

Формирование осевых и внеосевых фокальных порядков дифракции фазовых непараксиальных оптических элементов

О.А. Дюкарева
Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева
Самара, Россия
dukarevaola@gmail.com

Аннотация—В работе рассматривается дифракция пучков на квантованных непараксиальных оптических элементах. Показано, что формирование дифракционных порядков зависит как от значения числовой апертуры, так и от фокусного расстояния. При непараксиальном распространении основная энергия приходится на первые порядки дифракции, также возможно устранять большее число порядков по сравнению с параксиальным случаем и варьировать их положение при фиксированном фокусном расстоянии с использованием отклоняющей решетки.

Ключевые слова—квантование фазы, преобразование Рэлея-Зоммерфельда, непараксиальная линза, отклоняющая решетка

I. ВВЕДЕНИЕ

Дифракционные оптические элементы с бинарным фазовым профилем останутся основой многих мультифокальных систем для обеспечения увеличения глубины резкости и диапазона настройки фокусного расстояния, широко используются в системах визуализации, расширяют средства воздействия лазерного излучения на вещество и управление лазерной обработкой и структурированием материалов [1-6].

Непараксиальные оптические элементы применяются для решения задач в терагерцовом диапазоне, что позволяет использовать методы неинвазивного контроля в различных типах приложений, включая биомедицинскую экспертизу [7].

В работе рассматриваются изменения свойств распространения пучков на основе квантованных фазовых элементов по произвольному уровню при переходе от параксиальной волновой модели к непараксиальной, что связано как с уменьшением размера оптических элементов до нескольких десятков микрометров, так и появлением дополнительных степеней свободы, обусловленных вариацией поляризационных характеристик электромагнитного поля.

II. МОДЕЛИРОВАНИЕ

В ближней зоне дифракции для расчета полной интенсивности выходного поля используется векторное преобразование Рэлея-Зоммерфельда первого типа [8], где $g_x(x,y)$, $g_y(x,y)$ – тангенциальные (поперечные) компоненты входного электрического поля, которые могут быть заданы с помощью коэффициентов поляризации c_x , c_y :

$$E_x(u, v, z) = -\frac{z}{2\pi} \int \int_{-R}^R g_x(x, y) \exp(ikl) / l^2 (ik - 1/l) dx dy,$$

$$E_y(u, v, z) = -\frac{z}{2\pi} \int \int_{-R}^R g_y(x, y) \exp(ikl) / l^2 (ik - 1/l) dx dy,$$

$$E_z(u, v, z) = \frac{1}{2\pi} \int \int_{-R}^R [g_x(x, y)(u-x) + g_y(x, y)(v-y)] \times \exp(ikl) / l^2 (ik - 1/l) dx dy,$$

$$l = \sqrt{(u-x)^2 + (v-y)^2 + z^2},$$

$$E^2 = |E_x|^2 + |E_y|^2 + |E_z|^2.$$

При моделировании используется длина волны $\lambda=1$ мкм. Входное поле ограничено радиусом R оптического элемента. Коэффициенты у-линейной поляризации задаются как $c_x=0$, $c_y=1$.

Известно, что квантованная по среднему уровню параксиальная линза $g(r) = \exp(-ikr^2 / (2f))$ ($f \gg R$, $k = 2\pi / \lambda$) порождает дополнительные нечетные дифракционные порядки на оптической оси с равными весами [9]. Поскольку для корректного расчета распространения пучков в непараксиальной области необходимо перейти от приближения параболических волн к сферическим, комплексная функция пропускания рассматриваемого пучка представляется в виде $g(r) = \exp(-ik\sqrt{r^2 + f^2})$.

В общем случае при существенном уменьшении фокусного расстояния (например, при переходе от значения числовой апертуры $NA=0,003$ к $NA=0,24$) можно наблюдать перераспределение энергии между дифракционными порядками таким образом, что значительная часть энергии приходится только на первые порядки, причем четкая структура положения порядков вблизи входной плоскости не сохраняется, что показано на рис. 1. Поскольку четные порядки при квантовании по среднему уровню отсутствуют, единственным выраженным максимумом на оси становится максимум порядка $p = 1$ в точке фокуса линзы уже при $f \leq 4R$. В случаях, когда $f \leq R$ все дополнительные дифракционные порядки отсутствуют полностью, осевое распределение интенсивности квантованного пучка качественно практически идентично распределению,

сформированному многоуровневой линзой, однако количественно значение интенсивности меньше.

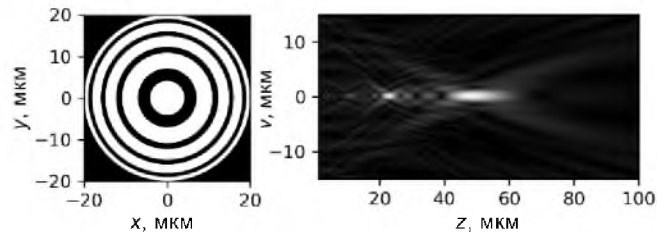


Рис. 1. Фаза линзы и продольная интенсивность поля после линзы, $f=50$ мкм, $\gamma=0,33$.

Схожие непараксиальные эффекты наблюдаются при использовании фазовой отклоняющей решетки с пилообразным профилем $g(r) = \exp(ik\alpha y)$, период решетки задается неявно и равен $d = 1/\alpha$. В зависимости от знака α решетка позволяет отклонять пучок в разные стороны от оптической оси, что при дополнении линзой приводит к вертикальному смещению положения фокуса.

При квантовании фазы пучка по среднему уровню в непараксиальной области ($f \leq R$) в поперечной плоскости фокуса образуется только первый дифракционный порядок, и, поскольку бинарная отклоняющая решетка формирует симметричные порядки относительно оптической оси, номера порядков равны $p_1 = -1$ и $p_2 = 1$, соответственно. При этом между порядками образуется практически замкнутая (интенсивность на оптической оси равна нулю) область низкой интенсивности, размер которой зависит от параметра решетки α . С увеличением α край области смещается к входной плоскости, и при $\alpha = 3$ можно видеть, что отклоненные пучки от входной плоскости распространяются практически параллельно.

В случае изменения уровня бинарного квантования γ возникают слабо выраженные дополнительные нечетные порядки (большая энергия приходится на порядки с меньшим номером) и пик интенсивности на оптической оси, представляющий собой нулевой порядок дифракции (рис. 2). Отметим, что нулевой порядок дифракции рассматриваемой ранее квантованной линзы не формируется, а энергия, приходящаяся на него, рассеивается.

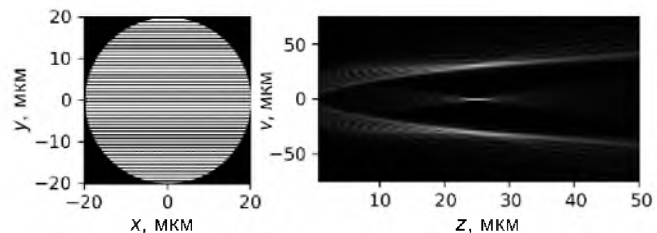


Рис. 2. Фаза квантованной решетки и продольная интенсивность поля при дополнении линзой, $f=25$ мкм, $\gamma=0,4$, $\alpha=1$.

III. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены свойства распространения пучков в непараксиальной области и возможности формирования дифракционных порядков методом квантования по

произвольному уровню γ [10]. При $f > R$ квантованная линза позволяет формировать дополнительные дифракционные порядки, но при уменьшении фокусного расстояния вся энергия перераспределяется на первые максимумы интенсивности, и когда $f < R$ в плоскости фокуса образуется единственный выраженный пик порядка $p=1$.

В отличие от непараксиальной линзы, непараксиальная отклоняющая решетка позволяет формировать поперечные порядки как в плоскости фокуса, так и смещенные, за счет вариации коэффициента решетки α . По сравнению с параксиальным случаем формирование максимумов ограничено несколькими первыми порядками, включая нулевой, расположенный на оси, что в отдельных случаях обеспечивает более четкую фокусировку и возможность устранения порядков, не связанных со знаменателем дроби γ .

Полученные результаты могут быть использованы в задачах (де-)мультиплексирования и детектирования сигналов [11].

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ в рамках научного проекта № 22-79-10007.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Garmendía-Martínez, A. Multifocal binary Gabor zone plates / A. Garmendía-Martínez, W.D. Furlan, J.A. Monsoriu, V. Ferrando // Proc. SPIE Optical Design and Engineering IX. – 2024. – V. 13019. – 13019IX. DOI:10.1117/12.3016008.
- [2] Yang, Y. High throughput direct writing of a mesoscale binary optical element by femtosecond long focal depth beams/ Y. Yang, E. Jia, X. Ma, C. Xie, B. Liu, Y. Li, M. Hu // Light: Advanced Manufacturing. – 2023. – V. 4(4). – P. 466-475. DOI:10.37188/lam.2023.042.
- [3] Li, L. Zoom liquid lens employing a multifocal Fresnel zone plate / L. Li, F.-L. Kuang, J.-H. Wang, Y. Zhou, Q.-H. Wang // Opt. Express. – 2021. – V. 29(2). – P. 2135-2141. DOI: 10.1364/OE.415483.
- [4] Gao, D. Optical manipulation from the microscale to the nanoscale: fundamentals, advances and prospects / D. Gao, W. Ding, M. Nieto-Vesperinas, et al. // Light: Sci. & Applicat. – 2017. – V. 6(9). – e17039. DOI:10.1038/lsa.2017.39.
- [5] Oscurato, S.L. Shapeshifting diffractive optical devices / S.L. Oscurato, F. Reda, M. Salvatore, et al. // Laser & Photon. Rev. – 2022. – V. 16. – 2100514. DOI:10.1002/lpor.202100514.
- [6] Porfirev, A. Light-matter interaction empowered by orbital angular momentum: Control of matter at the micro-and nanoscale / A. Porfirev, S. Khonina, A. Kuchmizhak // Progress in Quant. Electron. – 2023. – V. 88. – P. 100459. DOI:10.1016/j.pquantelec.2023.100459.
- [7] Orlov, S. Light Engineering and Silicon Diffractive Optics Assisted Nonparaxial Terahertz Imaging / S. Orlov, R. Ivaškevičiūtė-Povilauskienė, K. Mundrys, P. Kizevičius, E. Naciūsis, D. Jokubauskis, K. Ikamas, A. Lisauskas, L. Minkevičius, G. Valušis // Laser & Photonics Reviews. – 2024. – V. 18. – 2301197. DOI:10.1002/lpor.202301197.
- [8] Khonina, S.N. Near-field propagation of vortex beams: models and computation algorithms / S.N. Khonina, A.V. Ustinov, A.A. Kovalyov, S.G. Volotovskiy // Optical Memory and Neural Networks (Allerton Press). – 2014. – V. 23(2). – P. 50-73. DOI:10.3103/S1060992X14020027.
- [9] Хонина, С.Н. Бинарная линза: исследование локальных фокусов / С.Н. Хонина, А.В. Устинов, П.В. Скиданов // Компьютерная оптика. – 2011. – Т. 35(3). – С. 339-346.
- [10] Дюкарева, О.А. Управление формированием и детектирование осевых и внеосевых дифракционных порядков при двухуровневом квантовании фазы вихревой линзы / О.А. Дюкарева, А.В. Устинов, С.Н. Хонина // Компьютерная оптика. – 2025. – Т. 49(1). – С. 36–43. DOI: 10.18287/2412-6179-СО-1527.
- [11] Казанский, Н.Л. Дифракционные оптические элементы для мультиплексирования структурированных лазерных пучков / Н.Л. Казанский, С.Н. Хонина, С.В. Карпов, А.П. Порфирьев // Квантовая электроника. – 2020. – Т. 50(7). – С. 629-635.