

УДК 535.8

*В.В. Медведев<sup>1,2</sup>, В.М. Кривцун<sup>2</sup>*<sup>1</sup> Московский физико-технический институт (государственный университет)<sup>2</sup> Институт спектроскопии РАН

### Спектральный фильтр для установок проекционной nano-литографии нового поколения

Исследована возможность применения свободновисящих металлических сеточных фильтров для подавления рассеянного инфракрасного излучения в источниках EUV-излучения на основе лазерной плазмы. Методами численного моделирования были исследованы оптические характеристики фильтров.

**Ключевые слова:** проекционная литография, EUV-литография, CO<sub>2</sub> лазер, инфракрасное излучение, EUV-излучение, металлические сеточные фильтры, FDTD, метод матрицы рассеяния.

**Введение.** Проекционная фотолитография, осуществляемая на длине волны 13,5 нм, или EUV-литография, представляет большой интерес для дальнейшего развития полупроводниковой микроэлектроники [1]. Одним из наиболее перспективных источников излучения в этой области спектра (EUV) является лазерная плазма [2]. В наиболее перспективных источниках излучателем служат многозарядные ионы олова в плазме, создаваемой импульсным CO<sub>2</sub> лазером (10,6 мкм) [3]. Однако существенная часть излучения лазера рассеивается плазмой и затем отражается от зеркал и попадает в блок проекционной оптики и в область экспонирования фоторезиста. Это приводит к неконтролируемому нагреву оптических элементов, литографической маски и области экспонирования, что критично для процесса фотолитографии. Поэтому на выходе из источника, в области промежуточного фокуса, необходимо осуществлять спектральную фильтрацию излучения.

В данной работе представлены результаты исследований по проектированию металлических сеточных структур (МСС), предназначенных для спектральной фильтрации излучения в фотолитографических установках нового поколения. Данные фильтры, представляющие собой МСС со сквозными регулярными периодическими отверстиями в форме правильных многоугольников (рис. 1), работают на принципе волноводной отсечки, эффективно отражая падающее излучение с длиной волны больше критической длины волны  $\lambda_c$  пропускания микро-волноводов, сформированных сеточными отверстиями.

Спектральная зависимость коэффициента пропускания фильтра определяется конструкционным материалом и геометрическими параметрами МСС: периодом  $p$ , толщиной стенок  $t$  и толщиной решетки  $h$ . Перечисленные параметры определяют так же геометрическую прозрачность фильтра

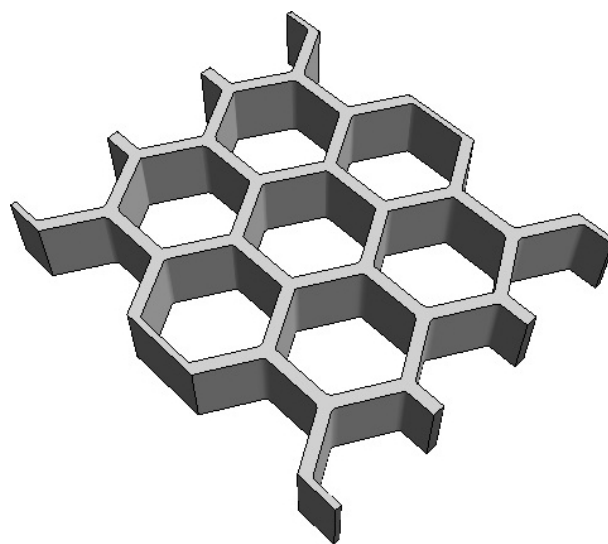


Рис. 1. Схематическое изображение фильтра

$$T_G = \left(1 - \frac{t}{p}\right)^2. \quad (1)$$

Согласно технологическим требованиям фильтр должен подавлять более чем на два порядка интенсивность рассеянного излучения CO<sub>2</sub> лазера. При этом он должен обладать высокой прозрачностью по отношению к коротковолновому излучению.

Методами численного моделирования исследовались оптические характеристики МСС в инфракрасной области и области сверхжесткого ультрафиолета. Все расчеты были выполнены для гексагональных вольфрамовых решеток (рис. 1). Выбор материала и геометрии решетки обусловлен механической прочностью таких структур.

**Методы моделирования.** Моделирование оптических свойств описанного выше фильтра сводится к численному решению уравнений Максвелла для периодической структуры. Существует несколько способов моделирования оптических свойств периодических структур, среди которых наибольшее распространение получили метод конечных разностей во временной области (FDTD) [4] и метод матрицы рассеяния (RCWA) [5]. Первый метод относится к общему классу сеточных методов решения дифференциальных уравнений. Уравнения Максвелла подвергаются дискретизации, используя центрально-разностную аппроксимацию по времени и пространственным координатам. Полученные конечно-разностные уравнения решаются программными или аппаратными методами в каждый момент временной сетки, причем, как правило, рассчитанные поля разделены во времени половиной шага дискретизации. Расчёт полей в ячейках сетки повторяется до тех пор, пока не будет получено решение поставленной задачи в интересующем промежутке времени. Второй метод основан на решении уравнений Максвелла в фурье-пространстве, где они превращаются в систему линейных уравнений. При этом пространство делится на горизонтальные слои, однородные по вертикали. Поля разлагаются по плоским волнам в каждом слое, и решается задача на собственные значения. Строятся материальные матрицы, которые связывают между собой амплитуды гармоник и локальные значения полей. Строится полная матрица рассеяния всей структуры, по помощи которой вычисляются коэффициенты пропускания, отражения и поглощения.

Оба метода обладают своими преимуществами и недостатками. Так, метод матрицы рассеяния уступает FDTD-методу в инфракрасной области вследствие плохой сходимости рядов Фурье для металло-диэлектрических структур [6]. При переходе к коротким длинам волн ситуация меняется на обратную: сходимость матричного метода улучшается, в то время как время расчёта конечно-разностным методом существенно увеличивается. Основываясь на приведенных доводах, мы применяли FDTD-метод для расчётов в ИК-диапазоне, а метод матрицы рассеяния в EUV-области.

**Результаты расчетов.** В первую очередь необходимо приблизительно установить диапазон геометрических параметров фильтра, при которых его оптические свойства будут удовлетворять описанным выше требованиям. Максимально допустимый размер отверстий фильтра можно оценить через длину волны отсечки  $\lambda_C$  гексагонального волновода. Аналитического выражения для последней величины не существует, однако известно, что она очень близка  $\lambda_C$  для цилиндрического волновода [7], которая определяется выражением

$$\lambda_C \approx 1,7d, \quad (2)$$

где  $d$  — размер отверстия волновода. Из выражения (2) получаем для длины волны  $\text{CO}_2$  лазера максимальный размер отверстия  $d_M = 6,7$  мкм. Требование высокой геометрической прозрачности накладывает ограничение на толщину стенок  $t \leq 0,1p$  и глубину каналов  $h \leq p$ . Выполнение последнего условия необходимо для повышения пропускания EUV-излучения при наклонном падении.

На рисунке 2 приведены результаты расчётов спектра пропускания фильтра в инфракрасной области. Параметры фильтра ( $p = 5,0$ ,  $t = 0,5$ ,  $h = 5,0$ (мкм)) соответствуют значению геометрической прозрачности  $T_G = 81\%$ . Длина волны отсечки, соответствующая данному фильтру, составляет  $\lambda_C \approx 8,0$  мкм. Длина волны, на которой открывается первый порядок дифракции, составляет  $\lambda_D \approx 4,33$  мкм. В области между двумя этими длинами волн находятся пики резонансного пропускания, так называемые резонансы Фабри–Перо. За волноводной отсечкой ( $\lambda > \lambda_C$ ) падающее на фильтр излучение эффективно отражается. Так, на длине волны  $\text{CO}_2$  лазера коэффициент пропускания равен приблизительно 1%.

В EUV-диапазоне микронные слои вещества поглощают всё падающее излучение, благодаря малому коэффициенту отражения в этой области. Так, коэффициент отражения вольфрама при нормальном падении излучения составляет 0,15% на длине волны 13,5 нм. Это означает, что всё

излучение, падающее на стенки структуры, поглощается, а коэффициент пропускания EUV-излучения определяется геометрической прозрачностью и дифракционными потерями. На рисунке 3 приведена угловая зависимость коэффициента пропускания EUV-излучения для решетки с параметрами, соответствующими рис. 2. Из рис. 3 видно, что интенсивность прошедшего света в нулевой порядок дифракции составляет примерно 55% от интенсивности падающего света.

Уменьшение периода структуры при постоянной геометрической прозрачности и постоянном аспектном соотношении  $h/p$  приведет к ещё большему подавлению проходящего инфракрасного, так как длина волны волноводной отсечки уменьшится. При этом эффективность пропускания ультрафиолетового излучения при этом практически не изменится.

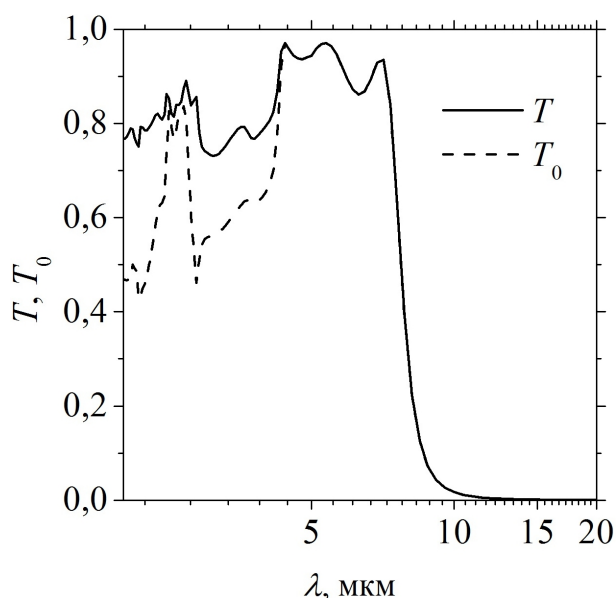


Рис. 2. Инфракрасный спектр пропускания вольфрамового фильтра.  $T$  — полное пропускание,  $T_0$  — пропускание в нулевой порядок дифракции,  $R$  — полное отражение

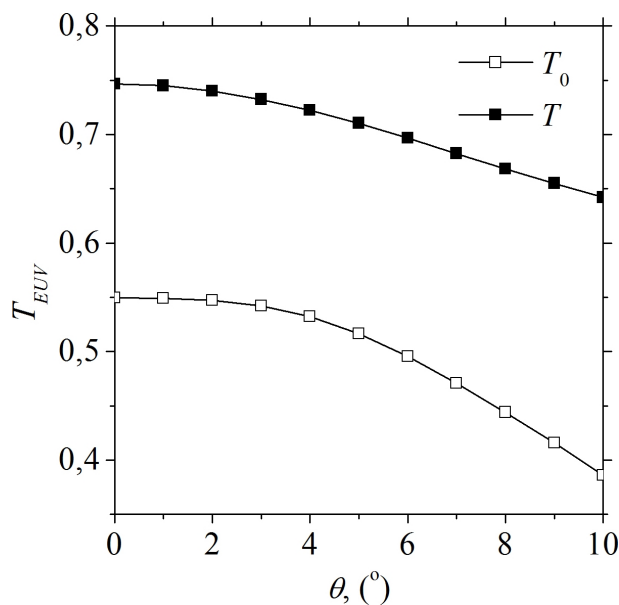


Рис. 3. Коэффициент пропускания вольфрамового фильтра для  $\lambda = 13,5$  нм.  $T$  — полное пропускание,  $T_0$  — пропускание в нулевой порядок дифракции

### Литература

1. Fay B. Advanced optical lithography development, from UV to EUV // Microelectronic Engineering. — 2002. — V. 61–62. — P. 11–24.
2. Bakshi V. EUV Lithography. — New York: SPIE, 2009.
3. Brandt D.C., Fomenkov I.V., Ershov A.I., Partlo W.N., Myers D.W., Böwering N. R., Bykanov A. N, Vaschenko G.O., Khodykin O.V., Hoffman J.R., Vargas E., Simmons R.D., Chavez J.A., Chrobak C.P. LPP EUV Source Development for HVM // Proc. SPIE. — 2007. — V. 6517. — P. 65170Q.
4. Taflove A. The Finite-Difference Time-Domain Method // Advances in Computational Electrodynamics. — Boston: Artech House, 1998.
5. Tikhodeev S.G., Yablonskii A.L., Muljarov E.A., Gippius N.A., Ishihara T. Quasiguidded modes and optical properties of photonic crystal slabs // Phys. Rev. B. — 2002. — V. 66. — P. 045102.
6. Гуннуис Н.А., Туходеев С.Г. Применение метода матрицы рассеяния для расчёта оптических свойств метаматериалов // УФН — 2009. — Т. 179, № 9. — С. 1027–1030.
7. Bauer L., Reiss E.L. Cutoff Wavenumbers and Modes of Hexagonal Waveguides // SIAM J. Appl. Math. — 1978. — V. 35(3). — P. 508–514.

Поступила в редакцию 27.04.2011.