

Строгая модель многоволновой экспозиции в оптической литографии

© А.С. Рудницкий,¹ В.М. Сердюк²

¹ Белорусский государственный университет,
220045 Минск, Белоруссия

² Институт прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко Белорусского государственного университета,
220045 Минск, Белоруссия
e-mail: serdyukvm@bsu.by

(Поступило в Редакцию 26 июля 2013 г.)

Рассмотрена теоретическая модель процесса бесконтактной оптической литографии с одновременным участием нескольких различных волн засветки, одна из которых падает на фотомаску нормально, а остальные — под наклоном симметрично с обеих сторон. Модель базируется на строгом решении задачи дифракции плоской световой волны для упрощенной двумерной дифракционной структуры, состоящей из идеально проводящего экрана конечной толщины с одиночной щелью (шаблон) и полубесконечным поглощающим диэлектриком, расположенным за экраном (фоторезист). Исследовано суммарное дифракционное поле, возникающее в этой среде в результате наложения разных дифракционных полей, порождаемых разнонаправленными волнами, падающими на экран со щелью. Для оценки качества воспроизведения оптического изображения щели использованы несколько интегральных параметров, введенных авторами ранее. Рассмотрен актуальный случай нанолитографии, когда ширина щели, толщина экрана и расстояние до среды оказываются величинами порядка длины волны засветки. Установлено, что в этом случае оптимальное значение качества изображения щели достигнуто для двухволнового и трехволнового режимов экспозиции при одинаковых начальных фазах падающих волн и при углах падения боковых волн от 10 до 20°.

Введение

Современная микроэлектроника достигла такого уровня миниатюризации, при котором в оптической литографии приходится иметь дело с предельными режимами засветки, когда размеры отверстий в шаблоне, его толщина и расстояние до экспонируемого фоторезиста оказываются малыми величинами порядка длины волны просвечивающего излучения [1–4]. В этих условиях существенную роль на формирование изображения в фоторезисте играют дифракционные явления на краях отверстий шаблона, которые приводят к размыванию изображения каждого отверстия, снижению разрешающей способности всего процесса и, в конечном счете, к ухудшению качества выпускаемой продукции. Это обстоятельство существенно ограничивает возможности оптической литографии в наноразмерной области [1–4] и побуждает искать различные средства его преодоления. В качестве одного из таких средств предлагался многоволновый режим оптической засветки [5,6], когда шаблон просвечивается не одной нормально падающей волной, а двумя различными волнами, наклонно падающими на шаблон с разных сторон. По замыслу авторов этой идеи, такая схема должна обеспечивать компенсацию дифракционного расплывания изображения отверстия за счет наложения двух смещенных изображений. Судя по рекламным проспектам [5,6], авторы этой идеи успешно реализовали ее применительно к микроэлектронной оптической литографии, оперирующей не слишком малыми размерностями порядка микрометров. В связи с этим возникает вопрос, возможна ли такая компенсация в нанолитографии, когда толщина шаблона и характерные размеры отверстий в нем порядка длины волны экспони-

рующего излучения (менее 1 μm). Настоящая работа посвящена теоретическому обсуждению этого вопроса на основе упрощенной модели литографического процесса с использованием строгой теории дифракции. При этом мы не ограничимся случаем двух экспонирующих волн, а будем рассматривать общий случай трех и более волн засветки, падающих на шаблон под различными углами.

Исходной точкой нашего рассмотрения является выбор теоретической модели литографического процесса, которая адекватно отражала бы его основные существенные черты, и прежде всего правильно описывала эффекты дифракции на краях отверстий шаблона. До недавнего времени в качестве таковых использовались приближенные модели [1–4], заимствованные из оптики, где размеры апертур обычно много больше длины световой волны. Очевидно, что такие модели не вполне адекватно отражают специфику современной высоко разрешающей фотолитографии. На наш взгляд, более приемлемыми здесь являются модели строгой теории дифракции, область применения которых не ограничивается условием малости длины волны. Тем более что на данный момент уже известны строгие решения задач распространения электромагнитного излучения для дифракционных структур, на основе которых можно строить упрощенные модели фотолитографии. Здесь можно ограничиться двумерной задачей и рассматривать одиночное отверстие в непрозрачном шаблоне, которое имеет вид одиночной щели, а в качестве самого шаблона рассматривать идеально проводящий экран конечной толщины. Далее, слой фоторезиста, располагаемый за шаблоном, в первом приближении можно моделировать поглощающим полубесконечным диэлектриком. Реальный фоторезист представляет собой слой конечной тол-

щины, но при сильном поглощении отраженное поле внутри этого слоя будет достаточно слабым. Итак, в качестве возможной модели литографического процесса можно сформулировать задачу волновой дифракции на щели в идеально проводящем экране и полубесконечном диэлектрике, расположенном за экраном. Строгое решение такой задачи уже дано в работе [7]. Данное решение позволяет рассчитать амплитуду и фазу поля в каждой точке пространства, в том числе и в диэлектрике (фоторезисте), где оно представляет наибольший интерес для литографии, поскольку именно там интенсивность поля вызывает изменения физической структуры материала посредством фотохимических процессов. Однако сама по себе картина поля дает возможность оценить только качественную сторону явления и не содержит никаких количественных критериев оценки. Такие критерии были предложены нами в работе [8], где предлагалось оценивать качество оптического изображения с помощью четырех скалярных параметров. Эти параметры определяют интегральное отклонение пространственного распределения поля реального дифракционного изображения в некоторой плоскости от поля идеального изображения, которое требуется получить. В качестве последнего для литографии предлагалось рассматривать простую амплитудную ступеньку (изображение щели), поскольку результатом процесса экспозиции фотомаски (прохождения световых волн через щель) на поверхности диэлектрика (фоторезиста) в идеале должно быть равномерное распределение энергии поля в виде прямоугольной ступеньки шириной, равной ширине щели.

Результаты расчетов и обсуждение

Конкретизируем описанную выше упрощенную модель литографического процесса. Пусть на идеально проводящий экран толщины $2d$ со щелью шириной $2l$, за которым на расстоянии H расположен полубесконечный поглощающий диэлектрик с диэлектрической проницаемостью ε , падают три плоских волны с разными направлениями распространения (рис. 1)

$$\begin{aligned} & A_1 \exp [ik(\alpha_1 x + \beta_1 y) + i\varphi_1] \\ & + A_2 \exp [ik(\alpha_2 x + \beta_2 y) + i\varphi_2] \\ & + A_3 \exp [ik(\alpha_3 x + \beta_3 y) + i\varphi_3], \end{aligned} \quad (1)$$

где $i = \sqrt{-1}$ — мнимая единица, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, $\alpha_{1,2,3} = \cos \vartheta_{1,2,3}$ и $\beta_{1,2,3} = \sin \vartheta_{1,2,3}$ — параметры распространения волн вдоль координатных осей x и y , $\vartheta_{1,2,3}$ — их углы падения на экран, $A_{1,2,3}$ и $\varphi_{1,2,3}$ — амплитуды и начальные фазы волн, последние соответствуют значениям фаз каждой волны в середине щели (в точке $x = 0$, $y = 0$). Предполагается, что временная зависимость поля определяется экспоненциальным множителем $\exp(-i\omega t)$, который опущен. Скалярная запись выражения (1) соответствует H -поляризации всех падающих волн, когда их электрические поля параллельны и

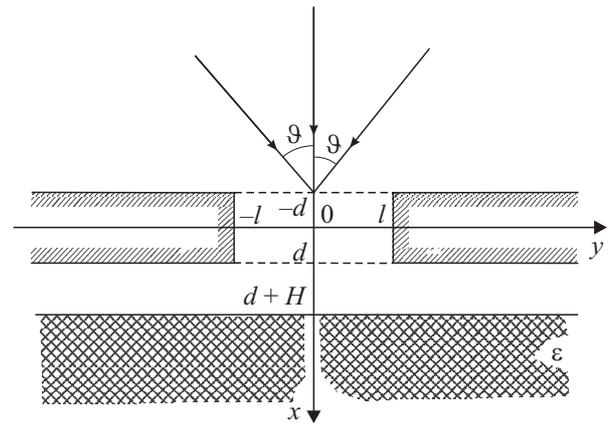


Рис. 1. Упрощенная модель оптического литографического процесса при трехволновой экспозиции.

направлены перпендикулярно общей плоскости падения. В случае же E -поляризации этих волн, когда их электрические векторы параллельны плоскости падения, под A_1 , A_2 и A_3 следует понимать векторные величины.

Заметим, что дифракционная система (рис. 1) симметрична относительно плоскости $y = 0$ и должна давать изображение щели, тоже симметричное относительно данной плоскости. Чтобы не вносить дополнительные несимметричные искажения этого изображения, следует рассматривать только соответствующее симметричное распределение полей. То есть будем полагать, что одна из волн, например, с номером 2, падает на экран нормально, а углы падения, начальные фазы и амплитуды двух наклонно падающих волн с номерами 1 и 3 равны по величине. При этом отдельное рассмотрение дифракционного поля волны 2 ($A_1 = A_3 = 0$) соответствует традиционному режиму одноволновой засветки, а случай $A_2 = 0$ отвечает двухволновому режиму [5,6].

С помощью модели [7] можно рассчитать пространственную структуру дифракционных полей, которые возникают в результате прохождения каждой из этих волн через щель, а также вычислить результат их наложения на поверхности поглощающего диэлектрика (фоторезиста) и в глубине его. При этом возможны два случая, когда все волны когерентны между собой и интерферируют с учетом взаимной разности фаз в каждой точке, а также когда волны некогерентны и их наложение сводится к простому суммированию их интенсивностей. На рис. 2 и 3 показаны рассчитанные таким образом распределения амплитуд и фаз дифракционных полей, которые возникают на поверхности поглощающего диэлектрика в результате дифракции на щели двух и трех волн H -поляризации по отдельности, а также суммарные поля, получающиеся в результате их наложения. Поскольку фазы всех полей почти одинаковы, при когерентной засветке следует брать волны с равными фазами ($\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_3 = 0$). При этом рассматривался случай, когда

$$d = 1.1\lambda, \quad l = 0.9\lambda, \quad H = 2.8\lambda, \quad n = 1.65, \quad \kappa = 0.022, \quad (2)$$

где d — толщина идеально проводящего экрана, l — полуширина щели, H — расстояние от экрана (шаблона)

до диэлектрика, n и κ — показатели преломления и поглощения последнего (в качестве таковых приняты численные значения параметров фоторезиста на длине волны $\lambda = 436 \text{ nm}$ [3]). Из рис. 2 и 3 видно, что в результате интерференции разнонаправленных волн (кривые 3 и 4 на рис. 2 и кривая 4 на рис. 3), действительно, боковые максимумы дифракционного поля частично подавляются в сравнении со случаем одноволновой засветки (кривая 2 на рис. 3). Основная часть световой энергии поля оказывается сосредоточенной в требуемой области от $-l$ до $+l$, однако эффект оказывается меньше, чем следовало бы ожидать. Картина распределения амплитуды по-прежнему представляет собой не требуемую ступеньку, а острый горб с постепенно спадающей амплитудой по бокам, причем в случае двух волн ($A_2 = 0$, рис. 2) этот горб выражен более четко, чем в случае трех волн ($A_2 \neq 0$, рис. 3).

Для более конкретной оценки качества изображения щели воспользуемся интегральными параметрами, введенными в работе [8]. На рис. 4 и 5 приведены

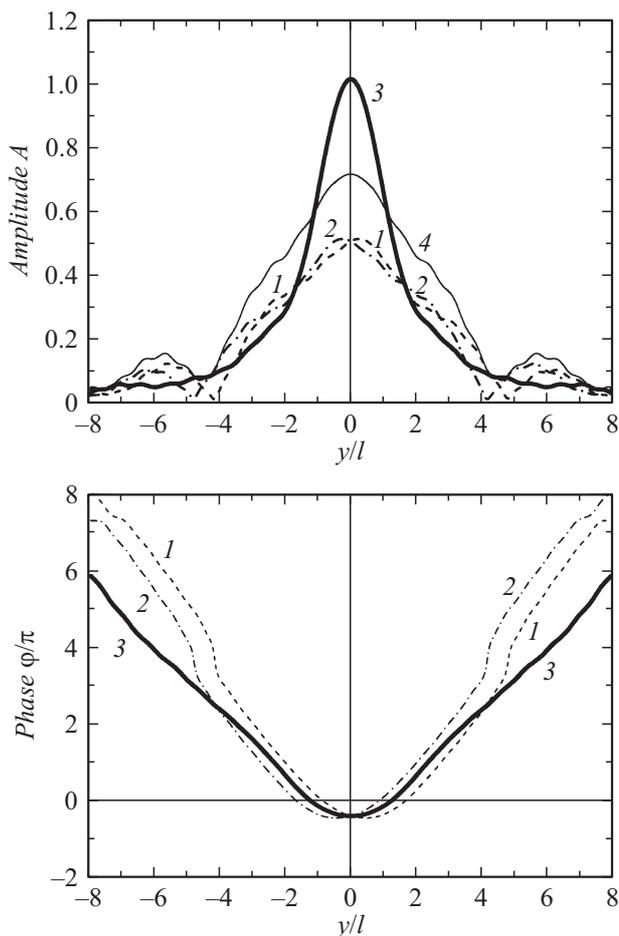


Рис. 2. Амплитуды и фазы дифракционных полей щели, формируемых на поверхности фоторезиста при двухволновой экспозиции каждой из двух волн в отдельности (1, 2), а также амплитуды и фазы суммарных дифракционных полей, возникающих в результате когерентной интерференции (3) и некогерентном сложении интенсивностей (4) при величине угла падения наклонных волн $\vartheta = 17^\circ$.

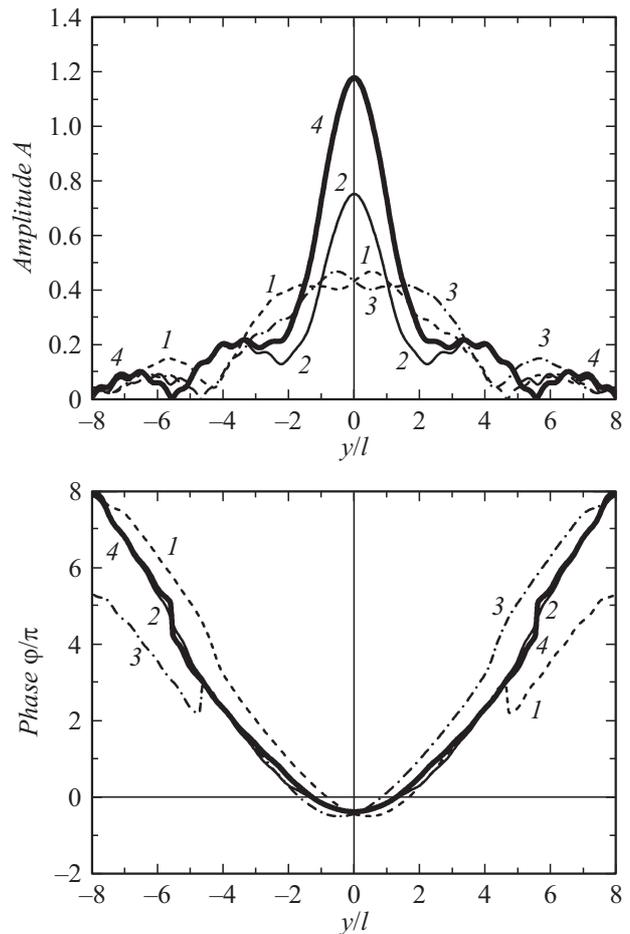


Рис. 3. Амплитуды и фазы дифракционных полей щели, формируемых на поверхности фоторезиста при трехволновой экспозиции каждой из трех волн в отдельности (1–3), а также амплитуды и фазы суммарных дифракционных полей, возникающих в результате когерентной интерференции (4) при величине угла падения наклонных волн $\vartheta = 20^\circ$.

результаты расчета этих параметров в зависимости от угла падения боковых волн H -поляризации в частном случае (2), для которого рассчитывались кривые рис. 2 и 3. При этом для трех волн засветки (рис. 5) расчеты проводились для трех различных случаев соотношения интенсивностей падающих волн. Высокое качество изображения щели имеет место, когда коэффициент качества C_q и коэффициент уширения изображения C_w близки к единице, т.е. первый коэффициент максимален, а второй минимален. Напомним, что все четыре параметра, представленные на рис. 4 и 5, определялись с помощью интегральной аппроксимации интенсивности дифракционного изображения некоторой прямоугольной ступенькой [8], причем величина C_q характеризует интегральную меру отклонения интенсивности дифракционного поля от этой ступеньки, эффективная амплитуда A_{eff} — это амплитуда последней, а величина C_w определяет относительное увеличение ширины аппроксимирующей ступеньки в сравнении с шириной щели. Что касается коэффициента увеличения

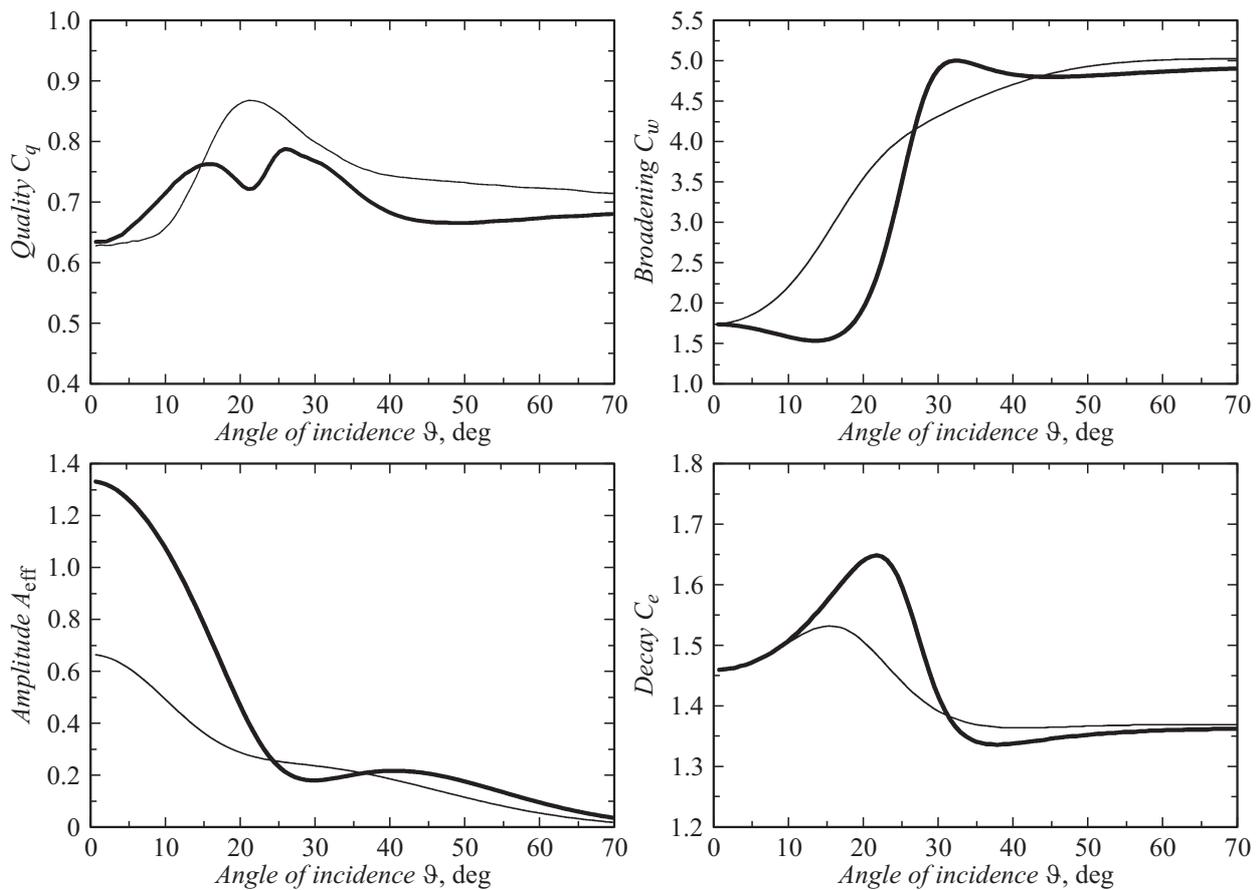


Рис. 4. Параметры, характеризующие качество дифракционного изображения щели при двухволновой экспозиции, в зависимости от величины угла падения боковых волн ϑ . Толстые линии отвечают когерентной интерференции, тонкие — некогерентному сложению интенсивностей.

затухания C_e , то он показывает, во сколько раз средний коэффициент экспоненциального затухания энергии дифракционного изображения в диэлектрической среде (фоторезисте) больше коэффициента затухания простой нормально падающей плоской волны в этой среде.

Судя по рис. 4 и 5, при некогерентном сложении волн (тонкие линии) оптимальным оказывается случай двух экспонирующих волн или трех волн с соотношениями амплитуд 2:1:2 при углах падения около 20° . Именно для этого случая достигаются рекордные значения коэффициента качества C_q порядка 0.85. Однако при этом коэффициент уширения изображения C_w возрастает до величины около 3.5, т.е. изображение щели на поверхности диэлектрика оказывается в 3.5 раза шире самой щели. Минимум этого коэффициента в зависимости от угла падения, достигающей величины 1.5, имеет место при когерентном сложении полей: для двухволновой засветки — при $\vartheta \approx 15^\circ$, для трехволновой — при $\vartheta \approx 20^\circ$. Но тогда в обоих случаях величина коэффициента качества C_q оказывается менее 0.85. Чтобы определить, какой же из этих двух случаев оптимальный, необходимо обратиться к деталям воспроизведения изображения, которые неизбежно теряются при

интегральной оценке всего изображения в целом и которые можно извлечь из рис. 2 (кривая 3) и 3 (кривая 4), изображающим профиль амплитуды поля на поверхности диэлектрика. Здесь коэффициенты качества изображения одинаковы, т.е. степень отклонения амплитуды изображения от идеальной картины примерно одна и та же, но в случае трех волн засветки (рис. 3) данное отклонение происходит больше за счет нежелательных боковых дифракционных максимумов, тогда как в случае двухволновой засветки (рис. 2) искажение идеального прямоугольника более обусловлено суженной сверху и уширенной внизу формой центрального горба дифракционной картины. Оценим также степень затухания поля в диэлектрике для двух выявленных случаев. Здесь коэффициент увеличения затухания C_e примерно равен 1.5, учитывая, что эффективный коэффициент амплитудного затухания в диэлектрике примерно равен kC_e , это соответствует толщине Δ , на которой энергия поля уменьшается в e раз, порядка $\Delta = \lambda / (4\pi k C_e) = 2.4\lambda$.

Можно рассмотреть не две-три, а любое конечное число однородных плоских волн, падающих на щель, и решать задачу оптимизации их параметров с точки зрения получения когерентного изображения щели, наи-

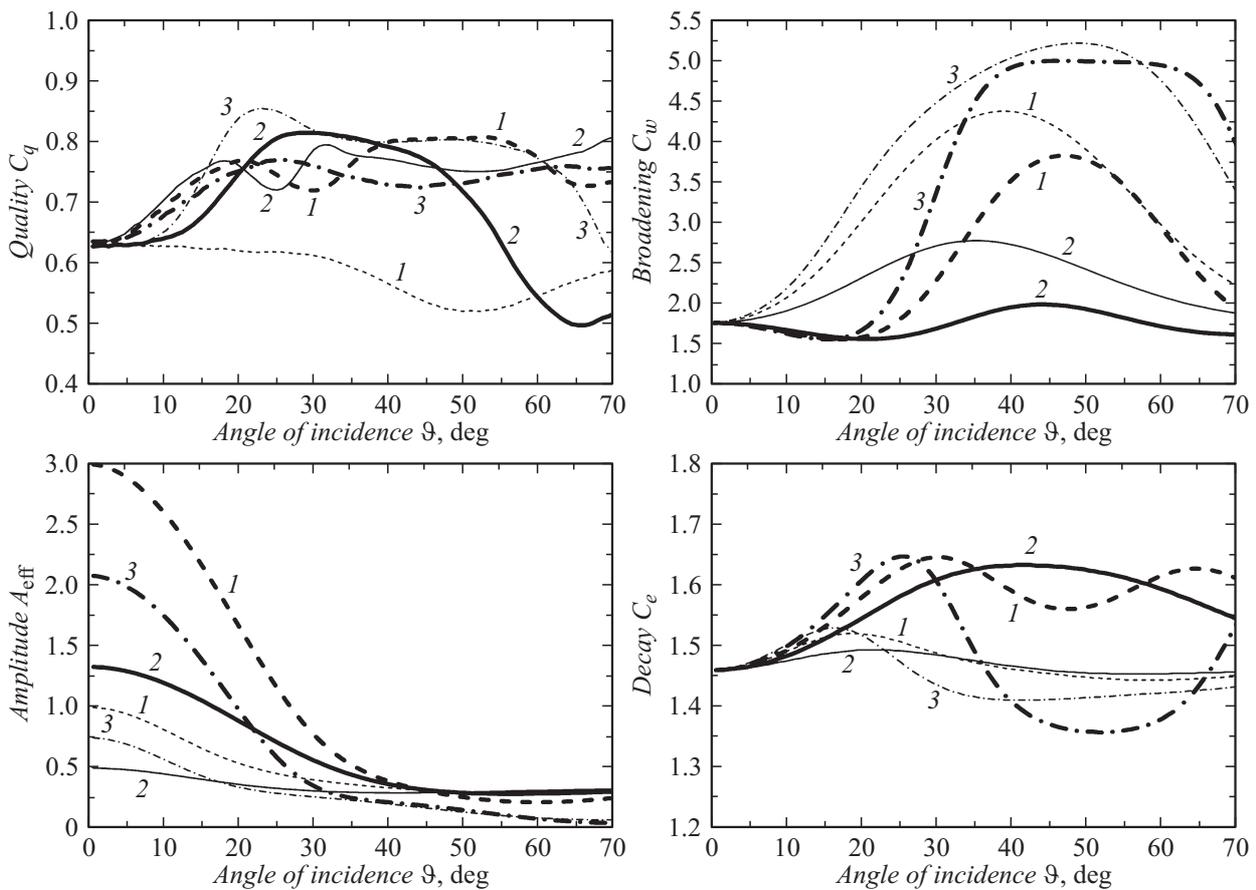


Рис. 5. Параметры, характеризующие качество дифракционного изображения щели при трехволновой экспозиции, в зависимости от величины угла падения боковых волн ϑ при различных соотношениях между амплитудами падающих волн: $A_1 : A_2 : A_3 = 1 : 1 : 1$ (1), $1 : 2 : 1$ (2), $2 : 1 : 1$ (3). Толстые линии отвечают когерентной интерференции, тонкие — некогерентному сложению интенсивностей.

более близкого прямоугольной ступеньке:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left| \sum_{n=1}^N A_n e^{i\varphi_n} u_n(d+H, y) - \theta(y^2 - l^2) \right|^2 dy = \min, \quad (3)$$

где $u_n(x, y)$ — комплексное решение задачи дифракции на щели для одной падающей плоской волны единичной амплитуды и заданного направления распространения [7], θ — ступенчатая функция Хэвисайда, равная нулю при отрицательном значении своего аргумента и единице при положительном. Решение задачи (3) минимизации функционала в зависимости от амплитуд A_n и фаз φ_n однородных плоских волн H -поляризации дает следующий результат. Для трех волн (рис. 1) и дифракционной системы с параметрами (2) оптимальный случай соответствует отношению амплитуд $A_1/A_2 = A_3/A_2 = 0.64$ с одинаковыми углами падения боковых волн ϑ величиной от 15° до 20° и равными начальными фазами в середине щели. При этом достигается значение коэффициента качества дифракционного изображения $C_q = 0.79$ и коэффициента уширения $C_w = 1.28$. Пространственная картина соответствующего дифракционного поля на поверхности диэлектрика

показана на рис. 6. Добавление дополнительного числа падающих однородных плоских волн не приводит к улучшению качественных характеристик изображения, т.е. к увеличению коэффициента C_q с одновременным уменьшением коэффициента C_w . В лучшем случае достигается тот же результат, но при большем числе падающих волн, что нежелательно с практической точки зрения.

Более того, сравнение рис. 6 с 3 показывает, что вариации изменения амплитуд наклонных падающих волн по сравнению с амплитудой нормально падающей волны в трехволновой схеме не слишком сильно влияют на качество воспроизведения изображения щели, как и небольшие изменения величины их угла падения. Существенное значение здесь имеют только фазовые соотношения, требующие равенства начальных фаз всех волн в точке середины щели, небольшое нарушение которых сразу приводит к заметному уширению дифракционной картины.

Примерно такие же зависимости параметров дифракционных изображений щели от угла падения, как на рис. 4 и 5, наблюдаются при других значениях толщины экрана, ширины щели и расстояния до диэлектрика, если

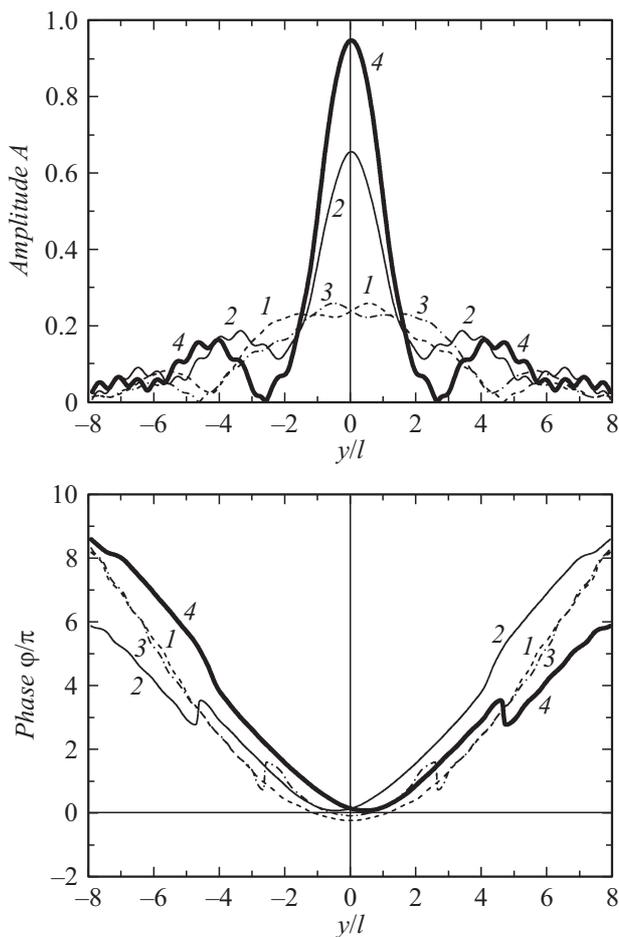


Рис. 6. Амплитуды и фазы дифракционных полей щели, формируемых на поверхности фоторезиста при трехволновой экспозиции каждой из трех волн в отдельности (1–3), а также амплитуды и фазы суммарных дифракционных полей, возникающих в результате когерентной интерференции (4) при соотношении амплитуд падающих волн $A_1 : A_2 = A_3 : A_2 = 0.64$ и величине угла падения наклонных волн $\vartheta = 20^\circ$.

эти величины составляют не менее половины длины волны и не более нескольких длин волн экспонирующего излучения. Максимумы коэффициента качества одновременно с минимумами коэффициента уширения изображения достигаются при углах падения от 10 до 20° как для двухволновой, так и для трехволновой экспозиций, причем зависимость качества изображения от отношения амплитуд трех волн для последнего случая проявляется довольно слабо.

Заключение

На основе упрощенной строгой модели литографического процесса проведен расчет параметров, характеризующих качество дифракционного изображения в оптической литографии с участием двух и трех различных волн засветки для случаев, когда толщина шаблона, размеры отверстий и расстояние до фоторезиста ока-

зываются величинами порядка одной-нескольких длин волн экспонирующего излучения. В этих условиях на качество изображения существенно влияют фазовые соотношения между экспонирующими волнами и их углы падения, однако остальные параметры, включая соотношение между амплитудами этих волн, обнаруживают значительно меньшее влияние на качество изображения щели на поверхности фоторезиста. Оптимальная картина дифракции имеет место для трехволновой схемы, когда фазы всех трех экспонирующих волн равны между собой в точке середины отверстия фотошаблона, а совпадающие по величине углы падения двух боковых волн составляют от 10 до 20° . При этом дифракционное изображение щели представляет собой типичный дифракционный максимум с эффективной шириной, равной ширине щели, и двумя более широкими боковыми максимумами, интенсивность которых составляет порядка 4% от интенсивности основного максимума. Режим трехволновой экспозиции позволяет несколько уменьшить относительные амплитуды боковых дифракционных максимумов в сравнении с режимом одноволновой засветки, но в целом он не дает возможности существенно улучшить качество дифракционного изображения. Для двухволновой экспозиции оптимальным является случай с такими же углами падения порядка 15 – 20° . Здесь в результате интерференции боковых волн происходит смещение боковых „горбов“ дифракционного изображения к центральному максимуму, так что в целом распределение поля на поверхности фоторезиста выглядит как гауссова кривая с острым максимумом и постепенно спадающими боковыми сторонами. Более общие теоретические расчеты показывают, что добавление любого числа новых падающих однородных плоских волн с иными углами падения не позволяет улучшить качественные характеристики дифракционного изображения щели и не дает особого выигрыша с практической точки зрения.

Список литературы

- [1] Бродай И., Мерей Дж. Физические основы микротехнологии. М.: Мир, 1985. С. 249–348.
- [2] Levinson H.J. Principles of Lithography. Washington: SPIE Press, 2010.
- [3] Mack C.A. Fundamental Principles of Optical Lithography: The Science of Microfabrication. London: Wiley, 2007.
- [4] Lin B.J. Optical Lithography: Here is Why. Bellingham: SPIE Press, 2010.
- [5] Manual mask aligner Web: http://www.suss.com/fileadmin/user_upload/brochures/MA150e_Brochure.pdf
- [6] Manual mask aligner Web: http://www.suss.com/fileadmin/user_upload/brochures/BR_MJB4.pdf
- [7] Rudnitsky A.S., Serdyuk V.M. // Progr. Electromagn. Res. 2008. V. PIER 86. P. 277–290.
- [8] Рудницкий А.С., Сердюк В.М. // ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып. 10. С. 65–71.