

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ПРОХОЖДЕНИЯ СВЕТА ЧЕРЕЗ АНТИОТРАЖАЮЩУЮ АЛМАЗНУЮ СТРУКТУРУ В РАМКАХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ТЕОРИИ

Д.Л. Головашкин, В.С. Павельев, В.А. Сойфер
Институт систем обработки изображений РАН, г. Самара

Аннотация

Актуальной проблемой синтеза элементов дифракционной оптики являются потери энергии, связанные с френелевским отражением, что особенно существенно при фокусировке излучения мощных технологических лазеров. Относительно высокий показатель преломления алмаза приводит к тому, что из-за потерь на отражение пропускание алмазной пластины на длине волны 10,6 мкм не превышает 71%. Поэтому особую актуальность приобретает задача просветления алмазных оптических элементов - то есть снижения потерь на френелевское отражение. В данной статье излагается метод, позволяющий моделировать прохождение лазерного излучения через антиотражающую структуру в рамках электромагнитной теории света.

Введение

Достижения в области газофазного синтеза позволяют получать поликристаллические алмазные пленки (АП) с оптическими и теплофизическими свойствами, близкими к свойствам монокристаллов алмаза (теплопроводность $\cong 18-20$ Вт/см·К [1] и коэффициент поглощения $\cong 5 \cdot 10^{-2}$ см $^{-1}$, показатель преломления $n=2,38-2,42$ для $\lambda=10,6$ мкм). Значительный интерес к использованию подобных алмазных пластин толщиной до 1-2 мм и площадью до 100 см 2 в качестве выходных окон для CO $_2$ лазеров мощностью 10-20 кВт [2] обусловлен их более высокими порогами тепловой стабильности и разрушения, чем у традиционных материалов ИК оптики (ZnSe, KCl и др.). Однако задача создания более сложных оптических устройств оставалась нерешенной по двум основным причинам. Во-первых, механическая обработка АП с целью получения требуемого профиля затруднена из-за высокой твердости алмаза. Во-вторых, относительно малая толщина алмазных пластин не позволяет получать традиционным способом оптические элементы с достаточной апертурой. В качестве альтернативы, в работе [3] предлагается использовать АП в качестве подложек дифракционных оптических элементов [4], фазовый рельеф которых формируется методом селективного лазерного травления, разработанного в Институте общей физики РАН. Проблемой являются также относительно высокие потери энергии, связанные с френелевским отражением, что существенно при фокусировке излучения мощных технологических CO $_2$ -лазеров. Относительно высокий показатель преломления алмаза приводит к тому, что из-за потерь на отражение пропускание алмазной пластины на длине волны 10,6 мкм не превышает 71%. Поэтому, особую актуальность приобретает задача просветления АП.

Обычные пленочные антиотражающие покрытия значительно уступают алмазу по своим свойствам, что не позволяет использовать в полной мере уникальные свойства АП. В работах [5,6] на результатах натурального эксперимента продемонстрирована эффективность антиотражающих субволновых периодических микроструктур, созданных методом селективного лазерного травления. Численный ана-

лиз работы антиотражающих структур в [5,6] проводился с помощью теории эффективных сред [7]. В рамках этой теории субволновая дифракционная структура рассматривается как градиентная среда с плавно меняющимся поперечным градиентным распределением показателя преломления (рис. 1).

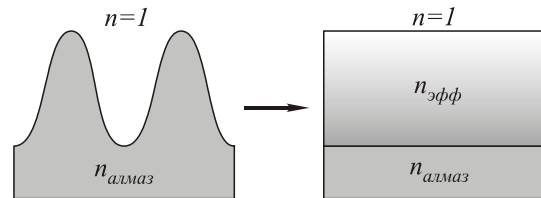


Рис. 1. Эквивалентная среда для рельефных субволновых решеток на поверхности алмазной пленки

Однако приближение теории эффективных сред не учитывает полностью реальных электромагнитных эффектов.

2. Численное моделирование с помощью разностного решения уравнений Максвелла

Рассмотрим распространение электромагнитной волны через поверхность с нанесенным дифракционным субволновым рельефом. В работе [8] представлена разностная схема для трехмерного уравнения Максвелла, записанного в системе СИ в декартовой системе координат. Так как дифракционный рельеф наносится в виде полос, то выбор декартовой системы координат с осью X, направленной параллельно полосам, позволяет построить следующую двумерную схему для волны типа H:

$$\begin{cases} H_z^{n+1} = \frac{h_x}{\mu_0 \mu} \frac{E_x^{n+1} - E_{x_{j-1}}^{n+1}}{h_y} + H_z; \\ E_x^{n+1} = \frac{h_x}{\epsilon_0 \epsilon} \left(\frac{H_{z_{j+1}} - H_z}{h_y} - \frac{H_{y_{k+1}}^{n+1} - H_y^{n+1}}{h_z} \right) + E_x; \\ H_y^{n+1} = -\frac{h_x}{\mu_0 \mu} \frac{E_x^{n+1} - E_{x_{k-1}}^{n+1}}{h_z} + H_y, \end{cases} \quad (1)$$

где H_y , H_z , E_x – соответствующие проекции векторов напряженности электрического и магнитного полей H и E в декартовой системе координат, $\epsilon_0, \epsilon, \mu_0, \mu$ – диэлектрические и магнитные проницаемости вакуума и среды, h_x, h_y, h_z – шаги дискретизации на сетке $\omega_{ht,hy,hz} = \{(y_j, z_k, t_n) \in D\}$ в области $D = \{0 < y < L_y,$

$0 < z < L_z$, $0 < t < L_t$, где j, k, n - узлы сетки, причем $0 < j < N_y - 2$, $0 < k < N_z - 2$, $0 < n < N_t - 2$. Для простоты записи у значений полей отображены индексы, отличные от j, k, n . Краевые условия для E_x и H_y первого рода, для H_z - второго рода. Полученная схема аппроксимирует краевую задачу с погрешностью аппроксимации $O(h_x, h_y, h_z)$. Найдя решение системы разностных уравнений (1) получаем искомое распределение электромагнитного поля в интересующей области.

Численные эксперименты, результаты которых приведены в табл. 1, состояли в формировании волн типа H_{01} ($\lambda = 10,6$ мкм, с цугом в одну длину волны), падающих на границу раздела пластинка-воздух и моделировании дальнейшего распространения прошедших и отраженных волн. В работе [6] приведе-

ны результаты натурального исследования антиотражающей структуры с периодом 3 мкм и глубиной порядка 1,8 - 2,0 мкм, реализованной на алмазной пластине. Максимальное увеличение пропускания для алмазной пластины, обработанной с одной стороны, достигало $\approx 6 \div 7\%$, что вполне согласуется с результатами, приведенными в Таблице 1. Параметры схемы (1) выбирались следующими: $L_y = 500$ мкм, $L_z = 180$ мкм, $L_t = 8,1 \cdot 10^{-14}$ с, $h_y = 1/3$ мкм, $h_z = 0,2$ мкм, $h_t = 3,5 \cdot 10^{-18}$ с. Энергия электромагнитного поля определялась как [9]:

$$W = \frac{1}{2} \int_D (\epsilon_0 \epsilon |E|^2 + \mu_0 \mu |H|^2) dD.$$

Таблица 1. Сравнение энергии отраженной волны при различных формах дифракционного рельефа

Номер численного эксперимента	Форма дифракционного рельефа	Диэлектрическая проницаемость пластинки (Ф/м)	Доля отраженной энергии (%)
1	без дифракционного рельефа	5,6644	17,2
2	треугольник с базисом 4 мкм и высотой 2,5 мкм.	5,6644	12,5
3	треугольник с базисом 3 мкм и высотой 2,5 мкм.	5,76	9,65
4	треугольник с базисом 2 мкм и высотой 2,5 мкм.	5,76	8,68

На рис. 2 представлено разделение падающей волны (четвертый эксперимент) на прошедшую через границу раздела пластинка-воздух и отраженную от этой границы. На рис. 3, 4 показаны фрагменты формирующейся отраженной и прошедшей волны, на которых различимы волны типа Н высоких порядков, возникшие в дифракционном рельефе.

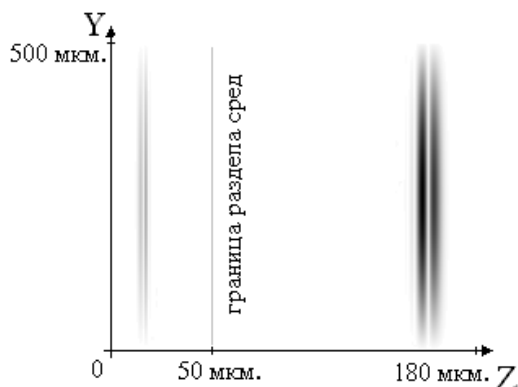


Рис. 2. Распределение модуля амплитуды электрической составляющей электромагнитного поля прошедшей и отраженной волны

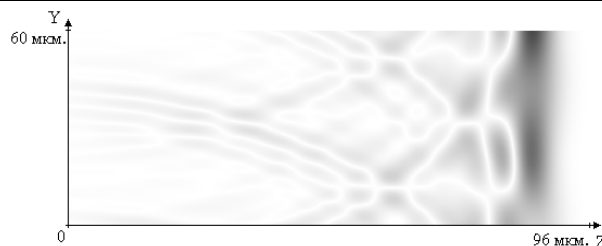


Рис. 3. Фрагмент распределения модуля амплитуды проекции H_z в прошедшей волне

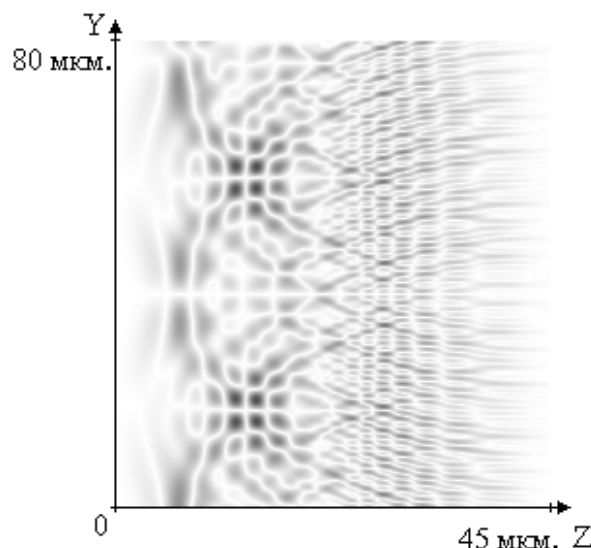


Рис. 4. Фрагмент распределения модуля амплитуды проекции H_z в отраженной волне

Заключение

В данной работе показана возможность использования разностного решения уравнений Максвелла для анализа работы антиотражающих алмазных субволновых структур. Результаты проведенного численного моделирования находятся в хорошем согласовании с результатами натурных исследований, опубликованных в [5,6], и результатами численного анализа с помощью теории эффективных сред второго порядка [6,7]. Таким образом, разностное решение уравнение Максвелла впервые позволило провести моделирование алмазных антиотражающих структур и оценить их эффективность в рамках теории электромагнитного поля, а также провести анализ тонкой структуры отраженной электромагнитной волны.

Литература

1. *V. Ralchenko, A. Vlasov, I. Vlasov, B. Zubov, A. Nikitin, A. Khomich*, SPIE Proc. **3484**, Int. Conf., Tashkent, Uzbekistan, 1998
2. *Sussmann R.S., Brandon J.R., Coe S.E., Pickles C.S.J., Sweeney C.G., Wasenczuk A., Wort C.J.H., Dodge C.N.*, *Finer Points*, **10**(2), 6, (1998).
3. *В.В. Кононенко, В.И. Конов, С.М. Пименов, А.М. Прохоров, В.С. Павельев, В.А. Сойфер*, *Квантовая электроника*, **26**(1), 9-10, (1999)
4. *Сойфер В.А.*, *Введение в дифракционную микрооптику*, (Самара, 1996).
5. *Kononenko T.V., Kononenko V.V., Konov V.I., Pimenov S.M., Garnov S.V., Tischenko A.V., Prokhorov A.M., Khomich A.V.*, *Applied Physics A*, **68**(1), 99-102, (1999).
6. *В.В. Кононенко, Т.В. Кононенко, В.И. Конов, С.М. Пименов, С.В. Гарнов, А.В. Тищенко, А.М. Прохоров, А.В. Хомич*, *Квантовая электроника*, **26**(2), 158-162, (1999)
7. *Daniel H. Raguin, G. Michael Morris* Antireflection on structured surfaces for the infrared spectral region, *Applied Optics*, Vol. 32, N. 7, p.p. 1154-1167 (1993)
8. *Головашкин Д.Л.*, Разностная схема для уравнений Максвелла, Труды девятой межвузовской конференции, Самара, 1999, стр. 43-45.
9. *Никольский В.В., Никольская Т.И.*, *Электродинамика и распространение радиоволн*, М.:Наука, 1989.-544с.