

УДК 535.31

## ФАЗОВО-РАСТРОВЫЕ МАСКИ И ИХ СИНТЕЗ

Г. В. Белокопытов, Ю. В. Короткова

(кафедра физики колебаний)

Рассмотрен подход к созданию голограмм и масок для оптической литографии, основанный на дискретизации изображения и разложении отсчетов на три фазовые составляющие, заданные на специальном растре. Исследованы условия эквивалентности непрерывного и растрового задания функции пропускания. Проведено численное моделирование формирования изображений с помощью синтезированных фазово-растровых масок. Показано, что для них выполняется свойство локальности — отсчет функции пропускания в данной точке маски определяется положением ближайшего отверстия в растре.

### Введение

Задача синтеза масок, обладающих заданной функцией пропускания, актуальна для многих приложений оптической обработки информации, в частности в голографии и оптической литографии. Сложность ее решения состоит в том, что для создания в объектной плоскости требуемой функции пропускания  $F(x^o, y^o)$  необходимо произвольным образом варьировать амплитуду и фазу коэффициента пропускания маски, что сопряжено с физическими и технологическими трудностями [1].

В данной работе исследуется способ построения фазово-растровых масок (ФРМ) с произвольной физически реализуемой функцией пропускания  $F(x^o, y^o)$ . Он базируется на двух основных положениях: дискретизации изображения и разложении отсчетов на три фазовые составляющие. Благодаря ограничению оптической системой спектра пространственных частот, участвующих в формировании оптического изображения, можно обеспечить синтез функции пропускания, задав систему отсчетов на сетке (растре), узлы которой располагаются в точках плоскости маски, удовлетворяющих теореме Котельникова [2].

В окрестностях точек отсчета создается система отверстий, малых по сравнению с длиной волны, которые представляют собой вторичные источники света. Указанные отверстия располагают на стыке трех областей маски, имеющих разную оптическую толщину (рис. 1). На рабочей длине волны фазовый сдвиг составляет для света, проходящего через

области первого типа, фиксированную величину  $\varphi$ , а для света, проходящего через области второго и третьего типа, величину  $\varphi \pm 2\pi/3$  соответственно. При этом амплитуду и фазу вторичных волн можно изменять, сдвигая положения отверстий относительно границ областей с разными толщинами, таким образом, чтобы коэффициент пропускания маски в данной точке принимал наперед заданное значение.

### Построение фазово-растровой маски

Сравним функции пропускания двух масок, первая из которых задается как функция с ограниченным спектром  $F(x^o, y^o)$  на всей плоскости  $(x^o, y^o)$ , а вторая — как кусочно-постоянная функция  $F_R$  в окрестностях точек отсчета и равная нулю в остальных точках. Рассматривая маску как пассивный элемент, будем полагать  $|F(x^o, y^o)| \leq 1$ ,  $|F_R| \leq 1$ .

Функция пропускания с ограниченным спектром может быть представлена в виде ряда Котельникова:

$$F(x^o, y^o) = \sum_{mn} F_{mn} \text{sinc}(2\bar{\nu}_x(x^o - x_m^o)) \text{sinc}(2\bar{\nu}_y(y^o - y_n^o)), \quad (1)$$

где  $x_m^o = m\Delta_x$ ,  $y_n^o = n\Delta_y$ ,  $\bar{\nu}_x = (2\Delta_x)^{-1}$ ,  $\bar{\nu}_y = (2\Delta_y)^{-1}$ ,  $\text{sinc}(\xi) = \frac{\sin(\pi\xi)}{\pi\xi}$ .

Наибольшая частота  $\nu_{\max}$  в спектре пространственных гармоник в плоскости изображения определяется рабочей длиной волны света  $\lambda$  и численной апертурой проекционной системы НА:  $\nu_{\max} = \text{NA}/\lambda$ . Для однозначного задания  $F(x^o, y^o)$  следует выбрать  $\bar{\nu}_x$  и  $\bar{\nu}_y$  так, чтобы  $\bar{\nu}_x \geq \nu_{\max}$ ,  $\bar{\nu}_y \geq \nu_{\max}$ .

Спектр функции  $F(x^o, y^o)$  имеет вид

$$S_F(\nu_x, \nu_y) = \frac{1}{4\bar{\nu}_x\bar{\nu}_y} \sum_{mn} F_{mn} \text{rect}\left(\frac{\nu_x}{2\bar{\nu}_x}\right) \text{rect}\left(\frac{\nu_y}{2\bar{\nu}_y}\right) \times$$

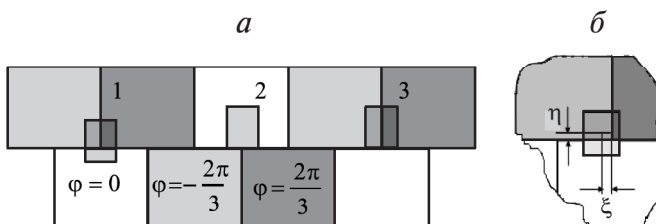


Рис. 1. (а) Система отверстий в ФРМ: (1)  $F = 0$ , (2)  $F = 1$ , (3)  $F = -\sqrt{3}/2$ ; (б) сдвинутое отверстие

$$\times e^{2\pi i(\nu_x x_m^o + \nu_y y_n^o)}, \quad (2)$$

где  $\text{rect}(\xi) = \begin{cases} 1, & |\xi| \leq 0.5 \\ 0, & |\xi| > 0.5 \end{cases}$  — прямоугольная функция, так что он отличен от нуля в области

$$\nu_x < \bar{\nu}_x, \quad \nu_y < \bar{\nu}_y. \quad (3)$$

В простейшем случае растр образует система одинаковых прямоугольных отверстий с размерами  $a \times b$ . Комплексный коэффициент пропускания растровой маски принимает кусочно-постоянные значения  $F(x_m^o, y_n^o)$  в пределах каждого из прямоугольников  $a \times b$  с центром в точке  $x_m^o, y_n^o$  и обращается в нуль во всех остальных точках плоскости. Функция пропускания такой растровой маски  $F_R$  имеет вид

$$F_R(x^o, y^o) = \sum_{mn} F_{mn}^R \text{rect}\left(\frac{x^o - x_m^o}{a}\right) \text{rect}\left(\frac{y^o - y_n^o}{b}\right), \quad (4)$$

а ее спектр

$$S_R(\nu_x, \nu_y) = ab \sum_{mn} F_{mn}^R \text{sinc}(a\nu_x) \text{sinc}(b\nu_y) e^{2\pi i(\nu_x x_m^o + \nu_y y_n^o)}. \quad (5)$$

Сравнивая (2) и (5), найдем, что спектры  $S_F$  и  $S_R$  подобны друг другу в области, ограниченной неравенствами (3), при выполнении условия

$$a\nu_x \ll \pi, \quad b\nu_y \ll \pi, \quad (6)$$

т. е. когда размеры отверстий на растровой маске малы по сравнению с длиной волны освещения.

Пусть оптическая система, формирующая изображение маски, пропускает только пространственные гармоники с частотами, меньшими  $\nu_{\max}$ . Тогда при выполнении условий (6) изображение, созданное с помощью растровой маски (4), будет таким же, как у исходной маски (1), если  $F_{mn}^R = F_{mn}$ . При этом отношение напряженностей когерентных световых полей, создаваемых разными масками, равно отношению спектральных плотностей:

$$r = \frac{S_R}{S_F} = ab(\Delta_x \Delta_y)^{-1}. \quad (7)$$

Таким образом, рассмотренная простейшая растровая маска эквивалентна маске с произвольным коэффициентом пропускания, но требует большего времени экспозиции. (Время экспозиции растет пропорционально  $r^{-2}$ .)

Допустим теперь, что размеры отверстий могут варьироваться в зависимости от номера узла. Тогда функция пропускания растра  $F_{RA}$  принимает вид

$$F_{RA}(x^o, y^o) = \sum_{mn} F_{mn}^{RA} \text{rect}\left(\frac{x^o - x_m^o}{a_{mn}}\right) \text{rect}\left(\frac{y^o - y_n^o}{b_{mn}}\right). \quad (8)$$

Ее спектр

$$S_{RA}(\nu_x, \nu_y) = \sum_{mn} A_{mn} F_{mn}^{RA} \text{sinc}(a_{mn}\nu_x) \text{sinc}(b_{mn}\nu_y) \times e^{2\pi i(\nu_x x_m^o + \nu_y y_n^o)}, \quad (9)$$

где  $A_{mn} = a_{mn}b_{mn}$  — площадь отверстия вблизи узла  $mn$ .

Пусть в области частот, задаваемых неравенствами (3), для всех  $m, n$  выполняются неравенства

$$a_{mn}\nu_x \ll \pi, \quad b_{mn}\nu_y \ll \pi. \quad (10)$$

Тогда маски (1) и (8) будут эквивалентными при условии

$$\Delta_x \Delta_y F_{mn} = A_{mn} F_{mn}^{RA}. \quad (11)$$

Позволим теперь смещать центры отверстий в маске на величину  $(\xi_{mn}, \eta_{mn})$  относительно точек отсчетов  $(x_m^o, y_n^o)$ , тогда функция пропускания  $F_{R\varphi}$  примет вид

$$F_{R\varphi}(x^o, y^o) = \sum_{\varphi=1}^p \sum_{mn} F_{mn}^{R\varphi} \text{rect}\left(\frac{x^o - x_m^o - \xi_{mn}^{\varphi}}{a_{mn}^{\varphi}}\right) \times \text{rect}\left(\frac{y^o - y_n^o - \eta_{mn}^{\varphi}}{b_{mn}^{\varphi}}\right). \quad (12)$$

Спектр функции  $F_{R\varphi}$  равен

$$S_{R\varphi}(\nu_x, \nu_y) = \sum_{mn} \sum_{\varphi=1}^p A_{mn}^{\varphi} F_{mn}^{R\varphi} \text{sinc}(a_{mn}^{\varphi}\nu_x) \text{sinc}(b_{mn}^{\varphi}\nu_y) \times e^{2\pi i(\nu_x(x_m^o + \xi_{mn}^{\varphi}) + \nu_y(y_n^o + \eta_{mn}^{\varphi}))}, \quad (13)$$

где  $A_{mn}^{\varphi} = a_{mn}^{\varphi} b_{mn}^{\varphi}$ .

В области частот, задаваемых неравенствами (3), условия малости отверстий сводятся к требованию для всех  $m, n$  и  $\varphi$ :

$$2\pi\nu_x \xi_{mn}^{\varphi} \ll 1, \quad 2\pi\nu_y \eta_{mn}^{\varphi} \ll 1. \quad (14)$$

При этом маски (1) и (13) будут эквивалентными, если только

$$\Delta_x \Delta_y F_{mn} = \sum_{\varphi=1}^p A_{mn}^{\varphi} F_{mn}^{R\varphi}. \quad (15)$$

Как было показано в [3, 4], для получения произвольных значений  $F(x^o, y^o)$  в окрестности каждого узла на маске достаточно иметь три области с различными оптическими толщинами. Требуемое чередование фаз на маске можно осуществить, в частности так, как показано на рис. 1, а. Подобный подход был предложен для создания цифровых голограмм (см. также [5]).

Можно дополнительно потребовать, чтобы в области отверстий свет проходил без ослабления,  $F_{mn}^{R\varphi} = 1$ , а суммы площадей отверстий в окрестности каждого узла равнялись одной и той же величине:

$$\sum_{\varphi=1}^3 A_{mn}^{\varphi} = A_0. \quad (16)$$

Проще всего реализовать это требование, если три площадки  $A_{mn}^o$  в совокупности составляют одно отверстие, например, квадратной формы. Тогда значение коэффициента пропускания ФРМ в данном узле равно

$$F(x_m^o, y_n^o) = \frac{A_{mn}^1 + A_{mn}^2 e^{2\pi i/3} + A_{mn}^3 e^{-2\pi i/3}}{A_{mn}^1 + A_{mn}^2 + A_{mn}^3} r, \quad (17)$$

где  $r = A_0/(\Delta_x \Delta_y)$ . Как видно из формулы (17), изменяя величины площадей  $A_{mn}^1$ ,  $A_{mn}^2$  и  $A_{mn}^3$ , можно получить любое заданное комплексное значение  $F(x_m^o, y_n^o)$ , удовлетворяющее условию  $|F(x_m^o, y_n^o)| \leq r/2$ . Для некоторых фаз можно реализовать и большие значения модуля коэффициента пропускания вплоть до  $|F(x_m^o, y_n^o)| \leq r$ .

В работе [5] были представлены результаты численного моделирования формирования изображений при когерентном освещении голограмм, синтезированных по методу [3]. Здесь покажем, что предложенный метод синтеза можно эффективно использовать и при частично когерентном освещении. Последнее обстоятельство важно для оптической литографии.

### Формирование изображения при частично когерентном освещении

Рассмотрим формирование изображения маски, имеющей заданную функцию пропускания  $F(x_m^o, y_n^o)$ , с помощью проекционной системы, имеющей функцию когерентного импульсного отклика  $K(x^i, y^i, x^o, y^o)$ , при частично когерентном освещении. В канонических координатах распределение интенсивности в плоскости изображения можно найти, воспользовавшись формулой Гопкинса [4]:

$$I(x^i, y^i) = \iiint_{-\infty}^{\infty} \{ K(x^i, y^i, x^o, y^o) K^*(x^i, y^i, x^{o'}, y^{o'}) \times \\ \times F(x^o, y^o) F^*(x^{o'}, y^{o'}) B(x^o, y^o, x^{o'}, y^{o'}) \} \times \\ \times dx^o dy^o dx^{o'} dy^{o'}, \quad (18)$$

где  $B(x^o, y^o, x^{o'}, y^{o'})$  — функция взаимной интенсивности света, освещающего маску. Обычно функция взаимной интенсивности  $B(x^o, y^o, x^{o'}, y^{o'})$  имеет пространственно-инвариантный вид:  $B(x^o, y^o, x^{o'}, y^{o'}) = B(x^o - x^{o'}, y^o - y^{o'})$ .

В частных случаях освещения по Кёлеру или критического освещения спектр функции взаимной интенсивности  $S_B$  выглядит, согласно теории дифракции Фраунгофера, следующим образом [6, 7]:

$$S_B(\nu'_x, \nu'_y) = \text{circ} \left( \frac{\sqrt{(\nu'_x)^2 + (\nu'_y)^2}}{\nu_{\max} \sigma} \right) = \\ = \begin{cases} 1, & \text{если } \nu'^2_x + \nu'^2_y < (\nu_{\max} \sigma)^2, \\ 0, & \text{если } \nu'^2_x + \nu'^2_y > (\nu_{\max} \sigma)^2. \end{cases} \quad (19)$$

Здесь  $(\nu'_x, \nu'_y)$  — компоненты пространственных частот плоской волны, падающей на фотосаблон в объектной плоскости,  $\sigma$  — параметр когерентности.

Считая распределение пропускающих и непрозрачных областей в объектной плоскости фиксированным, введем функцию когерентного отклика оптической системы на данный объект  $H(x^i, y^i, \nu'_x, \nu'_y)$ . Она представляет собой распределение комплексной амплитуды светового поля в плоскости изображения, которое имеет место, когда распределение напряженности светового поля в объектной плоскости составляет

$$\tilde{F} = F(x^o, y^o) e^{2\pi i(\nu'_x x^o + \nu'_y y^o)}.$$

Функция  $H(x^i, y^i, \nu'_x, \nu'_y)$ , представляет собой свертку функций  $\tilde{F}$  и  $K(x^i, y^i, x^o, y^o)$ , т. е.

$$H(x^i, y^i, \nu'_x, \nu'_y) = \\ = \iint_{-\infty}^{\infty} \tilde{F}(\nu'_x, \nu'_y, x^o, y^o) K(x^i, y^i, x^o, y^o) dx^o dy^o. \quad (20)$$

Тогда формулу для вычисления интенсивности можно записать в виде

$$I(x^i, y^i) = \iint_{-\infty}^{\infty} S_B(\nu'_x, \nu'_y) |H(x^i, y^i, \nu'_x, \nu'_y)|^2 d\nu'_x d\nu'_y. \quad (21)$$

Как следует из формулы (21), источник света формирует угловой спектр плоских некогерентных волн, падающих на маску под разными углами. Изображение, формируемое каждой точкой источника, рассматривается отдельно, вычисляется интенсивность изображения, создаваемая светом от отдельной точки, а затем вклады в интенсивность изображения от всех таких точек суммируются.

Для расчета спектра поля плоских волн, прошедших через оптическую систему, воспользуемся теоремой свертки [2]:

$$S_H(\nu_x, \nu_y, \nu'_x, \nu'_y) = S_{\tilde{F}}(\nu_x - \nu'_x, \nu_y - \nu'_y) S_K(\nu_x, \nu_y), \quad (22)$$

где

$$S_{\tilde{F}} = \iint_{-\infty}^{\infty} \tilde{F} e^{-2\pi i(\nu_x x^o + \nu_y y^o)} dx^o dy^o, \\ S_K = \iint_{-\infty}^{\infty} K(X, Y) e^{-2\pi i(\nu_x X + \nu_y Y)} dX dY,$$

причем  $X = x^i - x^o$ ,  $Y = y^i - y^o$ , а  $(\nu_x, \nu_y)$  — компоненты пространственных частот, прошедших через проекционную оптическую систему.

Итак, для вычисления интенсивности изображения объекта, получаемой в плоскости изображения,

подходящей является следующая схема: 1) нахождение спектра  $S_H(\nu_x, \nu_y, \nu'_x, \nu'_y)$  согласно (22); 2) восстановление функции  $H(x^i, y^i, \nu'_x, \nu'_y)$  по ее спектру; 3) вычисление интенсивности по формуле (21) с учетом нормировки.

В настоящей работе в качестве нормировочной интенсивности взята максимально возможная интенсивность при открытии на маске всех отверстий, соответствующих одной фазе. Кроме того, было принято, что проекционная система пропускает без искажений все пространственные гармоники светового поля, частота которых не превышает  $\nu_{\max}$  (безаберрационная дифракционно-ограниченная система [7]).

### Результаты численного моделирования

В качестве примера применения разработанной методики опишем построение ФРМ, эквивалентной другой, нерастровой фазовой маске. Последняя представляет собой две концентрические кольцевые области с противоположными коэффициентами пропускания. Для исходной маски можно записать:  $F(x^o, y^o) = \text{circ}(r/r_2) - \text{circ}(r/r_1) - \text{circ}(r/r_4) + \text{circ}(r/r_3)$ , где  $r = \sqrt{(x^o)^2 + (y^o)^2}$ ,  $(r_2 - r_1)$  — ширина первого кольца и  $(r_4 - r_3)$  — ширина второго кольца:  $r_2 > r_1 \geq r_4 > r_3$ . Соответственно спектр функции пропускания маски есть

$$S_F = \frac{2\pi}{\rho} (r_2 J_1(\rho r_2) - r_1 J_1(\rho r_1) - r_4 J_1(\rho r_4) + r_3 J_1(\rho r_3)), \quad (23)$$

где  $\rho = 2\pi \sqrt{\nu_x^2 + \nu_y^2}$ .

Проекционная система ограничивает спектр пространственных частот, так что при  $\nu_x^2 + \nu_y^2 > \nu_{\max}^2$  вместо (23) имеем  $S_F = 0$ . Профиль функции пропускания фазовой маски с ограниченным спектром представлен на рис. 2. Для построения эквивалент-

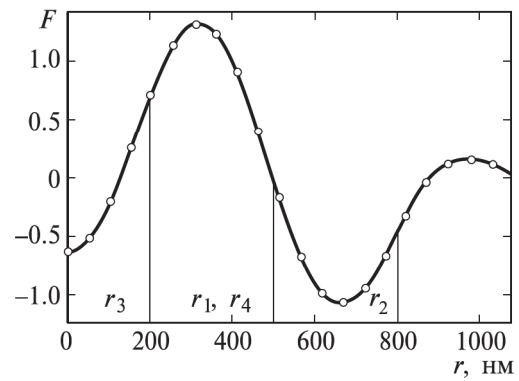


Рис. 2. Профиль функции пропускания фазовой маски в зависимости от радиальной координаты (с учетом фильтрации)

ной ФРМ были найдены отсчеты функции пропускания с ограниченным спектром в каждой точке заданного раstra с шагом  $\Delta_x = \Delta_y = 1/8\nu_{\max}$ , после чего с помощью формулы (17) были рассчитаны сдвиги центров прямоугольных отверстий, задаваемых на растре.

Вид ФРМ, эквивалентной маске из двух фазово-контрастных колец представлен на рис. 3, а. В точках, где  $|F_R| \leq 0.29$ , отверстия не образовывались. Как показало моделирование, это не приводит к заметному искажению изображения, однако упрощает маску и позволяет ускорить расчет интенсивностей.

Построение ФРМ упрощается благодаря свойству локальности, которое состоит в том, что значение отсчета функции пропускания в данной точке раstra определяется положением отверстия, включающего эту точку, и не зависит от положения других отверстий. Это свойство строго справедливо при условии  $a, b \ll \lambda$ . Однако численное моделирование показало, что оно в хорошем приближении выполняется при размерах отверстий на маске  $\leq \lambda/2$ .

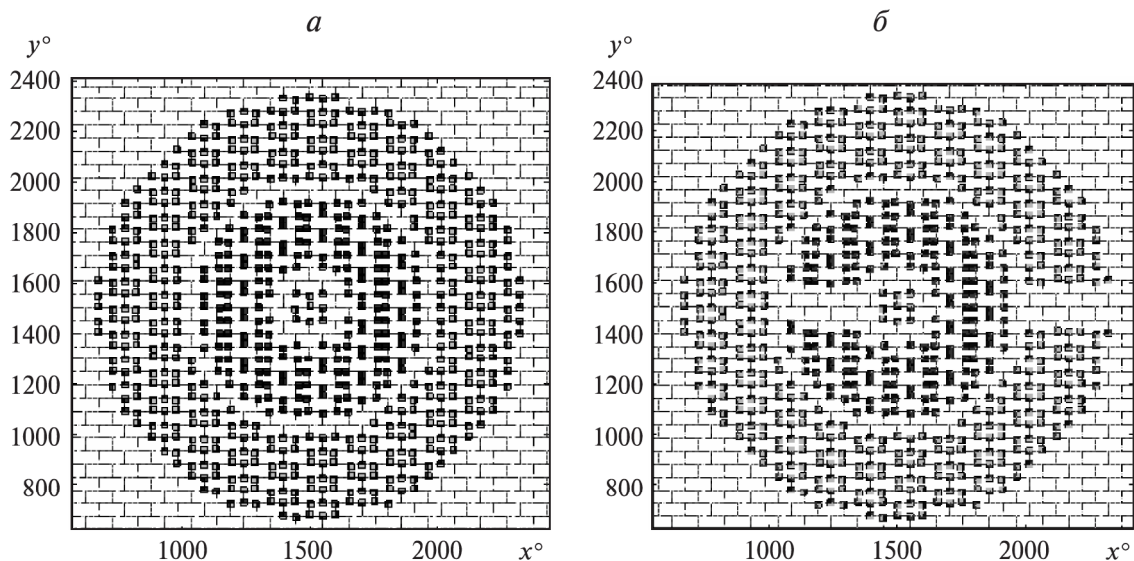


Рис. 3. Синтезированная маска: (а) два кольца; (б) два кольца с зазорами



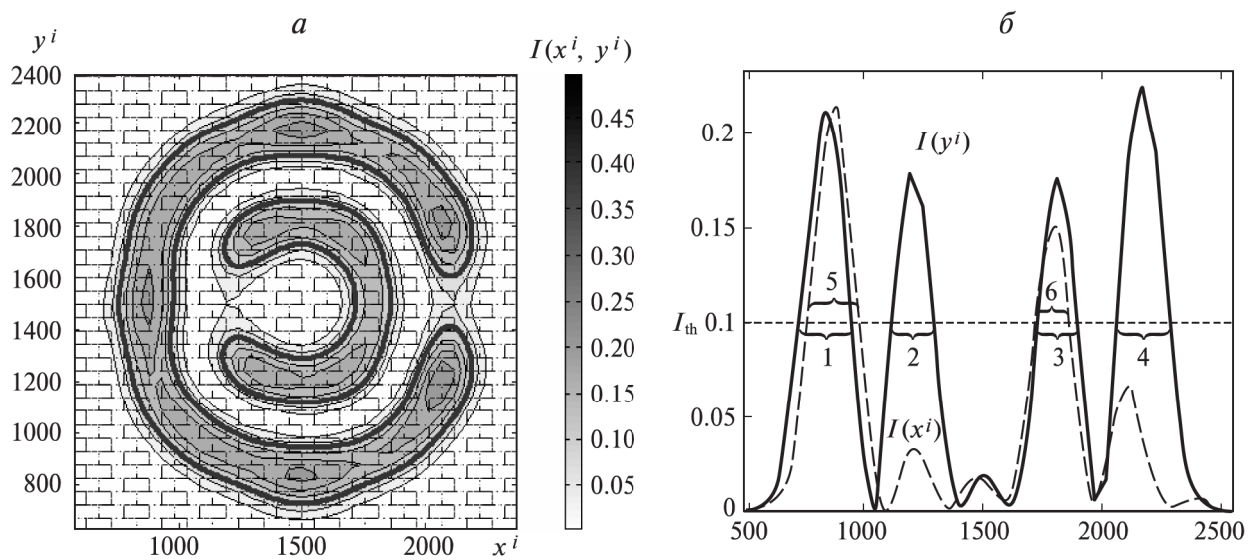


Рис. 4. Распределение интенсивности изображения ФРМ: (а) двумерная картина; (б) профили  $I(x^i = 1500, y^i)$  (сплошная линия) и  $I(x^i, y^i = 1500)$  (пунктир). Ширины элементов изображения, нм: (1) 215, (2) 167, (3) 164, (4) 220, (5) 219 и (6) 140

На рис. 3, б изображена ФРМ, которая отличается от предыдущей наличием зазоров в кольцах. Элементы с такой геометрией (только больших размеров) применяются для создания искусственных сред (композитных материалов) в диапазоне СВЧ [8]. Представляет интерес использование таких частиц и для построения фотонных кристаллов, обладающих резонансной магнитной восприимчивостью в ИК- и видимом диапазонах.

На рис. 4 представлены результаты численного моделирования распределения интенсивности и профили освещенности для маски рис. 3, б. Расчет был проведен по методике, описанной в предыдущем разделе, при следующих исходных параметрах: рабочая длина волны  $\lambda = 248$  нм, численная апертура проекционного объектива  $NA = 0.6$ , параметр когерентности  $\sigma = 0.5$ .

Как видно из рис. 4, синтезированная ФРМ сохраняет основное положительное свойство фазовых масок — высокий контраст. При этом отношение максимальной освещенности (на кольце) к минимальной интенсивности (в зазоре) не менее 20. Высокий контраст позволяет в широких пределах варьировать пороговый уровень интенсивности, который определяет границу контура изображения в литографии. Принято задавать пороговый уровень в виде  $I_{th} = I_{max} d^{-1}$ . На рис. 4 пороговый уровень соответствует  $d = 2.5$ . При этом расстояние между

внешним и внутренним кольцами ( $\sim 70$  нм) заведомо меньше длины волны.

Таким образом, показана возможность построения фазово-растрового эквивалента для произвольной бинарной или фазовой маски. Достоинствами рассмотренных ФРМ являются их универсальность и связанная с этим потенциальная возможность оптимальной коррекции изображений и получения меньших критических размеров элементов рисунка по сравнению с традиционными.

#### Литература

1. Eib N.K., Croffie E. // Proc. SPIE. 2005. **5754** (Pt. 1). P. 465.
2. Гудмен Д. Введение в фурье-оптику. М., 1970.
3. Lee W.H. // Appl. Opt. 1970. **9**. P. 639.
4. Burkhardt C.B. // Appl. Opt. 1970. **9**. P. 1949.
5. Chavel P., Hugonin J.P. // JOSA. 1976. **66**, N 10. P. 989.
6. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1970.
7. Cole D.C., Barouch E., Hollerbach U., Orszag S.A. // J. Appl. Phys. 1992. **31**, N 12B. P. 4110.
8. Smith D.R., Padilla W.J., Vier D.C. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. **84**, N 18. P. 4184.

Поступила в редакцию  
09.06.06