

体全息光学元件布拉格偏移特性的研究及其应用

赵 峰 耿完桢 姜铃珍 洪 晶

(哈尔滨工业大学应用物理系, 哈尔滨 150006)

提 要

本文研究了体全息光学元件的布拉格(Bragg)偏移及补偿特性, 得出了在某些调制度下, 在偏移布拉格条件下仍可以得到较高的衍射效率的结论. 文中也讨论了体全息光学元件布拉格偏移的容忍性并分别讨论了体全息元件布拉格偏移所允许的角度偏移和再现波长偏移的性质, 得出了在大调制度下体全息光学元件的布拉格偏移容忍性大的结论. 同时指出实现体全息光学元件高衍射效率的变波长再现的途径, 并给出相应的实验结果.

关键词 体全息光学元件, 布拉格偏移.

1 引 言

体全息光学元件以重量轻、体积小、衍射效率高等优点越来越受到人们的重视, 在许多方面得到广泛地应用^[1~4]. 由于在一些应用中性能稳定、体积小、价格低的照明光源(激光器)的光波波长大都落在红区或红外区, 而吸收小、低噪声的全息感光材料(如重铬酸明胶)对蓝绿光敏感, 对红光不敏感, 体全息光学元件的这种应用将引起“变波长再现”, 与这种“变波长再现”相应地将带来两类困难, 一方面产生像差^[5], 另一方面偏移了布拉格条件使其衍射效率下降^[6], 尤其是在应用宽带光源再现时将产生严重的后果. 本文着重研究后一方面的问题, 讨论体全息光学元件的偏移布拉格及补偿特性, 并分别讨论体全息光学元件对波长偏移和角度偏移的宽容度, 对体全息光学元件的像差问题我们将在另一篇文章中专门讨论.

2 基本理论

本文讨论的体全息透射光学元件(如图1所示). 为方便起见, 这里仅讨论无吸收位相型非倾斜元件, 即 $\phi = (\pi/2)$. 设全息光学元件的介电常数以余弦方式调制, 其形式为

$$\varepsilon = \varepsilon_0 [\varepsilon_{r0} + \varepsilon_{r1} \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})], \quad (1)$$

并假定一平面光波以 θ 角入射到该体全息光学元件上, 在体全息光学元件中将有一衍射波(信号波)和照明波. 根据 Kogelnik^[6] 的耦合波理论, 无吸收位相体全息元件的衍射效率为

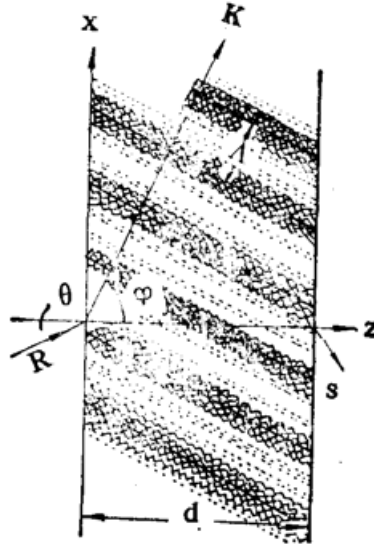


Fig. 1 Schematic representation of a volume hologram transmission grating. d is the period of the grating, K is grating vector

$$\left. \begin{aligned} \eta &= \frac{\sin^2(\nu^2 + \xi^2)^{1/2}}{1 + (\xi^2/\nu^2)}, \\ \nu &= kd / (C_R C_s)^{1/2}, \quad \xi = \Theta d / 2C_s, \quad k = \epsilon_{r1} \beta / 4\epsilon_{r0}, \\ C_R &= \cos \theta, \quad C_s = \cos \theta - (K/\beta) \cos \phi = \cos \theta, \\ \Theta &= (\beta^2 - \sigma^2) / 2\beta. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

k 为耦合系数, C_R 、 C_s 分别为体全息图照明波和信号波的倾斜因子, K 为光栅矢量的大小; Θ 为布拉格偏离参量, σ 为信号光波的传播矢量的大小, β 为照明波的波矢大小.

3 体全息光学元件的布拉格偏移特性及应用

3.1 布拉格偏移及补偿特性

当再现光波满足布拉格条件

$$\sin \theta = K / 2\beta, \quad (3)$$

时, 布拉格偏移量为零, 光栅的衍射效率为

$$\eta = \sin^2 \nu \quad (4)$$

从上式可以看出当 $\nu = [n + (1/2)]\pi$, (n 为整数) 时, $\eta = 100\%$ 再现光完全转化为信号光. 当再现光波和再现角与全息光学元件记录时的记录波长和记录角不同时, 一般会引起布拉格偏移, 使衍射效率下降. 布拉格偏移参量为

$$\Theta = K \sin \theta - (K^2 \lambda / 4\pi n_0) \quad \text{或} \quad \Theta = K (\sin \theta - \sin \theta_B) - (K^2 \Delta \lambda / 4\pi n_0), \quad (5)$$

式中 n_0 为全息光学元件的平均折射率, λ 为再现光波在真空中的波长, θ_B 为满足布拉格条件的再现角. 这时体全息光学元件的衍射效率有(2)式给出, 相应的 η 与 ξ 、 ν 的关系曲面如图 2 所示. 由图 2 和(2)式可以看出, 由于 η 是 ν 和 ξ 的二元函数, 在某些调制度或耦合参量下, 在 $\xi \neq 0$ 的地方仍可以获得较高的衍射效率. 例如, 对于 $\nu = n\pi$ 的点 (n 为整数), $\xi \neq 0$ 处的 η 要比 $\xi = 0$ 处 ($\eta = 0$) 大得多. 当 $\nu = 2\pi$ 时, 以布拉格再现时体全息光学元件的衍射效率为零, 而以偏离布拉格再现, 当 $\xi = (\pi/2)$ 时, 衍射效率高达 64%. 同时 ξ 所允许的

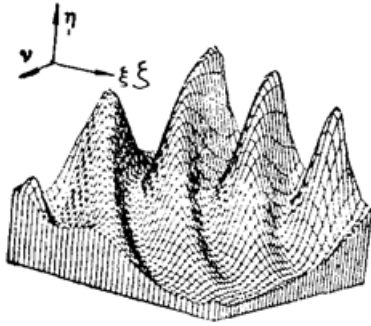


Fig. 2 Diffraction efficiency of the grating η vs ξ and ν

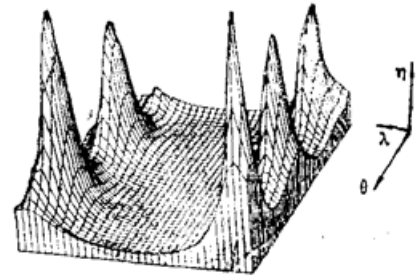


Fig. 3 Diffraction efficiency of the grating η vs reconstructin wavelength λ and angle θ

变化范围 4ξ 与 $\nu=5(\pi/2)$ 所允许的范围 4ξ 大致相同, 这种布拉格偏移所引起的效应为体全息光学元件的变波长应用提供了可能.

从(5)式可以看出, 通过同时改变再现光波长和再现角进行补偿使布拉格偏移参数为零以满足布拉格条件, 实现体全息光学元件高衍射效率的变波长再现, 然而, 再现波长和角度的变化不仅引起布拉格偏移而且引起耦合参量 ν 的变化. 若用原参考光再现时耦合参量为 ν_0 , 则变波长和角度再现时的耦合参量为

$$\nu = \nu_0 \frac{\lambda_0 \cos \theta_0}{\lambda \cos \theta}, \tag{6}$$

衍射效率 η 与再现波长和角度的关系为

$$\left. \begin{aligned} \eta &= \frac{\sin^2[\nu_0^2(\lambda_0^2 \cos^2 \theta_0 / \lambda^2 \cos^2 \theta) + \xi^2]^{1/2}}{1 + (\xi^2 \lambda^2 \cos^2 \theta / \nu_0^2 \lambda_0^2 \cos^2 \theta_0)} \\ \xi &= (d/2 \cos \theta) [K \sin \theta - (K^2/4\pi n_0)\lambda]. \end{aligned} \right\} \tag{7}$$

此时衍射效率 η 与再现光波长和再现角的关系曲面如图3所示. 图3中的参数为 $\nu_0 = (\pi/2)$, $d=15 \mu\text{m}$, $\lambda_0=514.5 \text{ nm}$, $\theta_0=12^\circ$, $n_0=1.5$. 从(7)式和图3可以看出, 通过改变再现光波的波长和角度在偏移布拉格再现时, 体全息光学元件仍可获得较高的衍射效率.

本文利用体全息光学元件的这种布拉格偏移和补偿特性研究制作了用于超大规模集成电路芯片间光互连中的体全息光学元件. 这种全息光学元件采用重铬酸明胶为记录介质*, 其记录波长为 514.5 nm , 记录角为 12° , 膜厚为 $d=15 \mu\text{m}$ 所制作的体全息光学元件的再现特性如表1所列.

3.2 布拉格偏移的宽容度

在偏移布拉格条件再现时, 体全息光学元件的衍射效率下降到 50% 时, 与布拉格偏移参数有关的参量 ξ 的大小称为该体全息光学元件偏移的宽容度. 下面讨论在布拉格条件附近和 η 的峰值处, 即在 $\nu = [n + (1/2)]\pi$ 时, 体全息光学元件的布拉格偏移宽容度. 当 $\nu =$

Table 1 The character of holographic optical interconnect element at reconstruction

wavelength	632.8 nm		780.0 nm	
	theory	experiment	theory	experiment
$\Delta\theta$	2.82°	3°	6.37°	6.5°
η	80.6%	70%	81.8%	68%

* 重铬酸明胶全息板为自制, 厚度 $15 \mu\text{m}$, 配制明胶溶胶浓度为 5.5%, 敏化剂为重铬酸铵浓度为 5%.

$[n + (1/2)]\pi$ 时, 若略去由于 ξ 的变化所引起 ν 的变化, 则衍射效率为

$$\eta = \frac{\sin^2\{[n + (1/2)]^2\sigma^2 + \xi^2\}^{1/2}}{1 + \{\xi^2/[n + (1/2)]^2\sigma^2\}} \quad (8)$$

这时体全息光学元件的布拉格偏移的宽容度 $\Delta\xi$ 随耦合参量 n 的变化如表 2 所列.

Table 2 The allowable Bragg deviation $\Delta\xi$ vs coupling parameter n

n	0	1	2	3	4	5
$\Delta\xi$	1.254	2.537	3.377	4.049	4.626	5.141

从表 2 和(8)式可以看出随着耦合参量 n 的增大, 体全息光学元件布拉格偏移的宽容度增大.

3.3 体全息光学元件对波长的灵敏性

当 $\Delta\theta = 0$ 时, 布拉格移参量

$$\Theta = -(K^2/4\pi n_0)\Delta\lambda, \quad \xi = -(K^2/\cos\theta)(d\Delta\lambda/8\pi n_0), \quad (9)$$

取一级近似, 则有

$$\eta = \frac{\sin^2\{[n + (1/2)]^2\sigma^2[1 - (\Delta\lambda/\lambda_0)]^2 + (-K^2d\Delta\lambda/8\pi n_0 \cos\theta)^2\}^{1/2}}{1 + (Kd\Delta\lambda/8\pi n_0 \cos\theta)/\{[n + (1/2)]\sigma[1 - (\Delta\lambda/\lambda_0)]\}^2} \quad (10)$$

η 与 $\Delta\lambda$ 的变化曲线如图 4 所示. 图中 a 、 b 曲线分别对应于 $n=0$ 和 $n=1$ 为理论曲线, \times 、 \diamond 为实验点. 图中的实验点为采用典型的位相型记录材料重铬酸明胶作为记录介质, 用氩离子激光的 514.5 nm 谱线记录体全息光学元件, 用氩离子激光的另外几条谱线和 He-Ne 激光的 632.8 nm 线再现, 再现角与记录角相同 $\theta = 12^\circ$, 体全息光学元件厚度 $d = 15 \mu\text{m}$, “ \diamond ”对应于 $n=0$ 的实验点, “ \times ”对应于 $n=1$ 的实验点. 从图 4 可以看出当调制度增大时, 体全息光学元件所允许的布拉格偏移的波长偏移增宽, 并且向长波方向移动时其偏移的宽容度更大. 本文利用体全息光学元件的这种特性, 制作了具有向长波方向移动变波波长再现高衍射效率, 用于超大规模集成电路芯片间光互连的全息光学互连元件. 其中 $2\nu_0 = 5(\pi/2)$, $\eta_{632.8} = 40\%$, 这种全息光互连元件为 1×4 聚束型体全息光学元件, 用 He-Ne 激光再现时的再现现象如图 5 所示.

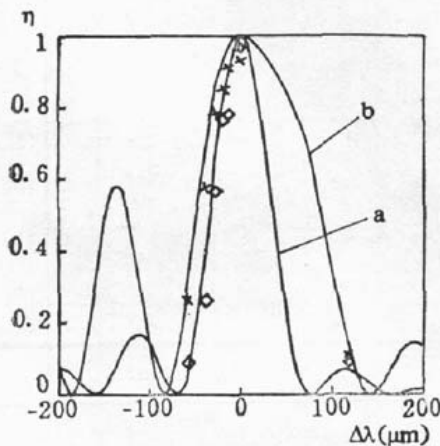


Fig. 4 Diffraction efficiency of the grating η vs the deviation of reconstructing optical wavelength $\Delta\lambda$. — theory, \times , \diamond , experiment. (a) is for $n=0$, (b) is for $n=1$

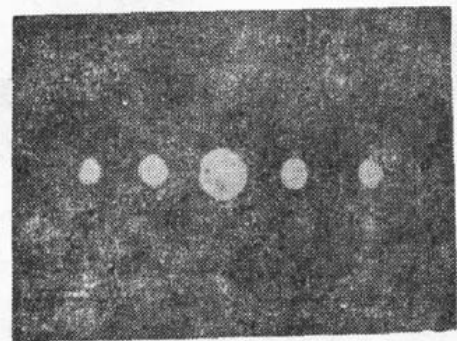


Fig. 5 Reconstructed image from volume HOE by He-Ne laser

3.4 角度灵敏性

当 $\Delta\lambda=0$ 时, 取一级近似, 则有

$$\eta = \frac{\sin^2\{[n+(1/2)]^2\pi^2(1+\tan\theta\Delta\theta)^2+(Kd\Delta\theta/2)^2\}^{1/2}}{1+(Kd\Delta\theta/2)^2/\{[n+(1/2)]\pi(1+\tan\theta\Delta)\}^2} \quad (11)$$

η 与 $\Delta\theta$ 的关系曲线如图 6 所示. 图中曲线 a, b 分别对应于 $n=0$, $n=1$ 的为理论曲线; “×”、“◇”为实验点. 实验中体全息光学元件的制作情况与图 4 中所使用体全息光学元件的制作情况相同. 再现时, 用 Ar 激光的 514.5 nm 谱线再现, 用精密测角仪测量再现角的变化 $\Delta\theta$. 图 6 再次证明了在大调制度下, 体全息光学元件具有较大的布拉格偏移宽容度.

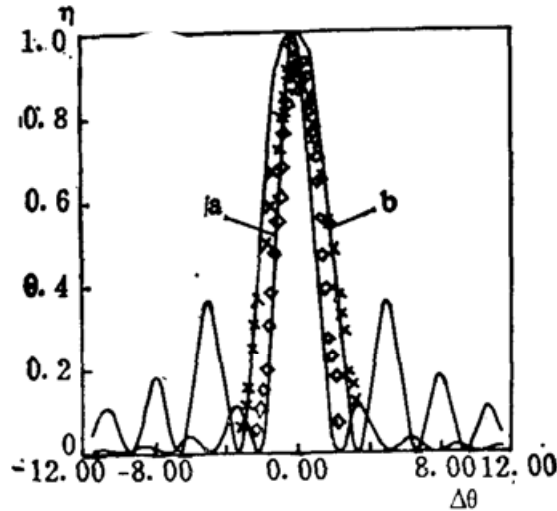


Fig. 6 Diffraction efficiency of the grating η vs the deviation of reconstructing angle $\Delta\theta$. -- theory, ×, ◇, experiment.

(a) is for $n=0$, (b) is for $n=1$

4 结 论

从以上的讨论可以看出, 在一般情况下, 再现光的波长和再现角若与原参考光不同, 将引起 Bragg 偏移, 使体全息光学元件的衍射效率下降. 但这种偏移可以通过同时改变再现光波长和再现角进行补偿. 然而在某些调制度下, Bragg 偏移再现反使衍射效率增大甚至可以达到很高的值. 随着调制度的增大体全息光学元件所允许 Bragg 偏移的宽容度增大, 这种效应为体全息光学元件变波长再现, 特别是为用宽带照明光源再现的应用提供了可能.

参 考 文 献

- [1] D. G. Mc Cauley, C. E. Simpson, W. J. Murbach, Holographic Optical Element for Visual Display Applications, *Applied Optics*, 1973, 12 (2): 232~242
- [2] D. H. Close, Holographic Optical Elements, *Optical Engineering*, 1975, 14 (5): 408~419
- [3] C. Shakher, G. V. Rao, Use of holographic optical elements in speckle metrology, *Applied Optics*, 1984, 23 (24): 4592~4595
- [4] L. A. Berman, W. H. Wu, A. R. Johnson *et al.*, Holographic optical interconnects for VLSI, *Optical Engineering*, 1986, 25 (10): 1109~1118
- [5] E. B. Champagne, Nonparaxial Imaging, Magnification and Aberration Properties in Holography, *Journal of the Optical Society of America*, 1967, 57 (1): 51~55
- [6] H. Kogelnik, Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings, *Bell System Technical Journal*, 1969, 48 (9): 2909~2947

Study of the Bragg deviations properties of volume holographic optical elements and the application

ZHAO FENG GENG WANZHEN JIANG LINGZHEN HONG JING

(Department of Applied Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150006)

(Received 30 April 1991; revised 16 March 1992)

Abstract

The Bragg deviations properties of volume holographic optical elements (HOEs) and compensation are studied. And the allowable deviations of wavelength and angle from Bragg condition are discussed. Finally, the authors come to a conclusion that at some modulations the higher diffraction efficiencies of VHOES can still be obtained off Bragg condition and the value of allowable Bragg deviation is larger in higher modulation. The experimental results are given in this paper.

Key words volume holography, Bragg deviation.

'93 国际非线性光学物理与应用会议将在南京召开

国际非线性光学会议工作委员会于1992年10月12~13日在浙江大学举行,会议代表分别来自中国科学院的物理所、上海光机所、西安光机所、福建物构所、半导体所、化学所以及高等院校的复旦大学、南开大学、山东大学、浙江大学、杭州大学和哈尔滨工业大学等单位,经过热烈讨论,决定于1993年9月6~10日在南京召开国际非线性光学物理与应用会议(ICNOPA'93)。建议会议由中国光学学会、中国物理学会和国家自然科学基金会等单位联合主办,东南大学与哈工大具体承办。会议规模暂定为120人,将邀请著名光学专家王大珩教授为会议主席,争取国际上著名的非线性光学家参加会议。

中、英文的第一轮会议通知将于近期发出。

(黎 风)