# 第3章 光束的调制和扫描

# 3.1 光束调制原理

激光是一种光频电磁波,具有良好的相干性,并与无线电波相似。要用激光作为信息的载体,就必须解决如何将信息加到激光上去的问题。这种将信息加载于激光的过程称为调制,完成这一过程的装置称为调制器。其中激光称为载波,起控制作用的低频信息称为调制信号。

光波的电场强度为

$$E(t) = A_c \cos(\omega_c t + \varphi_c)$$
(3-1)

式中,A。为振幅;ω。为角频率;φ。为相位角。既然光束具有振幅、频率、相位、强度和偏振等参量,如果能够应用某种物理方法改变光波的这些参量之一,使其按照调制信号的规律变化,那 么激光束就受到了信号的调制,达到"运载"信息的目的。

实现激光束调制的方法,根据调制器与激光器的关系可以分为内调制(直接调制)和外调制两种。内调制是指加载信号是在激光振荡过程中进行的,以调制信号改变激光器的振荡参数,从而改变激光器输出特性以实现调制。内调制主要用在光通信的注入式半导体光源中。 外调制是指激光形成之后,在激光器的光路上放置调制器,用调制信号改变调制器的物理性能,当激光束通过调制器时,使光波的某个参量受到调制。

光束调制按其调制的性质可分为调幅、调频、调相及强度调制等。下面介绍这几种调制的 概念。

### 3.1.1 振幅调制

振幅调制就是载波的振幅随调制信号的规律而变化的振荡,简称调幅。若调制信号是一时间的余弦函数,即

$$a(t) = A_{\rm m} \cos \omega_{\rm m} t \tag{3-2}$$

式中,A<sub>m</sub>是调制信号的振幅,ω<sub>m</sub>是调制信号的角频率。在进行激光束振幅调制之后,式(3-1) 中的振幅A<sub>c</sub>不再是常量,而与调制信号成正比。调幅波的表达式为

$$E(t) = A_{c} [1 + m_{a} \cos \omega_{m} t] \cos(\omega_{c} t + \varphi_{c})$$
(3-3)

利用三角函数公式将式(3-3)展开,得到调幅波的频谱公式,即

$$E(t) = A_{\rm c}\cos(\omega_{\rm c}t + \varphi_{\rm c}) + \frac{m_{\rm a}}{2}A_{\rm c}\cos[(\omega_{\rm c} + \omega_{\rm m})t + \varphi_{\rm c}] + \frac{m_{\rm a}}{2}A_{\rm c}\cos[(\omega_{\rm c} - \omega_{\rm m})t + \varphi_{\rm c}] \quad (3-4)$$

式中,m<sub>a</sub>=A<sub>m</sub>/A<sub>c</sub>称为调幅系数。由上式可知,调幅波的频谱由三个频率成分组成,第一项是 载频分量,第二、三项是因调制产生的新分量,称为边频分量,如图 3-1 所示。上述分析是单余 弦信号调制的情况。如果调制信号是一复杂的周期信号,则调幅波的频谱将由载频分量和两 个边频带组成。

• 84 •



图 3-1 调幅波频谱

# 3.1.2 频率调制和相位调制

调频或调相就是光载波的频率或相位随着调制信号的变化规律而改变的振荡。因为这两 种调制波都表现为总相角 Ψ(t)的变化,因此统称为角度调制。

对频率调制来说,就是式(3-1)中的角频率ω,不再是常数,而是随调制信号变化,即

$$\omega(t) = \omega_{\rm c} + \Delta \omega(t) = \omega_{\rm c} + k_f a(t) \tag{3-5}$$

若调制信号仍为一余弦函数,则调频波的总相角为

$$\Psi(t) = \int \omega(t) dt + \varphi_c = \int \left[ \omega_c + k_f a(t) \right] dt + \varphi_c = \omega_c t + \int k_f a(t) dt + \varphi_c \qquad (3-6)$$

则调制波的表达式为

$$E(t) = A_{\rm c} \cos(\omega_{\rm c} t + m_f \sin\omega_{\rm m} t + \varphi_{\rm c})$$
(3-7)

式中, $k_f$ 称为频率比例系数; $m_f = \Delta \omega / \omega_m$ 称为调频系数。

同样,相位调制就是式(3-1)中的相位角 *q*<sub>c</sub>随调制信号的变化规律而变化,调相波的总相角为

$$\Psi(t) = \omega_{\rm c} t + k_{\varphi} a(t) + \varphi_{\rm c} = \omega_{\rm c} t + k_{\varphi} \sin \omega_{\rm m} t + \varphi_{\rm c}$$
(3-8)

则调相波的表达式为

$$E(t) = A_{\rm c} \cos(\omega_{\rm c} t + m_{\varphi} \sin\omega_{\rm m} t + \varphi_{\rm c})$$
(3-9)

式中, $k_{\varphi}$ 为相位比例系数, $m_{\varphi} = k_{\varphi}A_{\mathrm{m}}$ 称为调相系数。

由于调频和调相实质上最终都是调制总相角,因此可写成统一的形式

$$E(t) = A_{\rm c} \cos(\omega_{\rm c} t + m \sin\omega_{\rm m} t + \varphi_{\rm c}) \tag{3-10}$$

将式(3-10)按三角公式展开,并应用

$$\cos(m\sin\omega_{\rm m}t) = J_0(m) + 2\sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(m)\cos(2n\omega_{\rm m}t)$$
$$\sin(m\sin\omega_{\rm m}t) = 2\sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(m)\sin[(2n-1)\omega_{\rm m}t]$$

得到

$$E(t) = A_{\rm c} J_0(m) \cos(\omega_{\rm c} t + \varphi_{\rm c}) + A_{\rm c} \sum_{n=1}^{\infty} J_n(m) [\cos(\omega_{\rm c} + n\omega_{\rm m})t + \varphi_{\rm c} + (-1)^n \cos(\omega_{\rm c} - n\omega_{\rm m})t + \varphi_{\rm c}]$$
(3-11)

由此可见,在单频余弦波调制时,其角度调制波的频谱是由光载频与在它两边对称分布的无穷 多对边频组成。显然,若调制信号不是单频余弦波,则其频谱将更为复杂。

### 3.1.3 强度调制

强度调制使光载波的强度(光强)随调制信号规律变化的激光振荡,如图 3-2 所示。光束

• 85 •



图 3-2 强度调制

调制多采用强度调制形式,这是因为接收器一般都是 直接响应其所接收的光强变化。

光束强度定义为光波电场的平方,其表达式为

$$I(t) = E^{2}(t) = A_{c}^{2} \cos^{2}(\omega_{c} t + \varphi_{c}) \qquad (3-12)$$

于是,强度调制的光强可表示为

$$I(t) = \frac{A_{\rm c}^2}{2} [1 + k_{\rm p} a(t)] \cos^2(\omega_{\rm c} t + \varphi_{\rm c}) \quad (3-13)$$

式中,k<sub>p</sub>为光强比例系数。仍设调制信号是单频余弦波,则

$$I(t) = \frac{A_{\rm c}^2}{2} \left[ 1 + m_{\rm p} \cos \omega_{\rm m} t \right] \cos^2(\omega_{\rm c} t + \varphi_{\rm c})$$
(3-14)

式中,m<sub>p</sub>=k<sub>p</sub>A<sub>m</sub>为强度调制系数。强度调制波的频谱可用前面所述的类似方法求得,其结果与 调幅波略有不同,其频谱分布除了载频及对称分布的两边频之外,还有低频 ω<sub>m</sub>和直流分量。

## 3.1.4 脉冲调制

以上几种调制方式所得到的调制波都是一种连续振荡波,统称为模拟调制。另外,目前广 泛采用一种不连续状态下进行调制的脉冲调制和数字式调制(脉冲编码调制)。它们一般是先 进行电调制,再对光载波进行光强度调制。

脉冲调制是用间歇的周期性脉冲序列作 为载波,并使载波的某一参量按调制信号规律 变化的调制方法。即先用模拟调制信号对一 电脉冲序列的某参量(幅度、宽度、频率、位置 等)进行电调制,使之按调制信号规律变化,成 为已调脉冲序列,如图 3-3 所示。然后再用这 一已调电脉冲序列对光载波进行强度调制,就 可以得到相应变化的光脉冲序列。

脉冲调制有脉冲幅度调制、脉冲宽度调制、脉冲频率调制和脉冲位置调制等。例如用 调制信号改变电脉冲序列中每一个脉冲产生 的时间,则其每个脉冲的位置与未调制时的位 置有一个与调制信号成比例的位移,这种调制 称为脉位调制,如图 3-3(e)所示。进而再对光 载波进行调制,便可以得到相应的光脉位调制 波,其表达式为



图 3-3 脉冲调制形式

$$E(t) = A_{c} \cos(\omega_{c} t + \varphi_{c}) \quad (\stackrel{\text{def}}{=} t_{n} + \tau_{d} \leqslant t \leqslant t_{n} + \tau_{d} + \tau)$$

$$\tau_{d} = \frac{\tau_{p}}{2} [1 + M(t_{n})] \quad (3-15)$$

式中,*M*(*t*<sub>n</sub>)为调制信号的振幅;*τ*<sub>d</sub>为载波脉冲前沿相对取样时间*t*<sub>n</sub>的延迟时间。为了防止脉冲重叠到相邻的样品周期上,脉冲的最大延迟时间必须小于样品周期*τ*<sub>p</sub>。

#### 3.1.5 脉冲编码调制

这种调制是把模拟信号先变成电脉冲序列,进而变成代表信号信息的二进制编码,再对光 86 •

载波进行强度调制。要实现脉冲编码调制,必须进行三个过程:抽样、量化和编码。

① 抽样。抽样就是把连续信号波分割成不连续的脉冲波,用一定的脉冲列来表示,且脉 冲列的幅度与信号波的幅度相对应。也就是说,通过抽样,原来的模拟信号变成一脉幅调制信 号。按照抽样定理,只要取样频率比所传递信号的最高频率大两倍以上,就能恢复原信号。

② 量化。量化就是把抽样后的脉幅调制波进行分级取"整"处理,用有限个数的代表值取 代抽样值的大小。经抽样再通过量化过程变成数字信号。

③ 编码。编码是把量化后的数字信号变换成相应的二进制码的过程。即用一组等幅度、 等宽度的脉冲作为"码子",用"有"脉冲和"无"脉冲分别表示二进制数码的"1"和"0"。再将这 一系列反映数字信号规律的电脉冲加到一个调制器上,以控制激光的输出,由激光载波的极大 值代表二进制编码的"1",而用激光载波的零值代表"0"。这种调制方式具有很强的抗干扰能 力,在数字激光通信中得到了广泛的应用。

尽管光束调制方式不同,但其调制的工作原理都是基于电光、声光、磁光等各种物理效应。 因此,下面分别讨论电光调制、声光调制、磁光调制和直接调制的原理和方法。

# 3.2 电光调制

电光调制就是根据 2.2 节所述光波在电光晶体中传播特性实现光束调制的。利用电光效应可实现强度调制和相位调制。本节以 KDP 电光晶体为例,讨论电光调制的基本原理和电光调制器的结构。

# 3.2.1 电光强度调制

如前所述,当电场加在晶体上时,其折射率变化可产生线性电光效应或克尔效应。加电场 的方向通常有两种方式:一是电场沿晶体主轴 z 轴(光轴方向),使电场方向与光束传播方向 平行,产生纵向电光效应;二是电场沿晶体的任意主轴 x,y 或 z,而光束的传播方向与电场方 向垂直,即产生横向电光效应。利用纵向电光效应和横向电光效应均可实现电光强度调制。

#### 1. 纵向电光调制器及其工作原理

纵向电光强度调制器的结构如图 3-4 所示。电光晶体(KDP)置于两成正交的偏振器之间,其中起偏器 P<sub>1</sub>的偏振方向平行于电光晶体的 x 轴,检偏器 P<sub>2</sub>的偏振方向平行于电光晶体 的 y 轴,并在晶体和 P<sub>2</sub>之间插入  $\lambda/4$  波片。当沿晶体 z 轴方向加电场后,晶体的感应主轴 x'和 y'分别旋转到与原主轴 x 和 y 成 45°的夹角方向。因此,沿 z 轴入射的光束经起偏器变为 平行于 x 方向的线偏振光,进入晶体后(z=0)被分解为沿 x'和 y'方向的两个分量,其振幅和 相位都相同,分别为



图 3-4 纵向电光强度调制器的结构

 $E_{y'}(0) = A\cos\omega_{\rm c}t$ 

或采用复数表示为

$$E_{x'}(0) = A \exp(i\omega_{c}t)$$
$$E_{y'}(0) = A \exp(i\omega_{c}t)$$

由于光强正比与电场的平方,因此入射光强度为

 $I_{i} \propto E \cdot E^{*} = |E_{x'}(0)|^{2} + |E_{y'}(0)|^{2} = 2A^{2}$ (3-16)

当光通过长度为 L 的晶体之后,由于电光效应, $E_{x'}$ 和  $E_{y'}$ 两个分量之间产生了一相位差  $\Delta \varphi$ ,则有  $E_{x'}(L) = A, E_{y'}(L) = Ae^{-i\Delta \varphi}$ 。那么,通过检偏器后的总电场强度是  $E_{x'}(L)$ 和  $E_{y'}(L)$ 在 y 方向的投影之和,即 $(E_{y})_{\circ} = \frac{A}{\sqrt{2}}(e^{-i\Delta \varphi} - 1)$ 。与之相应的输出光强为

$$I_{o} \propto \left[ (E_{y})_{o} \cdot (E_{y}^{*})_{o} \right] = \frac{A^{2}}{2} (e^{-i\Delta\varphi} - 1) (e^{i\Delta\varphi} - 1) = 2A^{2} \sin^{2} \left( \frac{\Delta\varphi}{2} \right)$$
(3-17)

应用 2.2 节的知识,便可得到调制器的透过率为

$$T = \frac{I_o}{I_i} = \sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) = \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\frac{V}{V_{\pi}}\right)$$
(3-18)

根据上述关系可以画出光强调制特性曲线,如 图 3-5所示。由图可见,在一般情况下,调制器的 输出特性与外加电压的关系是非线性的。若调制 器工作在非线性区,则调制光强将发生畸变。为 了获得线性调制,可以通过引入一个固定的  $\pi/2$ 相位延迟,使调制器的电压偏值在 T=50%的工 作点上。常用的办法有两种:其一,在调制晶体 上除了施加信号电压之外,再附加一个  $V_{\pi/2}$ 的固 定偏压,但此法会增加电路的复杂性,而且工作点 的稳定性也差。其二,如图 3-4 所示,在调制器的 光路上插入一个  $\lambda/4$  波片,其快慢轴与晶体的主 轴 x 成 45°角,从而使  $E_x$ 和 $E_y$ 两个分量之间产生

 $T = \frac{I_o}{I} = \sin^2\left(\frac{\Delta \varphi}{Q}\right) = s$ 

 $m x \omega$  $\pi/2$ 的固定相位差。于是式(3-18)中的总相位差为

图 3-5 电光调制特性曲线

$$\Delta \varphi = \frac{\pi}{2} + \pi \frac{V_{\rm m}}{V_{\pi}} \sin \omega_{\rm m} t = \frac{\pi}{2} + \Delta \varphi_{\rm m} \sin \omega_{\rm m} t$$

式中, $\Delta \varphi_{m} = \pi V_{m} / V_{\pi}$ 是相应于外加调制信号电压  $V_{m}$ 的相位差。因此,调制的透过率可表示为

$$T = \frac{I_{o}}{I_{i}} = \sin^{2}\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\Delta\varphi_{m}}{2}\sin\omega_{m}t\right) = \frac{1}{2}\left[1 + \sin(\Delta\varphi_{m}\sin\omega_{m}t)\right]$$
(3-19)

利用贝塞尔函数将上式中的  $sin(\Delta q_m sin \omega_m t)$ 展开得

$$T = \frac{1}{2} + \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \mathbf{J}_{2n+1}(\Delta \varphi_{\mathrm{m}}) \sin[(2n+1)\omega_{\mathrm{m}}t] \right\}$$
(3-20)

可见,输出的调制光中含有高次谐波分量,使调制光发生畸变。为了获得线性调制,必须将高次谐波控制在允许的范围内。设基频波和高次谐波的幅值分别为 *I*<sub>1</sub>和 *I*<sub>2n+1</sub>,则高次谐波与基频波成分的比值为

$$\frac{I_{2n+1}}{I_1} = \frac{J_{2n+1}(\Delta \varphi_m)}{J_1(\Delta \varphi_m)} \quad (n=0,1,2,\dots)$$
(3-21)

• 88 •



若取  $\Delta \varphi_m = 1$  rad,则 J<sub>1</sub>(1)=0.44,J<sub>3</sub>(1)=0.02, I<sub>3</sub>/I<sub>1</sub>=0.045,即三次谐波为基波的 5%。在 这个范围内可近似获得线性调制,因而取

$$\Delta \varphi_{\rm m} = \pi \frac{V_{\rm m}}{V_{\pi}} \leqslant 1 \, \text{rad} \tag{3-22}$$

作为线性调制的判据。此时  $J_1(\Delta \varphi_m) \approx \frac{1}{2} \Delta \varphi_m$ ,代人式(3-20)得

$$T = \frac{I_{\circ}}{I_{i}} \approx \frac{1}{2} \left[ 1 + \Delta \varphi_{\rm m} \sin \omega_{\rm m} t \right]$$
(3-23)

故为了获得线性调制,要求调制信号不宜过大(小信号调制),那么输出光强调制波就是调制信  $\forall V = V_m \sin \omega_m t$  的线性复现。如果  $\Delta \varphi_m \leq 1$  rad 的条件不能满足(大信号调制),则光强调制波 就要发生畸变。

纵向电光调制器具有结构简单、工作稳定、不存在自然双折射的影响等优点。其缺点是半 波电压太高,特别是在调制频率较高时,功率损耗比较大。

### 2. 横向电光调制

横向电光效应的运用可以分为三种不同形式:

① 沿 *z* 轴方向加电场,通光方向垂直于 *z* 轴,并与 *x* 轴或 *y* 轴成 45°夹角(晶体为 45°-*z* 切割)。

② 沿 *x* 方向加电场(即电场方向垂直于光轴),通光方向垂直于 *x* 轴,并与 *z* 轴成 45°夹角 (晶体为 45°-*x* 切割)。

③ 沿 y 方向加电场(即电场方向垂直于光轴),通光方向垂直于 y 轴,并与 z 轴成 45°夹角 (晶体为 45°-y 切割)。在此仅以 KDP 晶体的第一类运用方式为代表进行分析。

横向电光调制如图 3-6 所示。因为外加电场沿 z 轴方向,因此和纵向应用一样, $E_x = E_y = 0$ , $E_z = E$ ,晶体的主轴旋转 45°至 x',y'。但此时的通光方向与 z 轴相垂直,并沿 y'方向入射(入射光偏振方向与 z 轴成 45°角)。进入晶体后,将分解为沿 x'和 z 方向振动的两个分量, 其折射率分别为  $n_x'$ 和  $n_z$ 。若通光方向的晶体长度为 L,厚度(两电极间的距离)为 d,外加电 压V=Ed,则从晶体出射两光波的相位差为



图 3-6 横向电光调制示意图

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_{x'} - n_z) L = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ (n_0 - n_e) L - \frac{1}{2} n_0^3 \gamma_{63} \left( \frac{L}{d} \right) V \right]$$
(3-24)

可见,KDP 晶体的 γ<sub>63</sub>横向电光效应使光波通过晶体后的相位延迟包括两项:第一项是 与外电场无关的晶体本身的自然双折射引起的相位延迟,这一项对调制器的工作没有什么 贡献,而且当晶体温度变化时,还会带来不利影响,应设法消除。第二项是外电场作用产生 的相位延迟,它与外加电压 V 和晶体的尺寸 L/d 有关,若适当地选择晶体的尺寸,则可以降 低半波电压。

KDP 晶体横向电光调制的主要缺点是存在自然双折射引起的相位延迟,这意味着在没有

• 89 •

外加电场时,通过晶体的线偏振光的两偏振分量之间就有相位差存在,当晶体的温度变化而引起折射率  $n_0$ 和  $n_e$ 变化时,两光波的相位差发生漂移。实验表明:KDP 晶体的折射率差随温度的变化率为  $\Delta(n_0 - n_e)/\Delta T \approx 1.1 \times 10^{-5}/\mathbb{C}$ 。如设 L = 30 mm,通过波长  $\lambda = 632$ . 8 nm 的光,若  $\Delta T = 1^{\circ}$ ,引起的附加相位差为  $\Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L = 1.1 \pi_{\circ}$ 

因此,在 KDP 晶体横向调制器中,自然双折射的影响会导致调制光发生畸变,甚至使调制器不能工作。所以在实际应用中,除了尽量采用一些措施(如散热、恒温等)以减小晶体的温度漂移之外,主要是采用一种"组合调制器"的结构予以补偿。常用的补偿方法有两种:一种方法是将两块尺寸、性能完全相同的晶体的光轴互成 90°串联排列,即一块晶体的 y'和 z 轴分别与另一块晶体的 z 和y'平行;另一种方法是,两块晶体的 <math>z 轴和y' 轴互相反向平行排列,中间放置  $\lambda/2$  波片。这两种方法的补偿原理是相同的。外电场沿 z 轴(光轴)方向,但在两块晶体中电场相对于光轴反向,当线偏振光沿 y' 轴方向入射第一块晶体时,电矢量分解为沿 z 方向的  $o_1$  光两个分量,当它们经过第一块晶体之后,两束光的相位差

$$\Delta \varphi_{1} = \varphi_{x'} - \varphi_{z} = \frac{2\pi}{\lambda} \left( n_{o} - n_{e} + \frac{1}{2} n_{o}^{3} \gamma_{63} E_{z} \right) L$$

经过 $\lambda/2$ 波片后,两束光的偏振方向各旋转 90°,经过第二块晶体后,原来的  $e_1$ 光变成了  $o_2$ 光、  $o_1$ 光变成  $e_2$ 光,则它们经过第二块晶体后,其相位差

$$\Delta \varphi_2 = \varphi_z - \varphi_{x'} = \frac{2\pi}{\lambda} \left( n_{\rm e} - n_{\rm o} + \frac{1}{2} n_{\rm o}^3 \gamma_{63} E_z \right) L$$

于是,通过两块晶体之后的总相位差为

$$\Delta \varphi = \Delta \varphi_1 + \Delta \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^2 \gamma_{63} V \frac{L}{d}$$
(3-25)

因此,若两块晶体的尺寸、性能及受外界影响完全相同,则自然双折射的影响即可得到补偿。 根据式(3-25),当 $\Delta \varphi = \pi$ 时,半波电压为 $V_{\pi} = \left(\frac{\lambda}{2n_{o}^{3}\gamma_{63}}\right) \frac{L}{d}$ ,其中括号内的就是纵向电光效应的 半波电压,所以 $(V_{\pi})_{\oplus} = (V_{\pi})_{\oplus} \frac{L}{d}$ 。可见,横向半波电压是纵向半波电压的d/L倍。减小d, 增加长度L可以降低半波电压。但是这种方法必须用两块晶体,所以结构复杂,而且其尺寸 加工要求极高;对 KDP 晶体而言,若长度差 0.1mm,当温度变化 1℃时,相位变化则为 0.6° (对 632.8µm 波长),故对 KDP 类晶体一般均不采用横向调制方式。在实际应用中,由于  $\overline{4}3m$ 族 GaAs 晶体 $(n_{o}=n_{e})$ 和 3m 族 LiNbO<sub>3</sub>晶体(x 方向加电场,z 方向通光)均无自然双折射的影 响,故多采用横向电光调制。

## 3.2.2 电光相位调制

图 3-7 所示的是一电光相位调制的原理图,它由起偏器和电光晶体组成。起偏器的偏振



图 3-7 电光相位调制原理图

方向平行于晶体的感应主轴  $x'(\mathbf{u}, y')$ ,此时入射到晶体的线偏振光不再分解成沿 x', y'的两个分量,而是沿着  $x'(\mathbf{u}, y')$ 轴一个方向偏振,故外电场不改变出射光的偏振状态,仅改变其相位,相位的变化为

$$\Delta \varphi_{x'} = -\frac{\omega_c}{c} \Delta n_{x'} L \tag{3-26}$$

因为光波只沿 x'方向偏振,相应的折射率为  $n_{x'} = n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 \gamma_{63} E_z$ 。若外加电场是  $E_z = E_m \sin \omega_m t$ ,在晶体入射面(z=0)处的光场为  $E_i = A_c \cos \omega_c t$ ,则输出光场(z=L 处)就变为

$$E_{o} = A_{c} \cos\left[\omega_{c} t - \frac{\omega_{c}}{c} (n_{o} - \frac{1}{2} n_{o}^{3} \gamma_{63} E_{m} \sin \omega_{m} t) L\right]$$

略去式中相角的常数项(它对调制效果没有影响),则上式可写成

$$E_{o} = A_{c} \cos(\omega_{c} t + m_{\varphi} \sin\omega_{m} t)$$
(3-27)

式中, $m_{\varphi} = \frac{\omega_{c} n_{o}^{3} \gamma_{63} E_{m} L}{2c} = \frac{\pi n_{o}^{3} \gamma_{63} E_{m} L}{\lambda}$ 称为相位调制系数。利用贝塞尔函数展开上式,便得到式(3-26)的形式。

### 3.2.3 电光调制器的电学性能

对电光调制器来说,总是希望获得高的调制效率及满足要求的调制带宽。下面分析一下 电光调制器在不同调制频率情况下的工作特性。

前面对电光调制的分析,均认为调制信号频率远远低于光波频率(也就是调制信号波长 $\lambda_m \gg \lambda$ ),并且 $\lambda_m$  远大于晶体的长度L,因而在光波通过晶体L的渡越时间( $\tau_d = nL/c$ )内,调制 信号电场在晶体各处的分布是均匀的,则光波在各部位所获得的相位延迟也都相同,即光波在 任一时刻都不会受到不同强度或反向调制电场的作用。在这种情况下,装有电极的调制晶体 可以等效为一个电容,即可以看成是电路中的一个集总元件,通常称为集总参量调制器。集总 参量调制器的频率特性主要受外电路参数的影响。

#### 1. 外电路对调制带宽的限制

调制带宽是电光调制器的一个重要参量,对于电光调制器来说,晶体的电光效应本身不会限制调制器的频率特性,因为晶格的谐振频率可以达1THz(10<sup>12</sup>Hz),因此,调制器的调制带宽主要是受其外电路参数的限制。

电光调制器的等效电路如图 3-8 所示。其中,V<sub>s</sub>和 R<sub>s</sub>分别表示调制电压和调制电源内 阻,C<sub>0</sub>为调制器的等效电容,R<sub>e</sub>和 R 分别为导线电阻和晶体的直流电阻。由图可知,作用到晶 体上的实际电压

$$V = \frac{V_{s} \left[\frac{1}{(1/R) + i\omega C_{0}}\right]}{R_{s} + R_{e} + \frac{1}{(1/R) + i\omega C_{0}}} = \frac{V_{s}R}{R_{s} + R_{e} + R + i\omega C_{0}(R_{s}R + R_{e}R)}$$

在低频调制时,一般有  $R \gg R_s + R_e$ , i $\omega C_0$  也较小,因此信号电压可以有效地加到晶体上。但 是,当调制频率增高时,调制晶体的交流阻抗变小,当  $R_s' > (\omega C_0)^{-1}$ 时,大部分调制电压就降 在  $R_s$ 上,调制电源与晶体负载电路之间阻抗不匹配,这时调制效率就要大大降低,甚至不能工 作。实现阻抗匹配的办法是在晶体两端并联一电感 L,构成一个并联谐振回路,其谐振频率为  $\omega_0^2 = (LC_0)^{-1}$ ,另外再并联一个分流电阻  $R_L$ ,其等效电路如图 3-9 所示。当调制信号频率  $\omega_{m} = \omega_{0}$ 时,此电路的阻抗就等于  $R_{L}$ ,若选择  $R_{L} \gg R_{s}$ ,就可使调制电压大部分加到晶体上。但是,这种方法虽然能提高调制效率,可是谐振回路的带宽是有限的。它的阻抗只在频率间隔  $\Delta \omega \approx 1/R_{L}C_{0}$ 的范围内才比较高。因此,欲使调制波不发生畸变,其最大可容许调制带宽(即调制信号占据的频带宽度)必须小于



图 3-8 电光调制器的等效电路图

图 3-9 调制器的并联谐振回路

$$\Delta f_{\rm m} = \frac{\Delta \omega}{2\pi} \approx \frac{1}{2\pi R_{\rm L} C_0} \tag{3-28}$$

实际上,对调制器带宽的要求取决于具体的应用。此外,还要求有一定的峰值相位延迟 Δφ<sub>m</sub>,与之相应的驱动峰值调制电压

$$V_{\rm m} = \frac{\lambda}{2\pi n_{\rm o}^3 \gamma_{63}} \Delta \varphi_{\rm m} \tag{3-29}$$

对于 KDP 晶体,为得到最大的相位延迟所需要的驱动功率

$$P = V_{\rm m}^2 / 2R_{\rm L} \tag{3-30}$$

利用式(3-28)和式(3-30),上式可进一步写成

$$P = V_{\rm m}^2 \pi C_0 \Delta f_{\rm m} = V_{\rm m}^2 \pi (\epsilon A/L) \Delta f_{\rm m} = \frac{\lambda^2 \epsilon A \Delta \varphi_{\rm m}^2}{4\pi L n_o^6 \gamma_{63}^2} \Delta f_{\rm m}$$
(3-31)

式中,L为晶体长度;A为垂直于L的截面积; c为介电系数。由上式可知,当调制晶体的种类、尺寸、激光波长和所要求的相位延迟确定之后,其调制功率与调制带宽成正比关系。

#### 2. 高频调制时渡越时间的影响

当调制频率极高时,在光波通过晶体的渡越时间内,电场可能发生较大的变化,即晶体中不同部位的调制电压不同,特别是当调制周期 $(2\pi/\omega_m)$ 与渡越时间 $\tau_d$ (=nL/c)可以相比拟时,光波在晶体中各部位所受到的调制电场是不同的,相位延迟的积累受到破坏,这时总的相位延迟应由以下积分得出:

$$\Delta \varphi(L) = \int_0^L a E(t') dz \qquad (3-32)$$

式中,E(t')为瞬时电场; $a = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 \gamma_{63}$ 。由于光波通过晶体的时间为 $\tau_d$  (=nL/c),以及 dz = cdt/n,因此,式(3-32)可改写为

$$\Delta \varphi(L) = \frac{ac}{n} \int_{t-\tau_{\rm d}}^{t'} E(t') \,\mathrm{d}t' \tag{3-33}$$

设外加电场是单频余弦信号,于是

$$\Delta\varphi(t) = \frac{ac}{n} \int_{t-\tau_{\rm d}}^{t} E(t') \,\mathrm{d}t' = \Delta\varphi_0 \left(\frac{1-\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega_{\rm m}\tau_{\rm d}}}{\mathrm{i}\omega_{\rm m}\tau_{\rm d}}\right) \mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega_{\rm m}t} \tag{3-34}$$

式中, $\Delta \varphi_0 = \frac{ac}{n} A_0 \tau_d$  是当  $\omega_m \tau_d \ll 1$  时的峰值相位延迟。因子  $\gamma = \frac{1 - e^{-i\omega_m \tau_d}}{i\omega_m \tau_d}$  是表征因渡越时间 • 92 •

引起的峰值相位延迟的减小,故称为高频相位延迟缩减因子。只有当 $\omega_m \tau_d \ll 1$ ,即 $\tau_d \ll \frac{T_m}{2\pi}$ 时,  $\gamma = 1$ ,即无缩减作用。这说明光波在晶体内的渡越时间必须远小于调制信号的周期,才能使调制效果不受影响。这意味着对于电光调制器,存在一个最高调制频率的限制。例如,若取 $|\gamma| = 0.9$ 处为调制限度(对应 $\omega_m \tau_d = \pi/2$ ),则调制频率的上限为

$$f_{\rm m} = \frac{\omega_{\rm m}}{2\pi} = \frac{1}{4\tau_{\rm d}} = \frac{c}{4nL} \tag{3-35}$$

对于 KDP 晶体,若取 n=1.5,长度 L=1cm,则得  $f_m=5\times10^9$  Hz。

# 3.2.4 电光波导调制器

前面讨论的电光调制器都是具有较大体积尺寸的分离器件,一般称为"体调制器"。其缺 点在于要给整个晶体施加外电场,要改变晶体的光学性能,需要加相当高的电压,从而使通过 的光波受到调制。利用光波导器件则可以把光波限制在微米量级的波导区中,并使其沿一 定

方向传播。光波导调制器主要采用由介质构成的平面波导,如图3-10所示。其电光、声光等物理效应对光参数的控制过程,有与体调制器相同的

一面,即能使介质的介电张量(折射率)产生微小变 化,从而使两传播模之间有一相位差;也有不同的一 面,即由于外场的作用导致波导中本征模传播特性的 变化以及两不同模之间的耦合。



#### 1. 电光波导调制器的调制原理

电光波导调制器的物理基础仍是晶体介质的线性电光效应。当波导上加电场时,产生介 电张量(折射率)的微小变化,引起波导中本征模传播特性的变化或不同模式之间功率的耦合 转换。在波导坐标系中,电场引起介电张量变化的各个元素与不同模之间的耦合有一一对应 关系,如果只含有对角线介电张量元素 Δε<sub>xx</sub>或 Δε<sub>yy</sub>,则会引起 TE 模之间或 TM 模之间的自耦 合,并只改变其各自的相位,从而产生相对相位延迟。这种情况与体电光相位调制相似。如果 在波导坐标系中,介电张量含有非对角线张量元素 Δε<sub>xy</sub>,则引起 TE 模和 TM 模之间的耦合, 导致模式之间的功率转换。即一个输入模 TE(或 TM)的功率转换到输出模 TM(或 TE)上 去,相应的耦合方程为

$$\frac{\mathrm{d}A_{m}^{\mathrm{TE}}}{\mathrm{d}z} = -i\kappa A_{l}^{\mathrm{TM}} \exp\left[-i(\beta_{m}^{\mathrm{TE}} - \beta_{l}^{\mathrm{TM}})z\right]$$

$$\frac{\mathrm{d}A_{l}^{\mathrm{TM}}}{\mathrm{d}z} = -i\kappa A_{m}^{\mathrm{TE}} \exp\left[i(\beta_{m}^{\mathrm{TE}} - \beta_{l}^{\mathrm{TM}})z\right]$$
(3-36)

式中, $A_m^{\text{TE}}$ , $A_l^{\text{TM}}$ 分别为第*m* 阶和第*l* 阶模振幅; $\beta_m^{\text{TE}}$ , $\beta_l^{\text{TM}}$ 分别为两个模的传播常数; $\kappa$  为模耦合 系数,其表达式为

$$\kappa = \frac{\omega}{4} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta \varepsilon_{xy} E_{y}^{(m)}(x) E_{x}^{l}(x) dx \qquad (3-37)$$

式(3-36)描述了 TE 模和 TM 模间的同向耦合,并表明每个模的振幅变化是介电张量(折射率)变化、模场分布以及其他模振幅的函数。

设波导层电光材料是均匀的,而且电场分布也是均匀的,TE模和TM模完全限制在波导层中,且具有相同的阶次(m=l)时,式(3-37)的积分取最大值,TE模和TM模的场分布几乎

• 93 •

相同,仅电矢量的方向不同,同时 $\beta_m^{\text{TE}} \approx \beta_l^{\text{TM}} = \beta = k_0 n_0$ ,则耦合系数近似为

$$\kappa \approx -\frac{1}{2} n_0^3 k_0 \gamma_{ij} E \tag{3-38}$$

在相位匹配条件下, $\beta_{m}^{\text{FE}} = \beta_{l}^{\text{FM}}$ ,若光波以单一模式输入, $A_{m} = A_{0}$ , $A_{l} = 0$ ,则式(3-36)的解为  $A_{m}^{\text{TE}}(z) = -iA_{0} \sin \kappa z$  $A_{l}^{\text{TM}}(z) = A_{0} \cos \kappa z$ (3-39)

由式(3-38)可见,在长度为L(z=L)的波导中,要获得完全的 TE 模到 TM 模的功率转换,必须满足 $\kappa L = \pi/2$ 。此时光波导的长度为

$$L = \pi/(2\kappa) \tag{3-40}$$

而功率转换为零时,对应的波导长度为

$$L = n\pi/\kappa, \quad (n = 0, 1, 2, \cdots)$$
 (3-41)

一般情况下,耦合系数 $\kappa$ 小于式(3-38)之值,因此为了获得完全功率转换所需要的E、L值要相应增大。

#### 2. 电光波导相位调制

图 3-11 所示为电光波导相位调制器结构的示意图。以 LiNbO<sub>3</sub>为衬底, Ti 扩散形成平面 波导, 用溅射的方法沉积一对薄膜电极。图中 x, y, z 为波导坐标系; a, b, c 为 LiNbO<sub>3</sub> 晶体的 晶轴取向。当电极上施加调制电压时, 如果波导中传播的是 TM 模, 电场矢量沿 z 轴(对应晶 体的 c 轴), 主要电场分量是 E<sub>2</sub>, 由于波导折射率因电光效应发生变化, 因而导波光通过电极 区后, 其相位随调制电压而变化, 即

$$\Delta \varphi = \pi n_o^3 \gamma_{33} E_z l / \lambda \tag{3-42}$$



图 3-11 LiNbO3 电光波导相位调制器结构示意图

式中,*E*<sub>z</sub>是平面电极在缝隙中产生的沿*c*轴方向的电场分量,*l*为电极的长度,<sub>733</sub>为电光系数。 对于电光波导相位调制,不涉及不同模之间的互耦合,其模式的振幅方程为

$$\frac{\mathrm{d}A_m(x)}{\mathrm{d}x} = -\mathrm{i}\kappa_{mn}A_m(x) \tag{3-43}$$

其解为  $A_m(x) = A_m(0) \exp(-i\kappa_{mn}x)$ 。如  $E_y$ 入射波对应于 TM 模,其模场可表示为  $E_y(x, y, z) = A_y(0) E_y(y, z) \exp\{i[\omega t - (\kappa_{my} + \beta_y)x]\}$  (3-44)

式中自耦系数为

$$\boldsymbol{\kappa}_{yy} = \frac{\boldsymbol{\omega}}{4} \iint \Delta \boldsymbol{\varepsilon}_{\text{TM}-\text{TM}} \boldsymbol{E}_{y} \boldsymbol{E}_{y}^{*} \, \mathrm{d}y \mathrm{d}z \tag{3-45}$$

式中, Δε<sub>TM-TM</sub>为 Δε<sub>22</sub>。另外, 引入平面波导 TM 模功率归一化表达式

$$\frac{\varepsilon_0 \omega n^2}{2\beta} \int_{-\infty}^{\infty} E_y E_y^* \, \mathrm{d}y = 1$$

• 94 •

代入式(3-45),即可确定自耦系数κ<sub>уν</sub>。

#### 3. 电光波导强度调制

电光波导强度调制器的结构类似于马赫-图如图 3-12 所示。它是在 LiNbO<sub>3</sub> 晶体的 衬底上,用射频溅射刻蚀法制造的 Ti 扩散 分叉条状波导构成的,条状波导中间和两侧 制作表面电极。这种器件是由两个线偏振 的调相波相干合成而实现强度调制功能的。 假定在波导的输入端激励一 TE 模,在外加 电场的作用下,在分叉的波导中传输的导模 由于受到一大小相等、符号相反的电场  $E_c$ 的作用(因为两分支波导结构完全对称),则 分别产生  $\Delta \varphi$  和  $-\Delta \varphi$  的相位变化。设电极

F马赫—曾德(MZ)干涉仪。MZ干涉仪型调制器示意



图 3-12 干涉仪型电光波导强度调制器

长度为 l,两电极间距离为 d,则两导模的相位差为  $2\Delta \varphi = 2\pi n_e^3 \gamma_{33} E_e l / \lambda$ 。在输出的第二个分叉 汇合处,两束光相干合成的光强将随相位差的不同而异,从而获得强度调制。

在 MZ 干涉仪型强度调制器中,为了提高其调制深度及降低插入损耗,必须采取以下措施:

① 分支张角不宜太大(一般为1°左右),因为张角越大,辐射损耗越大。

② 波导必须设计成单模,防止高阶模被激励。

③ 波导和电极在结构上应严格对称,使两个调相波的固定相位差等于零。

用 Ti 扩散 LiNbO<sub>3</sub> 波导制成的 MZ 干涉型调制器,其调制深度可达 80%,半波电压约 3.6V,功耗 35μW/MHz 左右,调制带宽可达 17GHz。

此外,电光波导强度调制器还有走向耦合调制器、折射率分布调制器、电光光栅调制器等 类型,在此不再一一介绍,可参阅有关光波导器件的书籍。

# 3.3 声光调制

声光调制是基于 2.3 节所述的声光效应。声光调制器是由声光介质、电-声换能器、吸声 (或反射)装置及驱动电源等组成,如图 3-13 所示。



声光介质是声光相互作用的区域。当一束光通 过变化的声场时,由于光和超声场的互作用,其出射 光就具有随时间而变化的各级衍射光,利用衍射光 的强度随超声波强度的变化而变化的性质,就可以 制成光强度调制器。

电一声换能器(又称超声发生器)。它是利用某些压电晶体(石英、LiNbO<sub>3</sub>等)或压电半导体(CdS, ZnO等)的反压电效应,在外加电场作用下产生机械

图 3-13 声光调制器结构 ZnO 等)的反压电效应,在外,振动而形成超声波,所以它起着将调制的电功率转换成声功率的作用。

吸声(或反射)装置。它放置在超声源的对面,用以吸收已通过介质的声波(工作于行波状态),以免返回介质产生干扰,但要使超声场为驻波状态,则需要将吸声装置换成声反射装置。

驱动电源。它用以产生调制电信号施加于电—声换能器的两端电极上,驱动声光调制器 (换能器)工作。

# 3.3.1 声光调制器的工作原理

声光调制是利用声光效应将信息加载于光频载波上的一种物理过程。调制信号是以电信 号(调辐)形式作用于电一声换能器上,再转化为以电信号形式变化的超声场,当光波通过声光 介质时,由于声光作用,使光载波受到调制而成为"携带"信息的强度调制波。



由前面分析可知,无论是拉曼—纳斯衍射,还是布喇格 衍射,其衍射效率均与附加相位延迟因子  $v = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta nL$  有关, 而其中声致折射率差  $\Delta n$  正比于弹性应变 S 幅值,而 S 正 比于声功率  $P_s$ ,故当声波场受到信号的调制使声波振幅随 之变化,则衍射光强也将随之做相应的变化。布喇格声光 调制特性曲线与电光强度调制相似,如图 3-14 所示。由图 可以看出:衍射效率  $\eta_s$ 与超声功率  $P_s$ 是非线性调制曲线形 式,为了使调制波不发生畸变,则需要加超声偏置,使其工 作在线性较好的区域。

图 3-14 声光调制特性曲线

对于拉曼—纳斯型衍射,工作声源率低于 10MHz,图 3-15(a)示出了这种调制器的工作原理,其各级衍射光强比例于 J<sup>2</sup><sub>n</sub>(v)。若取某一级衍射光作 为输出,可利用光阑将其他各级的衍射光遮挡,则从光阑孔出射的光束就是一个随 v 变化的调 制光。由于拉曼—纳斯型衍射效率低,光能利用率也低,根据式(2-55)当工作频率较高时,声 与作用区长度 L 太小,要求的声功率很高,因此拉曼—纳斯型声光调制器只限于低频工作,只 具有有限的带宽。



图 3-15 声光调制器工作原理

对于布喇格型衍射,其衍射效率由  $\eta_s = \sin^2\left(\frac{v}{2}\right)$ 给出。布喇格型声光调制器工作原理如图 3-15(b)所示。在声功率  $P_s(或声强 I_s)$ 较小的情况下,衍射效率  $\eta_s$ 随声强度  $I_s$ 单调地增加 (呈线性关系)

$$\eta_{\rm s} \approx \frac{\pi^2 L^2}{2\lambda^2 \cos^2 \theta_{\rm B}} M_2 I_{\rm s} \tag{3-46}$$

式中的 cos<sub>θ</sub> 因子是考虑了布喇格角对声光作用的影响。由此可见,若对声强加以调制,衍射 光强也就受到了调制。布喇格衍射必须使光束以布喇格角 θ<sub>B</sub> 入射,同时在相对于声波阵面对 称方向接收衍射光束时,才能得到满意的结果。布喇格衍射由于效率高,且调制带宽较宽,故 多被采用。

• 96 •

### 3.3.2 调制带宽

调制带宽是声光调制器的一个重要参量,它是衡量能否无畸变地传输信息的一个重要指标,它受到布喇格带宽的限制。对于布喇格型声光调制器而言,在理想的平面光波和声波情况下,波矢量是确定的,因此对给定入射角和波长的光波,只能有一个确定频率和波矢的声波才能满足布喇格条件。当采用有限的发散光束和声波场时,波束的有限角将会扩展,因此,在一个有限的声频范围内才能产生布喇格衍射。根据布喇格衍射方程,得到允许的声频带宽 Δf<sub>s</sub>与布喇格角的可能变化量 Δθ<sub>B</sub> 之间的关系为

$$\Delta f_{s} = \frac{2nv_{s}\cos\theta_{\rm B}}{\lambda} \Delta \theta_{s} \tag{3-47}$$

式中,Δθ<sub>B</sub>是由于光束和声束的发散所引起的入射角和衍射角的变化量,也就是布喇格角允许 的变化量。设入射光束的发散角为 δθ<sub>i</sub>,声波束的发散角为 δφ,对于衍射受限制的波束,这些 波束发散角与波长和束宽的关系分别近似为

$$\delta\theta_{i} \approx \frac{2\lambda}{\pi n\omega_{0}}, \quad \delta\varphi \approx \frac{\lambda_{s}}{D}$$
(3-48)

式中, $\omega_0$ 为入射光束束腰半径;n为介质的折射率;D为声束宽度。显然入射角(光波矢 $k_i$ 与声 波矢 $k_s$ 之间的夹角)覆盖范围应为

$$\Delta \theta = \delta \theta_{\rm i} + \delta \varphi \tag{3-49}$$

若将 80;角内传播的入射(发散)光束分解为若干不同方向的平面波(即不同的波矢 ki),对于

光束的每个特定方向的分量在 δφ 范围内就有一 个适当频率和波矢的声波可以满足布喇格条件。 而声波束因受信号的调制同时包含许多中心频 率的声载波的傅里叶频谱分量。因此,对每个声 频率,具有许多波矢方向不同的声波分量都能引 起光波的衍射。于是,相应于每一确定角度的入 射光,就有一束发散角为 2δφ 的衍射光,如图 3-16 所示。而每一衍射方向对应不同的频移,故 为了恢复衍射光束的强度调制,必须使不同频移



为了恢复衍射光束的强度调制,必须使不同频移 图 3-16 具有波束发散的布喇格衍射的衍射光分量在平方律探测器中混频。因此,要求两束最边界的衍射光(如图中的 OA'和 OB')有一定的重叠,这就要求  $\delta \varphi \approx \delta \theta_i$ ,若取  $\delta \varphi \approx \delta \theta_i = \frac{\lambda}{\pi n \omega_0}$ ,则由 2.3节的知识可得到调制 带宽

$$(\Delta f)_{\rm m} = \frac{1}{2} \Delta f_{\rm s} = \frac{2nv_{\rm s}}{\pi\omega_0} \cos\theta_{\rm B} \tag{3-50}$$

式(3-50)表明,声光调制器的带宽与声波穿过光束的渡越时间( $\omega_0/v_s$ )成反比,即与光束直径成反比,用宽度小的光束可得到大的调制带宽。但是光束发散角不能太大,否则,0级和1级 衍射光束将有部分重叠,会降低调制器的效果。因此,一般要求  $\delta \theta_i < \theta_B$ ,于是可得

$$\frac{(\Delta f)_{\rm m}}{f_{\rm s}} \approx \frac{\Delta f}{f_{\rm s}} < \frac{1}{2} \tag{3-51}$$

即最大的调制带宽 $(\Delta f)_{m}$ 近似等于声频率 $f_{s}$ 的一半。因此,大的调制带宽要采用高频布喇格 衍射才能得到。

### 3.3.3 声光调制器的衍射效率

声光调制器的另一重要参量是衍射效率。根据 2.3 节的知识,要得到 100%的调制所需要的声强度为

$$I_{\rm s} = \frac{\lambda^2 \cos^2 \theta_{\rm B}}{2M_2 L^2} \tag{3-52}$$

若表示为所需的声功率,则为

$$P_{s} = HLI_{s} = \frac{\lambda^{2} \cos^{2} \theta_{\rm B}}{2M_{2}} \left(\frac{H}{L}\right)$$
(3-53)

可见,声光材料的品质因数  $M_2$ 越大,欲获得 100%的衍射效率所需要的声功率越小。而 且电—声换能器的截面应做得长(L大)而窄(H小)。然而,作用长度 L 的增大虽然对提高衍 射效率有利,但会导致调制带宽的减小(因为声束发散角  $\delta \varphi = L$  成反比,小的  $\delta \varphi$  意味着小的 调制带宽)。令  $\delta \varphi = \lambda_s/2L$ ,带宽可写成

$$\Delta f = \frac{2nv_{\rm s}\lambda_{\rm s}}{\lambda L} \cos\theta_{\rm B} \tag{3-54}$$

由式(3-54)解出L,并应用2.3节的知识可得

$$2\eta_{\rm s} f_0 \Delta f = \left(\frac{n^7 P^2}{\rho v_{\rm s}}\right) \frac{2\pi^2}{\lambda^3 \cos\theta_{\rm B}} \left(\frac{P_{\rm s}}{H}\right) \tag{3-55}$$

式中, $f_0$ 为声中心频率( $f_0 = v_s/\lambda_s$ )。引入因子  $M_1 = n^7 P^2/\rho v_s = (nv_s^2)M_2$ ,式中的  $M_1$ 为表征声 光材料的调制带宽特性的品质因数。 $M_1$ 值越大,声光材料制成的调制器所允许的调制带宽 越大。

### 3.3.4 声束和光束的匹配

由于入射光束具有一定宽度,并且声波在介质中是以有限的速度传播的,因此,声波穿过 光束需要一定的渡越时间。光束的强度变化对于声波强度变化的响应就不可能是瞬时的。为 了缩短其渡越时间以提高其响应速度,调制器工作时用透镜将光束聚焦在声光介质中心,使光 束成为极细的高斯光束,从而减小其渡越时间。事实上,为了充分利用声能和光能,认为声光 调制器比较合理的情况是工作于声束和光束的发散角比  $\alpha \approx 1 \left( \alpha = \frac{\Delta \theta_i (\mathcal{X} \cdot \mathbf{x} \cdot \mathcal{X} \cdot \mathbf{x})}{\Delta \varphi (\mathbf{p} \cdot \mathbf{x} \cdot \mathcal{X} \cdot \mathbf{x})} \right)$ ,这是因 为声束发散角大于光束发散角时,其边缘的超声能量就浪费了;反之,如果光发散角大于声发 散角,则边缘光线因不满足布喇格条件而不能被衍射。所以在设计声光调制器时,应比较精确 地确定二者的比值。一般的光束发散角  $\Delta \theta_i = 4\lambda/\pi d_0$ 。式中, $d_0$  为聚焦在声光介质中的高斯 光束腰部直径,超声波束发散角  $\Delta \varphi = \lambda_s/L$ 。式中 L 为换能器长度,于是得到比值

$$\alpha = \frac{\Delta \theta_{\rm i}}{\Delta \varphi} = (4/\pi) \left( \lambda L/d_0 \lambda_{\rm s} \right) \tag{3-56}$$

实验证明,调制器在 $\alpha = 1.5$ 时性能最好。

此外,对于声光调制器,为了提高衍射光的消光比,希望衍射光尽量与0级光分开,调制器还必须采用严格分离条件,即要求衍射光中心和0级光中心之间的夹角大于 $2\Delta \varphi$ ,即大于 $8\lambda/\pi d_0$ 。由于衍射光和0级光之间的夹角(即偏转角)等于 $\frac{\lambda}{\pi} f_s$ ,因此可分离条件为

$$f_{s} \geq \frac{8v_{s}}{\pi d_{0}} = \frac{8}{\pi \tau} \approx \frac{2.55}{\tau}$$
(3-57)

• 98 •

因为  $f_s = v_s / \lambda_s$ ,上式也可写成

$$\frac{1}{d_0} \leqslant \frac{\pi}{8\lambda_s} \tag{3-58}$$

把式(3-58)代入式(3-57),得

$$\alpha = \frac{\lambda L}{2\lambda_s^2} \approx \frac{L}{2L_0} \tag{3-59}$$

当调制器最佳性能条件 α=1.5 满足时,则

$$L=3L_0$$
 (3-60)

由此确定换能器的长度 L<sub>0</sub>,再利用式(3-57)可求得聚焦在声光介质中激光束的腰部直径为

$$d_0 = v_{\rm s\tau} = \frac{2.55v_{\rm s}}{f_{\rm s}} \tag{3-61}$$

这样就可以选择合适的聚焦透镜焦距。

# 3.3.5 声光波导调制器

这里我们将讨论声光布喇格衍射型波导调制器。声光布喇格衍射型波导调制器结构

示意图如图 3-17 所示。它由平面波导和交叉电极换能 器组成。为了在波导内有效地激起表面弹性波,波导材 料一般采用压电材料(如 ZnO 等),其衬底可以是压电材 料,也可以是非压电材料。图 3-17 中衬底是 y 切割的 LiNbO<sub>3</sub>压电晶体材料,波导为 Ti 扩散的波导。用光刻法 在表面做成交叉电极的电声换能器,整个波导器件可以 绕 y 轴旋转,使波导光与电极板条间的夹角可以调节到 布喇格角。当入射光经棱镜(高折射率的金红石棱镜)耦 合通过波导时,换能器产生的超声波会引起波导及衬底 折射率的周期变化,因而相对于声波波前以 θ<sub>B</sub>入射的波 导光波穿过输出棱镜时,得到与入射光束成 2θ<sub>B</sub>角的 1 级 衍射光。其光强为



图 3-17 声光波喇格波导调制器

$$I_1 = I_i \sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) = I_i \sin BV \tag{3-62}$$

式中, $\Delta \varphi$ 是在电场作用下,导波光通过长度为L距离的相位延迟;B是一比例系数,它取决于 波导的有效折射率  $n_{\text{eff}}$ 等因素。上式表明,衍射光强  $I_1$ 随电压 V 的变化而变化,从而可实现对 波导光的调制。

# 3.4 磁光调制

磁光调制主要是应用法拉第旋转效应,它使一束线偏振光在外加磁场作用下的介质中传播时,其偏振方向发生旋转,这个旋转角度 θ 的大小与沿光束方向的磁场强度 H 和光在介质中传播的长度 L 之积成正比,即

$$\theta = VHL$$
 (3-63)

式中,V为韦尔德(Verdet)常数,它表示在单位磁场强度下,线偏振光通过单位长度的磁光介质后偏振方向旋转的角度。

# 3.4.1 磁光体调制器

磁光调制与电光调制、声光调制一样,也是把要传递的信息转换成光载波的强度(振幅)等参数随时间的变化。所不同的是,磁光调制是将电信号先转换成与之对应的交变磁场,由磁光效应改变在介质中传输的光波的偏振态,从而达到改变光强度等参量的目的。 磁光体调制器的组成如图 3-18 所示。工作物质(YIG 或掺 Ga 的 YIG 棒)置于沿 z 轴方向的光路上,它的两端放置了起偏器和检偏器,高频螺旋形线圈环绕在 YIG 棒上,受驱动电源的控制,用以提供平行于 z 轴的信号磁场。为了获得线性调制,在垂直于光传播的方向上加一恒定磁场 H<sub>de</sub>,其强度足以使晶体饱和磁化。工作时,高频信号电流通过线圈就会感生出平行于光传播方向的磁场,入射光通过 YIG 晶体时,由于法拉第旋转效应,其偏振面发生出平行于光传播方向的磁场,入射光通过 YIG 晶体时,由于法拉第旋转效应,其偏振面发生成转,旋转角正比于磁场强度 H。因此,只要用调制信号控制磁场强度的变化,就会使光的偏振面发生相应的变化。但这里因加有恒定磁场 H<sub>de</sub>,且与通光方向垂直,故旋转角与 H<sub>de</sub>

$$\theta = \theta_{\rm s} \, \frac{H_0 \sin \omega_{\rm H} t}{H_{\rm dc}} L_0 \tag{3-64}$$

式中, $\theta_s$ 是单位长度饱和法拉第旋转角; $H_0 \sin \omega_H t$ 是调制磁场。如果再通过检偏器,就可以获得一定强度变化的调制光。



图 3-18 磁光调制示意图

# 3.4.2 磁光波导调制器

在此,以磁光波导模式转换调制器为例讨论磁光波导调制器的原理。图 3-19 为磁光 波导模式转换调制器的结构,圆盘形的钆镓石榴石(Gd<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub>-GGG)衬底上,外延生长掺 Ga、Se 的钇铁石榴石(YIG)磁性膜作为波导层(厚度 d=3.5μm,折射率 n=2.12),在磁性 膜表面用光刻方法制作一条金属蛇形线路,当电流通过蛇形线路时,蛇形线路中某一条通 道中的电流沿 y 方向,则相邻通道中的电流沿一y 方向,该电流可产生+z、-z 方向交替变 化的磁场,磁性薄膜内便可出现沿+z、-z 方向交替饱和磁化。蛇形磁场变化的周期(即蛇 形结构的周期)为

$$T = \frac{2\pi}{\Delta\beta} \tag{3-65}$$

式中, Δβ为 TE 模和 TM 模传播常数之差。由于薄膜与衬底之间晶格常数和热膨胀的失 配,易磁化的方向处于薄膜平面内,故用小的磁化就可以使磁化强度 M 在薄膜平面内转 动。若激光由两个棱镜耦合器输入输出,入射是 TM 模时,由于法拉第磁旋光效应,随

• 100 •

着光波在光波导薄膜中沿 z方向(磁化方向)的传播,原来处于薄膜平面内的电场矢量 (x方向)就转向薄膜的法线方向(y方向),即 TM 模逐渐转换成 TE 模。由于磁光效应 与磁化强度 M在光传播方向 z上的分量  $M_z$ 成正比,因此在 z轴和 y轴之间 45°方向上加 一直流磁场  $H_{\alpha}$ 后,改变蛇形线路中的电流,就可以改变  $M_z$ 的大小,从而可以改变 TM 模到 TE 模的转换效率。当输入蛇形线路的电流大到使 M沿 z方向饱和时,转换效率达 到最大。由此可达到光束调制的目的。若器件蛇形电路的周期  $T=2.5\mu$ m,蛇形电路中的 输入 0.5A 直流电流,磁光相互作用长度 L=6mm,则可将输入 TM 模的( $\lambda=1.52\mu$ m) 52%的功率转换到 TE 模上去。磁光波导模式转换调制器的输出耦合器一般使用具有高双 折射的金红石棱镜,使输出的 TE 和 TM 模分成两条光束。蛇形电路中的电流频率在 0~80MHz,均可观察到两模式的光强度被调制的情况。



图 3-19 磁光波导模式转换调制器

# 3.5 直接调制

直接调制是把要传递的信息转变为电流信号注入半导体光源(激光二极管 LD 或半导体发光二极管 LED),从而获得调制光信号。由于它是在光源内部进行的,因此又称为内调制,它是目前光纤通信系统普遍采用的实用化调制方法。根据调制信号的类型,直接调制 又可以分为模拟调制和数字调制两种,前者是用连续的模拟信号(如电视、语音等信号)直接对光源进行光强度调制,后者是用脉冲编码调制的数字信号对光源进行强度调制,下面介绍这两种调制方法。

#### 1. 半导体激光器(LD)直接调制的原理

半导体激光器是电子与光子相互作用并进行能量直接转换的器件。图 3-20 示出了砷镓 铝双异质结注入式半导体激光器的输出光功率与驱动电流的关系曲线。半导体激光器有一个 阈值电流 I<sub>4</sub>,当驱动电流小于 I<sub>4</sub>时,激光器基本上不发光或只发很弱的、谱线宽度很宽、方向性 较差的荧光;当驱动电流密度大于 I<sub>4</sub>时,则开始发射激光,此时谱线宽度、辐射方向显著变窄, 强度大幅度增加,而且随电流的增加呈线性增长,如图 3-21 所示。由图 3-20可以看出,发射激 光的强弱直接与驱动电流的大小有关。若把调制信号加到激光器电源上,就可以直接改变(调 制)激光器输出光信号的强度,由于这种调制方式简单,能工作在高频,并能保证良好的线性工 作区和带宽,因此在光纤通信、光盘和光复印等方面得到了广泛的应用。

图 3-22 所示的是半导体激光器调制原理以及输出光功率与调制信号的关系曲线。为了 获得线性调制,使工作点处于输出特性曲线的直线部分,必须在加调制信号电流的同时加一适 当的偏置电流 I<sub>b</sub>,这样就可以使输出的光信号不失真。但是必须注意,要把调制信号源与直流