

УДК 621.315.592 : 772.99

Л. Л. Досколович

(Самара)

**РАСЧЕТ ДИФРАКЦИОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ
ДЛЯ ФОКУСИРОВКИ РАЗЛИЧНЫХ ДЛИН ВОЛН**

Проведен расчет цветоделительных дифракционных решеток для разделения и фокусировки трех спектральных компонент освещающего пучка по различным дифракционным порядкам. На основе нелинейного преобразования фазы ДОЭ по закону цветоделительной решетки разработан метод аналитического расчета ДОЭ, позволяющих при изменении длины волны изменять конфигурацию области фокусировки для двух и трех различных длин волн.

Введение. Расчету дифракционных оптических элементов (ДОЭ) для преобразования волновых фронтов и фокусировки когерентного излучения в заданную область посвящено большое количество работ [1–3]. Как правило, расчет микрорельефа ДОЭ производится для одной заданной длины волны. Для работы с различными спектральными компонентами известны цветоделительные фазовые дифракционные решетки (color separation gratings), позволяющие разделить три спектральные компоненты λ_0 , $\lambda_{\pm 1} = \lambda_0 N / (N \pm 1)$ (N – целое число) по 0-м, +1-м и –1-м дифракционным порядкам [4–6]. В данной статье проведен расчет решеток, обобщающих известные решетки на случай разделения по трем заданным порядкам пучков с длинами волн, связанных более общим соотношением $\lambda_{\pm 1} = \lambda_0 N / (N \pm p)$. На основе нелинейного преобразования фазы ДОЭ по закону цветоделительной решетки разработан метод аналитического расчета ДОЭ, позволяющих при изменении длины волны изменять конфигурацию области фокусировки для двух и трех различных длин волн. В известных авторах работах [7, 8] расчет подобных ДОЭ основан на использовании сложных итерационных процедур оптимизации.

Цветоделительные решетки. Для описания работы двухволновых ДОЭ предварительно рассмотрим принцип работы цветоделительных фазовых решеток. Решетка, позволяющая разделить три спектральные компоненты, соответствующие длинам волн

$$\lambda_0, \lambda_{+1} = \lambda_0 N / (N + 1), \lambda_{-1} = \lambda_0 N / (N - 1), \quad (1)$$

по 0-м, +1-м и –1-м дифракционным порядкам, имеет на периоде N ступенек равной ширины [4–6]. Высота ступенек определяется по формуле

$$d_i = \lambda_0 i / (n_0 - 1), \quad i = \overline{0, N - 1}, \quad (2)$$

где n_0 – показатель преломления материала решетки для длины волны λ_0 . Пренебрегая дисперсией материала решетки [4–6], получим, что решетка (2) для плоских волн (1) формирует следующие фазовые набегги:

$$\varphi_0 = 2\pi i, \quad \varphi_{-1} = \frac{\lambda_0}{\lambda_{-1}} \varphi_0 = 2\pi i - \frac{2\pi i}{N}, \quad \varphi_{+1} = \frac{\lambda_0}{\lambda_{+1}} \varphi_0 = 2\pi i + \frac{2\pi i}{N}, \quad i = \overline{0, N-1}. \quad (3)$$

С учетом 2π -периодичности фазы представим фазовые набегги (3) в виде

$$\varphi_0 = 0, \quad \varphi_{-1} = -\frac{2\pi i}{N}, \quad \varphi_{+1} = \frac{2\pi i}{N}, \quad i = \overline{0, N-1}. \quad (4)$$

Согласно (4), для длины волны λ_0 фазовый набег равен нулю и, следовательно, данная спектральная компонента направляется в 0-й порядок. Для длин волн $\lambda_{\pm 1}$ фазовые набегги (4) соответствуют фазовым функциям призм, квантованных по N уровням:

$$\varphi_{\pm 1} = F_N(\pm 2\pi u/d), \quad (5)$$

где d – период решетки, а функция

$$F_N(\xi) = \frac{2\pi}{N} \text{int} \left(\frac{\xi N}{2\pi} \right) \quad (6)$$

описывает операцию квантования по N уровням. Это обеспечивает фокусировку длин волн $\lambda_{\pm 1}$ в порядках ± 1 . Вследствие квантования доля энергии спектральных компонент $\lambda_{\pm 1}$, фокусируемая в порядках ± 1 , описывается функцией [9, 10]

$$E(N) = \text{sinc}^2(\pi/N). \quad (7)$$

Например, при $N = 4$ решетка (2) направляет 100 % энергии спектральной компоненты λ_0 в 0-й порядок и 81 % энергии спектральных компонент $\lambda_{+1} = 4\lambda_0/5$ и $\lambda_{-1} = 4\lambda_0/3$ в порядки ± 1 .

Длины волн (1) и номера дифракционных порядков для решетки (2) не являются независимыми друг от друга. При работе только с двумя спектральными компонентами связь длин волн $\lambda_0/\lambda_{\pm 1} = (N \pm 1)/N$ и номеров порядков можно обобщить. Рассмотрим расчет двухволновой решетки для разделения по двум порядкам с номерами n_0, n_1 длин волн λ_0, λ_1 , связанных существенно более общим соотношением:

$$\lambda_0/\lambda_1 = M/N, \quad (8)$$

где M и N – взаимно простые числа. Двухволновую решетку предлагается построить из фазовых функций призм:

$$F_M(\varphi(u)) = F_M \left(\text{mod}_{2\pi} \left(\frac{2\pi}{d} n_0 u \right) \right) = \frac{2\pi}{M} \text{int} \left[\frac{M}{2\pi} \text{mod}_{2\pi} \left(\frac{2\pi}{d} n_0 u \right) \right], \quad (9)$$

$$F_N(\varphi_1(u)) = F_N \left(\text{mod}_{2\pi} \left(\frac{2\pi}{d} n_1 u \right) \right) = \frac{2\pi}{N} \text{int} \left[\frac{N}{2\pi} \text{mod}_{2\pi} \left(\frac{2\pi}{d} n_1 u \right) \right],$$

квантованных по M и N уровням. Определим функцию высоты рельефа двухволновой решетки в виде

$$H(u) = \frac{\lambda_0}{2\pi(n_0 - 1)} [F_M(\varphi(u)) + 2\pi M_0(F_M(\varphi(u)), F_N(\varphi_1(u)))], \quad (10)$$

где $M_0(F_M(\varphi(u)), F_N(\varphi_1(u)))$ – некоторая неизвестная функция, принимающая целочисленные положительные значения. Для удобства выкладок представим высоту рельефа (10) через индексы значений $2\pi i/M$, $i = \overline{0, M-1}$; $2\pi j/N$, $j = \overline{0, N-1}$, принимаемых квантованными функциями $F_M(\varphi(u))$, $F_N(\varphi_1(u))$:

$$H(i, j) = \frac{\lambda_0}{2\pi(n_0 - 1)} \left[\frac{2\pi}{M} i + 2\pi M_0(i, j) \right]. \quad (11)$$

Здесь

$$i = \frac{M}{2\pi} F_M(\varphi(u)), \quad i = \overline{0, M-1}; \quad j = \frac{N}{2\pi} F_N(\varphi_1(u)), \quad j = \overline{0, N-1}. \quad (12)$$

Решетка (11) при $\lambda = \lambda_0$ формирует фазовый набег

$$\Phi(i, j; \lambda_0) = \frac{2\pi i}{M} + 2\pi M_0(i, j), \quad i = \overline{0, M-1}, \quad j = \overline{0, N-1}, \quad (13)$$

соответствующий с учетом 2π -периодичности фазе квантованной призмы $F_M(\varphi(u))$. Это обеспечивает фокусировку компоненты λ_0 в порядке n_0 . При $\lambda = \lambda_1$ фазовый набег, формируемый решеткой (11), имеет вид

$$\Phi(i, j; \lambda_{+1}) = 2\pi \frac{M}{N} \left[\frac{i}{M} + M_0(i, j) \right], \quad i = \overline{0, M-1}, \quad j = \overline{0, N-1}. \quad (14)$$

Для фокусировки компоненты λ_1 в порядке n_1 функция $M_0(i, j)$ должна выбираться из условия равенства по модулю 2π выражения (14) квантованной фазе $F_N(\varphi_1(u))$. Данное условие дает для расчета функции $M_0(i, j)$ уравнение

$$2\pi \frac{M}{N} \left[\frac{i}{M} + M_0(i, j) \right] = 2\pi \left[\frac{j}{N} + M_1(i, j) \right], \quad i = \overline{0, M-1}, \quad j = \overline{0, N-1}, \quad (15)$$

где $M_1(i, j)$ – произвольная функция, принимающая целочисленные значения. Непосредственной подстановкой можно убедиться, что решение уравнения (15) имеет вид:

$$\begin{cases} M_0(i, j) = \pm \alpha_1(j - i) + Nz = \text{mod}_N(\pm \alpha_1(j - i)), \\ M_1(i, j) = \pm \alpha_2(j - i) + Mz, \end{cases} \quad i = \overline{0, M-1}, \quad j = \overline{0, N-1}, \quad (16)$$

где α_1, α_2 – целые числа, определяемые из решения уравнения

$$M\alpha_1 - N\alpha_2 = \pm 1, \quad (17)$$

а z – наименьшее целое число, выбираемое из условия неотрицательности функции $M_0(i, j)$. Поскольку числа M и N взаимно простые, то уравнение (17) всегда имеет решение в целых числах по теореме о наибольшем общем делителе. Согласно (15), рельеф двухволновой решетки имеет вид:

$$H(i, j) = \frac{\lambda_0}{2\pi(n_0 - 1)} \left[\frac{2\pi}{M} i + 2\pi \text{mod}_N(\pm\alpha_1(j - i)) \right], \quad (18)$$

где индексы (i, j) определены в (12). Частным случаем решетки (18) является решетка

$$H(j) = \frac{\lambda_0}{(n_0 - 1)} \text{mod}_N(\pm\alpha_1 j), \quad j = \frac{N}{2\pi} F_N \left(\text{mod}_{2\pi} \left(\frac{2\pi}{d} n_1 u \right) \right) \quad (19)$$

для разделения спектральных компонент

$$\lambda_0, \lambda_{+1} = \lambda_0 N / M = \lambda_0 N / (N + p), \quad \lambda_{-1} = \lambda_0 N / (N - p), \quad p = M - N \quad (20)$$

по порядкам 0 и $\pm n_1$. Решетка (2) является частным случаем решетки (19) при $M = N + 1$ и $n_1 = 1$. В дальнейшем будет использована двухволновая решетка для разделения спектральных компонент (20) по 0-м и ± 1 -м порядкам. Согласно (19), такая решетка имеет на периоде N ступенек равной ширины с высотой

$$d_i = \frac{\lambda_0}{(n_0 - 1)} \text{mod}_N(\alpha_1 i), \quad i = \overline{0, N-1}, \quad (21)$$

где α_1 определяется из решения уравнения (17).

Расчет двухволновых ДОЭ. Рассмотрим расчет двухволновых ДОЭ, позволяющих разделить и сфокусировать пучки с длинами волн λ_0, λ_{+1} в (20) в две различные области: D_0 и D_1 . Обозначим через $\varphi(u), \varphi_1(u) \in [0, 2\pi)$ фазовые функции, рассчитанные из условия фокусировки плоских монохроматических пучков с длинами волн λ_0, λ_{+1} в области D_0 и D_1 . Микрорельеф двухволнового ДОЭ предлагается определить в виде

$$H(u) = \frac{\lambda_0}{2\pi(n_0 - 1)} \Phi(u, \lambda_0) = \frac{\lambda_0}{2\pi(n_0 - 1)} [\varphi(u) + G(\tilde{\varphi}(u))]. \quad (22)$$

Функция G в выражении (22) описывает нелинейное преобразование фазы

$$\tilde{\varphi}(u) = \text{mod}_{2\pi}(-M\varphi(u)/N + \varphi_1(u)) \quad (23)$$

по закону фазового набегу двухволновой решетки (21) для длины волны λ_0 :

$$G(\xi) = 2\pi \text{mod}_N(\alpha_1 \text{int}[\xi/N]), \quad \xi \in [0, 2\pi). \quad (24)$$

Отметим, что функция $\Phi(u; \lambda_0)$ в (22) соответствует фазовому набегу, формируемому двухволновым ДОЭ для длины волны λ_0 . При этом для пучка с длиной волны $\lambda \neq \lambda_0$ фазовый набег имеет вид:

$$\Phi(u; \lambda) = \frac{\lambda_0}{\lambda} \Phi(u; \lambda_0). \quad (25)$$

Проведем анализ работы ДОЭ (22)–(24). При $\lambda = \lambda_0$ фазовый набег, вносимый двухволновым ДОЭ, соответствует фазовой функции $\varphi(u)$, что обеспечивает фокусировку в область D . Для длины волны λ_{+1} фазовый набег с учетом 2π -периодичности имеет вид:

$$\Phi(u; \lambda_1) = \frac{M}{N} (\varphi(u) + G(\tilde{\varphi}(u))) = \frac{M}{N} \varphi(u) + F_N(\tilde{\varphi}(u)). \quad (26)$$

Нелинейная операция квантования $F_N(\tilde{\varphi}(u))$ в выражении (26) приводит к появлению дополнительных дифракционных порядков [9–13]. Для анализа эффектов квантования разложим комплексную амплитуду поля $w(u; \lambda_{+1}) = \exp(i\Phi(u; \lambda_{+1}))$ непосредственно за плоскостью ДОЭ в ряд по дифракционным порядкам [9–13]:

$$\exp(i\Phi(u; \lambda_{+1})) = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} c_n \exp\left(i\frac{M}{N} \varphi(u) + in\left(-\frac{M}{N} \varphi(u) + \varphi_1(u)\right)\right), \quad (27)$$

где

$$c_n = \begin{cases} (-1)^{(n-1)/N} \operatorname{sinc}(\pi n/N) \exp(-i\pi/N), & n = 1 + pN, \quad p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots; \\ 0, & n \neq 1 + pN, \end{cases} \quad (28)$$

– коэффициенты Фурье в разложении функции $\exp(iF_N(\xi))$. Согласно (27), в основном, +1-м, порядке дифракции (при $n = 1$ в (27)) формируется пучок с фазовой функцией

$$\Phi_1(u; \lambda_1) = \varphi_1(u), \quad (29)$$

что обеспечивает фокусировку компоненты λ_{+1} в область D_1 . Доля энергии E спектральной компоненты λ_{+1} , фокусируемая в +1-м порядке, соответствует квадрату модуля коэффициента Фурье: $E(N) = |c_1|^2 = \operatorname{sinc}^2(\pi/N)$. При $N > 3$ $E(N)$ составляет более 80 %.

ДОЭ (22)–(24) для пучка с длиной волны λ_{-1} в выражении (20) формирует в основном, –1-м, порядке пучок с фазовой функцией

$$\Phi_{-1}(u; \lambda_{-1}) = 2\varphi(u) - \varphi_1(u). \quad (30)$$

В случае произвольных фазовых функций $\varphi(u)$ и $\varphi_1(u)$ структура области, формируемой при $\lambda = \lambda_{-1}$, не определена. Ряд результатов удается получить при использовании в качестве функций $\varphi(u)$, $\varphi_1(u)$ фазовых функций фокусаторов – ДОЭ, рассчитанных в приближении геометрической оптики [3]. Предположим для простоты, что двухволновой ДОЭ рассчитывается как до-

полнение к тонкой линзе с фокусом f . В этом случае функции $\varphi(u)$, $\varphi_1(u)$ предназначены для фокусировки сходящихся сферических пучков с длинами волн λ_0 , λ_{+1} в области D_0 и D_1 в плоскости $z = f$. Фокусаторы обладают интересным свойством: при умножении фазы фокусатора на константу p происходит p -кратное масштабирование области фокусировки [3]. Приведем два примера выбора функции $\varphi(u)$, $\varphi_1(u)$, позволяющие работать с тремя длинами волн (20).

Пример 1. Пусть $\varphi(u)$ – фазовая функция фокусатора, а $\varphi_1(u)$ – фазовая функция N -порядковой дифракционной решетки. Тогда при $\lambda = \lambda_{-1}$ фазовая функция $2\varphi(u)$ в (30) реализует фокусировку в область $2D$, а функция $\varphi_1(u)$ – мультипликацию области $2D$ по N порядкам. В этом случае двухволновой ДОЭ при $\lambda = \lambda_0$ реализует фокусировку в область D , при $\lambda = \lambda_{+1}$ – в набор из N точек, а при $\lambda = \lambda_{-1}$ – в набор из N областей размером $2D$.

Пример 2. Пусть $\varphi(u)$, $\varphi_1(u)$ – фазовые функции фокусаторов пучков прямоугольного сечения в отрезки $|x| \leq d$, $y = 0$ и $|y| \leq d_1$, $x = 0$. Тогда при $\lambda = \lambda_{-1}$ фазовая функция (30) обеспечивает фокусировку в прямоугольник размером $(4d) \times (2d_1)$ [3]. При указанном выборе функций $\varphi(u)$, $\varphi_1(u)$ двухволновой ДОЭ при $\lambda = \lambda_0$ реализует фокусировку в отрезок оси Ox , при $\lambda = \lambda_{+1}$ – в отрезок оси Oy , а при $\lambda = \lambda_{-1}$ – в прямоугольник.

Интересно отметить, что при

$$\tilde{\varphi}(u) = \text{mod}_{2\pi}((1 - M/N)\varphi(u) + \varphi_{pr}(u) + \varphi_l(u)), \quad (31)$$

где

$$\varphi_{pr}(u) = \frac{2\pi}{\lambda_0 f} x_0 u, \quad \varphi_l(u) = -\frac{\pi u^2}{\lambda_0 f_l} \quad (32)$$

– фазовые функции линзы и призмы, ДОЭ (22), (24), (31) позволяет разделить и сфокусировать три спектральные компоненты (20) в три одинаковые области D , расположенные в одной или различных плоскостях вдоль оптической оси. Действительно, для плоских пучков с длинами волн (20) фазовые набеги, формируемые ДОЭ (22), (24), (31), (32) в 0-м и в основных, ± 1 -х, дифракционных порядках, имеют вид:

$$\Phi(u; \lambda_0) = \varphi(u), \quad \Phi(u; \lambda_{+1}) = \varphi(u) + \varphi_{pr}(u) + \varphi_l(u), \quad (33)$$

$$\Phi(u; \lambda_{-1}) = \varphi(u) - \varphi_{pr}(u) - \varphi_l(u).$$

Пусть фазовая функция $\varphi(u)$ обеспечивает фокусировку пучка с длиной волны λ_0 в область D в плоскости $z = f$. Из функции $\varphi(u)$ удобно выделить фазу линзы в явном виде:

$$\varphi(u) = \text{mod}_{2\pi} \left(-\frac{\pi u^2}{\lambda_0 f} + \varphi_D(u) \right), \quad (34)$$

где дополнение к линзе $\varphi_D(u)$ предназначено для фокусировки сходящегося сферического пучка в область D при $z = f$. Используя для описания связи распределения интенсивности поля с фазовыми набегами (33) интеграл Френе-

ля – Кирхгофа, несложно получить, что ДОЭ (22), (24), (31), (32) фокусирует в плоскостях

$$z = f, \quad z = z_{+1} = \frac{N+p}{N} \frac{ff_1}{f_1 + pf}, \quad z = z_{-1} = \frac{N-p}{N} \frac{ff_1}{f_1 - pf} \quad (35)$$

в смещенные на векторы $\pm x_0$ области D .

В заключение рассмотрим ряд аспектов расчета квантованных двухволновых ДОЭ. Технология фотолитографии, используемая для изготовления ДОЭ, предусматривает квантование дифракционного микрорельефа. Микрорельеф ДОЭ (22) содержит компоненту, соответствующую функции $\varphi(u)$, и N -уровневую ступенчатую функцию $G(\tilde{\varphi}(u))$. При квантованной по L уровням функции $\varphi(u)$ микрорельеф (22) становится квантованным по $N_q = LN$ уровням. Согласно (18), расчет квантованных двухволновых ДОЭ с числом уровней квантования $N_q = MN$ может быть проведен через квантованные по M и N уровням фазовые функции $F_M(\varphi(u))$ и $F_N(\varphi_1(u))$. При этом высота рельефа в каждой точке u апертуры двухволнового ДОЭ определяется по формуле (18), где числа i, j соответствуют индексам значений квантованных функций $F_M(\varphi(u))$, $F_N(\varphi_1(u))$ в данной точке. Операции квантования приводят к снижению эффективности фокусировки и появлению паразитных дифракционных порядков, снижающих качество формируемых изображений. Для компенсации погрешностей квантования функции $F_M(\varphi(u))$, $F_N(\varphi_1(u))$ целесообразно рассчитывать на основе эффективных итерационных алгоритмов расчета квантованных ДОЭ [11–13], которые основаны на градиентной оптимизации непрерывной функции

$$A_N(\varphi(u), K) = \sum_{p=-K}^{n=K} c_{1+pN} \exp(i(1+pN)\varphi(u)) \quad (36)$$

(c_n – коэффициенты Фурье (28)), являющейся отрезком ряда разложения по дифракционным порядкам квантованной функции комплексного пропускания $\exp(iF_N(\varphi(u)))$. Число уровней квантования $N_q = MN$ микрорельефа можно уменьшить. Пусть d_1, d_2 – наибольшие делители чисел N, M такие, что $N = p_1 d_1$, $p_1 > 1$; $M = p_2 d_2$, $p_2 > 1$. В этом случае из квантованных функций $F_{p_2}(\varphi(u))$ и $F_{p_1}(\varphi_1(u))$, рассчитанных из условия фокусировки пучков с длинами волн λ_0, λ_{+1} в области D_0 и D_1 , можно построить двухволновой ДОЭ с числом уровней рельефа $N_q = p_1 p_2$ по правилу

$$H(i, j) = \frac{\lambda_0}{2\pi(n_0 - 1)} \left[\frac{2\pi}{p_2} i + 2\pi \text{mod}_N(\pm \alpha_1(d_1 j - d_2 i)) \right], \quad i = \overline{0, p_1 - 1}, \quad j = \overline{0, p_2 - 1}. \quad (37)$$

Результаты расчетов. Для оценки работоспособности предложенного метода приведем ряд примеров расчета двухволновых ДОЭ.

Пример 1. Рассчитан двухволновой ДОЭ (22)–(24) для разделения и фокусировки пучков с длинами волн (20) при $p = 1$ и $N = 4$. ДОЭ (22)–(24) рассчитан как дополнение к тонкой линзе (фокус f) для фокусировки длины волны $\lambda_0 = 0,525$ мкм в отрезок длиной $20\Delta(\lambda_0)$, длины волны $\lambda_{+1} = 4\lambda_0/5 = 0,42$ мкм в четыре точки и длины волны $\lambda_{-1} = 4\lambda_0/3 = 0,7$ мкм в четыре от-

резка длиной $40\Delta(\lambda_{-1})$, где $\Delta(\lambda) = \lambda f / R$ – дифракционный размер; R – радиус апертуры ДОЭ. В качестве функции $\varphi(u)$ в выражениях (22)–(24) использовалась фазовая функция фокусатора сходящегося сферического пучка с фокусом f в отрезок [3]:

$$\varphi(u) = \text{mod}_{2\pi} \left(\frac{3\pi d}{\lambda_0 f R^3} \left(R \frac{u^2}{2} - \frac{u^4}{12} \right) \right), \quad (38)$$

где d – длина отрезка фокусировки. Для компенсации влияния паразитных дифракционных порядков квантования при фокусировке компонент $\lambda_{\pm 1}$ в фазу (38) дополнительно введена фаза призмы $\varphi_{pr}(v) = 2\pi y_0 v / \lambda_0 f$ при $y_0 = 2\Delta(\lambda_0)$. В качестве функции $\varphi_1(u)$ в выражениях (20)–(24) использовалась фазовая функция четырехпорядковой дифракционной решетки, принимающая в интервалах периода $[(l-1)p/4, lp/4]$, $l=1, 4$, значения $(0, \pi,$

$\pi/2, 3\pi/2)$. Данная решетка фокусирует 81 % энергии освещающего пучка в порядках $-2, -1, +1, +2$. Рассчитанное полутонное изображение рельефа двухволнового ДОЭ при $p = 0,3571$ мм приведено на рис. 1, *a*. Распределения интенсивности, формируемые ДОЭ для плоских пучков с длинами волн $\lambda_0 = 0,525$, $\lambda_{+1} = 0,42$ и $\lambda_{-1} = 0,7$ мкм, приведены на рис. 1, *b–d* и показывают хорошее качество фокусировки в отрезок: четыре точки и четыре отрезка. Здесь и далее расчетные распределения интенсивности получены численным расчетом интеграла Френеля – Кирхгофа.

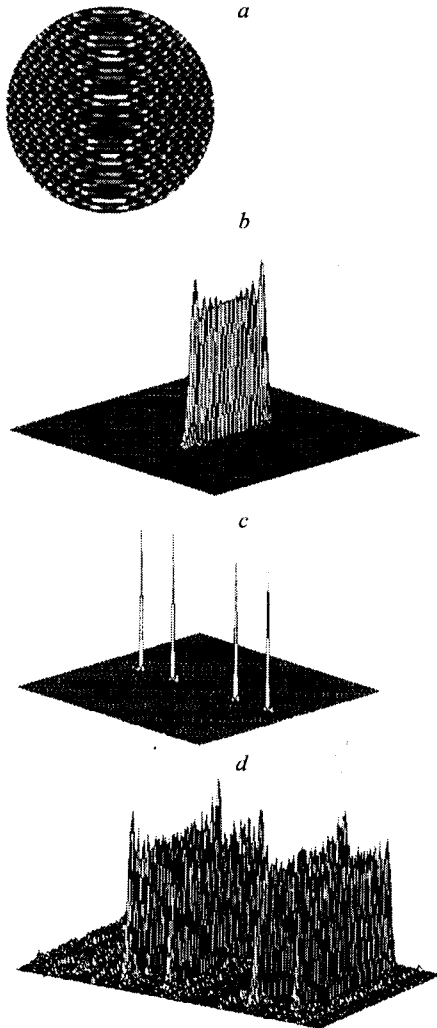


Рис. 1

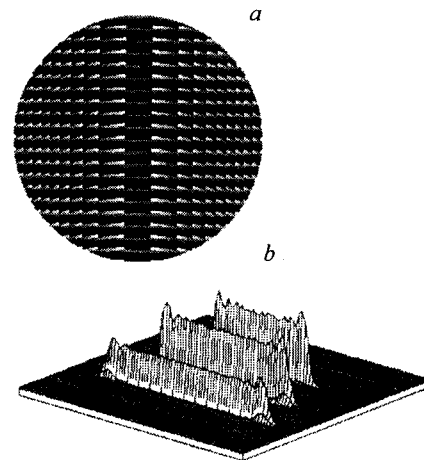


Рис. 2

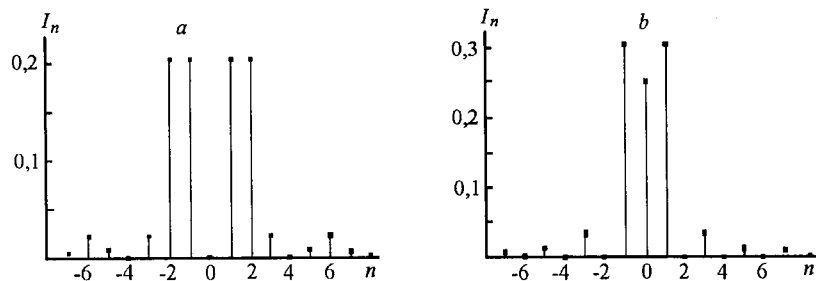


Рис. 3

Пример 2. Рассчитан ДОЭ (22), (24), (31), (32) как дополнение к линзе с фокусом f для разделения и фокусировки спектральных компонент (20) при $p = 1$, $N = 4$ в три отрезка в плоскости $z = f$. Согласно (35), фокусировка происходит в одной плоскости $z = f$ при $f_l = Nf$ в (32). В качестве функции $\varphi(u)$ в выражениях (22), (31) использовалась фазовая функция (38) фокусатора в отрезок. Расчет ДОЭ проводился для следующих параметров: длин волн $\lambda_0 = 0,525$, $\lambda_{+1} = 4\lambda_0/5 = 0,42$, $\lambda_{-1} = 4\lambda_0/3 = 0,7$ мкм, длины отрезков фокусировки $d = 30\Delta(\lambda)$, $(\Delta(\lambda) = \lambda f/R)$, радиуса апертуры ДОЭ $R = 2,5$ мм, фокуса линзы $f = 500$ мм, параметров призмы и линзы в (32): $x_0 = (0,10\Delta(\lambda_0))$, $f_l = Nf = 2000$ мм. Полутоновое изображение рассчитанного рельефа ДОЭ приведено на рис. 2, *a*. Распределение интенсивности, формируемое ДОЭ для освещающего пучка, состоящего из трех некогерентных между собой плоских пучков с указанными длинами волн, приведено на рис. 2, *b*, где показано высокое качество фокусировки в три отрезка. Различные длины и интенсивности отрезков на этом рисунке объясняются различным дифракционным размером $\Delta(\lambda)$ для различных длин волн. Левый, центральный и правый отрезки на рис. 2, *b* соответствуют длинам волн $\lambda_{-1} = 0,7$, $\lambda_0 = 0,525$ и $\lambda_{+1} = 0,42$ мкм.

Пример 3. Рассчитана двухволновая решетка для формирования четырех порядков $(\pm 2, \pm 1)$ при длине волны $\lambda = \lambda_0$ и трех порядков $(0, \pm 1)$ при $\lambda = \lambda_{+1} = 9\lambda_0/4$. Расчет решетки (период p) проводился по формуле (18) на основе квантованных фазовых функций четырех- и трехпорядковой решеток, принимающих в интервалах периода $[(l-1)p/4, lp/4]$, $l = 1, 4$, значения $(0, \pi, \pi/2, 3\pi/2)$ и $(0, 0, 2\pi/3, 2\pi/3)$ соответственно. Согласно (15), (16), (18), $\alpha_1 = -2$, $M_0(i, j) = \text{mod}_9(-2(j-i))$ и рельеф двухволновой решетки имеет вид:

$$H(u) = \frac{\lambda_0}{2\pi(n_0 - 1)} \begin{cases} 0, & u \in [0, p/4), \\ 9\pi, & u \in [p/4, p/2), \\ 10,5\pi, & u \in [p/2, 3p/4), \\ 1,5\pi, & u \in [3p/4, p). \end{cases} \quad (39)$$

На рис. 3 показаны интенсивности порядков решетки (39), рассчитанные в приближении Кирхгофа для пучков с длинами волн λ_0 (*a*) и $\lambda_{+1} = 9\lambda_0/4$ (*b*).

Заключение. Проведен расчет цветоделительных решеток, обобщающих известные решетки [4–6]. На основе нелинейного преобразования фазы ДОЭ по закону цветоделительной решетки разработан метод расчета ДОЭ для разделения и фокусировки различных длин волн. Показана процедура

расчета квантованных двухволновых ДОЭ. Проведенные численные расчеты демонстрируют высокую работоспособность предложенного метода расчета двухволновых дифракционных оптических элементов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lee W. H. Computer-generated holograms: techniques and applications // Progress in Optics. /Ed. E. Wolf. North-Holland, Amsterdam, 1978.
2. Bringdal O., Wyrowsky F. Digital holography – computer-generated holograms // Ibid. 1990. 28. P. 1.
3. Soifer V., Kotlyar V., Doskolovich L. Iterative Methods for Diffractive Optical Elements Computation. L.: Taylor & Francis, 1997. P. 244.
4. Dammann H. Color separation gratings // Appl. Opt. 1978. 17(15). P. 2273.
5. Dammann H. Spectral characteristics of stepped-phase gratings // Optik. 1979. 53. P. 409.
6. Farn M. W., Stern M. B. Color separation by use of binary optics // Opt. Lett. 1993. 18. P. 1214.
7. Bengtsson J. Kinoforms designed to produce different fan-out patterns for two wavelengths // Appl. Opt. 1998. 37(11). P. 2011.
8. Dong B.-Z., Zhang G.-Q., Gu B.-Y. et al. Design and fabrication of a diffractive phase elements for wavelength demultiplexing and spatial focusing simultaneously // Appl. Opt. 1996. 35(11). P. 6859.
9. Dallas W. J. Phase quantization – a compact derivation // Appl. Opt. 1971. 10(3). P. 673.
10. Goodman J. M., Silvestri A. M. Some effects of Fourier-domain phase quantization // IBM Journ. Res. Dev. 1969. 14. P. 478.
11. Doskolovich L. L., Perlo P., Petrova O. I. et al. Direct 2D calculation of quantized DOEs on the basis of a continuous series approach // Journ. Mod. Opt. 1997. 44(4). P. 685.
12. Doskolovich L. L., Perlo P., Petrova O. I. et al. Direct two-dimensional calculation of binary DOEs using a non-binary series expression approach // Int. Journ. Optoelectron. 1995. 10(4). P. 243.
13. Досколович Л. Л., Казанский Н. Л., Сойфер В. А. Расчет бинарных дифракционных оптических элементов для фокусировки в заданную двумерную область // Автометрия. 1995. № 5. С. 42.

*Институт систем обработки изображений РАН,
E-mail: Leonid@smr.ru*

*Поступила в редакцию
4 февраля 1999 г.*