

# 体积全息图机制的再认识

刘大禾 周 静

(北京师范大学物理系, 北京 100875)

**摘 要** 提出了一种有关体积全息图机制的新看法。与以往的布拉格衍射模型不同, 认为体积全息图由法布里-珀罗干涉仪构成。多光束干涉的优点是形成体积全息图特性的基础。基于这种新看法的计算机模拟给出了非常好的反射全息图的衍射光谱。

**关键词** 体积全息图, 物理模型, 法布里-珀罗腔。

到目前为止, 人们对体积全息图的讨论都是利用耦合波理论, 其中包括两束波耦合波理论<sup>[1, 2]</sup>及严格耦合波理论<sup>[3~6]</sup>。而耦合波理论的物理模型是布拉格衍射模型, 即认为体积全息图相当于体光栅, 只有当入射光、衍射光满足布拉格条件时, 光才能在全息图内传播。耦合波理论可以定性较好地解释体积全息图的性质, 但在定量解释方面与实际的实验结果有较大的误差。例如: 耦合波理论给出, 当记录介质的厚度为  $15 \mu\text{m}$  时, 反射全息图的波长选择性(即谱线的全宽)为  $5.9 \text{ nm}^{[2]}$ , 而用厚度为  $15 \mu\text{m}$  的重铬酸盐明胶制作的反射全息图, 其谱线半宽度的实测结果为  $12 \text{ nm}$ , 则全宽几乎达到  $24 \text{ nm}$ , 这是耦合波理论计算结果的四倍。

同人们对事物的认识规律一样, 如果能够从另一个角度去探讨体积全息图的机制, 则可加深人们对体积全息图的理解。这对全息理论的发展及全息技术的应用都是有益的。

在本文中, 作者从一个新的角度对体积全息图的机制进行了再认识。这种新认识是基于不同的物理模型, 它对体积全息图的性质能给出相当好的解释。

## 1 体积全息图的结构特点及新的物理模型

为便于讨论, 本文仅就反射全息图进行分析。这并不影响这种新方法的普遍性。设反射全息图由两束方向相反(即夹角为  $180^\circ$ )的光的干涉所形成, 其结构如图 1 所示。记录过程中, 两束光干涉的结果形成了相长干涉和相消干涉的周期分布。因此, 在记录介质中交替地产生强曝光面和弱曝光面。经显影及定影处理后, 介质中出现了如下形式的折射率调制<sup>[7, 8]</sup>

$$n = n_0 + \Delta n \exp(-\alpha_g L/2) \cos(Kz) \quad (1)$$

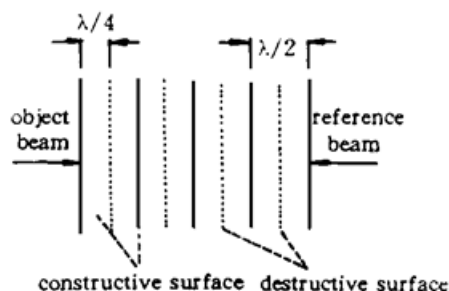


Fig. 1 Construction of reflection hologram

式中  $n_0$  为平均折射率,  $\Delta n$  为折射率调制度,  $\alpha_g$  为记录介质的吸收系数,  $L$  为记录介质的厚度,  $K$  为光栅矢量的模。其中, 折射率的极大值对应于强曝光面, 极小值对应于弱曝光面。强、弱曝光面都相当于具有一定反射系数的平面反射镜。

由于相邻强曝光面之间的间隔为  $\lambda/2$ , 则一强曝光面同相邻的弱曝光面之间的间隔为  $\lambda/4$ 。这样, 反射全息图可认为是一系列间隔为  $\lambda/4$  的反射镜的排列, 且排列规律为强曝光面和弱曝光面交替出现。间隔为  $\lambda/4$  的两个反射面构成一个法布里-珀罗腔。由此可建立一个新的体积全息图的物理模型, 即, 体积全息图实质上是一系列相互耦合的具有相同间隔的法布里-珀罗干涉仪。因此, 体积全息图的再现过程可认为是耦合的法布里-珀罗腔的干涉。

多光束干涉的结果使每一个法布里-珀罗腔都有很窄的带宽, 即很好的波长选择性, 一系列法布里-珀罗腔的耦合使入射光经过多次滤波作用, 从而具有相当好的波长选择性。这就是反射全息图能够用白光再现的物理机制。另一方面, 这些法布里-珀罗腔是由干涉形成的, 故, 由一个法布里-珀罗腔反射出的光(即一个法布里-珀罗腔的干涉结果)与由相邻法布里-珀罗腔反射出的光之间的位相差为  $2\pi$ 。则由任意两个法布里-珀罗腔反射出的光之间的位相差为  $2\pi$  的整数倍。它使得由耦合法布里-珀罗腔所构成的反射全息图内形成了极为强烈的正反馈。这就是反射全息图具有相当高衍射效率的物理机制。所以, 新的耦合法布里-珀罗腔物理模型可以对反射全息图的性质给出很好的定性解释。

## 2 理论分析

根据新模型的特点, 采用多层薄膜的理论<sup>[9, 10]</sup>来分析体积全息图。由于等效法布里-珀罗腔是由强曝光面与弱曝光面形成的, 因此, 有必要研究光在这些等效平面上的行为。在分析中, 采用了折射率阶跃变化的处理模型。这可使问题大大简化, 而又不失其物理本质。由(1)式, 可得光在这些平面处的折射率为

$$n(m) = n_0 + (-1)^{m+1} \Delta n \exp(-\alpha_g L/2) \quad (2)$$

设全息图内有  $N$  个相互平行的部分透射的平面镜, 假定其厚度均为零。可顺序地给这些平面标以  $m = 1, 2, 3, \dots, N$ 。在图 2 中,  $E_m^+$  表示在第  $m$  个平面左侧向右传播的光矢量的振幅,  $E_m^-$  表示在第  $m$  个平面左侧向左传播的光矢量的振幅,  $r_m$  和  $t_m$  为第  $m$  个平面镜的振幅反射系数和透射系数。设第  $m$  个面镜和第  $m+1$  个面镜之间的间隔为  $L_m$ , 则光到达这两个面的位相差为  $\Phi_m = 2\pi n L_m / \lambda$ 。当再现光正入射到全息图表面时,  $r_m$  和  $t_m$  可以表示为<sup>[11]</sup>

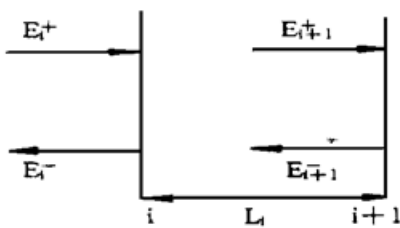


Fig. 2 The amplitudes at mirrors  $i$  and  $i+1$  out of a stack of  $N$  mirrors

为<sup>[11]</sup>

$$r = (n_1 - n_2)/(n_1 + n_2), \quad t = 2n_1/(n_1 + n_2) \quad (3)$$

根据斯托克斯定理, 注意到光从左面和右面射到第  $m$  个面镜时, 反射系数的符号是相反的<sup>[12]</sup>。由薄膜理论的矩阵表示方法<sup>[13, 14]</sup>, 则有

$$E_{m+1}^+ \exp(-i\Phi_m)/b = t_m E_m^+ + r_m E_{m+1}^- \exp(i\Phi_m) b \quad (4)$$

$$E_m^- = -r_m E_m^+ + t_m E_{m+1}^- \exp(i\Phi_m) b \quad (5)$$

式中  $b = \exp(-\alpha_g L_m/2)$ , 在得出上式的过程中, 假定在各个面镜上没有吸收和散射, 即全息图是均匀的位相型全息图。消去  $E_m^+$ , 并利用  $r^2 + t^2 = 1$ , 有

$$E_m^- = -(r_m/t_m) E_{m+1}^- \exp(-i\Phi_m)/b + (1/t_m) E_{m+1}^- \exp(i\Phi_m) b \quad (6)$$

则方程(3)和方程(5)可用矩阵方程表示为

$$\begin{bmatrix} E_m^+ \\ E_m^- \end{bmatrix} = \frac{1}{t_m} \begin{bmatrix} \exp(-i\varphi_m)/b & -r_m \exp(i\varphi_m)b \\ -r_m \exp(-i\varphi_m)/b & \exp(i\varphi_m)b \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{m+1}^+ \\ E_{m+1}^- \end{bmatrix} \quad (7)$$

对于由  $N$  个平行的部分透射的面镜组成的系统, 方程为

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} E_1^+ \\ E_1^- \end{bmatrix} &= \frac{1}{t_1 t_2 \cdots t_N} \begin{bmatrix} \exp(-i\varphi_1)/b & -r_1 \exp(i\varphi_1)b \\ -r_1 \exp(-i\varphi_1)/b & \exp(i\varphi_1)b \end{bmatrix} \\ &\times \begin{bmatrix} \exp(-i\varphi_2)/b & -r_2 \exp(i\varphi_2)b \\ -r_2 \exp(-i\varphi_2)/b & \exp(i\varphi_2)b \end{bmatrix} \\ &\times \cdots \begin{bmatrix} \exp(-i\varphi_N)/b & -r_N \exp(i\varphi_N)b \\ -r_N \exp(-i\varphi_N)/b & \exp(i\varphi_N)b \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_N^+ \\ E_N^- \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (8)$$

或

$$\begin{bmatrix} E_1^+ \\ E_1^- \end{bmatrix} = \frac{1}{t_1 t_2 \cdots t_N} \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_N^+ \\ E_N^- \end{bmatrix} \quad (9)$$

其中,  $A, B, C, D$  为系统矩阵的矩阵元。这样一个系统的总振幅透射系数为

$$t = t_N E_N^+ / E_1^+ = t_1 t_2 \cdots t_N E_N^+ / (A E_N^+ + B E_N^-), \quad \text{或} \quad t = t_1 t_2 \cdots t_N / (A - r_N B) \quad (10)$$

上述矩阵方法可以用来计算反射全息图的光谱。

### 3 计算机模拟结果

在计算机模拟中, 选取了几组不同的  $L$  及  $\Delta n$  值进行计算。对于记录介质厚度  $L$ , 当它与吸收系数  $\alpha_g$  满足关系  $L = 1/\alpha_g$  时, 可获得最大衍射效率<sup>[8]</sup>。由此可得到  $\alpha_g$  的值。同时假定, 全息图没有吸收, 且再现光束正入射到全息图上。在全部计算中, 取  $n_0 = 1.52$ ,  $\lambda = 488$  nm。

图 3 给出了模拟结果。可以清楚地看到反射全息图的下述特点: 1) 衍射效率随折射率调制度的增大而增加。这与耦合波理论的结果是一致的; 2) 当折射率调制相同时, 介质厚度越

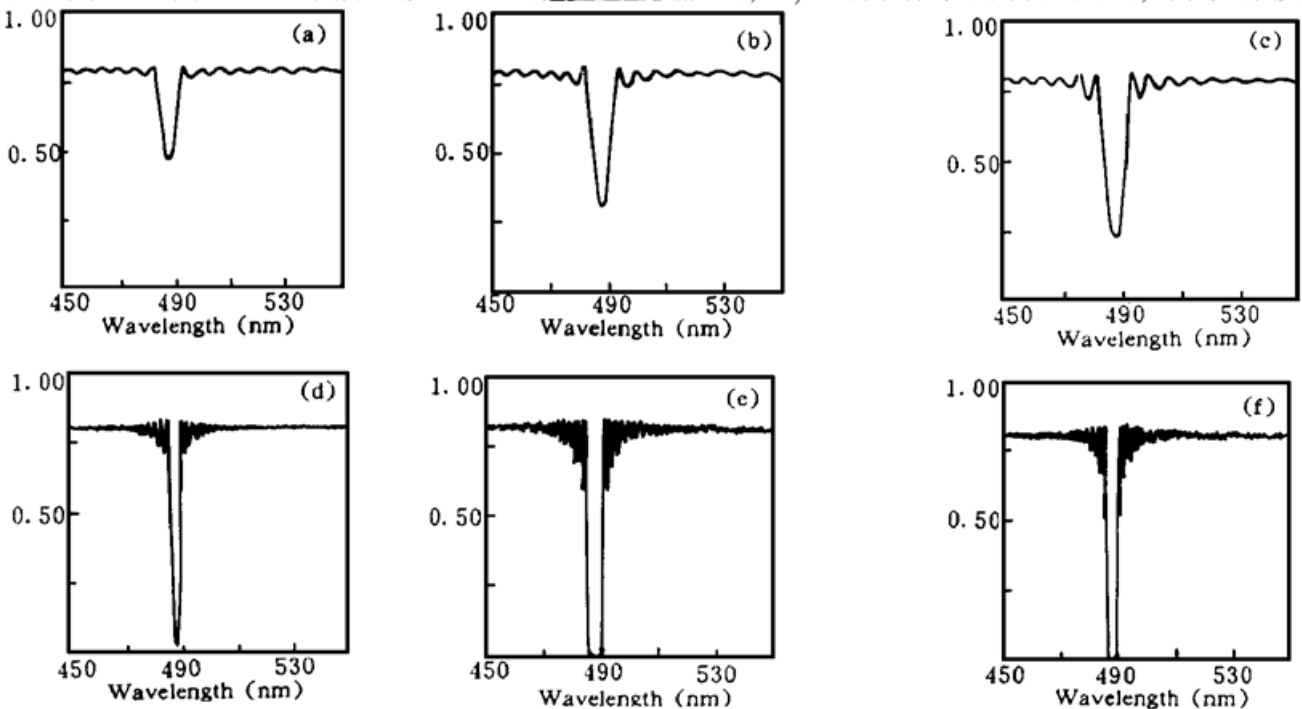


Fig. 3 The results of computer simulation for transmissivity of reflection hologram using the new model

(a)  $L = 12 \mu\text{m}$ ,  $\Delta n = 0.010$ , (b)  $L = 12 \mu\text{m}$ ,  $\Delta n = 0.015$ , (c)  $L = 12 \mu\text{m}$ ,  $\Delta n = 0.018$ , (d)  $L = 48 \mu\text{m}$ ,  $\Delta n = 0.010$ , (e)  $L = 48 \mu\text{m}$ ,  $\Delta n = 0.015$ , (f)  $L = 48 \mu\text{m}$ ,  $\Delta n = 0.018$

大, 所得全息图的带宽越窄。这与本文作者由耦合波理论得到结果相同<sup>[7]</sup>; 3) 衍射效率增大时, 带宽也同时加宽, 这表明, 提高衍射效率是以牺牲窄带宽为条件的。即, 不能同时获得最高的衍射效率和最窄的带宽。这显然是合理的。而耦合波理论并不能得出这一结论。作者曾在耦合波理论的基础上对这一问题进行过间接的讨论<sup>[8]</sup>。

以上基于新物理模型的理论计算结果, 与所得到的实验结果符合得相当好。例如, 用 12  $\mu\text{m}$  厚的介质制作的全息图其带宽为 12 nm, 而当介质厚度为 48 nm 时, 所得全息图的带宽为 4 nm, 衍射效率可达 80%。这与作者在有关全息滤光片方面的工作<sup>[15]</sup>是完全一致的。

### 参 考 文 献

- [1] H. Kogelnik, Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings. 1969, **49**(9) : 2909~ 2947
- [2] R. J. Collier, C. B. Berckhardt, L. H. Lee, *Optical Holography*. Ch. 9, New York, Academic Press, 1971
- [3] M. G. Moharam, T. K. Gaylord, Coupled-wave analysis of reflection gratings. *Appl. Opt.*, 1981, **20** (2) : 240~ 244
- [4] M. G. Moharam, T. K. Gaylord, Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction. *J. Opt. Soc. Am.*, 1981, **71**(7) : 811~ 818
- [5] Z. Zylbergurg, E. Marom, Rigorous coupled-wave analysis of pure reflection gratings. *J. Opt. Soc. Am.*, 1983, **73**(2) : 392~ 398
- [6] E. N. Glytsis, T. K. Gaylord, Three dimensional (vector) rigorous coupled wave analysis of anisotropic grating diffraction. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1990, **7**(8) : 1399~ 1420
- [7] 唐伟国, 刘大禾, 黄婉云, 反射式全息滤光片的带宽和记录介质吸收后的衍射效率. *光学学报*, 1988, **8**(2) : 152~ 156
- [8] Dahe Liu, Weiguo Tang, Wanyun Huang *et al.*, Relationship between the diffraction efficiency of a reflection hologram and the thickness and absorption of the recording medium. *Opt. Engng.*, 1992, **31**(4) : 809~ 812
- [9] H. A. MacLeod, *Thin Film Optical Filters*. London, Hilger, 1969
- [10] H. A. 麦克劳德, 光学薄膜技术. 第二章, 周九林 尹树百译, 北京, 国防工业出版社, 1874
- [11] M. 玻恩, E. 沃耳夫, 光学原理, 第一章, 63~ 64, 杨葭荪译, 北京, 科学出版社, 1978
- [12] E. Hecht, A. Zajac, OPTICS. Ch. 4 91~ 93, Addison-Wesley, 1974, Menlo Park, California
- [13] 尹树百, 光学薄膜——理论与实践. 第二章, 25~ 28, 北京, 科学出版社, 1987
- [14] Herman van de Stadt, Johan M. Muller, Multimirror Fabry-Perot interferometers. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1985, **2**(8) : 1363~ 1370
- [15] 刘大禾, 黄婉云, 唐伟国, 反射式窄带全息滤光片. *光学学报*, 1990, **10**(2) : 147~ 154

## Reunderstanding on the Mechanism of Volume Hologram

Liu Dahe      Zhou Jing

(Department of Physics, Beijing Normal University, Beijing 100875)

(Received 18 May 1996; revised 3 October 1996)

**Abstract** A novel understanding on the mechanism of volume hologram was presented. Being different from the classical physical model with Bragg's law, the new model is based on Fabry-Perot etalon, i. e. a volume hologram is consisted of a series of coupled Fabry-Perot. The advantage of multi beam interference results in the characteristics of volume hologram. Very good diffraction spectra were obtained from the new model based computer simulations.

**Key words** volume hologram, physics model, Fabry-Perot etalon.