

Моделирование пространственного распределения рассеянного света при освещении резонансной дифракционной решётки структурированным излучением

С.Н. Хонина^{1,2}, Ю.В. Капитонов²

¹ ИСОИ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, 443001, Россия, г. Самара, ул. Молодогвардейская, д. 151;

² Санкт-Петербургский государственный университет, 198504, Россия, г. Санкт-Петербург, ул. Ульяновская, д. 1

Аннотация

В данной работе проведён сравнительный теоретический анализ и численное моделирование действия различных типов решёток в дальней зоне дифракции на основе преобразования Фурье. Более детально рассмотрен пространственный спектр (картины дифракции в дальней зоне или в фокальной плоскости) бинарных амплитудных решёток, в том числе с учётом вариаций фил-фактора. При анализе характеристик экспериментально созданных резонансных решёток на основе галогенидных перовскитов рассмотрено влияние типа освещающего пучка на формирование первых трёх дифракционных порядков.

Ключевые слова: резонансная дифракционная решётка, пространственный спектр, структурированное излучение.

Цитирование: Хонина, С.Н. Моделирование пространственного распределения рассеянного света при освещении резонансной дифракционной решётки структурированным излучением / С.Н. Хонина, Ю.В. Капитонов // Компьютерная оптика. – 2023. – Т. 47, № 6. – С. 927-937. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1404.

Citation: Khonina SN, Kapitonov YV. Simulation of the spatial distribution of scattered light under illumination of a resonant diffraction grating with structured light. Computer Optics 2023; 47(6): 927-937. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1404.

Введение

Дифракционная решётка – это оптический элемент, создающий периодическое изменение амплитуды и/или фазы падающей электромагнитной волны [1, 2]. История изобретения и применения дифракционных решёток имеет давнюю историю, которая началась ещё в конце 18-го века [1, 2], причём отражательные дифракционные решётки, близкие к современным, были изготовлены уже в начале 19-го века [2, 3].

Наибольшую энергетическую эффективность, сосредоточенную в одном дифракционном порядке, обеспечивают решётки с непрерывным пилообразным фазовым профилем (решётки «с блеском»), но они наиболее сложны с технологической точки зрения. Бинарные решётки значительно проще изготавливать, но они формируют множество дифракционных порядков, поэтому их энергетическая эффективность ограничена.

Одно из основных применений дифракционных решёток – разделение или размножение падающего пучка. Решётки, обеспечивающие равномерное разделение падающего пучка на заданное количество дифракционных порядков, называют решётками Дамманна [4–7].

В этом случае требуется не только расчёт, но и точное изготовление таких решёток [8, 9]. Другим известным применением решёток является использова-

ние их как дисперсионных элементов в спектральных приборах [10–12].

В последнее время периодические структуры различного типа (амплитудные, фазовые, комбинированные) не только изготавливаются по специально разработанным технологиям [13–15], но и формируются при взаимодействии излучения с веществом [16–20].

Особой разновидностью дифракционных решёток являются так называемые резонансные дифракционные решётки. В данных структурах контраст в штрихах достигается с помощью пространственной модуляции резонансных свойств среды. В качестве такого резонанса может выступать экситон в квантовой яме [21–24] или экситон в трёхмерном полупроводнике [25]. Простейшим способом модуляции является внесение в материальный резонанс дополнительного неоднородного уширения с помощью локального дефектообразования. Для эпитаксиальных гетероструктур это может быть сделано с помощью предварительной обработки подложки для роста [21]. Послеростовым методом модуляции является облучение сфокусированным пучком высокоэнергетических ионов [26, 27]. Данный метод был использован для создания резонансных дифракционных решёток как на основе квантовых ям АЗВ5 [22–24], так и на основе нового полупроводникового материала фотоники – галогенидных перовскитов [25]. Галогенидные перовскиты являются перспективным материалом для

создания резонансных дифракционных оптических элементов благодаря простому жидкофазному синтезу [28] и наличию в этом материале резонанса свободного экситона с большой силой осциллятора [29–31]. Хотя для точного описания резонансных решёток требуется учёт как амплитудной, так и фазовой компоненты решётки [23], в условиях вблизи резонанса (т.е. при освещении излучением с соответствующей длиной волны) пространственное распределение света при дифракции на решётке может быть построено в приближении простейшей бинарной амплитудной решётки.

В данной работе приведён теоретический анализ и численное моделирование действия различных типов решёток в дальней зоне дифракции на основе преобразования Фурье. Более детально рассмотрен пространственный спектр (картины дифракции в дальней зоне) бинарных амплитудных решёток, в том числе с учётом вариаций фил-фактора. При анализе характеристик экспериментально созданных резонансных решёток на основе галогенидных перовскитов [25] рассмотрено влияние типа освещающего пучка на формирование дифракционных порядков.

1. Дифракция на различных типах решёток: теоретический анализ

Известно множество типов решёток – амплитудных, фазовых, с непрерывным или бинарным профилем.

$$G_{phr}(u) = \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda f}} \int_{-\infty}^{\infty} A(x) \exp\left(i \frac{2\pi}{d} x\right) \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda f} xu\right) dx = \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda f}} \int_{-\infty}^{\infty} A(x) \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda f} \left(u - \frac{\lambda f}{d}\right) x\right] dx = G_A\left(u - \frac{\lambda f}{d}\right) = G_A(u - u_s), \tag{3}$$

где $G_A(u - u_s)$ соответствует смещённому на расстояние $u_s = \lambda f/d$ Фурье-образу от поля $A(x)$:

$$G_A(u) = \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda f}} \int_{-\infty}^{\infty} A(x) \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda f} xu\right) dx. \tag{4}$$

Свойство (4), позволяющее отклонять падающее поле от оптической оси, успешно используется не

$$G(u) = \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda f}} \int_{-R}^R \exp\left(i \frac{2\pi}{d} x\right) \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda f} xu\right) dx = \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda f}} \int_{-R}^R \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda f} \left(u - \frac{\lambda f}{d}\right) x\right] dx = \frac{\sqrt{\frac{2\pi}{\lambda f}} \sin\left[\frac{2\pi R}{\lambda f} \left(u - \frac{\lambda f}{d}\right)\right]}{\frac{2\pi}{\lambda f} \left(u - \frac{\lambda f}{d}\right)} = R \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda f}} \operatorname{sinc}\left[\frac{R}{\lambda f} \left(u - \frac{\lambda f}{d}\right)\right]. \tag{5}$$

1.2. Синусоидальная амплитудная решётка

Амплитудную синусоидальную решётку можно представить в виде суммы двух фазовых отклоняющих решёток (2) и константы, обеспечивающей положительные значения функции пропускания оптического элемента:

В данном параграфе рассмотрены основные примеры дифракционных решёток, приведён теоретический анализ их действия.

Дифракцию падающего пучка $A(x)$ с длиной волны излучения λ на решётке $\tau(x)$, ограниченной апертурой радиусом R , в фокальной плоскости линзы с фокусным расстоянием f можно описать с помощью преобразования Фурье [32]:

$$G(u) = \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda f}} \int_{-R}^R A(x) \tau(x) \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda f} xu\right) dx. \tag{1}$$

1.1. Фазовая отклоняющая решётка с пилообразным профилем

Хорошо известно, что лазерный пучок можно отклонить с использованием оптического клина или решётки с пилообразным профилем (*blazed grating*). Комплексная функция пропускания такой решётки имеет следующий вид:

$$\tau_{phr}(x) = \exp\left(i \frac{2\pi}{d} x\right), \tag{2}$$

где d – период решётки.

Для освещающего пучка произвольного вида $A(x)$ дифракцию на решётке (2) в фокальной плоскости можно описать с помощью преобразования Фурье (1):

только для размножения и мультиплицирования [4–7, 33, 34], но также для одновременного детектирования различных типов полей на основе многопорядковых дифракционных пространственных фильтров [35, 36].

Дифракцию плоской волны $A(x) = 1$, ограниченной апертурой радиусом R , на решётке (2) можно вычислить в явном виде:

$$\tau_{ams}(x) = \frac{1}{2} + \frac{\alpha}{2} \sin\left(\frac{2\pi}{d} x\right) = \frac{1}{2} + \frac{\alpha}{4i} \left[\exp\left(i \frac{2\pi}{d} x\right) - \exp\left(-i \frac{2\pi}{d} x\right) \right], \tag{6}$$

где α – глубина (контраст) решётки, $0 < \alpha < 1$.

Очевидно, дифракция на такой решётке обеспечивает формирование трёх дифракционных порядков (нулевого и двух отклонённых в разные стороны):

$$G_{ams}(u) = \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda f}} \int_{-\infty}^{\infty} A(x) \tau_{ams}(x) \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda f} x u\right) dx = \tag{7}$$

$$= \frac{1}{2} G_A(u) + \frac{\alpha}{4i} G_A\left(u - \frac{\lambda f}{d}\right) - \frac{\alpha}{4i} G_A\left(u + \frac{\lambda f}{d}\right).$$

Яркость отклонённых порядков связана с контрастом решётки α .

1.3. Синусоидальная фазовая решётка

Синусоидальная фазовая решётка может быть представлена в виде бесконечного ряда [32, 37]:

$$\tau_{phs}(x) = \exp\left[i\alpha \sin\left(\frac{2\pi}{d} x\right)\right] = \tag{8}$$

$$= \sum_{p=-\infty}^{\infty} J_p(\alpha) \exp\left[ip \frac{2\pi}{d} x\right],$$

где коэффициенты $J_p(x)$ являются функциями Бесселя первого рода p -го порядка.

Действие синусоидальной фазовой решётки существенно отличается от амплитудной, так как порождает бесконечное количество дифракционных порядков:

$$G_{phs}(u) = \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda f}} \int_{-\infty}^{\infty} A(x) \tau_{phs}(x) \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda f} x u\right) dx = \tag{9}$$

$$= \sum_{p=-\infty}^{\infty} J_p(\alpha) \cdot G_A\left(u - \frac{p\lambda f}{d}\right).$$

При $A(x)=1$, ограниченного радиусом R , вместо выражения (9) можно записать:

$$G_{phs}(u) = R \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda f}} \sum_{p=-\infty}^{\infty} J_p(\alpha) \cdot \text{sinc}\left[\frac{R}{\lambda f} \left(u - \frac{p\lambda f}{d}\right)\right]. \tag{10}$$

1.4. Бинарная амплитудная решётка

На рис. 1 показана амплитудная бинарная решётка с периодом d и шириной пропускающей части b .

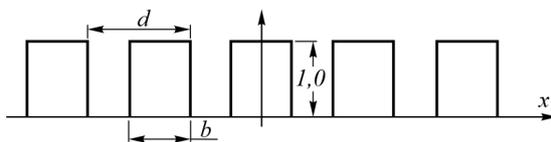


Рис. 1. Вид амплитудной бинарной решётки

Амплитудная бинарная решётка также может быть представлена в виде бесконечного ряда, аналогичного (8), но с другими коэффициентами [38]:

$$\tau_{amb}(x) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \text{sinc}\left(\frac{pb}{d}\right) \exp\left[ip \frac{2\pi}{d} x\right]. \tag{11}$$

Действие такой решётки аналогично синусоидальной фазовой, но с другими весами при различных дифракционных порядках:

$$G_{amb}(u) = \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda f}} \int_{-\infty}^{\infty} A(x) \tau_{amb}(x) \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda f} x u\right) dx = \tag{12}$$

$$= \sum_{p=-\infty}^{\infty} \text{sinc}\left(\frac{pb}{d}\right) \cdot G_A\left(u - \frac{p\lambda f}{d}\right).$$

Для ограниченной плоской волны $A(x)=1$, соответственно:

$$G_{amb}(u) = R \frac{b}{d} \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda f}} \times \tag{13}$$

$$\times \sum_{p=-\infty}^{\infty} \text{sinc}\left(\frac{pb}{d}\right) \text{sinc}\left[\frac{R}{\lambda f} \left(u - \frac{p\lambda f}{d}\right)\right].$$

Интересное отличие от предыдущей решётки состоит в отсутствии некоторых дифракционных порядков. Дифракционная эффективность порядка определяется квадратом соответствующего коэффициента:

$$\eta_p = \left(\frac{b}{d}\right)^2 \text{sinc}^2\left(\frac{pb}{d}\right). \tag{14}$$

Из выражения (14) видно, что для решётки с шириной пропускающей части, равной половине периода $b/d=0,5$, отсутствуют все чётные (кроме нулевого) порядки:

$$\eta_p(b = d/2) = \frac{1}{4} \text{sinc}^2\left(\frac{p}{2}\right). \tag{15}$$

Используя формулу (15), можно оценить, что дифракционная эффективность при $p=0$ равна 25 %, для $p=\pm 1$ – около 10 %, для $p=\pm 3$ – чуть более 1 %.

Отметим, что отношение ширины пропускающей полосы к размеру периода называют фил-фактором:

$$\gamma = \frac{b}{d}. \tag{16}$$

Изменение величины (16) позволяет управлять соотношением энергии в дифракционных порядках, что явно видно из выражения (14) и было подробно проанализировано в работах [39–42].

2. Результаты сравнительного численного моделирования

В данном параграфе показаны результаты численного моделирования в качестве иллюстрации теоретического анализа, приведённого в предыдущем параграфе. Детальное внимание уделено амплитудной бинарной решётке, в том числе управлению распределением дифракционных порядков за счёт соотношения ширины пропускающих и не пропускающих полос (влияние фил-фактора).

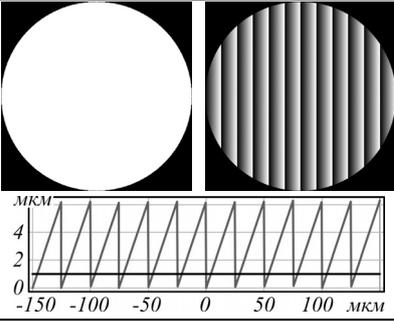
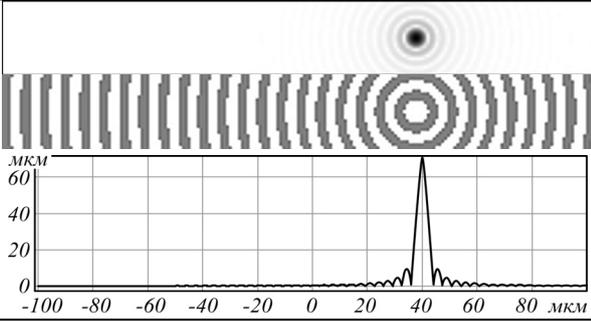
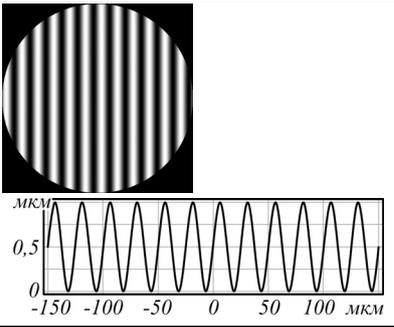
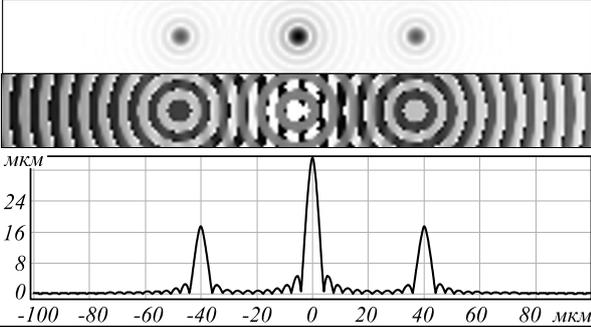
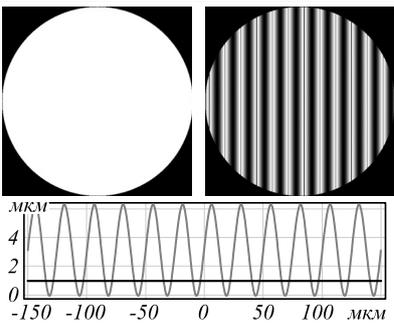
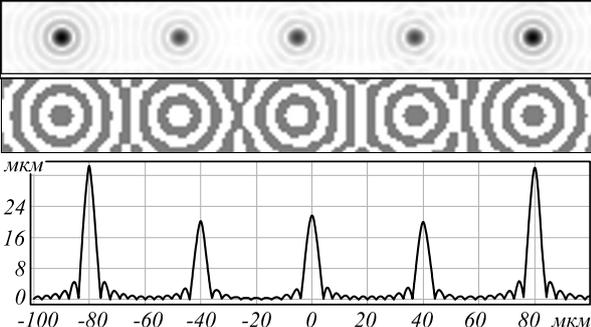
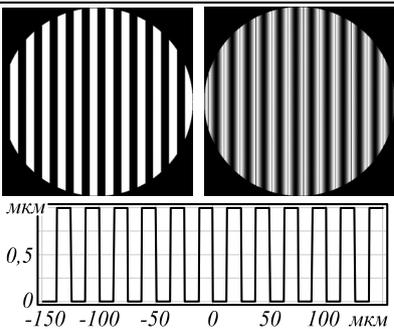
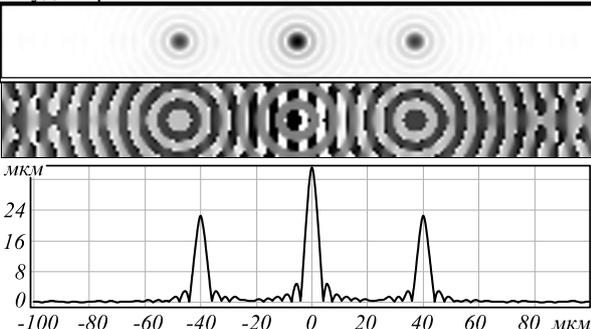
2.1. Расчёт пространственного спектра для различных типов решёток

Результаты моделирования действия различных типов решёток, описанных в параграфе 1, при освещении плоской ограниченной волной приведены в табл. 1. В левом столбце показан вид амплитуды и фазы решётки, ограниченный круглой апертурой ра-

диусом R , а также график сечения (амплитуда показана чёрной линией, фаза – серой линией). В правом столбце показано распределение в фокальной плоскости (амплитуда и фаза), а также график сечения для амплитуды.

Параметры расчёта: длина волны излучения $\lambda = 1$ мкм, радиус $R = 150$ мкм, фокусное расстояние $f = 1000$ мкм, период решёток $d = 25$ мкм.

Табл. 1. Действие различных типов решёток при освещении ограниченной плоской волной

Вид решётки (амплитуда, фаза и сечение)	Распределение в фокальной плоскости (размер области 200×25 мкм)
1. Пилообразная фазовая решётка	
	
2. Синусоидальная амплитудная решётка ($\alpha = 0,5$)	
	
3. Синусоидальная фазовая решётка ($\alpha = \pi$)	
	
4. Бинарная амплитудная решётка	
	

Как видно из результатов моделирования, пилообразная фазовая решётка (*blazed grating*), описываемая выражением (2), просто смещает Фурье-образ падающего пучка на расстояние $u_s = \lambda f/d$. В данном случае падающий пучок является ограниченной плоской волной радиусом R . Для рассмотренных параметров $u_s = 40$ мкм.

Синусоидальная амплитудная решётка формирует только три дифракционных порядка (нулевой и ± 1).

Синусоидальная фазовая решётка производит бесконечное число дифракционных порядков, интенсивность которых определяется в соответствии с формулой (9) – в рассмотренном случае это квадрат $J_p(2\pi)$, где p – номер порядка.

Бинарная амплитудная решётка также производит бесконечное число дифракционных порядков, интенсивность которых определяется в соответствии с формулой (14) – в рассмотренном случае для фил-фактора $b/d=0,5$ – это выражение (15), т.е. отсутствуют чётные порядки, кроме нулевого.

В данной работе нас особенно интересует действие амплитудной бинарной решётки, так как данный тип решётки может быть использован для приближённого описания действия резонансных решёток [22–25]. Как правило, рассматривают решётки с одинаковой шириной прозрачных и непрозрачных полос, т.е. величиной фил-фактора (16) $\gamma=0,5$. Изменение этой величины позволяет значительно менять соотношение энергии в формируемых дифракционных порядках, вплоть до подавления некоторых из них [42]. Влияние фил-фактора для бинарной амплитудной решётки более детально рассмотрено ниже.

2.2. Влияние фил-фактора на соотношение энергии в формируемых дифракционных порядках для бинарной амплитудной решётки

Из выражения (14) следует, что вариации шириной пропускающей части b позволяют существенно варьировать соотношение энергии в формируемых дифракционных порядках, в том числе обеспечивая полное отсутствие некоторых порядков. Отметим, что фил-фактор (16), соответствующий отношению b/d , может быть представлен в виде несократимой дроби целых чисел:

$$\gamma = \frac{b}{d} = \frac{n_b}{n_d} \tag{17}$$

Это представление удобно для определения, какие дифракционные порядки будут отсутствовать в пространственном спектре решётки, а именно, порядки, кратные величине n_d .

В табл. 2 приведены результаты моделирования для бинарной амплитудной решётки с различным фил-фактором γ .

Как видно, меняя величину фил-фактора амплитудной решётки, можно существенно менять соотношение энергии в дифракционных порядках, вплоть до

обнуления некоторых из них. В частности, хорошо видно, что при одинаковой ширине прозрачных и непрозрачных полос $\gamma=1/2$ (4-я строка табл. 2) отсутствуют все чётные порядки (кроме нулевого). Поэтому в центральной части их значительно меньше, чем для $\gamma=1/5$ (1-я строка табл. 2) или для $\gamma=1/4$ (2-я строка табл. 2).

Отметим, однако, что при $\gamma=1/5$ обеспечивается наибольшее значение энергии в $p=\pm 1$ порядках дифракции по сравнению с другими значениями γ для амплитудной решётки. При освещении такой решётки структурированным излучением (модами лазерного излучения, вихревыми пучками, бездифракционными пучками) [34, 43–47] в дальней зоне дифракции или в фокальной плоскости линзы будет формироваться Фурье-образ освещающего пучка, размноженный в основном только в трёх первых порядках ($p=0, p=\pm 1$).

Моделирование для некоторых типов освещающих пучков показано в следующем параграфе.

3. Моделирование формирования пространственного спектра при освещении резонансной решётки структурированным излучением

Хотя для точного описания резонансных решёток требуется учёт как амплитудной, так и фазовой компоненты решётки [23], в условиях вблизи резонанса пространственное распределение света после дифракции на решётке может быть построено в приближении простейшей бинарной амплитудной решётки.

В работе [25] была создана такая резонансная решётка на основе нового полупроводникового материала фотоники – галогенидных перовскитов. Вид созданной решётки и её характеристики приведены на рис. 2.

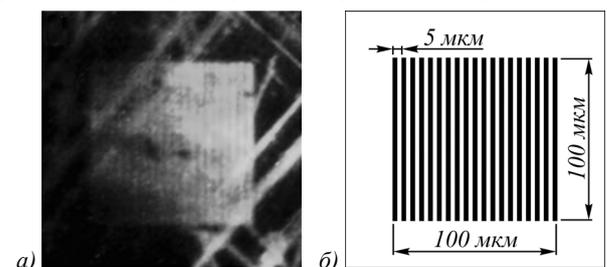
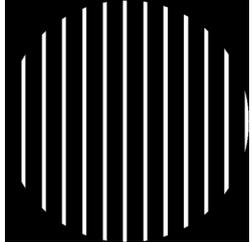
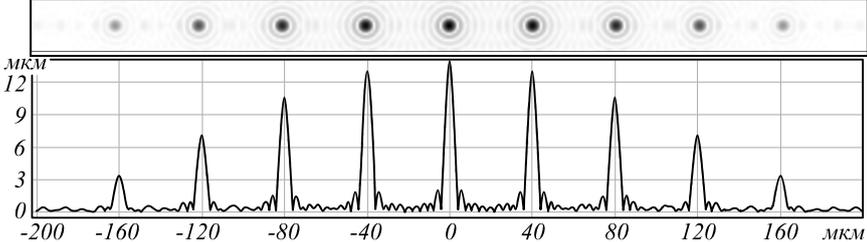
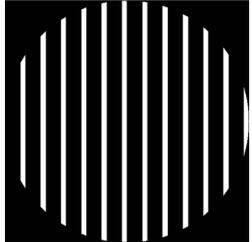
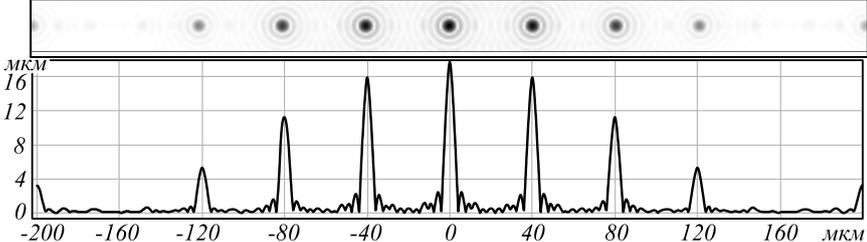
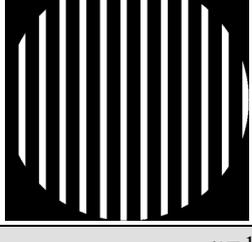
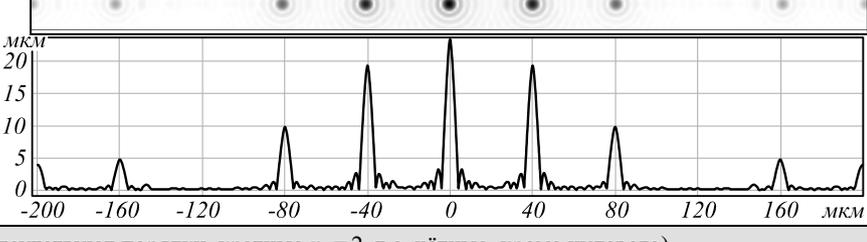
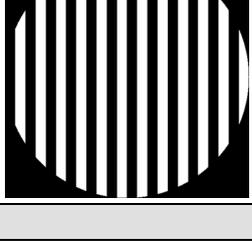
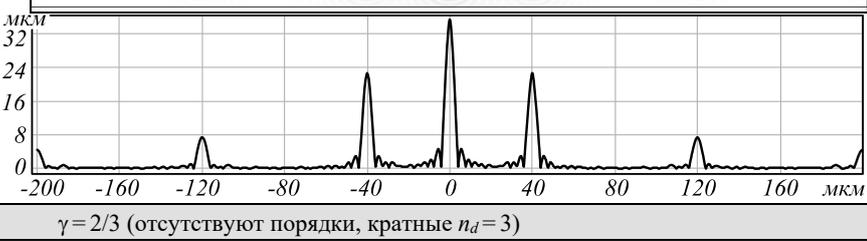
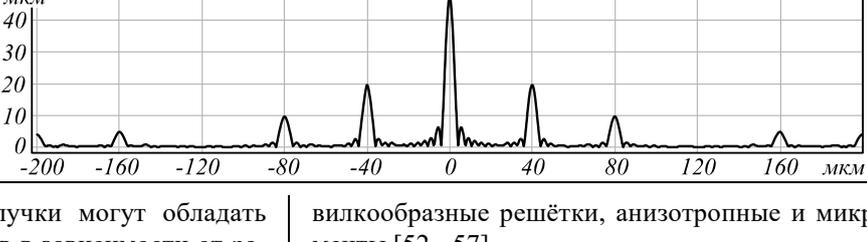


Рис. 2. Вид (а) и характеристики (б) резонансной решётки, созданной в галогенидном перовските [25]

К структурированным лазерным пучкам [34, 43–47] относятся световые поля с определенным распределением комплексной амплитуды или специальным состоянием поляризации. При однородном состоянии поляризации (линейной или круговой) к структурированным пучкам, как правило, относят моды лазерного излучения (например, моды Лагерра–Гаусса, Эрмита–Гаусса, Бесселя) [48–51], пучки с вихревой фазовой сингулярностью [52–57], а также пучки с особыми свойствами, такими как бездифракционность [51, 58, 59], ускорение при распространении [60–62], автофокусировка [63–68].

Табл. 2. Формирование набора пучков при дифракции на бинарной амплитудной решётке с различным фил-фактором γ

Вид решётки	Распределение амплитуды в фокальной плоскости (размер области 400×25 мкм)
	<p>$\gamma = 1/5$ (отсутствуют порядки, кратные $n_d = 5$)</p> 
	<p>$\gamma = 1/4$ (отсутствуют порядки, кратные $n_d = 4$)</p> 
	<p>$\gamma = 1/3$ (отсутствуют порядки, кратные $n_d = 3$)</p> 
	<p>$\gamma = 1/2$ (отсутствуют порядки, кратные $n_d = 2$, т.е. чётные, кроме нулевого)</p> 
	<p>$\gamma = 2/3$ (отсутствуют порядки, кратные $n_d = 3$)</p> 

Отметим, что вихревые пучки могут обладать любым из упомянутых свойств в зависимости от радиального распределения поля, так как вихревая зависимость фазы от угла может быть внедрена в любое поле с помощью различных оптических устройств, включая спиральные фазовые пластинки,

вилкообразные решётки, анизотропные и микроэлементы [52 – 57].

3.1. Пучки с вихревой фазовой сингулярностью

При освещении амплитудной решётки вихревым пучком в соответствующих дифракционных порядках

будут формироваться пучки, также имеющие вихревую фазовую структуру. Однако полностью инвариантными будут только модовые пучки, в частности, моды Лагерра–Гаусса [69].

В простейшем случае для нулевого радиального индекса моды Лагерра–Гаусса сводятся к вихревому Гауссовому пучку следующего вида:

$$A_{\text{vort}}(x, y) = \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\sigma^2}\right) (x + \text{sgn}(m_0) \cdot iy)^{|m_0|}, \quad (18)$$

где σ – радиус Гауссова пучка, m_0 – порядок вихревой сингулярности, $\text{sgn}(x)$ – знаковая функция.

Фурье-образ поля (18) описывает распределение поля в фокальной плоскости:

$$G_A(u, v) = \frac{2\pi}{\lambda f} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(x, y) \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda f} (xu + yv)\right] dx dy, \quad (19)$$

и его можно вычислить в явном виде [69, 70]:

$$G_{\text{vort}}(u, v) = a \cdot \exp\left(-\frac{u^2 + v^2}{\sigma_f^2}\right) (u + \text{sgn}(m_0) \cdot iv)^{|m_0|}, \quad (20)$$

где $\sigma_f = (\lambda f) / (\pi \sigma)$, a – нормирующий множитель.

Как следует из выражения (20), вихревой пучок сохраняет свой вид в фокальной плоскости с точностью до масштаба. Таким образом, решётки будут формировать набор одинаковых вихревых пучков (соответствующих освещающему пучку) в различных дифракционных порядках.

В частности, для амплитудной бинарной решётки получим набор смещённых вихревых пучков m_0 -го порядка:

$$G_{\text{amb, vort}}(u, v) = a \exp\left(-\frac{u^2 + v^2}{\sigma_f^2}\right) \sum_{p=-\infty}^{\infty} \text{sinc}\left(\frac{pb}{d}\right) \times \left[\left(u - \frac{p\lambda f}{d}\right) + \text{sgn}(m_0) \cdot iv \right]^{|m_0|}. \quad (21)$$

Также Фурье-инвариантными свойствами обладают моды Эрмита–Гаусса [71, 72].

При освещении решётки другими структурированными пучками в дифракционных порядках будут формироваться соответствующие Фурье-образы. В частности, для поля с кубической фазой:

$$A_{\text{cub}}(x, y) = \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\sigma^2}\right) \exp(iax^3 + iby^3) \quad (22)$$

можно сформировать пучки Эйри, обладающие свойствами ускорения [60, 61]. Внесение в освещающий пучок фазовых aberrаций, например, согласованных с полиномами Цернике [2, 35], позволяет формировать полигональные распределения интенсивности [73 – 75].

В следующем параграфе приведены результаты моделирования формирования пространственного спектра резонансной решёткой, показанной на рис. 2, при её освещении различными типами структурированных пучков.

3.2. Расчёт пространственного спектра при освещении резонансной решётки структурированными пучками

Результаты расчёта пространственного спектра при освещении резонансной решётки (рис. 2) различными структурированными пучками приведены в табл. 3. В левом столбце показан вид амплитуды и фазы освещающего пучка, в правом столбце – амплитуда и фаза пространственного спектра в области, захватывающей три первых дифракционных порядка ($p=0, p=\pm 1$).

Параметры расчёта: длина волны излучения $\lambda = 0,532$ мкм, радиус ограничивающей круглой диафрагмы $R = 50$ мкм, фокусное расстояние $f = 1000$ мкм, период решёток $d = 5$ мкм, $\gamma = 0,5$. Результаты моделирования хорошо демонстрируют, что Гауссов пучок (2-я строка табл. 3), моды Лагерра–Гаусса (3-я строка табл. 3) и моды Эрмита–Гаусса (4-я строка табл. 3) сохраняют свою структуру после фокусировки, поэтому рассмотренная решётка может фактически использоваться как делитель пучка.

Отметим, что коэффициенты в дифракционных порядках при $p = \pm 1$ имеют противоположные знаки, что явно видно из формулы (21):

$$\text{sinc}\left(-\frac{b}{d}\right) = -\text{sinc}\left(\frac{b}{d}\right), \quad (23)$$

а также хорошо иллюстрирует случай вихревого освещающего пучка (3-я строка табл. 3): фазы при $p = \pm 1$ повернуты относительно друг друга на π радиан.

Для рассмотренных параметров решётки смещение первого порядка от центра равно $u_s \approx 106$ мкм.

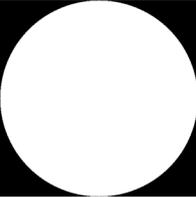
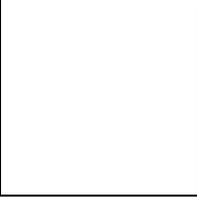
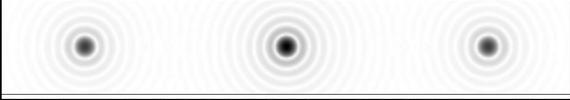
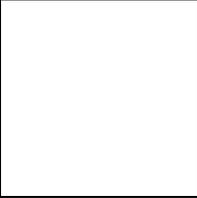
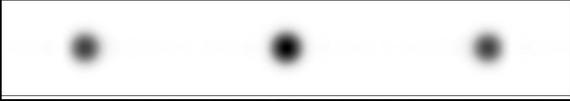
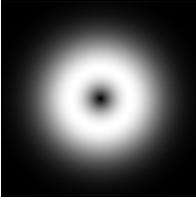
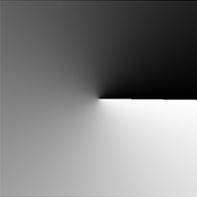
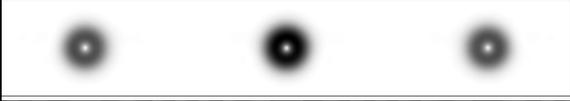
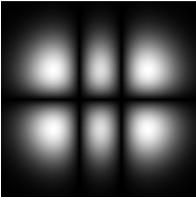
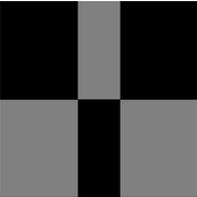
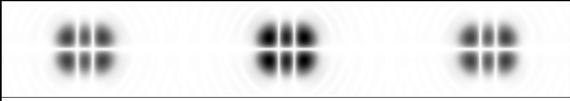
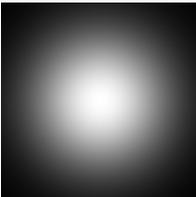
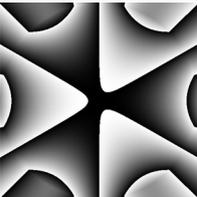
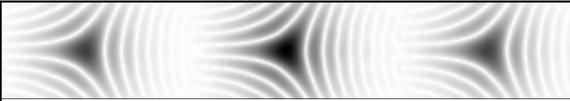
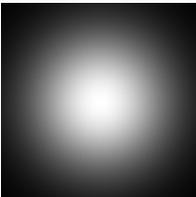
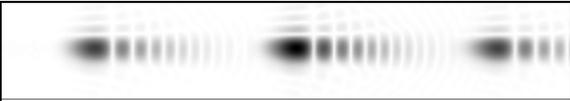
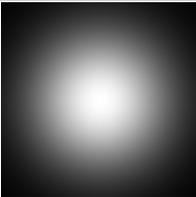
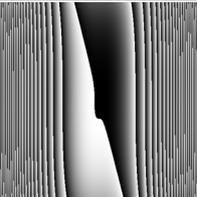
В зависимости от сложности и размера освещающего пучка картины в дифракционных порядках могут занимать значительную площадь (см. нижние три строки табл. 3). Это нужно иметь в виду для предотвращения перекрытия порядков (сравните две последние строки табл. 3).

Заключение

В данной работе численно исследовано действие резонансной решётки, созданной на основе галогенидных перовскитов в приближении амплитудной решётки.

Сравнительный теоретический и численный анализ показали, что картина дифракции лазерного излучения на такой решётке существенно зависит от соотношения ширины прозрачных и непрозрачных полос (фил-фактора).

Табл. 3. Пространственный спектр при освещении резонансной решётки структурированными пучками

Вид освещающего пучка (амплитуда и фаза)		Распределение в фокальной плоскости (амплитуда и фаза, размер области 300 × 50 мкм)	
Ограниченный круглый плоский пучок ($R = 50$ мкм)			
			
Гауссов пучок ($\sigma = 25$ мкм)			
			
Вихревая однокольцевая мода Лагерра–Гаусса с индексами (0,1); $\sigma = 15$ мкм			
			
Мода Эрмита–Гаусса с индексами (2,1); $\sigma = 15$ мкм			
			
Гауссов пучок с фазовой aberrацией в виде полинома Цернике с индексами (3,3); $\sigma = 15$ мкм			
			
Гауссов пучок с кубической фазой, $a = 0,05$ мкм ⁻³ , $b = 0,025$ мкм ⁻³ , $\sigma = 35$ мкм			
			
Гауссов пучок с кубической фазой, $a = 0,1$ мкм ⁻³ , $b = 0,025$ мкм ⁻³ , $\sigma = 35$ мкм			
			

Приведена связь с величиной фил-фактора и номерами дифракционных порядков, которые будут отсутствовать в пространственном спектре решётки. Для обычных решёток с одинаковой шириной прозрачных и непрозрачных полос достаточно рассматривать только первые три дифракционных порядка.

Продемонстрированы результаты расчёта пространственного распределения рассеянного света при освещении резонансной дифракционной решётки структурированным излучением различных типов. Показана необходимость учёта характеристик освещающего пучка для предотвращения перекрытия дифракционных порядков.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Мегагрант № 075-15-2022-1112), а также в рамках Государственного задания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН (в части сравнительного теоретического анализа).

References

[1] Hutley MC. Diffraction gratings. New York: Academic Press; 1982. ISBN: 978-0-12-362980-7.

[2] Born M, Wolf E. Principles of optics: Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light. Cambridge: Cambridge University Press; 1999.

[3] Palmer C, Loewen E. Diffraction grating handbook. Rochester, NY: Newport Corp; 2002.

[4] Dammann GH, Görtler K. High efficiency in-line multiple imaging by means of multiple phase holograms. Opt Commun 1971; 3(5): 312-315. DOI: 10.1016/0030-4018(71)90095-2.

[5] Lee WH. High efficiency multiple beam gratings. Appl Opt 1979; 18(13): 2152-2158. DOI: 10.1364/AO.18.002152.

[6] Mait JN. Design of binary-phase and multiphase Fourier gratings for array generation. J Opt Soc Am A 1990; 7(8): 1514-1528. DOI: 10.1364/JOSAA.7.001514.

[7] O’Shea DC. Reduction of the zero-order intensity in binary Dammann gratings. Appl Opt 1995; 34(28): 6533-6537. DOI: 10.1364/AO.34.006533.

[8] Miller JM, Taghizadeh MR, Turunen J, Ross N. Multi-level-grating array generators: Fabrication error analysis and experiments. Appl Opt 1993; 32(14): 2519-2525. DOI: 10.1364/AO.32.002519.

[9] Lizotte T, Rosenberg R, Obar O. Actual performance vs. modeled performance of diffractive beam splitters. Proc SPIE 2005; 5876: 505-515. DOI: 10.1117/12.618549.

[10] Wolfe WL. Introduction to grating spectrometers. Bellingham, Washington: SPIE Press; 1997.

[11] Karpeev SV, Khonina SN, Kharitonov SI. Study of the diffraction grating on a convex surface as a dispersive element. Computer Optics 2015; 39(2): 211-217. DOI: 10.18287/0134-2452-2015-39-2-211-217.

[12] Pavlycheva NK. Diffraction gratings for spectral devices [Review]. J Opt Technol 2022; 89(3): 142-150. DOI: 10.1364/JOT.89.000142.

[13] Berezny AE, Karpeev SV, Uspleniev GV. Computer-generated holographic optical elements produced by photolithography. Opt Lasers Eng 1991; 15(5): 331-340. DOI: 10.1016/0143-8166(91)90020-T.

[14] Levy U, Desiatov B, Goykhman I, Nachmias T, Ohayon A, Meltzer SE. Design, fabrication, and characterization of circular Dammann gratings based on grayscale lithography. Opt Lett 2010; 35(6): 880-882. DOI: 10.1364/OL.35.000880.

[15] Bhardwaj P, Erdmann A, Leitel R. Modeling of grayscale lithography and calibration with experimental data for blazed gratings. Proc SPIE 2021; 11875: 118750K. DOI: 10.1117/12.2597203.

[16] Rebollar E, Castillejo M, Ezquerro TA. Laser induced periodic surface structures on polymer films: From fundamentals to applications. Eur Polym J 2015; 73: 162-174. DOI: 10.1016/j.eurpolymj.2015.10.012.

[17] Pawlik G, Wysoczanski T, Mitus AC. Complex dynamics of photoinduced mass transport and surface relief gratings formation. Nanomaterials 2019; 9(3): 352. DOI: 10.3390/nano9030352.

[18] Jelken J, Henkel C, Santer S. Formation of half-period surface relief gratings in azobenzene containing polymer films. Appl Phys B 2020; 126: 149. DOI: 10.1007/s00340-020-07500-w.

[19] Porfirev A, Khonina S, Meshalkin A, Ivliev N, Achimova E, Abashkin V, Prisacar A, Podlipnov V. Two-step maskless fabrication of compound fork-shaped gratings in nanomultilayer structures based on chalcogenide glasses. Opt Lett 2021; 46(13): 3037-3040. DOI: 10.1364/OL.427335.

[20] Reda F, Salvatore M, Borbone F, Maddalena P, Oscurato SL. Accurate morphology-related diffraction behavior of light-induced surface relief gratings on azopolymers. ACS Materials Lett 2022; 4(5): 953-959. DOI: 10.1021/acsmaterialslett.2c00171.

[21] Kapitonov YuV, Kozhaev MA, Dolgikh YuK, Eliseev SA, Efimov YuP, Ulyanov PG, Petrov VV, Ovsyankin VV. Spectrally selective diffractive optical elements based on 2D-exciton resonance in InGaAs/GaAs single quantum wells. Phys Status Solidi B 2013; 250(10): 2180-2184. DOI: 10.1002/pssb.201349112.

[22] Kapitonov YuV, Shapochkin PYu, Beliaev LYu, Petrov YuV, Efimov YuP, Eliseev SA, Lovtcius VA, Petrov VV, Ovsyankin VV. Ion-beam-assisted spatial modulation of inhomogeneous broadening of a quantum well resonance: excitonic diffraction grating. Opt Lett 2016; 41(1): 104-106. DOI: 10.1364/OL.41.000104.

[23] Shapochkin PYu, Petrov YuV, Eliseev SA, Lovtcius VA, Efimov YuP, Kapitonov YuV. Modelling and optimization of the excitonic diffraction grating. J Opt Soc Am A 2019; 36(9): 1505-1511. DOI: 10.1364/JOSAA.36.001505.

[24] Kapitonov YuV, Shapochkin PYu, Petrov YuV, Lovtcius VA, Eliseev SA, Efimov YuP. Diffraction from excitonic diffraction grating. J Phys Conf Ser 2019; 1368: 022013. DOI: 10.1088/1742-6596/1368/2/022013.

[25] Mamaeva MP, Lozhkin MS, Shurukhina AV, Stroganov BV, Emeline AV, Kapitonov YuV. Halide perovskite excitonic diffraction grating. Adv Opt Mater 2023; 11(5): 2202152. DOI: 10.1002/adom.202202152.

[26] Kapitonov YuV, Shapochkin PYu, Petrov YuV, Efimov YuP, Eliseev SA, Dolgikh YuK, Petrov VV, Ovsyankin VV. Effect of irradiation by He⁺ and Ga⁺ ions on the 2D-exciton susceptibility of InGaAs/GaAs quantum-well structures. Phys Status Solidi B 2015; 252(9): 1950-1954. DOI: 10.1002/pssb.201451611.

[27] Yudin VI, Lozhkin M, Shurukhina AV, Emeline AV, Kapitonov YuV. Photoluminescence manipulation by the ion beam irradiation in CsPbBr₃ halide perovskite single crystals. J Phys Chem C 2019; 123: 21130-21134. DOI: 10.1021/acs.jpcc.9b04267.

- [28] Selivanov NI, Murzin AO, Yudin VI, Kapitonov YuV, Emeline AV. Counterdiffusion-in-gel growth of high optical and crystal quality MAPbX₃ (MA = CH₃NH₃⁺, X = I⁻, Br⁻) lead-halide perovskite single crystals. *CrystEngComm* 2022; 24: 2976-2981. DOI: 10.1039/d2ce00096b.
- [29] Samsonova AYu, Yudin VI, Shurukhina AV, Kapitonov YuV. Excitonic enhancement and excited excitonic states in CsPbBr₃ halide perovskite single crystals. *Materials* 2023; 16(1): 185. DOI: 10.3390/ma16010185.
- [30] Lozhkina OA, Yudin VI, Murashkina AA, Shilovskikh VV, Davydov VG, Kevorkyants R, Emeline AV, Kapitonov YuV, Bahnmann DW. Low inhomogeneous broadening of excitonic resonance in MAPbBr₃ single crystals. *J Phys Chem Lett* 2018; 9(2): 302-305. DOI: 10.1021/acs.jpclett.7b02979.
- [31] Nazarov RS, Solovov IA, Murzin AO, Selivanov NI, Even J, Emeline AV, Kapitonov YuV. Photon echo from free excitons in a CH₃NH₃PbI₃ halide perovskite single crystal. *Phys Rev B* 2022; 105(24): 245202. DOI: 10.1103/PhysRevB.105.245202.
- [32] Goodman JW. *Introduction to Fourier optics*. 2nd ed. New York: McGraw-Hill; 1996.
- [33] Trichili A, Park K-H, Zghal M, Ooi BS, Alouini M-S. Communicating using spatial mode multiplexing: potentials, challenges, and perspectives. *IEEE Commun Surv Tutor* 2019; 21(4): 3175-3203. DOI: 10.1109/COMST.2019.2915981.
- [34] Kazanskiy NL, Khonina SN, Karpeev SV, Porfirev AP. Diffractive optical elements for multiplexing structured laser beams. *Quantum Electron* 2020; 50(7): 629-635. DOI: 10.1070/QEL17276.
- [35] Porfirev AP, Khonina SN. Experimental investigation of multi-order diffractive optical elements matched with two types of Zernike functions. *Proc SPIE* 2016; 9807: 98070E. DOI: 10.1117/12.2231378.
- [36] Fu S, Zhang S, Wang T, Gao C. Measurement of orbital angular momentum spectra of multiplexing optical vortices. *Opt Express* 2016; 24(6): 6240-6248. DOI: 10.1364/OE.24.006240.
- [37] Harrison C, Stafford CM, Zhang W, Karim A. Sinusoidal phase grating created by a tunably buckled surface. *Appl Phys Lett* 2004; 85(18): 4016-4018. DOI: 10.1063/1.1809281.
- [38] Harvey JE, Pfisterer RN. Understanding diffraction grating behavior: including conical diffraction and Rayleigh anomalies from transmission gratings. *Opt Eng* 2019; 58(8): 087105. DOI: 10.1117/1.OE.58.8.087105.
- [39] Ustinov AV, Porfir'ev AP, Khonina SN. Effect of the fill factor of an annular diffraction grating on the energy distribution in the focal plane. *J Opt Technol* 2017; 84(9): 580-587. DOI: 10.1364/JOT.84.000580.
- [40] Torcal-Milla FJ, Sanchez-Brea LM. Diffraction by gratings with random fill factor. *Appl Opt* 2017; 56(18): 5253-5257. DOI: 10.1364/AO.56.005253.
- [41] Khonina SN, Ustinov AV. Binary multi-order diffraction optical elements with variable fill factor for the formation and detection of optical vortices of arbitrary order. *Appl Opt* 2019; 58(30): 8227-8236. DOI: 10.1364/AO.58.008227.
- [42] Meshalkin AYu, Podlipnov VV, Ustinov AV, Achimova EA. Analysis of diffraction efficiency of phase gratings in dependence of duty cycle and depth. *J Phys Conf Ser* 2019; 1368: 022047. DOI: 10.1088/1742-6596/1368/2/022047.
- [43] Litchinitser NM. Structured light meets structured matter. *Science* 2012; 337(6098): 1054-1055. DOI: 10.1126/science.1226204.
- [44] Rosales-Guzmán C, Ndagano B, Forbes A. A review of complex vector light fields and their applications. *J Opt* 2018; 20(12): 123001. DOI: 10.1088/2040-8986/aaeb7d.
- [45] Angelsky OV, Bekshaev AY, Hanson SG, Zenkova CY, Mokhun II, Jun Z. Structured light: Ideas and concepts. *Front Phys* 2020; 8: 114. DOI: 10.3389/fphy.2020.00114.
- [46] Forbes A, de Oliveira M, Dennis MR. Structured light. *Nat Photonics* 2021; 15: 253-262. DOI: 10.1038/s41566-021-00780-4.
- [47] Andrews DL. *Structured light and its applications: An introduction to phase structured beams and nanoscale optical forces*. Academic Press; 2011.
- [48] Kogelnik H, Li T. Laser beams and resonators. *Appl Opt* 1966; 5(10): 1550-1567. DOI: 10.1364/AO.5.001550.
- [49] Siegman AE. Laser beams and resonators: Beyond the 1960s. *IEEE J Sel Top Quantum Electron* 2000; 6(6): 1389-1399. DOI: 10.1109/2944.902193.
- [50] Chen YF, Lee CC, Wang CH, Hsieh MX. Laser transverse modes of spherical resonators: a review [Invited]. *Chinese Opt Lett* 2020; 18(9): 091404.
- [51] Khonina SN, Kazanskiy NL, Karpeev SV, Butt MA. Bessel beam: Significance and applications—A progressive review. *Micromachines* 2020; 11(11): 997. DOI: 10.3390/mi11110997.
- [52] Padgett MJ. Orbital angular momentum 25 years on [Invited]. *Opt Express* 2017; 25(10): 11265-11274. DOI: 10.1364/OE.25.011265.
- [53] Wang XW, Nie ZQ, Liang Y, Wang J, Li T, Jia BH. Recent advances on optical vortex generation. *Nanophotonics* 2018; 7(9): 1533-1556. DOI: 10.1515/nanoph-2018-0072.
- [54] Shen Y, Wang X, Xie Z, Min C, Fu X, Liu Q, Gong M, Yuan X. Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities. *Light Sci Appl* 2019; 8: 90. DOI: 10.1038/s41377-019-0194-2.
- [55] Chen J, Wan C, Zhan Q. Engineering photonic angular momentum with structured light: a review. *Adv Photon* 2021; 3(6): 064001. DOI: 10.1117/1.AP.3.6.064001.
- [56] Porfirev AP, Kuchmizhak AA, Gurbatov SO, Juodkakis S, Khonina SN, Kul'chin YuN. Phase singularities and optical vortices in photonics. *Physics—Uspekhi* 2022; 65(8): 789-811. DOI: 10.3367/UFNe.2021.07.039028.
- [57] Porfirev A, Khonina S, Kuchmizhak A. Light-matter interaction empowered by orbital angular momentum: Control of matter at the micro- and nanoscale. *Prog Quantum Electron* 2023; 88: 100459. DOI: 10.1016/j.pquantelec.2023.100459.
- [58] Bandres MA, Gutierrez-Vega JC, Chavez-Cerda S. Parabolic nondiffracting optical wave fields. *Opt Lett* 2004; 29(1): 44-46. DOI: 10.1364/OL.29.000044.
- [59] Belafhal A, Ez-Zariy L, Hennani S, Nebdi H. Theoretical introduction and generation method of a novel nondiffracting waves: Olver beams. *Opt Photon J* 2015; 5(7): 234-246. DOI: 10.4236/opj.2015.57023.
- [60] Siviloglou GA, Christodoulides DN. Accelerating finite energy Airy beams. *Opt Lett* 2007; 32(8): 979-981. DOI: 10.1364/OL.32.000979.
- [61] Khonina SN. Specular and vortical Airy beams. *Opt Commun* 2011; 284(19): 4263-4271. DOI: 10.1016/j.optcom.2011.05.068.
- [62] Zang F, Wang Y, Li L. Dual self-accelerating properties of one-dimensional finite energy Pearcey beam. *Results Phys* 2019; 15: 102656. DOI: 10.1016/j.rinp.2019.102656.
- [63] Efremidis NK, Christodoulides DN. Abruptly autofocusing waves. *Opt Lett* 2010; 35(23): 4045-4047. DOI: 10.1364/OL.35.004045.

- [64] Davis JA, Cottrell DM, Sand D. Abruptly autofocusing vortex beams. *Opt Express* 2012; 20(12): 13302-13310. DOI: 10.1364/OE.20.013302.
- [65] Chen B, Chen C, Peng X, Peng Y, Zhou M, Deng D. Propagation of sharply autofocused ring Airy Gaussian vortex beams. *Opt Express* 2015; 23(12): 19288-19298. DOI: 10.1364/OE.23.019288.
- [66] Khonina SN, Porfirev AP, Ustinov AV. Sudden autofocusing of superlinear chirp beams. *J Opt* 2018; 20(2): 025605. DOI: 10.1088/2040-8986/aaa075.
- [67] Chen X, Deng D, Zhuang J, Yang X, Liu H, Wang G. Nonparaxial propagation of abruptly autofocusing circular Pearcey Gaussian beams. *Appl Opt* 2018; 57(28): 8418-8423. DOI: 10.1364/AO.57.008418.
- [68] Khonina SN. Mirror and circular symmetry of autofocusing beams. *Symmetry* 2021; 13(10): 1794. DOI: 10.3390/sym13101794.
- [69] Allen L, Beijersbergen MW, Spreeuw RJC, Woerdman JP. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre–Gaussian laser modes. *Phys Rev A* 1992; 45(11): 8185-8189. DOI: 10.1103/PhysRevA.45.8185.
- [70] Khonina SN, Kotlyar VV, Soifer VA, Honkanen M, Laitanen J, Turunen J. Generation of rotating Gauss–Laguerre modes with binary-phase diffractive optics. *J Mod Opt* 1999; 46(2): 227-238. DOI: 10.1080/09500349908231267.
- [71] Khonina SN, Kotlyar VV, Soifer VA. Self-reproduction of multimode Hermite–Gaussian beams. *Tech Phys Lett* 1999; 25(6): 489-491. DOI: 10.1134/1.1262525.
- [72] Enderlein J, Pampaloni F. Unified operator approach for deriving Hermite–Gaussian and Laguerre–Gaussian laser modes. *J Opt Soc Am A* 2004; 21(8): 1553-1558. DOI: 10.1364/JOSAA.21.001553.
- [73] Barwick S. Accelerating regular polygon beams. *Opt Lett* 2010; 35(24): 4118-4120. DOI: 10.1364/OL.35.004118.
- [74] Khonina SN, Ustinov AV, Porfirev AP. Aberration laser beams with autofocusing properties. *Appl Opt* 2018; 57(6): 1410-1416. DOI: 10.1364/AO.57.001410.
- [75] Fang Z-X, Zhao H-Z, Chen Y, Lu R-D, He L-Q, Wang P. Accelerating polygon beam with peculiar features. *Sci Rep* 2019; 9: 17817. DOI: 10.1038/s41598-019-54457-8.

Сведения об авторах

Хонина Светлана Николаевна, доктор физико-математических наук, профессор Самарского университета; главный научный сотрудник ИСОИ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН. Область научных интересов: дифракционная оптика, сингулярная оптика, модовые и поляризационные преобразования, оптическое манипулирование, оптическая и цифровая обработка изображений. E-mail: khonina@ipsiras.ru.

Капитонов Юрий Владимирович, 1985 года рождения, кандидат физико-математических наук, доцент Санкт-Петербургского государственного университета. Область научных интересов: оптика полупроводников, галогенидные перовскиты, эпитаксиальные гетероструктуры. E-mail: yury.kapitonov@spbu.ru.

ГРНТИ: 29.31.15

Поступила в редакцию 3 августа 2023 г. Окончательный вариант – 9 августа 2023 г.

Simulation of the spatial distribution of scattered light under illumination of a resonant diffraction grating with structured light

S.N. Khonina^{1,2}, Yu.V. Kapitonov²

¹ IPSI RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS,
443001, Samara, Russia, Molodogvardeyskaya 151;

² Saint Petersburg State University,
198504, Russia, Saint-Petersburg, Ulyanovskaya st. 1

Abstract

In this paper, a comparative theoretical analysis and numerical simulation of the operation of various types of diffraction gratings in the far field is carried out using a Fourier transform. In more detail is discussed the spatial spectrum of binary amplitude gratings, including the diffraction patterns in the far field and in the focal plane and while taking into account variations in the fill-factor. When analyzing characteristics of experimentally created halide perovskite resonant gratings, the influence of the illuminating beam type on the formation of the first three diffraction orders is considered.

Keywords: resonant diffraction grating, spatial spectrum, structured light.

Citation: Khonina SN, Kapitonov YuV. Simulation of the spatial distribution of scattered light under illumination of a resonant diffraction grating with structured light. *Computer Optics* 2023; 47(6): 927-937. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1404.

Acknowledgements: The work was partly funded by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (Megagrant No. 075-15-2022-1112) and within the government project of the Federal Research Center "Crystallography and Photonics" RAS (Section of comparative theoretical analysis).

Authors' information

Svetlana Nikolaevna Khonina, Doctor of Physical and Mathematical Sciences; Professor of Samara National Research University. Main researcher of the IPSI RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS. Research interests: diffractive optics, singular optics, mode and polarization transformations, optical manipulating, optical and digital image processing. E-mail: khonina@ipsiras.ru.

Yury Vladimirovich Kapitonov, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Docent of Saint Petersburg State University. Research interests: semiconductor optics, halide perovskites, epitaxial heterostructures. E-mail: yury.kapitonov@spbu.ru.

Received August 3, 2023. The final version – August 9, 2023.
