

2. Гармонические киноформные микроструктуры в дифракционной оптике и голографии

Г. И. Грейсх¹, В. А. Данилов², С. А. Степанов¹, А. И. Антонов¹, Б. А. Усиевич³

¹ Пензенский государственный университет архитектуры и строительства, Пенза, Россия

² Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук, Москва, Россия

³ Институт общей физики имени А. М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия

В рамках скалярной и строгой теорий дифракции проведены исследования гармонических пилообразных микроструктур, имеющими глубину рельефа, существенно превышающую центральную длину волны рабочего спектрального диапазона. Показана возможность сохранения высокой дифракционной эффективности независимо от ширины рабочего спектрального диапазона и при значительных углах падения излучения на микроструктуру. Показано также, что хроматизм гармонических линз управляем в весьма широких пределах. Отмечено, что благодаря своим уникальным свойствам гармонические линзы и дифракционные решетки, а также их микрорастры могут успешно пополнить элементную базу не только дифракционной оптики, но и защитной голографии.

Ключевые слова: Гармонические пилообразные микроструктуры, Скалярная и строгая теории дифракции, Дифракционная эффективность, Хроматизм.

Цитирование: Грейсх, Г. И. Гармонические киноформные микроструктуры в дифракционной оптике и голографии / Г. И. Грейсх, В. А. Данилов, С. А. Степанов, А. И. Антонов, Б. А. Усиевич // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 14–19.

Введение

Гармонической микроструктурой сегодня называют рельефно-фазовую пилообразную микроструктуру, которая работает в высоких порядках дифракции ($k \gg 1$) и имеет глубину рельефа, существенно превышающую расчетную длину волны [1]. Известно несколько подходов к исследованию такой микроструктуры в рамках скалярной теории дифракции (СТД) [2, 3]. Однако наиболее наглядным и информативным представляется подход, базирующийся на анализе условий, обеспечивающих таутохронность, при которой лучи, заполняющие один период микроструктуры и «дифрагированные» в рабочий порядок, имеют одинаковую оптическую длину. При этом оптические длины лучей двух примыкающих периодов отличаются на величину, равную произведению целочисленного порядка гармоничности m на расчетную длину волны λ_0 ,

как это показано в случае нормального падения плоской монохроматической волны на рис. 1 для гармонической линзы и на рис. 2 для гармонической дифракционной решетки.

Гармоническая киноформная линза

Апертура гармонической киноформной линзы разбита на так называемые гармонические зоны Френеля. Под этим термином понимается кольцевая зона апертуры, расстояния от краев которой до точки наблюдения (в данном случае фокальной точки F), различаются на величину, равную произведению порядка гармоничности на расчетную длину волны, как это и показано на рис. 1. В этом случае таутохронность обеспечивает идеальную фокусировку и концентрацию всей падающей на линзу энергии в единственном фокусе, т. е. единичную дифракционную эффективность (ДЭ). Если линза работает в k -м порядке дифракции, но

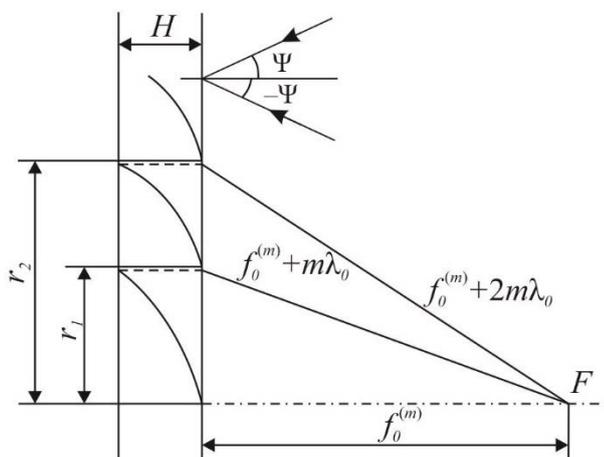


Рис. 1. Три приосевые зоны микроструктуры гармонической киноформной линзы (в верхней части рисунка показано, как соотносится знак угла падения излучения на линзу с пилообразным профилем микроструктуры при расчетах в рамках строгой теории дифракции)

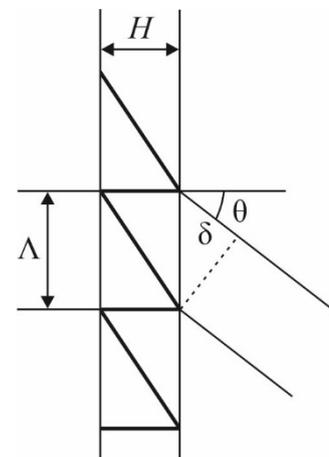


Рис. 2. Фрагмент гармонической дифракционной решетки

Табл. 1. Основные параметры гармонических киноформных линз, выполненных из кроноподобной и флинтоподобной оптических пластмасс

| m | k | РММА | | РС | |
|-----|-----|--------------------------|--|--------------------------|--|
| | | $\lambda_k, \text{ мкм}$ | $\Delta\lambda = \lambda_k - \lambda_{k+1}, \text{ мкм}$ | $\lambda_k, \text{ мкм}$ | $\Delta\lambda = \lambda_k - \lambda_{k+1}, \text{ мкм}$ |
| 13 | 18 | 0,4074 | 0,0192 | 0,4163 | 0,0173 |
| | 10 | 0,7066 | 0,0615 | 0,6700 | 0,0592 |
| 25 | 35 | 0,4034 | 0,0100 | 0,4125 | 0,0092 |
| | 19 | 0,7149 | 0,0344 | 0,7079 | 0,0332 |
| 50 | 69 | 0,4086 | 0,0052 | 0,4174 | 0,0062 |
| | 38 | 0,7149 | 0,0176 | 0,7080 | 0,0170 |
| 100 | 138 | 0,4086 | 0,0026 | 0,4174 | 0,0024 |
| | 76 | 0,7059 | 0,0087 | 0,6993 | 0,0084 |

$k = m$, то для i -ой гармонической зоны Френеля ($i = 1, 2, 3, \dots$) выше оговоренное равенство оптических длин лучей описывается уравнением

$$Hn_{\lambda_0} + f_0^{(m)} + (i-1)m\lambda_0 = H + f_0^{(m)} + im\lambda_0, \quad (1)$$

где H — глубина i -й зоны; n_{λ_0} и $f_0^{(m)}$ — показатель преломления материала подложки киноформной линзы и фокусное расстояние линзы в m -м дифракционном порядке на расчетной длине волны λ_0 . Равенство оптических длин остальных лучей внутри каждой зоны обеспечивается за счет так называемого согласованного или коррелированного профиля пилообразного рельефа, впервые предложенного в работе [4].

Из уравнения (1) следует, что выполнение условия равенства оптических длин не зависит от фокусного расстояния, которое определяет радиусы гармонических зон. Действительно, из рис. 1 легко видеть, что у i -й зоны расстояние от центра микроструктуры линзы до внешнего края зоны

$$r_i = \sqrt{2if_0^{(m)}m\lambda_0 + (im\lambda_0)^2}. \quad (2)$$

Вновь обращаясь к уравнению (1) и решая его относительно H , нетрудно получить

$$H = m\lambda_0 / (n_{\lambda_0} - 1). \quad (3)$$

Из (3), в частности, следует, что поскольку H от i не зависит, то глубины рельефа всех зон киноформной линзы должны быть одинаковыми.

Таким образом, гармоническая киноформная линза, преобразующая плоскую и нормально падающую на нее волну с длиной λ_0 в сферическую, это дифракционный оптический элемент с пилообразной рельефно-фазовой микроструктурой, характеризующийся, в частности, одновременным выполнением условий (2) и (3).

Пусть рабочая длина волны не совпадает с расчетной $\lambda_0 \neq \lambda_0$. Требуя выполнение условия таутохронности для этой длины волны, найдем номер дифракционного порядка k и фокусное расстояние $f_\lambda^{(k)}$, для которых условие таутохронности по-прежнему будет выполняться. Из уравнения (1) следует, что

$$Hn_\lambda + f_\lambda^{(k)} + (i-1)k\lambda = H + f_\lambda^{(k)} + ik\lambda. \quad (4)$$

И вновь мы видим, что выполнение требуемого условия не зависит от фокусного расстояния и, следовательно, можно принять $f_\lambda^{(k)} = f_\lambda^{(m)} = f_0^{(m)}$.

Решение уравнения (4) с учетом формулы (3) относительно λ дает уравнение для длины волны λ_k , на которой ДЭ в k -м дифракционном порядке будет равна единице

$$\lambda_k = \lambda_0 \frac{m n_\lambda - 1}{k n_{\lambda_0} - 1}. \quad (5)$$

В случае традиционной киноформной линзы, т. е. при $m = 1$, рабочий дифракционный порядок k может принимать значения 1, 2, 3 и т. д., а $\lambda_k \leq \lambda_0$. При этом наибольший интервал между двумя идеально фокусируемыми длинами волн $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2 \cong 0,5\lambda_0$. В результате, если расчетная длина волны λ_0 принадлежит видимому спектральному диапазону ($0,4 \leq \lambda_0 \leq 0,7$ мкм), то все λ_k , начиная с $k \geq 2$, оказываются вне этого диапазона. Принципиально иная ситуация в случае гармонической киноформной линзы с $m \gg 1$. Она допускает все варианты: $k = m$, $k > m$ и $k < m$. Т. е. у гармонической киноформной линзы, идеально фокусируемые длины волн λ_k составляют линейчатый спектр с длинами волн как короче, так и длиннее λ_0 и к тому же существенно меньшими и управляемыми, как будет показано ниже, интервалами между спектральными линиями.

Зависимость показателя преломления оптического материала от длины волны, описываемая той или иной дисперсионной формулой, в любом случае нелинейна, и решать уравнение (5) целесообразно итерационно. В табл. 1 сведены результаты решения этого уравнения, полученные при $\lambda_0 = 0,55$ мкм для гармонических киноформных линз, выполненных из кроноподобного оптического полиметилметакрилата (РММА) и флинтоподобного поликарбоната (РС) [5] и рассчитанных на работу в видимом спектральном диапазоне $0,4 \leq \lambda \leq 0,7$ мкм.

Как видно из таблицы, при одном и том же порядке гармоничности интервал между двумя идеально фокусируемыми длинами волн $\Delta\lambda$ растет от коротковолнового края рабочего спектрального диапазона к

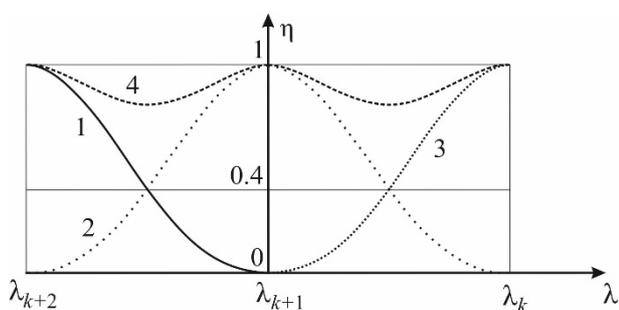


Рис. 3. Зависимости ДЭ от длины волны в k -м (1), $k+1$ -м (2) и $k+2$ -м (3) дифракционных порядках и кривая суммарной ДЭ двух соседних дифракционных порядков (4)

длинноволновому, при этом крайние значения этой величины уменьшаются с ростом m .

ДЭ гармонической киноформной линзы в k -ом дифракционном порядке на произвольной длине волны λ в рамках СТД можно оценить, воспользовавшись известной формулой, приведенной в работе [6].

$$\eta = \left[\frac{\sin\left(\pi \left(k + \frac{m\lambda_0 (\cos\theta - \sqrt{n_\lambda^2 - \sin^2\theta})}{\lambda (n_{\lambda_0} - 1)} \right)\right)}{\pi \left(k + \frac{m\lambda_0 (\cos\theta - \sqrt{n_\lambda^2 - \sin^2\theta})}{\lambda (n_{\lambda_0} - 1)} \right)} \right]^2. \quad (6)$$

Здесь θ — угол падения излучения из воздуха на элемент со стороны пилообразного рельефа, а n_{λ_0} и n_λ , как и выше, показатель преломления материала подложки киноформной линзы на длинах волн λ_0 и λ , соответственно.

Зависимость ДЭ от длины волны при $\theta = 0$ представлена на рис. 3.

Здесь следует обратить внимание на то, что независимо от каждого из параметров, входящих в выражение (6), кривые $\eta(\lambda)$ пересекаются на одной и той же высоте $\approx 0,4$. Если при этом учесть, что в формировании полезного изображения на любой длине волны $\lambda_{k+1} \leq \lambda \leq \lambda_k$ будет участвовать излучение, одновременно дифрагированное в оба указанных порядка, то график суммарной ДЭ будет иметь вид, представленный кривой 4 на рис. 3. Т. е. на каждой из длин волн, лежащих в промежутке между λ_{k+1} и λ_k ДЭ не опустится ниже 0,8, а на побочные порядки, ответственные за падение контраста в изображении, гало и т. д. будет приходится не более 20 % падающей на киноформ энергии. Причем ДЭ не опустится ниже 0,8 независимо от полной ширины рабочего спектрального диапазона. Здесь уместно заметить, что у обычной киноформной линзы ($m = 1$) при нормальном падении излучения и равенстве ДЭ на краях видимого спектрального диапазона ($0,4 \leq \lambda \leq 0,7$ мкм) эта ДЭ не может быть выше 0,75. Следовательно, с точки зрения эффективности, рассчитанной в рамках СТД, гармоническая линза даже в видимом диапазоне имеет определенное преимущество по сравнению с обычной киноформной.

Табл. 2. Длины волн, обеспечивающие выполнение соответствующих критериев в выбранных дифракционных порядках

| Критерий | k | λ , мкм | |
|-----------------|-----|-----------------|--------|
| | | PMMA | PC |
| $\eta = 1$ | 50 | 0,55 | |
| | 51 | 0,5399 | 0,5403 |
| | 60 | 0,4639 | 0,4688 |
| $f = f_0^{(m)}$ | 50 | 0,55 | |
| | 51 | 0,5392 | |
| | 60 | 0,4583 | |

Обратившись к выражениям (2) и (5), нетрудно видеть, что линейчатый спектр единичной ДЭ не совпадает со спектром, которому соответствует фиксированное фокусное расстояние $f = f_0^{(m)}$. Действительно, условие $f = f_0^{(m)}$ выполняется для длин волн $\lambda = m\lambda_0/k$, независимых от показателя преломления материала линзы, в то время как $\eta = 1$ обеспечивается на длинах волн, в которые показатель преломления входит. О степени несовпадения позволяет судить табл. 2, в которой представлены длины волн, полученные при $\lambda_0 = 0,55$ мкм и $m = 50$ для гармонической киноформной линзы, выполненных из PMMA и PC. Данное несовпадение линейчатых спектров будет пусть и незначительно, но отрицательно влиять на качество изображения.

Далее покажем, какие изменения с ДЭ гармонической киноформной линзы происходят, в рамках СТД, при изменении угла падения излучения на линзу. Из формулы (6) следует, что с ростом θ изменяются значения k при которых ДЭ в заданном интервале длин волн $\eta = 1$. Т. е. в отличие от обычного киноформа ДЭ, вычисляемая в рамках СТД, у гармонического киноформа с ростом угла падения излучения на элемент не падает, а остается практически неизменной. Меняются лишь номера дифракционных порядков, т. е. если при нулевом угле ($\theta = 0$) ДЭ = 1 наблюдалась на какой-то длине волны λ' в k' порядке, то при угле $\theta > 0$ ДЭ = 1, на примерно той же длине волны, передвинется на порядок $k'' > k'$. Однако следует учесть, что реальная ДЭ, которую позволяет достоверно прогнозировать лишь строгая теория дифракции, существенно зависит от отношения периода микроструктуры к глубине рельефа (см., например, [7]), и рост глубины с увеличением порядка гармоничности может привести к ощутимому падению ДЭ, особенно при наклонном падении излучения на микроструктуру.

Для исследования зависимости ДЭ пилообразной гармонической микроструктуры от длины волны и угла падения излучения на микроструктуру в рамках строгой теории дифракции, основанной на решении системы уравнений Максвелла, использовался строгий метод связанных волн (Rigorous coupled-wave analysis, RCWA) [8]. В соответствии с ним пилообразный рельеф дифракционной микроструктуры заменялся ступенчатым, и каждая ступень ограничивала тонкий

слой, образующий бинарную диэлектрическую решетку, к которой применялось разложение в ряд Фурье.

Расчеты, выполненные с использованием компьютерной программы, представленной в [9], показали, что зависимость ДЭ гармонической пилообразной микроструктуры от длины волны, оцениваемая RCWA-методом, имеет ту же самую синусоподобную форму, которую дает и СТД (см. кривую 4 на рис. 2). При этом с ростом угла падения излучения на элемент, как это и прогнозирует СТД, увеличиваются номера дифракционных порядков, на которые приходятся максимумы ДЭ. Сами же максимальное и минимальное значения ДЭ, даваемые как СТД, так и RCWA-методом, не зависят от ширины рабочего спектрального диапазона. В то же время если прогнозируемые СТД максимальное и минимальное значения ДЭ ($\eta_{\max} = 1$; $\eta_{\min} \approx 0,8$) не зависят от угла падения излучения на микроструктуру, то значения η_{\max} и η_{\min} , получаемые RCWA-методом, зависят как от модуля, так и от знака угла падения. При этом значения η_{\max} уменьшаются с ростом модуля угла падения на величину, зависящую от относительного пространственного периода Λ/H и знака угла падения. Что касается η_{\min} , то эта величина в зависимости от модуля и знака угла падения излучения может несколько уменьшаться или, наоборот, увеличиваться. В результате чего наблюдается сглаживание кривой ДЭ или даже ее инвертирование, когда $\eta_{\min} > \eta_{\max}$.

Таким образом, новые явления, относящиеся к ДЭ гармонической линзы и обнаруженные СТД-методом благодаря таутохронному подходу, реально существуют и, более того, достаточно точно описываются в рамках СТД при $\Lambda/H \geq 5$. Однако главным является то, что как усредненное по всему рабочему спектральному диапазону, так и наименьшее значение ДЭ в пределах этого диапазона с ростом модуля угла падения излучения на гармоническую киноформную микроструктуру снижается существенно в меньшей степени, чем в случае двух- и трехслойных двух рельефных дифракционных микроструктур [10, 11], имеющих одинаковые с гармонической микроструктурой относительные пространственные периоды.

В заключение коснемся хроматизма гармонической линзы. Одной из общепринятых характеристик хроматизма первого порядка оптических элементов является коэффициент дисперсии. У обычных рефракционной и киноформной линз этот коэффициент имеет вид

$$v_{RL} = (n_{\bar{\lambda}} - 1) / (n_{\lambda_{\min}} - n_{\lambda_{\max}}) \quad (7)$$

и

$$v_{KL} = \bar{\lambda} / (\lambda_{\min} - \lambda_{\max}) \quad (8)$$

соответственно [12–14]. В формуле (7) $n_{\bar{\lambda}}$, $n_{\lambda_{\min}}$ и $n_{\lambda_{\max}}$ показатель преломления материала рефракционной линзы на центральной $\bar{\lambda}$ и крайних длинах волн λ_{\min} , η_{\max} рабочего спектрального диапазона. Чем больше

Табл. 3. Коэффициенты дисперсии элементов различных типов

| Коэффициент дисперсии | Оптический материал | |
|---|---------------------|--------|
| | PMMA | PC |
| v_{RL} | 25,5 | 12,48 |
| v_{KL} | –1,83 | |
| v_{GRL} ($m = 50$; $\lambda_0 = 0,55$ мкм; $k_{\min} = 38$) | –80,74 | –82,79 |

по модулю коэффициент дисперсии, тем меньше хроматизм. В обобщенном виде, не зависящем от типа оптического элемента, коэффициент дисперсии можно записать как

$$v = \Phi_{\bar{\lambda}} / (\Phi_{\lambda_{\min}} - \Phi_{\lambda_{\max}}), \quad (9)$$

где $\Phi_{\bar{\lambda}}$, $\Phi_{\lambda_{\min}}$ и $\Phi_{\lambda_{\max}}$ — значения оптической силы элемента (величины, обратной фокусному расстоянию) на соответствующей длине волны.

Если учесть, что в знаменателе формулы (9) должна быть максимальная по модулю разность оптических сил элемента в пределах рабочего спектрального диапазона, то в случае гармонической киноформной линзы, как следует из табл. 1, за максимальную и минимальную длины волн, приводящие к максимальной разнице оптических сил, следует принять $\lambda_{\max} = \lambda_{k_{\min}}$ и $\lambda_{\min} = 0,5(\lambda_{k_{\min}} + \lambda_{k_{\min}+1})$. Тогда центральной длиной волны окажется $\bar{\lambda} = 0,5(\lambda_{\max} + \lambda_{\min})$. В результате, используя выражение (7), для коэффициента дисперсии гармонической киноформной линзы получим

$$v_{GKL} = 0,5 \frac{\lambda_{k_{\min}+1} + 3\lambda_{k_{\min}}}{\lambda_{k_{\min}+1} - \lambda_{k_{\min}}}. \quad (10)$$

В табл. 3 приведены для сравнения коэффициенты дисперсии элементов вышеперечисленных типов, выполненных из оптических пластмасс PMMA и PC, полученные для видимого спектрального диапазона ($\lambda_{\min} = 0,4$ мкм, $\lambda_{\max} = 0,7$ мкм).

Сразу же подчеркнем, что элементы различных типов, включая и гармоническую киноформную линзу, при одинаковых оптических силах $\Phi_{\bar{\lambda}}$ и равных по модулю коэффициентах дисперсии будут иметь одинаковый по модулю продольный хроматизм, т. е. модули максимальных смещений фокальных плоскостей в рабочем спектральном диапазоне будут равными. Следует также обратить внимание на то, что хроматизм гармонической киноформной линзы выбором порядка гармоничности m может управляться в весьма широких пределах и оказаться, например, меньшим, чем у самых легких кронов. Таким образом, в плане хроматизма гармоническая киноформная линза обладает уникальными свойствами, отличающими ее от оптических элементов всех остальных типов.

Гармоническая дифракционная решетка

Обратимся к рис. 2, на котором показаны период решетки Λ , глубина пилообразного рельефа H и угол

дифракции θ . Очевидно, что $\delta = \Lambda \sin \theta$, и все падающее излучение будет дифрагировать в m -й порядок, распространяясь под углом θ , для которого выполняется условие

$$Hn_{\lambda_0} - (H + \Lambda \sin \theta) = 0. \quad (11)$$

Отсюда

$$H = \frac{\Lambda \sin \theta}{n_{\lambda_0} - 1}. \quad (12)$$

С другой стороны, в соответствии с известной формулой дифракционной решетки

$$\sin \theta = \frac{m\lambda_0}{\Lambda}. \quad (13)$$

Подставляя (13) в (12) для глубины рельефа получим

$$H = \frac{2m\lambda_0}{n_{\lambda_0} - 1}. \quad (14)$$

Очевидно, что излучение с любой другой длиной волны, удовлетворяющей условию

$$\lambda_k = \frac{m}{k} \lambda_0 \quad (15)$$

будет дифрагировать под тем же самым углом θ , но дифракционная эффективность будет на несколько процентов меньше из-за того, что $n_{\lambda_k} \neq n_{\lambda_0}$.

Таким образом гармоническая дифракционная решетка на дискретных длинах волн λ_k будет эквивалентна призме, выполненной из материала с бесконечно большим коэффициентом дисперсии. В то же время для промежуточных длин волн коэффициент дисперсии материала призмы будет конечным и зависеть от порядка гармоничности.

Есть все основания полагать, что благодаря своим уникальным свойствам гармонические линзы и дифракционные решетки, а также их микроастрты могут успешно пополнить элементную базу не только дифракционной оптики, но и защитной голографии.

Благодарность

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 17-19-01461).

Список источников

- [1] **Sweeney, D. W.** Harmonic diffractive lenses / D. W. Sweeney, G. E. Sommargen // Applied Optics. — 1995. — Vol. 34. — № 14. — P. 2469–2475.
- [2] **Харитонов, С. И.** Геометрооптический расчёт фокального пятна гармонической дифракционной линзы / С. И. Харитонов, С. Г. Волотовский, С. Н. Хонина // Компьютерная оптика. — 2016. — Том 40. — № 3. — С. 331–337.
- [3] **Хонина, С. Н.** Анализ фокусировки гармонической дифракционной линзой с учётом дисперсии показателя преломления / С. Н. Хонина, С. Г. Волотовский, А. В. Устинов, С. И. Харитонов // Компьютерная оптика. — 2017. — Том 41. — № 3. — С. 338–347.
- [4] **Слюсарев, Г. Г.** Оптические системы с фазовыми слоями / Г. Г. Слюсарев // Доклады Академии наук СССР. — 1957. — Том 113. — № 4. — С. 780–782.
- [5] Zemax Virtual Prototyping / <http://www.radiantzemax.com>.
- [6] **Buralli, D. A.** Optical performance of holographic kinoforms / D. A. Buralli, G. M. Morris, J. R. Rogers // Applied Optics. — 1989. — Vol. 28. — № 5. — P. 976–983.
- [7] **Greisukh, G. I.** Comparison of electromagnetic and scalar methods for evaluation of efficiency of diffractive lenses for wide spectral bandwidth / G. I. Greisukh, V. A. Danilov, E. G. Ezhov, I. A. Levin, S. A. Stepanov, B. A. Usievich // Optics Communication. — 2015. — Vol. 338. — P.54–57.
- [8] **Moharam M. G.** Diffraction analysis of dielectric surface-relief gratings / M. G. Moharam, T. K. Gaylord // J. Opt. Soc. Am. 1982. — Vol. 72. — № 10. — P. 1385.
- [9] Modal and C Methods Grating Design and Analysis Software / URL: <http://www.mcgrating.com>.
- [10] **Грейсух, Г. И.** Спектральная и угловая зависимости эффективности дифракционных линз с двухрельефной и двухслойной микроструктурой / Г. И. Грейсух, В. А. Данилов, Е. Г. Ежов, С. А. Степанов Б. А. Усиевич // Оптический журнал. — 2015. — Том 82 — № 5. — С. 56–61.
- [11] **Грейсух, Г. И.** Спектральная и угловая зависимости эффективности рельефно-фазовых дифракционных линз с двух- и трехслойной микроструктурами / Г. И. Грейсух, В. А. Данилов, Е. Г. Ежов, С. А. Степанов Б. А. Усиевич // Оптика спектроскопия. — 2015. — Том 118. — № 6. — С. 118–125.
- [12] **Чуриловский, В. И.** Теория хроматизма и аберраций третьего порядка. — Л.: Машиностроение, 1968. — 311 с.
- [13] **Грейсух, Г. И.** Сравнительный анализ хроматизма дифракционных и рефракционных линз / Г. И. Грейсух, Е. Г. Ежов, С. А. Степанов // Компьютерная оптика. — М.: ИСОИ РАН, МЦНТИ, 2005. — Вып. 28. — С. 60–65.
- [14] **Greisukh, G. I.** Diffractive-Refractive Hybrid Corrector for Achromatic and Apochromatic Corrections of Optical Systems / G. I. Greisukh, E. G. Ezhov, S. A. Stepanov // Applied Optics. — 2006. — Vol. 45. — № 24. — P. 6137–6141.

Harmonic kinoform microstructures in diffractive optics and holography

G. I. Greisukh¹, V. A. Danilov², S. A. Stepanov¹, A. I. Antonov¹, B. A. Usievich³

¹ Penza State University of Architecture and Civil Engineering, Penza, Russia

² Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

³ Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Within the framework of the scalar and strict diffraction theories, studies of harmonic sawtooth microstructures with a depth of relief substantially exceeding the central wavelength of the working spectral range were carried out. The possibility of maintaining high diffraction efficiency is shown irrespective of the width of the working spectral range and at significant angles of incidence of the radiation on the microstructure. It is also shown that the chromaticity of harmonic lenses is controlled in a very wide range. It is noted that due to their unique properties, harmonic lenses and diffraction gratings, as well as their microarrays can successfully replenish the elemental base not only of diffractive optics, but also of protective holography.

Keywords: Harmonic sawtooth microstructures, Scalar and strict diffraction theories, Diffraction efficiency, Chromatism.