

Дифракция Фраунгофера на многоугольнике и расчет изображений бинарных масок

Г. В. Белокопытов^а, Ю. В. Рыжикова

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики колебаний. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2. E-mail: ^аgob@phys.msu.ru

Получена простая аналитическая формула для спектра пространственных гармоник дифрагированного поля. Показано, каким образом с ее помощью можно построить эффективный алгоритм расчета изображения в фотолитографии.

PACS: 42.30.Kq.

Ключевые слова: фотолитография, маска, дифракция Фраунгофера.

Статья поступила 08.07.2008, подписана в печать 20.10.2008.

Введение

Пространственный спектр дифракции Фраунгофера на плоском объекте дается преобразованием Фурье его функции пропускания $F(x^o, y^o)$ [1]:

$$S_F(\nu_x, \nu_y) = \iint_A F(x^o, y^o) e^{-2\pi i(\nu_x x^o + \nu_y y^o)} dx^o dy^o. \quad (1)$$

Здесь A — область, в пределах которой функция пропускания отлична от нуля.

Знание функции S_F позволяет решать задачи о нахождении изображения, даваемого оптической системой при когерентном и некогерентном освещении. Так, распределение интенсивности $I(x^i, y^i)$ в плоскости изображения при частично-когерентном освещении дается формулой Гопкинса [1, 2]

$$I(x^i, y^i) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} \iiint_{-\infty}^{+\infty} K(x^i, y^i, x^o, y^o) K^*(x^i, y^i, x^{o'}, y^{o'}) \times \\ \times F(x^o, y^o) F^*(x^{o'}, y^{o'}) B(x^o, y^o, x^{o'}, y^{o'}) dx^o dy^o dx^{o'} dy^{o'}, \quad (2)$$

где интегрирование по точкам (x^o, y^o) и $(x^{o'}, y^{o'})$ ведется в плоскости объекта, $K(x^i, y^i, x^o, y^o)$ — функция когерентного импульсного отклика проекционной системы и $B(x^o, y^o, x^{o'}, y^{o'})$ — функция взаимной интенсивности света, освещающего предмет. В численных расчетах формулу (2) часто удобно преобразовать к спектральному виду [3]

$$I(x^i, y^i) = \iint_{-\infty}^{+\infty} S_B(\nu'_x, \nu'_y) \times \\ \times |F^{-1}\{S_F(\nu_x - \nu'_x, \nu_y - \nu'_y) \cdot S_K(\nu_x, \nu_y)\}|^2 d\nu'_x d\nu'_y, \quad (3)$$

где F^{-1} — обратное преобразование Фурье, (ν'_x, ν'_y) и (ν_x, ν_y) — компоненты пространственных частот в объектной плоскости и в плоскости изображения соответственно. Величины $S_B(\nu'_x, \nu'_y)$, $S_F(\nu_x - \nu'_x, \nu_y - \nu'_y)$ и $S_K(\nu_x, \nu_y)$ — спектры функций взаимной интенсивности, функции пропускания и когерентного импульсного отклика.

При численном моделировании формирования изображения функции S_B и S_K фиксированы и имеют, как правило, простой вид, так что скорость и точность вычисления интенсивности лимитируются главным образом тем, как определен спектр функции пропускания S_F .

1. Спектр функции пропускания бинарной маски

Для масок, применяемых в оптической литографии, нахождение S_F упрощается благодаря тому, что функция пропускания $F(x^o, y^o)$ задается, как правило, кусочно-постоянной в пределах многоугольных областей:

$$F(x^o, y^o) = \begin{cases} e^{i\varphi}, & x^o, y^o \in A, \\ 0, & \text{в остальных точках,} \end{cases} \quad (4)$$

а задание многоугольника сводится к последовательному перечислению координат его вершин в некотором стандартном формате, например GDSII [4]. Если известен спектр светового поля, дифрагированного на многоугольном отверстии A , то расчет изображений с помощью формулы (3) не составляет трудности.

Для бинарной маски в виде прямоугольного отверстия (рис. 1, а), функция S_F хорошо известна [1, 5]:

$$S_F^{\square}(\nu_x, \nu_y) = -\frac{e^{i\varphi}}{(2\pi)^2 \nu_x \nu_y} \times \\ \times \{e^{-2\pi i(\nu_x x_1 + \nu_y y_1)} - e^{-2\pi i(\nu_x x_2 + \nu_y y_1)} + \\ + e^{-2\pi i(\nu_x x_2 + \nu_y y_2)} - e^{-2\pi i(\nu_x x_1 + \nu_y y_2)}\}. \quad (5)$$

Запись (5) показывает, что спектр отклика на прямоугольник можно представить в виде суммы, где каждое из слагаемых содержит координаты лишь одной из его вершин.

Нетрудно показать, что спектр функции пропускания треугольного отверстия можно также представить в аналогичном виде. Для прямоугольного треугольника, изображенного на рис. 1, б, вычисление (1) дает

$$S_F^{\Delta}(\nu_x, \nu_y) = -\frac{e^{i\varphi}}{(2\pi)^2} \times \\ \times \left[\frac{e^{-2\pi i(\nu_x x_1 + \nu_y y_1)}}{\nu_x \nu_y} - \frac{e^{-2\pi i(\nu_x x_2 + \nu_y y_1)}}{\nu_x (\nu_y + k^{-1} \nu_x)} - k^{-1} \frac{e^{-2\pi i(\nu_x x_1 + \nu_y y_2)}}{\nu_y (\nu_y + k^{-1} \nu_x)} \right], \quad (6)$$

где $k = -\frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1}$. Отметим, однако, что при ином расположении вершин треугольника коэффициенты формулы (6) надо вычислять заново.

Получим теперь формулу для спектра функции пропускания произвольного многоугольника, которая является обобщением соотношений (5) и (6). С этой целью

заметим, что при выполнении (4) подынтегральное выражение в (1) можно интерпретировать как произведение $\mathbf{e}_z \operatorname{rot} \mathbf{a}$, где $\mathbf{a} = \frac{1}{4\pi i} \left(\frac{\mathbf{e}_x}{\nu_y} - \frac{\mathbf{e}_y}{\nu_x} \right) e^{-2\pi i(\nu_x x^o + \nu_y y^o)}$ и $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ — орты декартовой системы координат. Преобразуем интеграл по площади отверстия A (1) в интеграл по его границе. Для этого воспользуемся формулой Стокса [6] $\iint_A \mathbf{n} \operatorname{rot} \mathbf{a} dA = \oint_C \mathbf{a} dl$. Тогда формула (1) с учетом (4) принимает вид

$$S_F(\nu_x, \nu_y) = \frac{e^{i\varphi}}{4\pi i} \oint_C \left(\frac{\mathbf{e}_x}{\nu_y} - \frac{\mathbf{e}_y}{\nu_x} \right) e^{-2\pi i(\nu_x x^o + \nu_y y^o)} dl. \quad (7)$$

Здесь контур C представляет собой произвольную замкнутую линию без самопересечений. Ее обход осуществляется против часовой стрелки. Если граница области A представляет собой многоугольник с N вершинами $(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_{N-1}, \mathbf{r}_N)$, то спектр функции пропускания может быть представлен в виде суммы интегралов по звеньям

$$S_F = \frac{e^{i\varphi}}{4\pi i} \sum_{n=1}^N L(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_{n-1}), \quad (8)$$

где $\mathbf{r}_0 = \mathbf{r}_N$. После элементарных преобразований (7) найдем выражение $L(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_{n-1})$ для отрезка, заданного уравнением $(y^o - y_{n-1}) = k_n(x^o - x_{n-1})$, где угловой коэффициент $k_n = (y_n - y_{n-1}) / (x_n - x_{n-1})$:

$$L(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_{n-1}) = -\frac{1}{2\pi i(\nu_x + \nu_y k_n)} \left(\frac{1}{\nu_y} - \frac{k_n}{\nu_x} \right) \times \times (e^{-2\pi i(\nu_x x_n + \nu_y y_n)} - e^{-2\pi i(\nu_x x_{n-1} + \nu_y y_{n-1})}). \quad (9)$$

Таким образом, формула (8) с учетом (9) дает аналитическое решение задачи о дифракции Фраунгофера на отверстиях, граница которого имеет вид произвольного многоугольника. Полученный результат можно также представить в виде, аналогичном (5) и (6):

$$S_F(\nu_x, \nu_y) = \frac{e^{i\varphi}}{8\pi^2 \nu_x \nu_y} \sum_{n=1}^N e^{-2\pi i(\nu_x x_n + \nu_y y_n)} (f_n - f_{n+1}), \quad (10)$$

где $f_n = (\nu_x - k_n \nu_y) / (\nu_x + k_n \nu_y)$, $f_{N+1} = f_1$. Если $k_n \rightarrow \infty$ (вертикальные отрезки), то предельный переход в (9) и (10) не составляет труда.

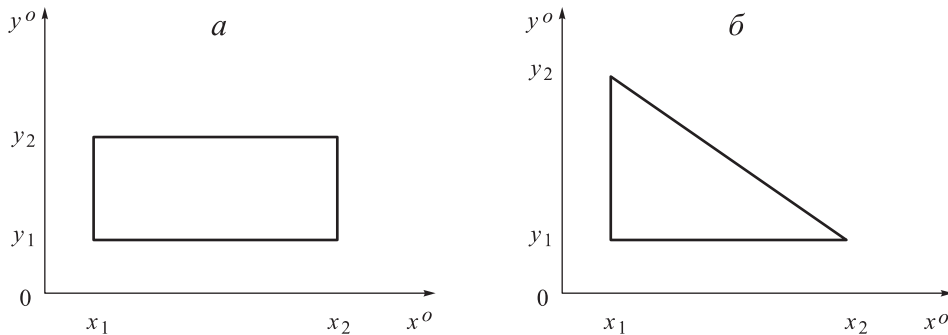


Рис. 1. Прямоугольное (а) и треугольное (б) отверстия и координаты их вершин

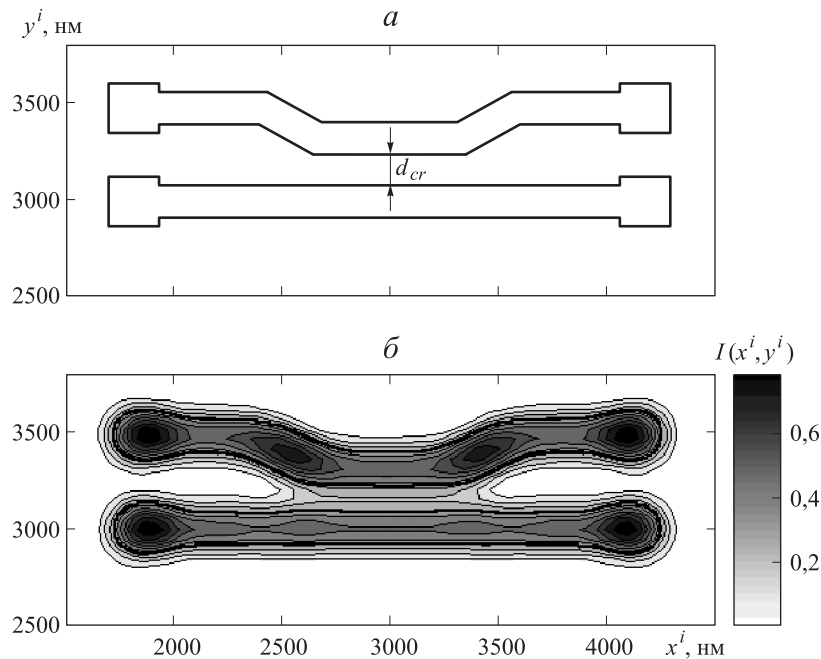


Рис. 2. Тестовая маска с критическим размером $d_{cr} = 160$ нм (а) и расчетное распределение интенсивности в плоскости ее изображения (б). Круговой источник освещения $\lambda = 248$ нм, параметр когерентности $\sigma = 0.5$, числовая апертура проекционной системы $NA = 0.6$

2. Пример численного моделирования

В качестве примера применения полученных соотношений представим результаты расчета распределения интенсивности света, прошедшего через маску, изображенную на рис. 2, а.

Пренебрегая aberrациями проекционной системы, спектр когерентного импульсного отклика $S_K(\nu_x, \nu_y)$ запишем в виде [1, 5]

$$S_K(\nu_x, \nu_y) = \begin{cases} 1, & \text{если } \nu_x^2 + \nu_y^2 \leq \nu_{\max}^2, \\ 0, & \text{если } \nu_x^2 + \nu_y^2 > \nu_{\max}^2, \end{cases}$$

где ν_{\max} — наибольшая частота в спектре пространственных гармоник в плоскости изображения, которая определяется рабочей длиной волны света λ и числовой апертурой проекционной системы NA: $\nu_{\max} = \text{NA}/\lambda$.

При расчете предполагалось, что освещение маски протяженным источником происходит по схеме Кёллера [2, 5]

$$S_B(\nu'_x, \nu'_y) = \begin{cases} 1, & \text{если } \nu'^2_x + \nu'^2_y \leq (\nu_{\max}\sigma)^2, \\ 0, & \text{если } \nu'^2_x + \nu'^2_y > (\nu_{\max}\sigma)^2, \end{cases}$$

где σ — параметр когерентности.

Результаты расчета изображения представлены на рис. 2, б. Жирной линией выделен пороговый уровень интенсивности I_{th} : $I_{\text{th}} = I_{\max}d^{-1}$, где d — коэффициент контрастности фоторезиста [4] (здесь d был принят равным 3). По сравнению с подходом, предусматрива-

ющим разложение конфигурации маски на элементарные составляющие (прямоугольники и треугольники), достигнуто сокращение времени счета примерно в два раза. Учитывая сложность современных литографических масок, итоговый выигрыш, даваемый применением формулы (10) при моделировании, оказывается весьма значительным.

Таким образом, в настоящей работе дано аналитическое решение задачи о дифракции Фраунгофера на отверстии, граница которого — произвольная замкнутая ломаная. Показано, что его использование позволяет повысить скорость вычислений при расчете изображений. Это является существенным с учетом широкого применения численного моделирования для коррекции масок в оптической литографии [4].

Список литературы

1. Гудмен Д. Введение в Фурье-оптику. М., 1970.
2. Cole D.C., Varouch E., Hollerbach U., Orszag S.A. // J. Appl. Phys. 1992. **31**, N 12B. P. 4110.
3. Белокопытов Г.В., Короткова Ю.В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2007. № 3. С. 44.
4. Rai-Choudhuri P. Handbook of Microlithography, Micromachining, and Microfabrication. V. 1. Microlithography. Bellingham: SPIE Optical Engineering Press, 1997.
5. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1970.
6. Анго А. Математика для электро- и радиоинженеров. М., 1967.

Fraunhofer diffraction on the polygon and calculation of binary mask images

G. V. Belokopytov^a, Yu. V. Ryzhikova

¹Department of Oscillation Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^agvb@phys.msu.ru.

A simple analytical formula for spectrum of the spatial harmonic components of the diffracted field is derived. It is used for construction of an effective algorithm of images calculation in photolithography.

PACS: 42.30.Kq.

Keywords: photolithography, mask, Fraunhofer diffraction.

Received 8 July 2008.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 2(2009).

Сведения об авторах

1. Белокопытов Геннадий Васильевич — к. ф.-м. н., доцент; тел.: 939-32-61, e-mail: gvb@phys.msu.ru.
2. Рыжикова Юлия Владимировна — аспирантка; тел.: 939-32-61, e-mail: julyako@mail.ru.