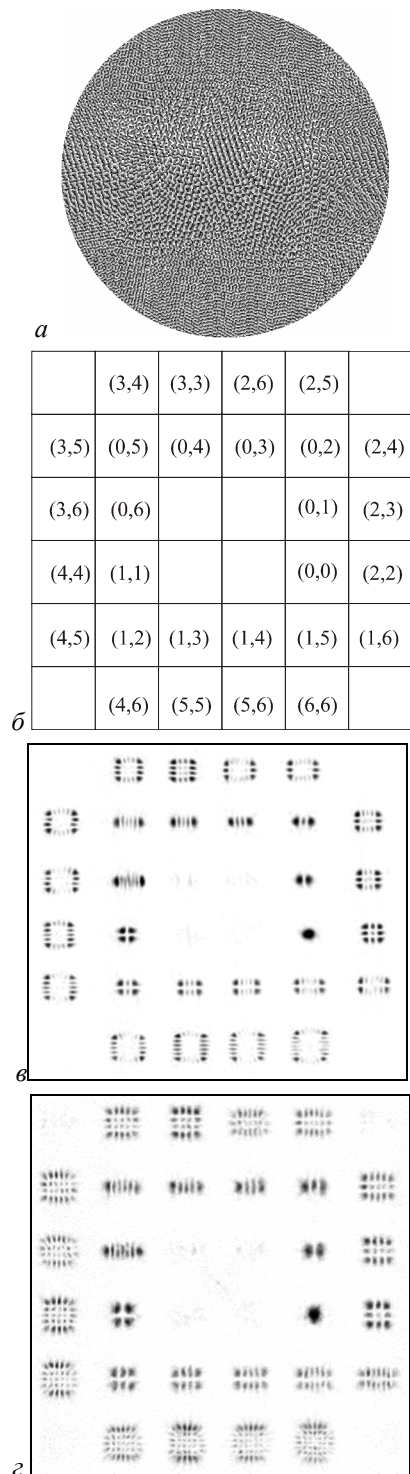


Рис. 8. Фаза 28-канального ДОЭ (а), схема расположения дифракционных порядков (б), и экспериментально зарегистрированные распределения интенсивности в фокальной плоскости (в) и близко от нее (г) при освещении ДОЭ коллимированным пучком лазера

В этом случае чтобы отследить все моды ГЭ с номерами $n, m = \overline{0,6}$ нужно фиксировать картину в Фурье-плоскости дважды – в обычном положении многопорядкового ДОЭ б и после его поворота на 90° .

Заклучение

В работе представлены результаты формирования одно- и многомодовых пучков Гаусса-Эрмита как в нулевом, так и одновременно в нескольких дифракционных порядках с помощью фазовых ДОЭ. Многопорядковые ДОЭ, согласованные с отдельными модами, можно использовать также для селекции заданных мод в лазерном пучке.

Метод частичного кодирования является универсальным в приложении ко всем рассмотренным типам ДОЭ. Более высокий порог кодирования ($\alpha \geq 0,9$) требуется при формировании самовоспроизводящихся многомодовых пучков ГЭ и необходимости точного определения весового состава мод в анализируемом пучке. Для обнаружения заданных мод в пучке можно использовать кодирование с низким порогом ($\alpha < 0,1$).

Литература

1. Бельский А.М. Самовоспроизводящиеся пучки и их связь с недифрагирующими пучками // Оптика и спектроскопия, 1992. Т. 73. №5, С. 947-951.
2. Adams M.J. An introduction to optical waveguides. – J.Wiley & Sons, Chichester, 1981.
3. V.V. Kotlyar, S.N. Khonina, V.A. Soifer An algorithm for the generation of laser beams with longitudinal periodicity: rotating images // Journal of Modern Optics, 1997. V. 44. N.7. P. 1409-1416.
4. Котляр В.В., Соифер В.А., Хонина С.Н. Фазовые формирователи световых полей с продольной периодичностью // Оптика и спектроскопия, 1998. Т. 84. №5. С. 853-859.
5. Хонина С.Н., Котляр В.В., Соифер В.А. Саморепродукция многомодовых пучков Гаусса-Эрмита // Письма в ЖТФ, 1999. 25 (12), С. 62-69.
6. V.A. Soifer, M.A. Golub Laser beam mode selection by computer-generated holograms // CRC Press, Boca Raton, 1994.
7. Методы компьютерной оптики // Под ред. В.А. Соифера. М.: Физматлит, 2000. – 688с.
8. Котляр В.В., Хонина С.Н. Фазовый фильтр для селекции угловых гармоник // Компьютерная оптика, 2000. В. 20. С. 51-55.
9. S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer, Y. Wang, D. Zhao Decomposition of a coherent light field using a phase Zernike filter // Proceedings of SPIE: 5th Congress on Modern Optics, Budapest, 1998. V. 3573. P. 550-553.
10. V.S. Pavelyev, V.A. Soifer, M. Duparré, R. Kowarschik, B. Luedge, B. Kley Iterative Calculation, Manufacture and Investigation of DOE Forming Unimodal Complex Distribution // Optics and Lasers in Engineering, 1998. V. 29. P. 269-279.
11. S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, R.V. Skidanov, V.A. Soifer, P. Laakkonen, J. Turunen, Y. Wang Experimental selection of spatial Gauss-Laguerre modes // Optical Memory and Neural Networks, 2000. V. 9, N. 1, P. 69-74.
12. V.A. Soifer, V.V. Kotlyar, L.L. Doskolovich Iterative methods for diffractive optical elements computation // Taylor & Francis, London, 1997.
13. Котляр В.В., Хонина С.Н., Соифер В.А. Метод частичного кодирования для расчета фазовых формирователей мод Гаусса-Эрмита // Автометрия, 1999. Т. 6. С. 74-83.
14. Kotlyar V. V., Nikolski I. V., Soifer V. A. An algorithm for calculation of formers of Gaussian modes // Optik, 1994. V. 98, N.1. P. 26-30.
15. Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. М.: Наука, 1979.
16. Хонина С.Н. Формирование и передача на расстояние изображений с помощью мод Гаусса-Лагерра // Компьютерная оптика, 1998. В. 18, С. 71-82.
17. Павельев В.С. и Хонина С.Н. Быстрый итерационный расчет фазовых формирователей мод Гаусса-Лагерра // Компьютерная оптика, 1997. В. 17. С. 15-20.
18. Doskolovich L.L., Perlo P., Petrova O.I., Repetto P., Soifer V.A. Calculation of quantized DOEs on the basis of a continuous series approach // Proceedings of SPIE, 1998, V. 3348. P. 37-47.
19. Хонина С.Н., Формирование мод Гаусса-Эрмита с помощью бинарных ДОЭ. П. Оптимизация апертурной функции // Компьютерная оптика, 1998. В. 18. С. 28-36.
20. Котляр В.В., Хонина С.Н., Мелехин А.С., Соифер В.А. Кодирование дифракционных оптических элементов методом локального фазового скачка // Компьютерная оптика, 1999. В. 19, С. 54-64.
21. Lesem L.B., Hirsh P.M., Jordan J.A. The kinoform: a new wavefront reconstruction device // IBM J. Res. Develop., 1969. V. 13, N. 3, P. 150-155.
22. Котляр В.В., Хонина С.Н., Ванг Я. Операторное описание параксиальных световых полей // Компьютерная оптика, 2001. В. 21, С. 45-52.
23. Ярив А., Введение в оптическую электронику// М.: Высшая школа, 1983.
24. J.W. Goodman Introduction to Fourier optics. – McGraw-Hill, Inc., San Francisco, 1968.