07

Особенности угловой селективности объемных голограмм в направлении недисперсионной угловой расстройки

© А.И. Хижняк, В.Б. Марков

Институт прикладной оптики НАН Украины, Киев
MetroLaser Inc., Skypark Circle 18010, Suite 100, Irvine, California 92614

Поступило в Редакцию 23 сентября 1999 г.

Исследовано влияние на эффективность дифракции углового рассогласования голограммы и восстанавливающего пучка в направлении, перпендикулярном плоскости дисперсии. Показано, что при выполнении условий Брэгга угловая разъюстировка в этом направлении может приводить к существенному увеличению интенсивности дифрагированного пучка. Результаты расчетов "аномального" поведения дифракционной эффективности находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными для голограмм, записанных в слоях фотополимера.

Явление угловой (и спектральной) селективности объемных фазовых решеток хорошо известно и широко используется при создании голографических оптических элементов [1], в системах голографической памяти [2,3] и пр. В [4] было показано, что угловая расстройка $\delta\theta_1$ между решеткой и восстанавливающим пучком в плоскости дисперсии ведет к снижению интенсивности дифрагированного сигнала I_D, если фазовый набег в решетке не превышает $\pi/2$. Принято считать, что угловая селективность $\delta\theta_2$ в направлении, перпендикулярном плоскости дисперсии (тангенциальном), аналогична, хотя и менее выражена, чем $\delta\theta_1$; т.е. величина I_D также должна уменьшаться по мере наклона решетки в этом направлении [5,6].

В настоящей работе показано, что значение I_D при тангенциальном наклоне решетки относительно восстанавливающего пучка, может существеннно возрастать, в зависимости от исходного значения дифракционной эффективности $\eta^{(0)}$ (в отсутствии тангенциального наклона).

Рассмотрим объемную фазовую голографическую решетку (рис. 1), волновой вектор которой $|K| = 2\pi/\Lambda$ лежит в плоскости $X-Z$ ($\Lambda = \lambda/2\sin\theta_0$ — период решетки, λ — длина волны и θ_0 — угол

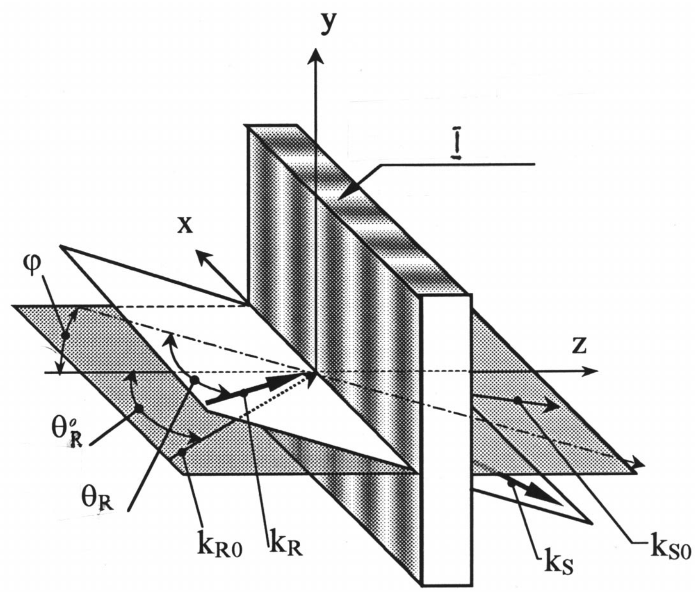

Рис. 1. Геометрия восстановления голограммы при ее угловом наклоне в тангенциальном направлении. I — объемная решетка.

схождения пучков в симметричной геометрии записи). Дифракционная эффективность такой голограммы при восстановлении пучком с s $(\eta_\perp)$ и $p(\eta_\parallel)$ поляризацией описыватся выражениями [4]:

$$\eta_\perp = \Delta\varepsilon^2 \frac{\sin^2\left(\frac{2\pi\xi}{\lambda}\right)\sqrt{\Delta\varepsilon^2+\delta^2}}{\Delta\varepsilon^2+\delta^2},$$

$$\eta_\parallel = \Delta\varepsilon^2 \frac{\sin^2\left(\frac{2\pi\xi\cos(\theta_R+\theta_S)}{\lambda}\sqrt{\Delta\varepsilon^2+\delta^2}\right)}{\Delta\varepsilon^2+\delta^2}, \tag{1}$$

где $\delta = [\cos(\theta_R) - \cos(\theta_R] \times \sqrt{\cos(\theta_R)\cos(\theta_S)}$, θ_R^0, θ_R, θ_S — соответственно угол падения записывающего, восстанавливающего и дифрагированного пучков, $\Delta\varepsilon = 2n_G \times \Delta n$, $\xi = d/\sqrt{\cos(\theta_R)\cos(\theta_S)}$; d — толщина и Δn — глубина модуляции показателя преломления регистрирующей среды, а n_G — ее средний показатель преломления.

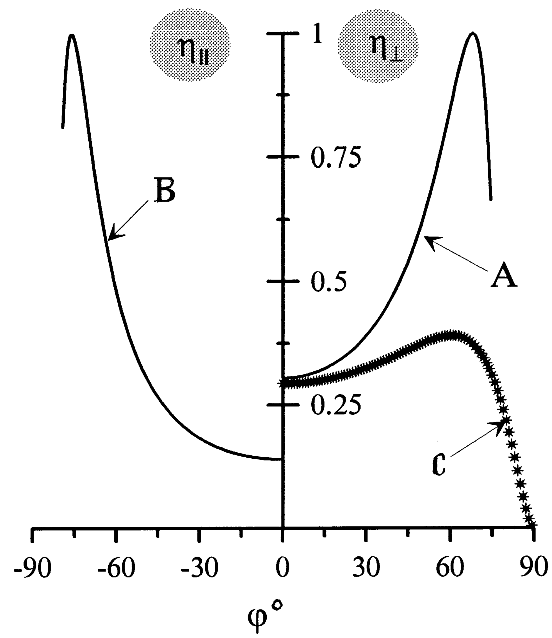

Рис. 2. Расчетная зависимость дифракционной эффективности $\eta_{\perp,\parallel}(\varphi)$ при $\Phi_0 = 0.6$ для пучков с s (A)- и p (B)-поляризацией в иммерсионной среде и в свободном пространстве (C), $n_G = 1.51$.

В интересующем нас случае поворот решетки на угол φ происходит вокруг оси X (рис. 1), при этом для выполнения условия Брэгга угол считывания θ_R должен удовлетворять условию:

$$\theta_R = \arccos\left[\cos(\theta_R^0) \cdot \cos(\varphi)\right]. \qquad (2)$$

В условиях, когда показатели преломления регистрирующего материала и окружающей среды равны (решетка в иммерсионной среде), при симметричном падении $\theta_R^0 = \theta_S^0$, равном углу Брэгга (вектор решетки параллелен оси X), и тангенциальной разъюстировке на угол φ выражение (1) может быть преобразовано к

$$\eta_\perp(\varphi) = \sin^2\left[\Phi_0/\cos(\varphi)\right]; \quad \eta_\parallel(\varphi) = \sin^2\left[\Phi_0\cos(2\theta_R)/\cos(\varphi)\right], \qquad (3)$$

где $\Phi_0 = 2\pi\Delta\varepsilon^2\xi/\lambda$ — "сила" решетки.

Расчетные зависимости дифракционной эффективности $\eta_\perp(\varphi)$ и $\eta_\parallel(\varphi)$, полученные согласно (3), показаны на рис. 2 ($\Phi_0 = 0.6$, кривые A–B для пучков с s- и p-поляризацией соответственно). Как следует из приведенных данных, угловое рассогласование в тангенциальном направлении сопровождается значительным ростом интенсивности дифрагированного сигнала. Реальное увеличение интенсивности I_D для данной геометрии определяется поляризацией восстанавливающего пучка и исходной силой решетки Φ_0 и тем значительней, чем меньше Φ_0.

Картина оказывается более сложной при дифракции пучка на голограмме в отсутствие иммерсии на границе регистрирующей среды. В этом случае наклон на угол φ сопровождается изменением коэффициентов отражения для восстанавливающего и дифрагированного пучков R_s и R_p на границе среды. Помимо этого, увеличение угла φ изменяет длину оптического пути этих пучков в среде, а его максимальное значение ограничено углом полного внутреннего отражения. Соответствующие выражения для $\eta_j(\varphi)$ приобретают более сложный вид и, например, для восстанавливающего пучка с s-поляризацией запишутся следующим образом:

$$\eta_s(\varphi) = \eta_\perp^0 \frac{[T_s \cos^2(\varphi)\sin^2(\theta_B) + T_p \sin^2(\varphi)]}{\cos^2(\theta_B)[\mathrm{tg}^2(\theta_B) + \sin^2(\varphi)]} \times \left[\sqrt{T_s} + \frac{(\sqrt{T_p} - \sqrt{T_s})\sin^2(\varphi)}{1 - \cos^2(\varphi)\sin^2(\theta_B)}\right], \tag{4}$$

где $T_s(\varphi, \theta)$ и $T_p(\varphi, \theta)$ — зависящие от φ и θ коэффициенты пропускания границы раздела двух сред для s- и p-поляризации соответственно. Следующая из (4) зависимость $\eta_s(\varphi)$ для этого случая также показана на рис. 2 (кривая C). Сопоставление двух представленных на рис. 2 зависимостей $\eta_\perp(\varphi)$ показывает, что отсутствие иммерсии между голограммой и окружающей средой существенно снижает интенсивность дифрагированного пучка при тангенциальной разъюстировке.

Экспериментальные исследования описанного аномального поведения угловой селективности решеток при тангенциальной угловой разъюстировке проводились на объемных фазовых пропускающих голограммах, записанных в фотополимере (пленка DuPont HRF-150X001-38 толщиной $d = 38\,\mu$m на стеклянной подложке толщиной ~ 1 mm). Голограмма устанавливалась на поворотном столике с угловым разрешением $15'$ в плоскости дисперсии и 1° в перпендикулярном направлении.

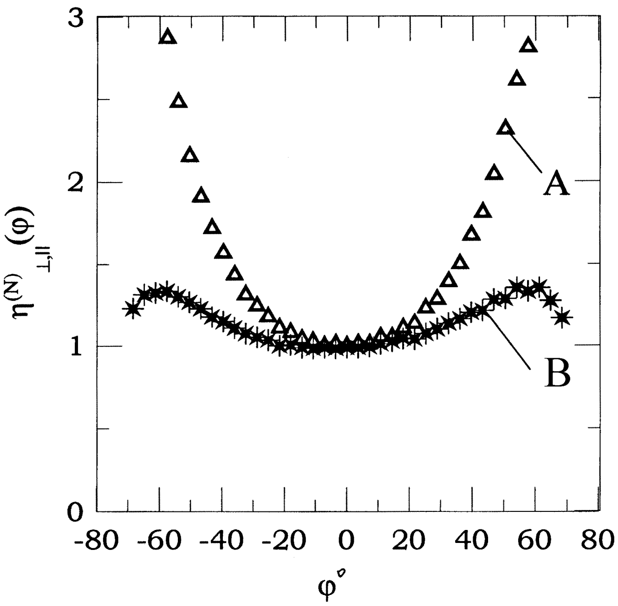

Рис. 3. Экспериментальные зависимости нормированной дифракционной эффективности $\eta_\perp^{(N)}(\varphi) = \eta_\perp(\varphi)/\eta_\perp^{(0)}$ при $\Phi_0 = 0.22$ для пучков с s-поляризацией в иммерсионной среде (кривая A) и свободном пространстве (кривая B) при $\Phi_0 = 0.6$.

Геометрия записи была симметричной ($\theta_S^\circ = \theta_R^\circ = 20^\circ$, $\Lambda \approx 0.8\,\mu$m). В качестве источника записи использовалось излучение второй гармоники ($\lambda = 532$ nm) Nd:YAG лазера ADLAS-325II ($P = 200$ mW), а считывание осуществлялось пучком He–Ne лазера ($\lambda = 633$ nm). Установленная в этом пучке пластина $\lambda/2$ позволяла вращать плоскость поляризации с точностью $\sim 2^\circ$.

В большинстве проведенных экспериментов начальная величина дифракционной эффективности $\eta_{\perp,\parallel}^{(0)}$ не превышала 20% для $\lambda = 630$ nm. Точность определения интенсивности дифрагированного пучка была не хуже 0.4% во всем диапазоне измерений. Измерения зависимостей $\eta_{\perp,\parallel}(\varphi)$ проводились для решетки в иммерсионной среде (глицерин

$n_{im} = 1.475$ при $n_G \approx 1.49-1.51$ для используемых слоев фотополимера [7]) и в свободном пространстве.

На рис. 3 (точки A) представлена угловая зависимость нормированной дифракционной эффективности $\eta_{\perp}^{(N)}(\varphi) = \eta_{\perp}(\varphi)/\eta_{\perp}^{(0)}$ для s-поляризованного пучка. Как следует из приведеннных данных, угловая разъюстировка в тангенциальном направлении позволяет достичь практически 3-кратного увеличения $\eta_{\perp}^{(N)}$ (при $\eta_{\perp}^{(0)} \approx 7\%$) в отсутствие отражения на граничных поверхностях (решетка в иммерсионной среде). Зависимость $\eta_{\parallel}^{(N)}(\varphi)$ для пучка с p-поляризацией при данных условиях эксперимента (угол падения θ_0 и фазовый набег Φ_0) практически не отличаются от аналогичных данных для $\eta_{\perp}^{(N)}(\varphi)$.

Экспериментальные результаты тангенциальной угловой селективности для голограммы в свободном пространстве (при $\eta_{\perp}^{(0)} \approx 20\%$), восстанавливаемой пучком с s-поляризацией, также приведены на рис. 3 (кривая b). Как следует из сопоставления кривых A и B, представленных на этом рисунке, наличие границы раздела голограмма–окружающая среда существенно ограничивает максимально достигаемое значение зависимости $\eta_{\perp}^{(N)}(\varphi)$, а для сред с большим показателем преломления (например, кристаллы $LiNbO_3$) зависимость $\eta_{\perp}^{(N)}(\varphi)$ имеет только спадающий характер. Именно этим фактором определялся ход зависимости $\eta(\varphi)$, наблюдавшийся в [5,6].

Рост интенсивности I_D при тангенциальном наклоне решетки обусловлен увеличением эффективного фазового набега Φ. Действительно, разъюстировка на угол φ в тангенциальном направлении при сохранении условий Брэгга, в соответствии с выражением 1, не нарушает согласования волновых векторов решетки, восстанавливающего и дифрагирующего пучков ($k_{R0} - k_{S0} = k_R - k_S = K$, см. рис. 1). В то же время разъюстировка в этом направлении приводит к увеличению оптического пути внутри решетки, результатом чего является рост величины Φ и, как следствие, изменение I_D.

В заключение отметим, что продемонстрированный в настоящей работе аномальный характер зависимости интенсивности дифрагированного пучка от тангенциального наклона объемной фазовой решетки присущ не только объемным, но и рельефным решеткам, а в случае тонких решеток приводит к перераспределению интенсивности дифракционных порядков.

Список литературы

[1] *Rambottom A.P., Sergeant S.A.* // SPIE Proc. 1992. V. 1667. P. 146.
[2] *Mok F.* // Opt. Lett. 1993. V. 18. P. 915.
[3] *Rosen J., Segev M., Yarive A.* // 1993. Opt. Lett. V. 18. P. 744.
[4] *Kogelnik H.* // Bell Syst. Tech. 1969. V. 48. P. 2909.
[5] *Markov V., Khizhnyak A., Shishkov V.* // Ukr. Phys. J. 1985. V. 30. P. 508.
[6] *Sander E.A., Shkunov V.V., Shoydin S.A.* // Sov. Phys. JETP. 1985. V. 61. P. 68.
[7] *Weber A.M., Smothers W.K.* et al. // SPIE Proc. 1990. V. 1212. P. 30.