

# 光盘多信道存贮分光技术

吴 震 阮 玉 王 辉

(华中工学院光学工程系)

## 提 要

本文对光盘存贮技术中应用的多频声光和衍射光栅分光技术进行了分析、研究,并以二元计算全息理论为基础,用脉位调制技术通过计算机模拟,获得了产生均匀多光束衍射的位相光栅的精确周期结构参数。据此,研制了总衍射效率为73%,最大残余偏差为17.5%能满足实用要求的九光点均匀衍射位相光栅。

关键词:多信道,位相光栅,等光强衍射。

利用多束相互独立调制的激光束,同时以多信道的方式记录和读出光盘上的信息是实现超高数据率存取行之有效的方法。而本文研究的多信道分光技术是实现用多信道方式获得超高数据率存取的关键技术之一。

## 一、多频声光衍射分光技术

多频声光衍射分光是利用声光器件具有多频声光偏转的特性实现的<sup>[1]</sup>。用几个具有相同振幅、不同频率的电讯号同时驱动压电换能器时,能产生几个与之对应的不同频率的超声波。由多个不同频率的超声行波所引起的介质折射率的瞬时空问变化关系可用下式表示

$$\mu(x, t) = \mu_0 + \sum_{n=1}^N \mu_n \sin \left[ \left( 2\nu f_n t - \frac{2\pi x}{\lambda_n} \right) + \phi_n \right], \quad (1)$$

式中 $\mu_0$ 为声信号为零时的介质折射率, $\mu_n$ 为第 $n$ 个超声波作用产生的振幅, $f_n$ 为第 $n$ 个超声频率, $\lambda_n$ 为超声波长, $\phi_n$ 为第 $n$ 个声波产生的初相。很明显,多个超声行波的叠加等效于声光池中一个复合光栅。当介质长度比超声波长 $\lambda_n$ 大得多,并且激光束的入射角满足布拉格条件时,出射光的偏转角 $\theta_n$ (衍射光与入射光之夹角)为

$$\theta_n = \theta_{In} + \theta_{Rn} = 2\theta_{Bn} = (\lambda f_n / v_n), \quad (2)$$

式中 $f_n$ 、 $v_n$ 分别为超声频率和速度。由(2)式可知,偏转角与超声频率成正比。这一方法的优点是:改变超声频率可获得所需的偏转角 $\theta_n$ ,即有效地控制了衍射光的传播方向;在带宽范围内,各个声波的振幅能独立地加以控制从而就有效地控制每束光的衍射强度;改变超声频率的个数可方便地获得所需的光束数。然而,多次声光衍射会出现互调光束问题<sup>[2]</sup>,应合理地选择频率消除或控制互调光束的影响。

用多频声光衍射作为光盘多信道存贮的分光技术时,除了互调光束问题外,各束衍射光间还存在微小的光学频差。当光束经调制会聚到光盘面上记录时,光束间微小频差产生的干涉加强部位的能量不可能超过记录介质的阈值,所以记录时不会产生有害的影响。但在

读出信号时,由于光盘的轨迹距为  $1.5\sim 2\mu\text{m}$ ,多束光经物镜衍射后,在相邻轨迹的中间区域有轻度重叠,从而多束光的微小频差在相邻轨迹上将产生干涉引起边带差频效应,差频处能产生基带信号以下  $-26\text{dB}$  的干扰信号。在读出密度很高时,仅能用有限大小的光斑拾取信息(光斑直径  $1\mu\text{m}$  左右),而引起读出调制传递函数的下降,使读出光束的振幅很小。在读出数据率为  $40\text{Mb/s}$  时,典型的调制度为  $-20\text{dB}$ 。其读出信号的值与干扰信号  $-26\text{dB}$  相当,这样就很难准确地读出信息。

## 二、位相光栅衍射分光技术

由于振幅光栅衍射光强分布受单元衍射因子的影响很大,故无法使衍射的光强分布满足特定的要求。而位相光栅则可以按特定的要求对衍射光束加上某种周期性的空间位相分布,改变了光栅产生的多束光干涉叠加时相互间的位相关系,使各个衍射级的能量进行再分配。为使衍射光强满足均匀分布的要求,首先应确定位相光栅对衍射光应施加的位相函数的形式。位相函数一经确定,就可以容易地得到光栅的周期结构参数。傅里叶光学中的频谱分析方法<sup>[2]</sup>,为寻求位相光栅的位相分布函数提供了一种有效的解析途径。由 Damman 和 Gortler<sup>[3]</sup>大量的工作所求解的光栅结构,因为分布函数过于复杂、制作困难,从实用的角度看并不可取。为此,本文从计算机全息能产生已知其数学形式的波面这一特点出发,研究如何用调制技术来确定光栅的位相分布函数<sup>[4]</sup>。

### 1. 调制技术分析

由光学全息的基本理论,若对全息图透过率的再现项  $2RO(x, y)\cos[2\pi(x/T) + \phi(x, y)]$ ,用计算机作为非线性限幅器,用偏置函数  $\cos[\pi p(x, y)]$  为硬限幅的阈值(其中  $p(x, y) \geq 0$ )作非线性记录,则可得<sup>[5]</sup>

$$f(x, y) = \begin{cases} 1, & \cos[2\pi(x/T) + \phi(x, y)] \geq \cos[\pi p(x, y)] \\ 0, & \text{其它} \end{cases} \quad (3)$$

二元函数  $f(x, y)$  必然满足不等式

$$[-p(x, y)/2] \leq \{[x/T] + [\phi(x, y)/2\pi] + n\} \leq [p(x, y)/2].$$

若令初相  $\phi(x, y) = 0$ ,  $p(x, y)$  为常量,经非线性限幅器后的输出  $f(x)$  为如图 1 所示的简单周期函数,函数周期为  $pT$ 。在一般情况下,其限幅器的输出  $f(x, y)$  可用下式表示<sup>[5]</sup>:

$$f(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{\sin \pi n p(x, y)}{\pi n} \exp\left\{in \left[2\pi \frac{x}{T} + \phi(x, y)\right]\right\}. \quad (4)$$

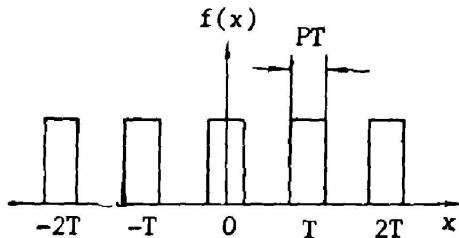


Fig. 1 Signal output from nonlinear limiter

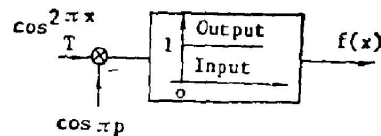


Fig. 2 Nonlinear limiter for generating modulates pulses

当  $n=1$  时,若令  $O(x, y) = \sin \pi p(x, y)$ , 则可用偏置函数来记录物波的振幅, 即第一级衍射波精确地再现了物波。同样, 可以在  $y$  方向上改变条纹的高度记录位相信息, 得到类似的表达式。因此, 无论是位相或振幅, 或是对两者同时进行编码, 所得到的“干涉图”函数都有精确的傅里叶级数表达式。由于引入了偏置函数, 使调制过程有很大的灵活性, 并在物振幅为常数时, 参量  $p(x, y)$  可用于确定各衍射级的效率。

## 2. 脉位调制技术<sup>[6,7]</sup>

脉位调制技术是位相或频率调制的二元模拟, 可用图 2 所示的非线性限幅器获得所需的脉冲调制信号。其输出脉冲信号序列如图 1 所示。若用图 1 所示的周期函数  $f(x)$  作为位相光栅的位相分布图, 则该位相光栅的复振幅透过率可以表示为

$$g(x, y) = [2f(x) - 1] \sin \theta + i \cos \theta, \quad (5)$$

式中  $i = \sqrt{-1}$ ,  $\pm \theta$  是光栅使入射光束产生的位相变化。因为  $f(x)$  的取值是 0 或 1, (5) 式使位相光栅的复振幅透过率满足

$$g(x) = \begin{cases} \exp(i\theta), & f(x) = 1, \\ \exp(-i\theta), & f(x) = 0. \end{cases} \quad (6)$$

因为位相分布图的相对相移为  $2\theta$ , 所以可用位相值  $\theta$  和参变量  $p$  来控制衍射波的强度。对 (4) 式作傅里叶分析, 当  $n=0$ ,  $\phi(x, y) = 0$ ,  $p$  为常量时,  $f(x) = p$ , 由 (5) 式可得到位相光栅  $g(x)$  产生的零级振幅为

$$a_0 = (2p - 1) \sin \theta + i \cos \theta, \quad (7)$$

当  $n = \pm 1$  时,  $a_1 = a_{-1} = 2p \sin \theta \cos(\pi p) \sin \theta$ 。欲使  $|a_0| = |a_1| = |a_{-1}|$ , 可分别选取  $\theta$  和  $p$  的值来实现。经计算表明, 取  $\theta = (\pi/2)$ , 求解  $p$  值和取  $p = 0.5$ , 求解  $\theta$  所得到的衍射均能满足  $|a_0| = |a_{\pm 1}|$ , 但衍射效率后者比前者高 20%。

当  $p$  是  $x$  的函数时, 若用更一般的表达式  $\cos \phi(x)$  代替  $\cos[2\pi(x/T)]$ , 从 (4) 式可以得出

$$f(x) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{\sin \pi n p(x)}{\pi n} \exp[in\phi(x)] \quad (8)$$

的形式。用脉位调制技术设计一个能产生  $(2N+1)$  束均匀衍射的位相光栅时, 采用了由下式给出的位相函数

$$\cos \phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2N}} \sum_{q=1}^N c_m \cos(2\pi q f x + \Phi_q), \quad (9)$$

式中因子  $\sqrt{2N}$  用来规化每个谐波的振幅, 使其振幅值在  $\pm 1$  之间。此时限幅器的输出由 (8) 式为

$$f(x) = \frac{p}{\pm} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 \sin \pi n p}{\pi n} \cos[n\phi(x)]. \quad (10)$$

(10) 式中  $n=1$  的项恰好再现了 (9) 式中各个谐波项而产生  $(2N+1)$  个衍射级。(10) 式中  $n>1$  的高次项对  $n f$  这些空间频率处的振幅也有一定的贡献, 因此,  $c_m$  的选择必须使得各级衍射波的强度相等, 因为要把  $\cos[n\phi(x)]$  展开为  $\cos n f x$  的形式是极为复杂的。然而在计算机上模拟光栅并用快速傅里叶变换计算光栅的谱, 则可以求得一组满意的  $c_m$  值, 使得各个衍射级的强度相等。

### 3. 位相光栅设计

在用计算机模拟光栅作非线性限幅运算求解理想的  $C_m$  值之前, 需先解析地确定  $\Phi_q$  和  $p$  的值。在脉位调制技术中, 光栅要产生  $(2N+1)$  束均匀衍射光束的位相函数需用  $\sqrt{2N}$  因子归化。研究表明,  $\Phi_q$  选择恰当的话, 这一因子正好是  $N$  个正弦波振幅叠加的上界, 由傅里叶光学理论, (9) 式中  $\Phi_q$  使输入函数在空域中产生一个位移, 在傅里叶变换面上只引入频域中的相移, 对振幅(或强度)没有影响, 故  $\Phi_q$  的取值并不重要。当  $p=0.5$  时, 使 (9) 式中  $N$  个谐波有最大的衍射效率, 故取  $p=0.5$ 。当  $\Phi_q$  和  $p$  值确定后, 用计算机求  $C_m$  的值是一个多变量的寻优问题。求解  $C_m$  值前, 先给定  $C_m$  初值, 由 (5) 式的傅里叶变换式逐步逼近一组满意的  $C_m$  值。在合理确定抽样点数和光束的衍射角(由光盘存贮的要求取  $\beta=0.25^\circ$ )后, 可求得相应位相光栅的空间频率及周期(每一周期内含有多少条栅线), 然后用快速傅里叶变换技术求得位相光栅的精确周期结构。在 PDP/11 型计算机上, 用脉位调制技术编制了求解光栅周期结构的寻优程序, 并经计算得到了满意的结果。

## 三、结果及其分析

经计算机求解后, 获得了 9 束和 11 束等光强均匀衍射的位相光栅的精确周期结构。计

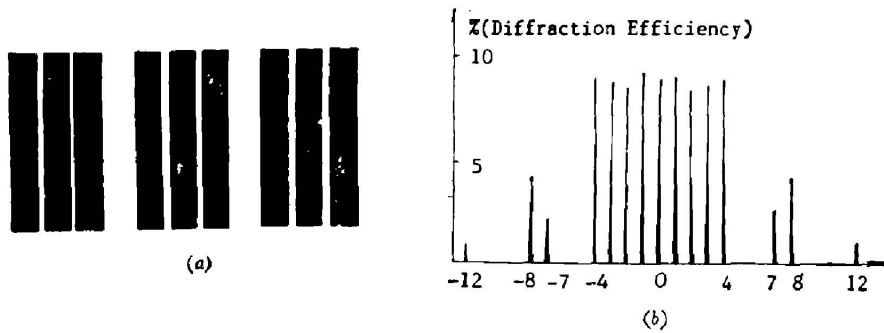


Fig. 3

- (a) Grating profile for generating nine equal-intensity diffracted beams;  
 (b) Computer calculated spectrum of the grating in Fig. 3a

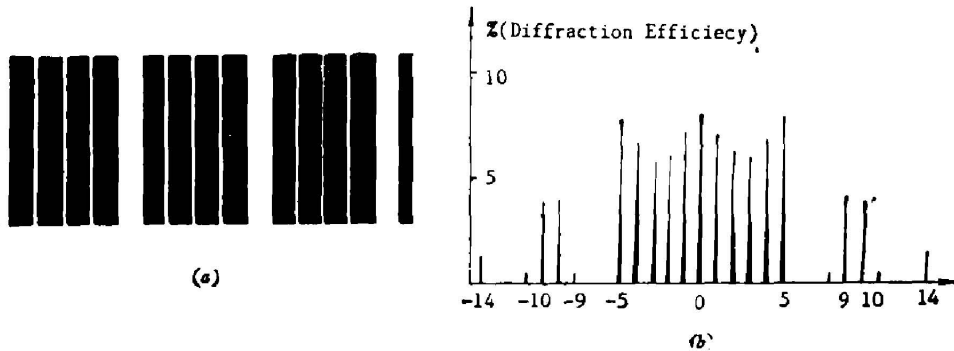


Fig. 4

- (a) Grating profile for generating eleven equal-intensity diffracted beams;  
 (b) Computer calculated spectrum of the grating in Fig. 4a

算得到的  $C_m$  值分别为 1.16, 1.12, 0.92, 0.44 和 0.84, 0.91, 0.862, 0.708, 0.193。当 9 光束位相光栅的相移  $\theta=74.95^\circ$  时, 总衍射效率为 76%, 每一级平均衍射效率为 8.4%, 各级衍射强度相对于平均值的最大残差为 0.8%; 对 11 光束位相光栅, 相移  $\theta=89.5^\circ$  时, 总衍射效率为 71.5%, 各级平均衍射效率 6.5%, 相对平均值的最大残差为 1.41%。图 3 和图 4 分别给出了 9 束和 11 束均匀衍射的位相光栅周期结构示意图及所对应的位相光栅的谱。

作者在计算机控制的刻划机上获得了均匀衍射的位相光栅的母板, 并将光栅图形精密接触光刻在涂有感光材料的玻璃基底上, 利用真空蒸镀填积沟槽的新方法, 制成了满意的 9 光束均匀衍射的位相光栅。图 5 为 9 光束位相光栅的电镜照片(放大  $500\times$ ), 图 6 为其衍射光斑照片。

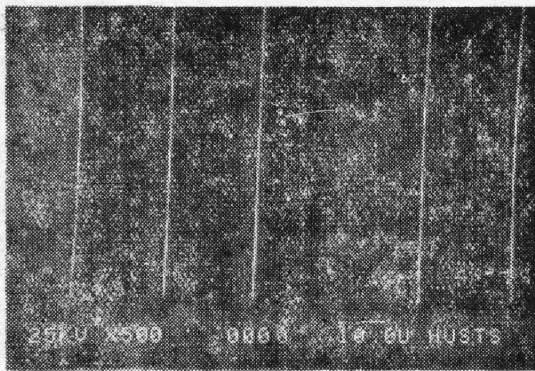


Fig. 5 Electron microscopic photograph of a nine-beam phase grating

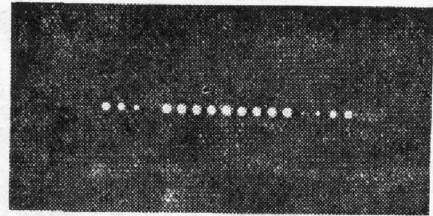


Fig. 6 Nine uniformly diffracted spots of the phase grating

经测试表明, 9 光束位相光栅的总衍射效率达到 73%, 平均衍射效率为 8.12%, 相对平均值的最大残差主要产生在 0 级, 其值为  $+1.75\%$ 。在计算机上分析表明, 在 0 级产生误差的原因主要是位相光栅的槽深有  $-2\%$  的误差(即槽浅  $0.012\mu\text{m}$ )。

在我院多信道光盘记录系统上使用表明, 该位相光栅完全符合使用要求。就实际的主要性能指标而言, 已达到或略优于国外报道的相应分光器件的性能指标。

#### 参 考 文 献

- [1] 徐介平;《声光器件的原理、设计和应用》, (科学出版社, 北京, 1982), 56~72。
- [2] J. W. Goodman;《Introduction to Fourier Optics》, (McGraw-Hill Book Company, 1968), 101~115。
- [3] H. Damman, K. Gortler; *Opt. Commun.*, 1971, **3**, No. 5 (May), 312~315。
- [4] W. H. Lee; *Appl. Opt.*, 1979, **18**, No. 21 (Nov), 3661~3669。
- [5] 清华大学光仪教研室;《信息光学基础》, (机械工业出版社, 北京, 1985), 336~344。
- [6] D. C. Kowalski et al.; *SPIE Proc.*, 1982, **329**, 8。
- [7] G. J. Ammon, C. W. Reno; *SPIE Proc.*, 1981, **299**, 25。

## Beam-splitting techniques in multichannel optical disk memory

WU ZHEN, RUAN YU AND WANG HUI

(*Department of Optical Engineering, Huazhong University of Science and Technology*)

(Received 1 December 1986; revised 14 October 1987)

### Abstract

An analysis of multifrequency A-O deflections and diffraction grating for multibeam-splitting techniques applied in the optical disc storage is given in this paper. Based on the theory of binary computer-generated holograms, accurate periodic parameters of a phase grating which can generate equal-intensity multiple beams are obtained by using pulse position modulation in terms of computer analogue. According to the parameters, a phase grating has been fabricated by a special method. The phase grating has a total diffraction efficiency of 73% with the maximum residual deviation of 1.75% from the average, which can meet the practical usage.

**Key words:** multichannel; phase grating; equal-intensity diffraction.