

Линейные величины угловых смещений изображений отраженных пучков в этом случае определяются радиусами окружностей, по которым они перемещаются в плоскости анализа, т. е. для траектории (12) модулем $|K_j|$, а для траектории (13) модулем $|F_j|$. Для отражателя с $s=2$ при выполнении условий (8) все модули $|K_j|$ совпадают и равны $|K_{1,2,3}|=2,83 \delta_{23}$, а при выполнении условий (9) — $|F_{1,2,3}|=2,45 \delta_{23}$. В отражателе с $s=4$ радиусы окружностей при выполнении условий (10а), (10г) и (10д) будут равны $|K_{1,4,5}|=5,23 \delta_{23}$, при выполнении условий (10б), (10в) — $|K_{2,3}|=2,16 \delta_{23}$, при выполнении условий (11а), (11г) и (11д) — $|F_{1,4,5}|=6,06 \delta_{23}$ и при выполнении условий (11б), (11в) — $|F_{2,3}|=14,62 \delta_{23}$. Как видно, расходимость отраженных пучков в отражателе с $s=4$ при выполнении условий (10б) и (10в) будет меньше, чем в отражателе с $s=2$, а при выполнении каждого из остальных условий (10), (11) — больше. Поэтому использование этого отражателя в качестве датчика для определения углов скручивания позволяет повысить эффективность работы автоколлиматора.

Полученные результаты можно использовать в практических целях при оптимальном выборе трехгранного отражателя из рассмотренного семейства с целью эффективного применения его в качестве автоколлимационного датчика угловых координат.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ханох Б. Ю. Оптические отражатели тетраэдрического типа в активных системах.— Минск, 1982.
2. Коняхин И. А., Панков Э. Д.— ОМП, 1980, №3, с. 19.
3. Процко С. В., Ханох Б. Ю., Хапалюк А. П.— Весті АН БССР. Сер. фіз.-мат. навук. 1984, № 1, с. 88.
4. Процко С. В., Ханох Б. Ю., Хапалюк А. П. Трехгранный уголкоый отражатель для оптического отражателя А. с. 1045200 (СССР).— БИ, 1983, № 36.

Поступила в редакцию
12.09.84.

УДК 778.38

И. В. СТАШКЕВИЧ, А. В. ЧАЛЕЙ

ДИФРАКЦИОННАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ И ПРОФИЛЬ ШТРИХА ТОНКИХ ФАЗОВЫХ ГОЛОГРАММ

Дифракционная эффективность тонких фазовых голограмм рассматривалась в работах [1, 2]. Однако исследование проводилось либо для косинусоидальной решетки, либо для голограммы с некоторым определенным профилем штриха. Обсуждению общего случая, т. е. решетки с произвольным профилем, и посвящена данная работа.

Рассмотрим сформированную двумя плоскими волнами тонкую фазовую голограмму с пространственной частотой ξ (период решетки $T = \frac{1}{\xi}$). Пропускание ее можно представить в виде $t = \exp(i\varphi(x))$ [1], где $\varphi(x)$ — изменение фазы прошедшего через голограмму пучка света по координате x . При этом, восстанавливая голограмму с пропусканием t волной $E_n = A \exp(i(\omega t - ky))$, получим дифрагировавшую волну в виде $E = E_n t$. Пусть голографическая решетка имеет произвольный профиль штриха $\varphi(x) = c f(x)$, где $f(x)$ — функция, нормированная на единицу, а c — ее амплитуда.

Разложим функцию $\varphi(x)$ в ряд Фурье: $\varphi(x) = c f(x) = \frac{a_0 c}{2} + c \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos 2\pi \xi n x + b_n \sin 2\pi \xi n x)$. Физический смысл каждого из слага-

емых достаточно ясен. Голограмму с произвольным профилем штриха мы представляем как набор синусоидальных голограмм с пространственными частотами $\xi_n = n\xi$; ca_n и cb_n — амплитуды соответствующих решеток. Тогда член $\frac{ca_0}{2}$ можно отбросить, так как ему соответствует голограмма с пространственной частотой $\xi = 0$. Пропускание голограммы с произвольным профилем штриха будет таким образом: $t = \exp\left(ic \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos 2\pi\xi nx + b_n \sin 2\pi n\xi x)\right)$. Учитывая, что $\exp(iz \sin \varphi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp(in\varphi) J_n(z)$ и $\exp(iz \cos \varphi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp(im\varphi) J_m(z) i^m$ [3], получаем $t = \prod_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m \exp(i2\pi\xi mn x) J_m(ca_n) \sum_{k=-\infty}^{\infty} \exp(i2\pi\xi kn x) J_k(cb_n)$ или сокращенно запишем: $t = \prod_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_{mn} \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_{kn} \exp(i2\pi\xi nk x) \exp(i2\pi\xi mn x)$.

Амплитуда волны, дифрагировавшей в 1-й порядок: $E_1 = \prod_n \sum_m J_{mn} \sum_k J_{kn}$, где присутствуют только члены, дающие $m_1 n_1 + k_1 n_1 + m_2 n_2 + k_2 n_2 + \dots = 1$. Для нулевого порядка соответственно $m_1 n_1 + k_1 n_1 + m_2 n_2 + k_2 n_2 + \dots = 0$. Интенсивность ее $I_1 = \left| \prod_n \sum_m J_{mn} \sum_k J_{kn} \right|^2$. Дифракционная эффективность голограммы η , если мы восстанавливаем ее плоской волной единичной амплитуды, будет равна интенсивности волны, дифрагировавшей в первый порядок.

Любой произвольный профиль штриха можно описать комбинацией четных и нечетных функций. Симметричный профиль при выборе начала координат на оси симметрии задается четной функцией. В этом случае выражение для дифракционной эффективности голограммы:

$$\eta_1 = I_1 = I_0 \left[\left(\frac{J_{11}}{J_{01}} - \frac{J_{-21} J_{13}}{J_{01} J_{03}} - \frac{J_{-11} J_{-12} J_{14}}{J_{01} J_{02} J_{04}} + \dots \right)^2 + \left(\frac{J_{-11} J_{12}}{J_{01} J_{02}} + \frac{J_{-12} J_{13}}{J_{02} J_{03}} - \frac{J_{-31} J_{14}}{J_{01} J_{04}} - \frac{J_{-13} J_{12} J_{21}}{J_{01} J_{02} J_{03}} + \dots \right)^2 \right], \quad (1)$$

где $I_0 = J_{01}^2 J_{02}^2 J_{03}^2 J_{04}^2 \dots$.

Используя свойство функций Бесселя $J_{-n}(z) = (-1)^n J_n(z)$, легко показать, что интенсивности света, дифрагировавшего в $+1$ и -1 -й порядок, равны: $I_1 = I_{-1}$. Аналогично это можно показать для любого порядка дифракции. Таким образом, получаем, что при симметричном профиле штриха голограммы дифракция будет также симметричной.

Исследовав выражение (1), можно выяснить, какой формы должен быть профиль штриха для того, чтобы голограмма имела наибольшую дифракционную эффективность. Оказывается, что максимального значения это выражение достигает тогда, когда в разложении функции профиля штриха $f(x) = \frac{c_0}{2} + \sum_n a_n \cos 2\pi\xi nx$ все коэффициенты, за исключением a_1 , равны нулю. Это соответствует косинусоидальному профилю штриха с максимальной эффективностью 33,86 %.

Рассчитаем дифракционную эффективность для голограмм с прямоугольным профилем штриха (рис. 1а). Подобный расчет приведен в [1 с. 265], однако предложенный там метод не является корректным. Мы воспользуемся приведенным выше способом, применяя разложение прямоугольной функции в ряд Фурье по косинусам: $f(x) = \frac{1}{2} +$

$$+ \frac{2}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{2n+1} \cos(2n+1)2\pi\xi x. \text{ Пропускание голограммы получаем в}$$

виде $t = \prod_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m \left(\frac{2\varphi (-1)^n}{\pi(2n+1)} \right) \times \exp(i2\pi\xi mnx)$, где φ — глубина модуляции фазы восстанавливающей волны. В случае рельефной голограммы $\varphi = \frac{\pi(n-1)z}{\lambda}$. Здесь n — показатель преломления материала; z — глубина профиля решетки; λ — длина волны восстанавливающего излучения. Если голограмма записана за счет изменения показателя преломления среды, то $\varphi = \frac{\pi\Delta n z}{\lambda}$, где z — толщина регистрирующего слоя.

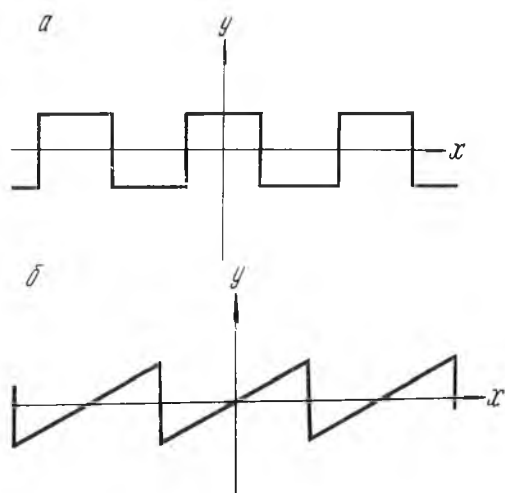


Рис. 1. Профили штриха решетки

Результаты расчета зависимости дифракционной эффективности голограммы от глубины модуляции фазы восстанавливающей волны приведены на рис. 2, а, кривая 1. Для сравнения кривая 2 показывает ту же зависимость для косинусоидального профиля. Таким образом, максимальная дифракционная эффективность тонких фазовых голограмм с прямоугольным профилем штриха не превышает 22%. Характерно также и отсутствие нулевых значений эффективности при некоторых значениях фазовых набегов, которые присущи косинусоидальной голограмме.

Решетку с определенным несимметричным профилем штриха (антисимметричный профиль) при соответствующем выборе начала координат можно описать нечетной функцией. В этом случае интенсивность волны, дифрагировавшей в +1-й порядок, выражается формулой

$$I_1 = I_0 \left(\frac{J_{11}}{J_{01}} + \frac{J_{-11}J_{12}}{J_{01}J_{02}} + \frac{J_{-12}J_{13}}{J_{02}J_{03}} + \frac{J_{-21}J_{13}}{J_{01}J_{03}} + \frac{J_{-31}J_{14}}{J_{01}J_{04}} + \frac{J_{-13}J_{12}J_{21}}{J_{01}J_{02}J_{03}} + \frac{J_{-11}J_{-12}J_{14}}{J_{01}J_{02}J_{04}} + \dots \right)^2. \quad (2)$$

Учитывая, что $J_{-n}(z) = (-1)^n J_n(z)$ [3], получаем интенсивность света, дифрагировавшего в -1-й порядок:

$$I_{-1} = I_0 \left(-\frac{J_{11}}{J_{01}} + \frac{J_{-11}J_{12}}{J_{01}J_{02}} + \frac{J_{-12}J_{13}}{J_{02}J_{03}} - \frac{J_{-21}J_{13}}{J_{01}J_{03}} + \dots \right)^2$$

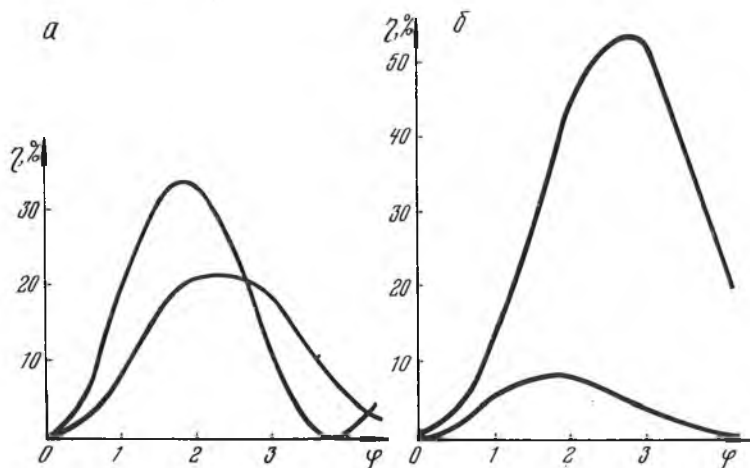


Рис. 2. Дифракционная эффективность голограмм с различными профилями штриха. Точность вычислений $\sim 10^{-3}$

$$+ \left. \frac{J_{-31} J_{14}}{J_{01} J_{14}} + \frac{J_{-13} J_{12} J_{21}}{J_{01} J_{02} J_{03}} + \frac{J_{-11} J_{-12} J_{14}}{J_{01} J_{02} J_{04}} + \dots \right)^2. \quad (3)$$

Видно, что в данном случае интенсивности света, дифрагировавшего в $+1$ и -1 -й порядок, не равны $I_1 \neq I_{-1}$. То же наблюдается и в более высоких порядках.

Для примера рассмотрим дифракционную эффективность решетки с «пилообразным» профилем (см. рис. 1, б). В [2] также указывалось, что для такой решетки должна быть асимметрия в дифракции. Используя разложение «пилообразной» функции в ряд Фурье по синусам, получаем пропускание голограммы в виде $t = \prod_{k=1}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp(i2\pi \xi m k x) J_m$

$\left(\frac{(-1)^{k+1}}{k} \varphi \right)$. Дифракционная эффективность $+1$ и -1 -го порядков, рассчитанная по формулам (2) и (3), представлена на рис. 2, б. Максимальная эффективность $+1$ -го порядка (кривая 1) составляет $\sim 53\%$. В -1 -й порядок дифрагирует не более 8% падающего излучения (кривая 2).

Несмотря на то, что доля энергии электромагнитной волны, дифрагировавшей в $+1$ -й порядок, значительно выше, чем в случае косинусоидальной голограммы, максимальная суммарная эффективность $+1$ и -1 -го порядков в данном случае ниже, чем для голограммы с косинусоидальным профилем штриха.

Таким образом, в результате показано, что дифракционная эффективность голограмм с симметричным профилем штриха не может превышать эффективности косинусоидальной голограммы, которая составляет $\sim 33,9\%$. Если профиль штриха несимметричен, то асимметрия наблюдается и в дифракции $I_1 \neq I_{-1}$. Причем дифракционная эффективность первого порядка (η_1 или η_{-1}) может значительно превышать эффективность косинусоидальной голограммы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кольер Р., Беркхарт К., Линн Л. Оптическая голография.— М., 1973.
2. Озолс А. О.— Опт. и спектр., 1977, т. 42, № 1, с. 168.
3. Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции.— М., 1966.

Поступила в редакцию
02.11.84.

УДК 535.37

АЛЬ-МУТАВАЛЛИ МААД САБРИ, С. К. ГОРБАЦЕВИЧ

СТОХАСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ СПЕКТРОВ ТРЕХКОМПОНЕНТНЫХ РАСТВОРОВ СЛОЖНЫХ МОЛЕКУЛ

В лазерах на красителях широко используются растворители, представляющие смесь полярной и неполярной жидкости. В этой связи представляет интерес исследование проявлений универсальных межмолекулярных взаимодействий в спектрах сложных молекул в двухкомпонентных растворителях.

В ряде работ [1—8] показано, что небольшая добавка полярной жидкости, слабо изменяющая диэлектрическую проницаемость смешанного растворителя, вызывает существенные сдвиги спектров поглощения и флуоресценции молекул растворенного вещества. Это обусловлено тем, что в силу диполь-дипольных ориентационных взаимодействий вблизи молекулы активатора локальная концентрация полярной компоненты значительно больше, чем средняя по объему растворителя [7—11].

Для количественного описания зависимости положения спектра и его