

第四章 光波的调制

4.1 光束的调制原理概述

激光是一种光频电磁波，具有良好的相干性，与无线电波相似。人们想利用光来传递信息，往往会选择激光这样一种理想的光源。激光具有很高的频率（ $10^{13} \sim 10^{15} \text{Hz}$ ），可供利用的频带宽度很宽，故传递信息的容量很大。

要用激光作为信息的载体，须解决如何将信息加载到激光上去的问题。这种将信息加载于激光的过程称为调制，完成这一过程的器件装置称为调制器。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

$$E(t) = A_c \cos(\omega_c t + \varphi_c) \tag{4.1}$$

式中 A_c 为振幅； ω_c 为角频率； φ_c 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。

根据调制器与光源的关系，光调制可分为直接调制（内调制）和间接调制（外调制）两大类（如图 4.1、图 4.2 所示）。直接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。该方法主要用于半导体激光器（LD）和半导体发光二极管（LED）两类光源，具体做法是把要传递的信息转变为电流信号注入 LED 或 LD，从而获得相应的光信号，采用的是电源调制方法。直接调制后的光波电场振幅的平方正比例于调制信号，是对光强度实现调制。

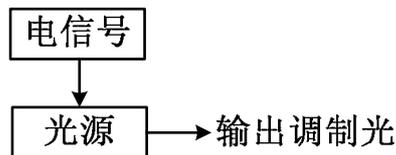


图 4.1 直接调制示意图

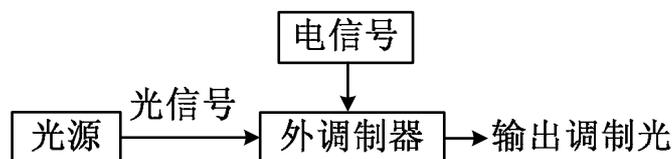


图 4.2 间接调制示意图

间接调制是利用晶体的电光效应、磁光效应、声光效应等性质来实现对激光辐射的调制,这种调制方式既适应于半导体激光器,也适应于其它类型的激光器。间接调制是在激光形成以后加载调制信号。其具体方法是在激光器谐振腔外的光路上放置调制器,在调制器上加调制电压,使调制器的某些物理特性发生相应的变化,当激光通过它时,得到调制。

光源的调制方法及所利用的物理效应如表 4.1 所示。

表 4.1 光源的各种调制方法

调制方式	调制法	所用的物理效应	被调制的光场物理量
间接调制	电光调制	电光效应(一次电光效应、二次电光效应)	强度、相位
	磁光调制	磁光效应(法拉第电磁偏转效应)	强度
	声光调制	声光效应(布喇格衍射效应)	强度
	其它	电吸收效应、共振吸收效应等)	强度
直接调制	电源调制		强度

采用不同的调制方法,可实现对光场的幅度、相位、频率和强度等物理量的调制。

4.1.1 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

$$a(t) = A_m \cos \omega_m t \tag{4.2}$$

式中 A_m 是调制信号的振幅, ω_m 是调制信号的角频率。在进行激光振幅调制之后,式(4.1)中的振幅 A_c 不再是常数,而是与调制信号成正比。调幅波的表达式为

$$E(t) = A_c [1 + m_a \cos \omega_m t] \cos(\omega_c t + \varphi_c) \tag{4.3}$$

利用三角函数将(4.3)式展开,得到调幅波的频谱公式

$$E(t) = A_c \cos(\omega_c t + \varphi_c) + \frac{m_a}{2} A_c \cos[(\omega_c + \omega_m)t + \varphi_c] + \frac{m_a}{2} A_c \cos[(\omega_c - \omega_m)t + \varphi_c] \tag{4.4}$$

式中 $m_a = A_m/A_c$ 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 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。

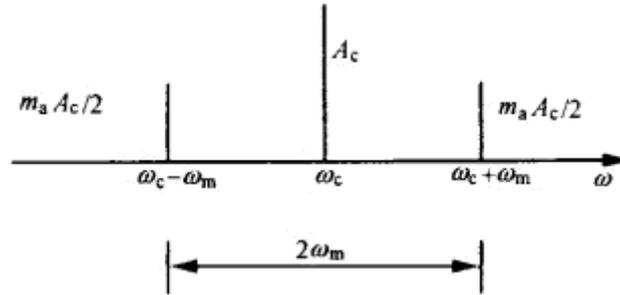


图 4.3 调幅波的频谱图

4.1.2 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 $\psi(t)$ 的变化，因此统称为角度调制。

对频率调制来说，就是式 (4.1) 中的角频率 ω_c 不再是常数，而是随调制信号变化，即

$$\omega(t) = \omega_c + \Delta\omega(t) = \omega_c + k_f a(t) \quad (4.5)$$

若调制信号仍为一余弦函数，则调制波的总相角为

$$\psi(t) = \int \omega(t) dt + \varphi_c = \int [\omega_c + k_f a(t)] dt + \varphi_c = \omega_c t + \int k_f a(t) dt + \varphi_c \quad (4.6)$$

则调制波的表达式为

$$E(t) = A_c \cos(\omega_c t + m_f \sin \omega_m t + \varphi_c) \quad (4.7)$$

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 (4.1) 式中的相位角 φ_c 随调制信号的变化规律而变化，调相波的总相角为

$$\psi(t) = \omega_c t + k_\varphi A_m \cos \omega_m t + \varphi_c \quad (4.8)$$

调相波的表达式为

$$E(t) = A_c \cos(\omega_c t + k_\varphi A_m \cos \omega_m t + \varphi_c) \quad (4.9)$$

式中 k_φ 为相位比例系数。

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

$$E(t) = A_c \cos(\omega_c t + m \sin \omega_m t + \varphi_c) \quad (4.10)$$

将 (4.10) 式按三角公式展开, 并应用

$$\cos(m \sin \omega_m t) = J_0(m) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(m) \cos(2n \omega_m t)$$

$$\sin(m \sin \omega_m t) = 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(m) \sin[(2n-1)\omega_m t]$$

得到

$$E(t) = A_c J_0(m) \cos(\omega_c t + \varphi_c) + A_c \sum_{n=1}^{\infty} J_n(m) [\cos(\omega_c + n\omega_m)t + \varphi_c + (-1)^n \cos(\omega_c - n\omega_m)t + \varphi_c] \quad (4.11)$$

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。

4.1.3 强度调制

强度调制是使光载波的强度(光强)随调制信号规律变化, 如图 4.4 所示。光束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模的平方, 其表达式为

$$I(t) = E^2(t) = A_c^2 \cos^2(\omega_c t + \varphi_c) \quad (4.12)$$

强度调制的光强可表示为

$$I(t) = \frac{A_c^2}{2} [1 + k_p a(t)] \cos^2(\omega_c t + \varphi_c) \quad (4.13)$$

式中, k_p 为光强比例系数。仍设调制信号是单频余弦波, 则有

$$I(t) = \frac{A_c^2}{2} [1 + m_p \cos \omega_m t] \cos^2(\omega_c t + \varphi_c) \quad (4.14)$$

式中 $m_p = k_p A_m$, 称为强度调制系数。强度调制波的频谱可用前面所提到的类似方法分析, 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个边频外, 还有低频 ω_m 和直流分量。

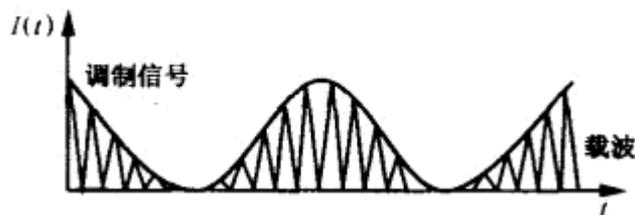


图 4.4 强度调制

4.1.4 模拟调制与数字调制

若光波的电场强度为 $E(t) = A_c \cos(\omega_c t + \varphi_c)$ ，调制的电信号为低频模拟信号 $a(t) = A_m \cos \omega_m t$ ，则对光波不同物理量调制后光载波的波形如图 4.5 所示。该方式又可统称为模拟调制。

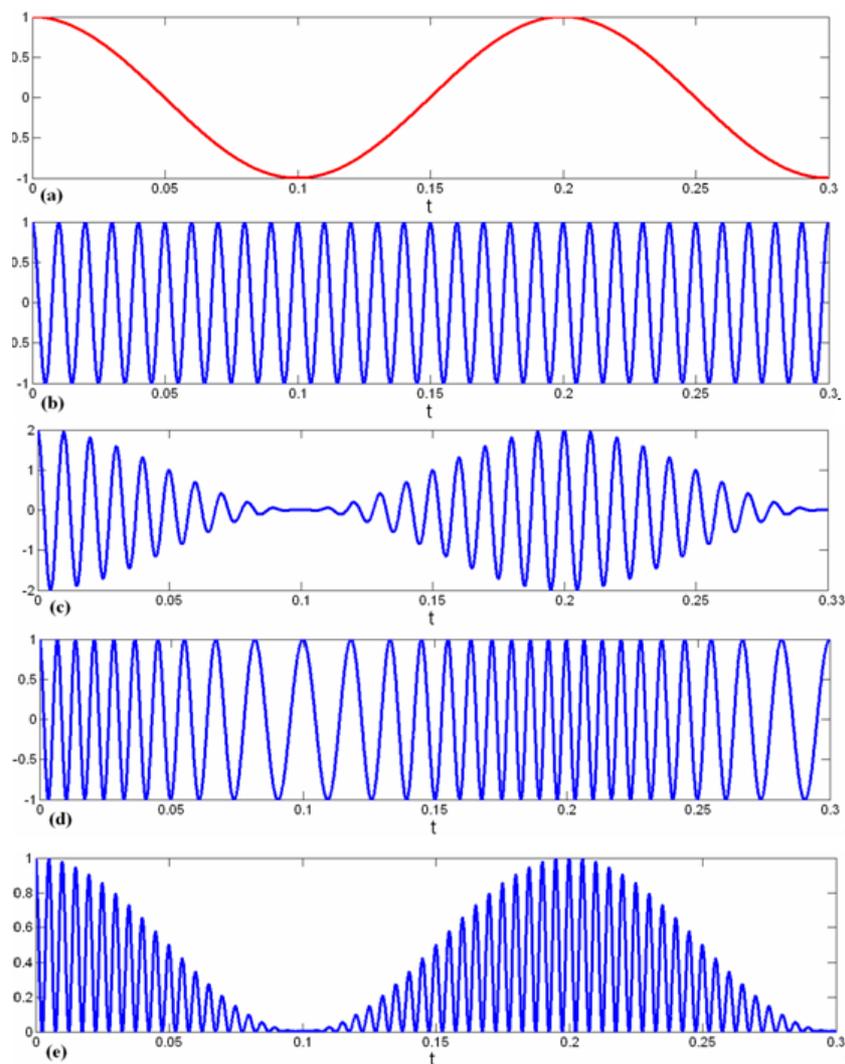


图 4.5 光波模拟调制

(a)低频控制电信号；(b)光载波；(c)幅度调制；(d)频率调制；(e) 强度调制；

若调制电信号为二进制的数字信号，则对应的调制可统称为数字调制，对光波不同物理量调制后光载波的波形如图 4.6 所示。

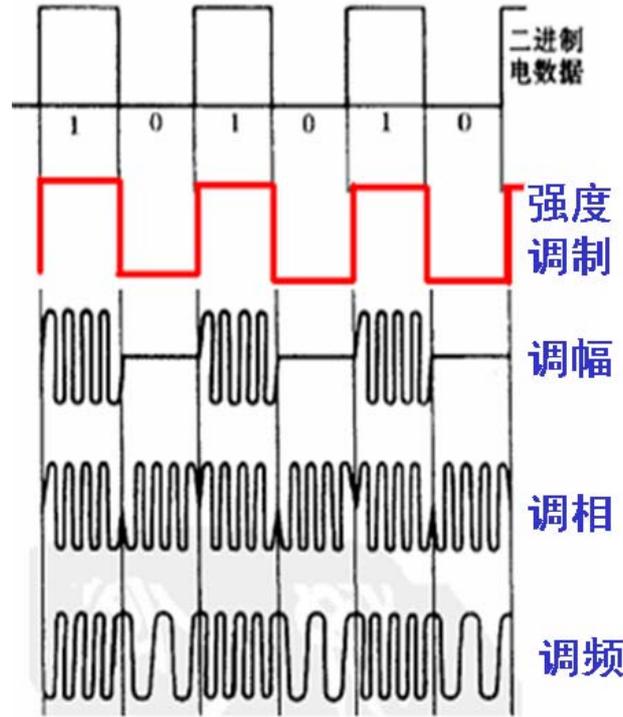


图 4.6 光波数字调制

4.1.5 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：取样、量化和编码。

(1) 取样。取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。按照取样定理，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。量化就是把取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取样值的大小。经取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，由激光载波光功率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。

尽管光束的调制方式不同，但其调制原理都是基于电光、声光、磁光等物理。

4.2 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。

4.2.1 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 4.7 给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_t ，当驱动电流小于 I_t 是，激光器基本上不发光或只发很微弱、谱线宽度很宽、方向性较差的荧光；当驱动电流大于 I_t 时，开始发射激光，此时谱线宽度、辐射方向显著变窄，强度大幅增加，且随驱动电流的增加呈显现增长，如图 4.8 所示。由图 4.7 可以看到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有广泛应用。

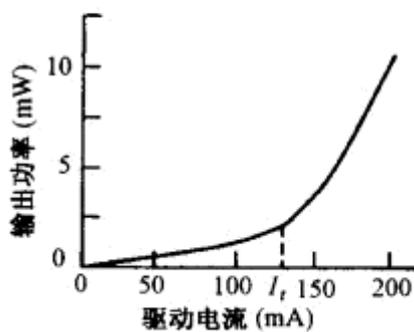


图 4.7 半导体激光的 P-I 特性曲线

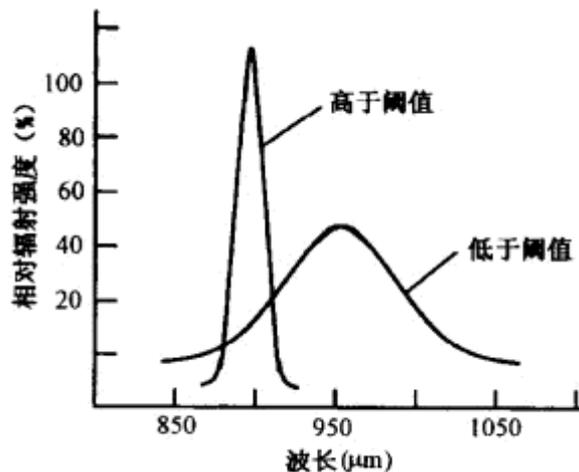


图 4.8 半导体激光器的光谱特性

图 4.9 给出了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。为获得线性调制，使工作点处于输出特性曲线的直线部分，须在加调制信号电流的同时加一适当的直流偏置电流 I_b ，这样就可以使输出的光信号不失真。但须注意要把调制信号源和直流偏置隔离，避免直流偏置源对调制信号源产生影响。当频率较低时，可用电容和电感线圈串接来实现；当频率很高 ($>50\text{MHz}$) 时，则必须采用高通滤波电路。此外，偏置电源直接影响 LD 的调制特性，通常应选择 I_b 在阈值电流附近，这样 LD 可获得较高的调制速率。因为在这种情况下，LD 连续发射光信号不需要准备时间（即延迟时间很小），其调制速率不受激光器中载流子平均寿命的限制，同时也会抑制张弛振荡。但 I_b 选的太大又会使激光器的消光比变差，所以在选择偏置电流时要综合考虑其影响。

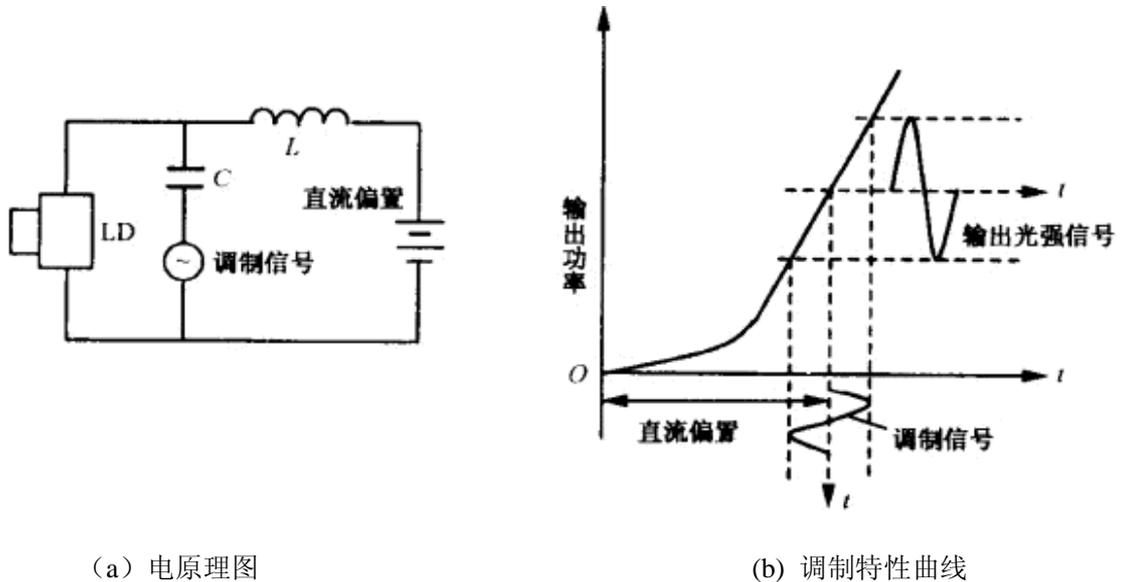


图 4.9 半导体激光器

半导体激光器处于连续工作状态时，无论有无调制信号，由于有直流偏置，所以功耗较大，引起结区温度上升，会影响或破坏器件的正常工作。双异质结激光器的出现，使激光器的阈值电流比同质结大大降低，可以在室温下异连续调制方式工作。

4.2.2 半导体发光二极管 (LED) 的调制特性

半导体发光二极管由于不是阈值器件，它的输出光功率不像半导体激光器那样会随注入电流的变化而发生突变，因此 LED 的 P-I 特性曲线的线性比较好。图 4.10 给出了 LED 与 LD 的 P-I 特性曲线的比较，其中 LED1、LED2 是正面发光型 LED，LED3、LED4 是端面发光型 LED。可见 LED 的 P-I 特性曲线明显优

于 LD，所以它在模拟光通信系统中得到广泛应用。但在数字光纤通信系统中，因为 LED 不能获得很高的调制速率 ($<100\text{Mb/s}$) 而受到限制。

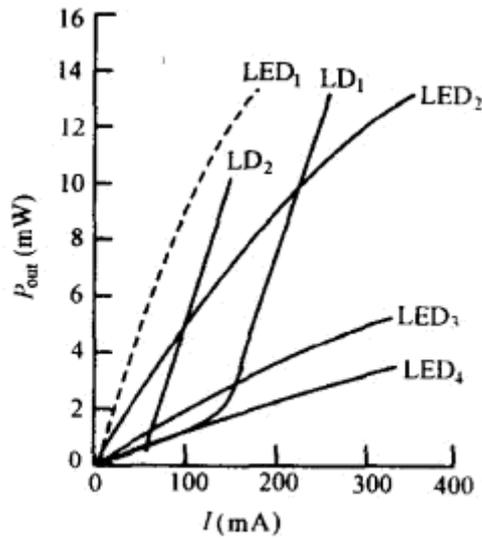


图 4.10 LED 与 LD 的 P-I 特性曲线比较

4.2.3 半导体光源的模拟调制

无论是使用 LD或LED作光源，都要施加偏置电流 I_b ，使其工作点处于LD或LED的P-I特性曲线的直线段，如图 4.11 所示。

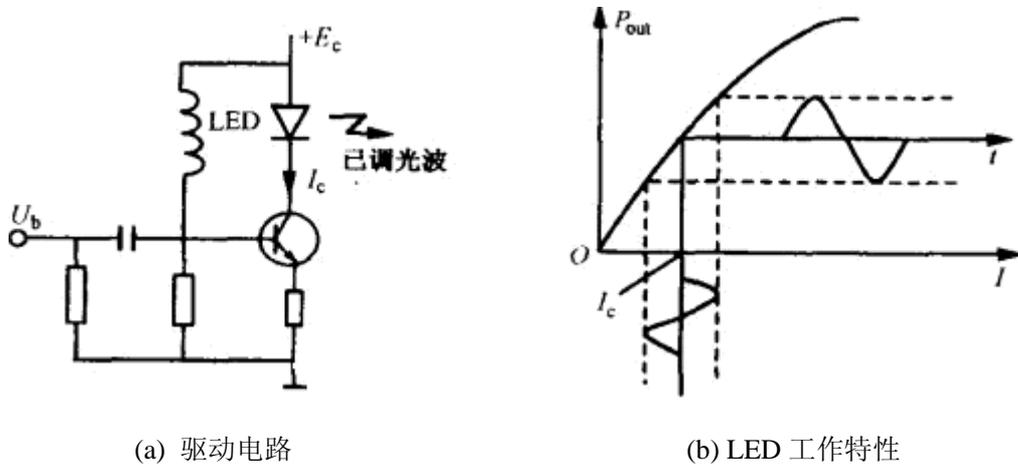


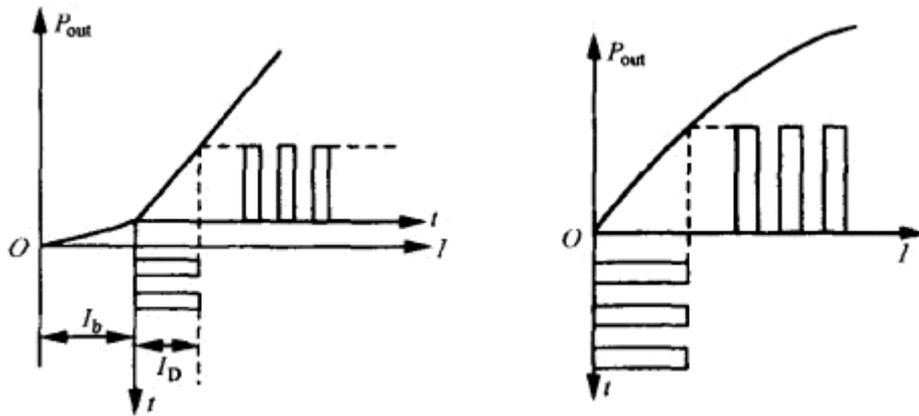
图 4.11 模拟信号驱动电路激光强度调制

4.2.4 半导体光源的脉冲编码数字调制

如前所述，数字调制是用二进制数字信号“1”和“0”码对光源发出的光波进行调制。而数字信号大都采用脉冲编码调制，即先将连续的模拟信号通过“取样”变成一组调幅的脉冲序列，再经过“量化”和“编码”过程，形成一组等幅

度的矩形脉冲作为“码元”，结果将连续的模拟信号变成了脉冲编码数字信号。然后，再用脉冲编码数字信号对光源进行强度调制，其调制特性曲线如图 4.12 所示。

由于数字光通信的突出优点，所以其有很好的应用前景。首先因为数字光信号在信道传输过程中引入的噪声和失真，可采用间接中继器的方式去掉，故抗干扰能力强；其次对数字光纤通信系统的线性要求不高，可充分利用光源（LD）的发光功率；第三数字光通信设备便于和脉冲编码电话终端、脉冲编码数字彩色电视终端、电子计算机终端相连接，从而组成既能传输电话、彩色电视，又能传输计算机数据的多媒体综合通信系统。



(a) 加 I_b 后 LD 数字调制特性 (b) LED 数字调制特性

图 4.12 数字调制特性

8.3 半导体激光器的直接调制特性研究

8.3.1 调制特性

半导体激光器是光纤通信的理想光源，但在高速脉冲调制下，其瞬态特性仍会出现一些复杂现象。

1、电光延迟和张弛振荡现象

半导体激光器在高速脉冲调制下，输出光脉冲瞬态响应波形如图 4.13 所示。输出光脉冲和注入电脉冲之间存在一个初始时间延迟，称为光电延迟时间，其 t_d 数量级一般为 ns。当电脉冲输入激光后，输出光脉冲会出现幅度逐渐衰减的振荡，称为张弛振荡，其振荡频率一般为 0.5~2GHz。这些特性与激光器有源区的电子自发复合寿命和谐振腔内光子寿命以及注入电流初始偏差量有关。

张弛振荡和电光延迟的后果是限制速率。当最高调制频率接近张弛振荡频率

时，波形失真严重，会使光接收机在抽样判决时增加误码率。因此实际使用的最高调制频率应低于张弛振荡频率。

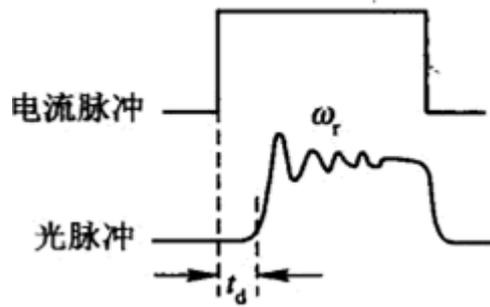


图 4.13 光脉冲瞬态响应波形

电光延迟会产生码型效应。当电光延迟时间 t_d 与数字调制的码元持续时间 $T/2$ 为相同数量级时，会使“0”码过后第一个“1”码的脉冲宽度变窄，幅度减小，严重时可能使单个“1”码丢失，这种现象称为“码型效应”。如图 4.14 所示，在两个连续出现的“1”码中，第一个脉冲到来前，有较长的连“0”码，由于电光延迟时间长和光脉冲上升时间的影响，因此脉冲变小。第二个脉冲到来时，由于第一个脉冲的电子复合尚未完全消失，有源区电子密度较高，因此电光延迟时间短，脉冲较大。“码型效应”的特点是在脉冲序列中较长的连“0”码后出现的“1”码，其脉冲明显变小，且连“0”码数目越多，调制速率越高，该效应越明显。用适当的过调补偿方法可以消除码型效应，见图 4.14(c)。

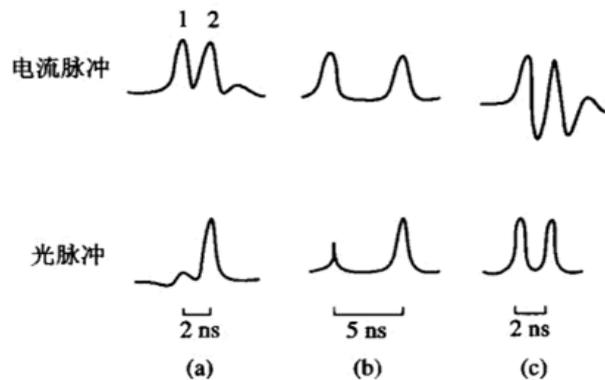


图 4.14 码型效应 (a)、(b) 码型效应波形；(c) 改善后波形

2、自脉动现象

某些激光器在脉冲调制甚至直流驱动下，当注入电流达到某个范围时，输出光脉冲出现持续等幅的高频振荡，该现象称为自脉动现象，如图 4.15 所示。自脉动频率可达 2GHz，严重影响 LD 的高速调制特性。

自脉动现象是激光器内部不均匀增益或不均匀吸收产生的，通常和 LD 的 P-I 曲线的非线性有关，自脉动发生的区域和 P-I 曲线扭折区域相对应。由于自脉动现象与激光器内部的不均匀特性有关，不是激光器的固有现象，随着激光器制作工艺的改进，该现象的发生已不多见。

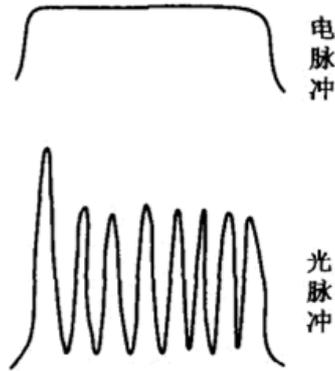


图 4.15 激光器自脉冲现象

8.3.2 温度特性与自动温度控制

1 激光器的温度特性

温度对激光器的影响主要通过阈值电流和外微分子效率产生。图 4.16(a)和(b)分别示出温度通过阈值电流和外微分子效率引起的输出光脉冲的变化：温度升高，阈值电流增加，外微分子效率减小，输出光脉冲幅度下降。

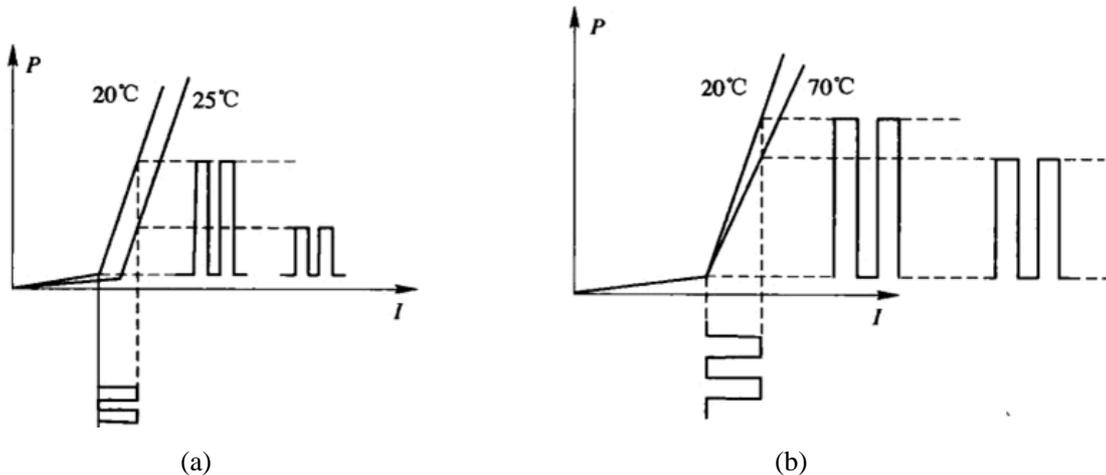


图 4.16 温度引起的输出光功率变化

(a) 阈值电流变化引起的光输出变化；(b) 外微分子效率变化引起的光输出变化

温度对输出光脉冲的另一个影响是“结发热效应”。即使环境温度不变，由于调制电流的作用，引起激光器结区温度的变化，因而使输出光脉冲的形状发生变化，这种效应称为“结发热效应”。如图 4.17 所示，设 $t = 0$ 时电脉冲到来，注

入电流为 I_1 ，由于电流的热效应，在脉冲持续时间里，结区的温度随时间 t 而升高，激光器的阈值电流随 t 而增大，使输出光脉冲幅度随 t 而减小。当 $t = T$ 时电流脉冲过后，注入电流从 I_1 减小到 I_0 ，电流散发的热量减少，结区温度随 t 而降低，阈值电流减小，使输出光脉冲的幅度增大。“结发热效应”将引起调制失真。

与调制速率对激光器瞬态特性的影响相反，低调制速率的“结发热效应”更加明显。这是因为随着调制速率的提高，码元时间间隔缩短，使结区温度来不及发生变化。

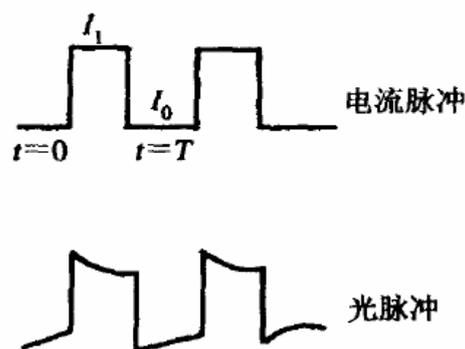


图 4.17 结发热效应

2. 自动温度控制

温度控制装置一般由致冷器、热敏电阻和控制电路组成，图 4.18 示出温度控制装置的方框图。致冷器的冷端和激光器的热沉接触，热敏电阻作为传感器，探测激光器结区的温度，并把它传递给控制电路，通过控制电路改变致冷量，使激光器输出特性保持恒定。

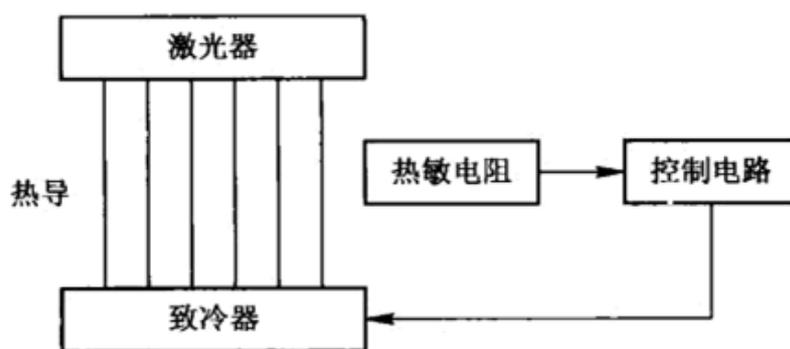


图 4.18 温度控制方框图

目前，微致冷大多采用半导体致冷器，它是利用半导体材料的珀尔帖效应制成的电偶来实现致冷的。用若干对电偶串联或并联组一成的温差电功能器件，温度控制范围可达 $30^{\circ}\text{C} \sim 40^{\circ}\text{C}$ 。为提高致冷效率和温度控制精度，把致冷器和热敏电阻封装在激光器管壳内，温度控制精度可达 $\pm 0.5^{\circ}\text{C}$ ，从而使激光器输出平均

功率和发射波长保持恒定，避免调制失真。

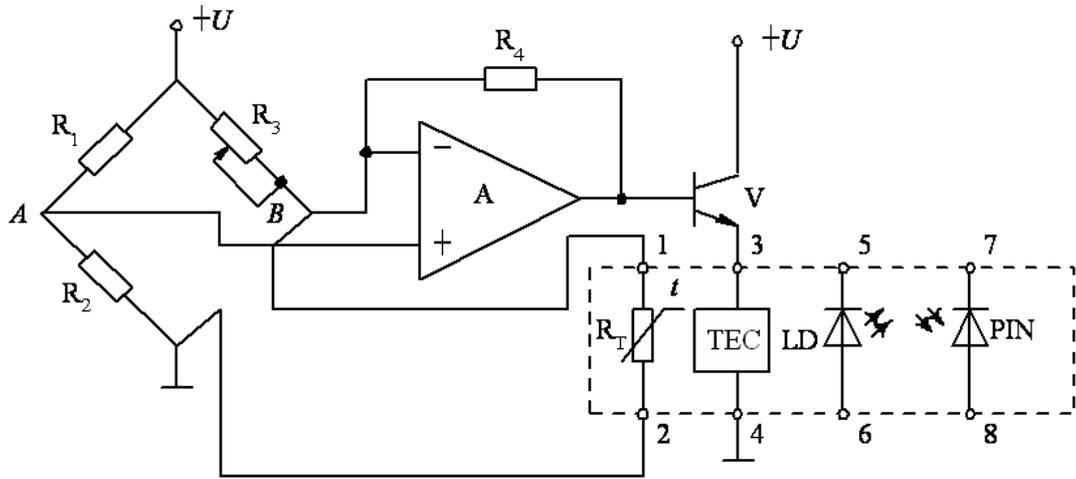


图 4.19 ATC 电路原理

图 4.19 给出自动温度控制(ATC)电路原理图。由 R_1, R_2, R_3 和热敏电阻 R_T 组成“换能”电桥，通过电桥把温度的变化转换为电量的变化。运算放大器 A 的差动输入端跨接在电桥的对端，用以改变三极管 V 的基极电流。在设定温度(例如 20°C)时，调节 R_3 使电桥平衡，A、B 两点没有电位差，传输到运算放大器 A 的信号为零，流过致冷器 TEC 的电流也为零。当环境温度升高时，LD 的管芯和热沉温度也升高，使具有负温度系数的热敏电阻 R_T 的阻值减小，电桥失去平衡。这时 B 点的电位低于 A 点的电位，运算放大器 A 的输出电压升高，V 的基极电流增大，致冷器 TEC 的电流也增大，致冷端温度降低，热沉和管芯的温度也降低，因而保持温度恒定。该控制过程表示如下：

$$T(\text{环境}) \uparrow \rightarrow T(\text{LD, 热沉}) \uparrow \rightarrow R_T \downarrow \rightarrow I(\text{制冷器}) \uparrow \rightarrow T(\text{LD}) \downarrow$$

ATC 的制冷器和热敏电阻以及 APC 的 PIN-PD 封装在 LD 管壳内构成组件如图 4.20 所示。

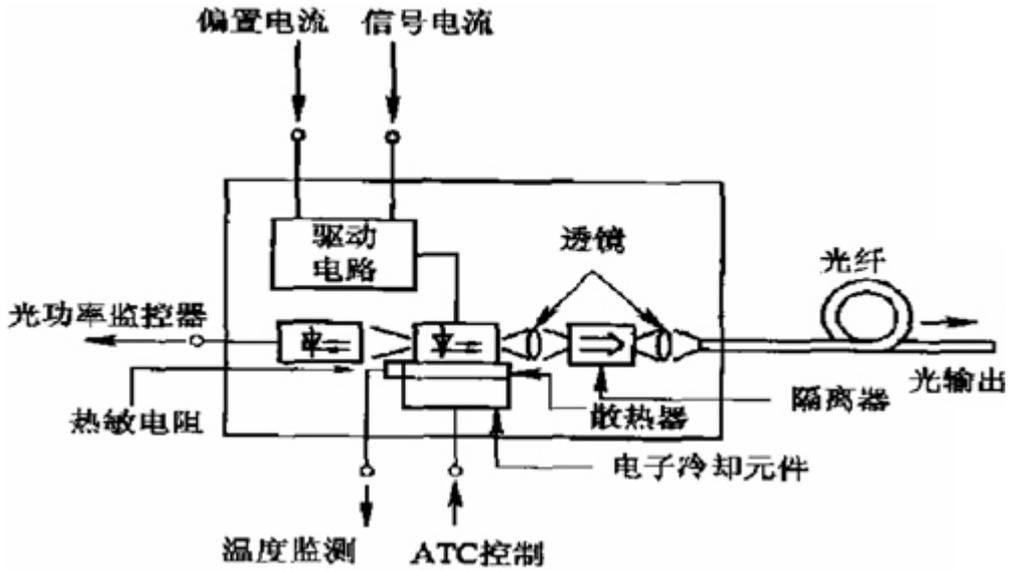


图 4.20 LD 组件的构成实例

4.3.3 纵模性质

在实用中，激光器的纵模还具有以下性质：

1. 纵模数虽注入电流而变

当激光器注入直流电流时，虽注入电流的增加纵模数减少，详见图 4.21。一般而言，激光器呈多纵模振荡，随注入电流的增加，主模的增益增加，而边模的增益减少。有些激光器在高注入电流时呈现单纵模振荡。

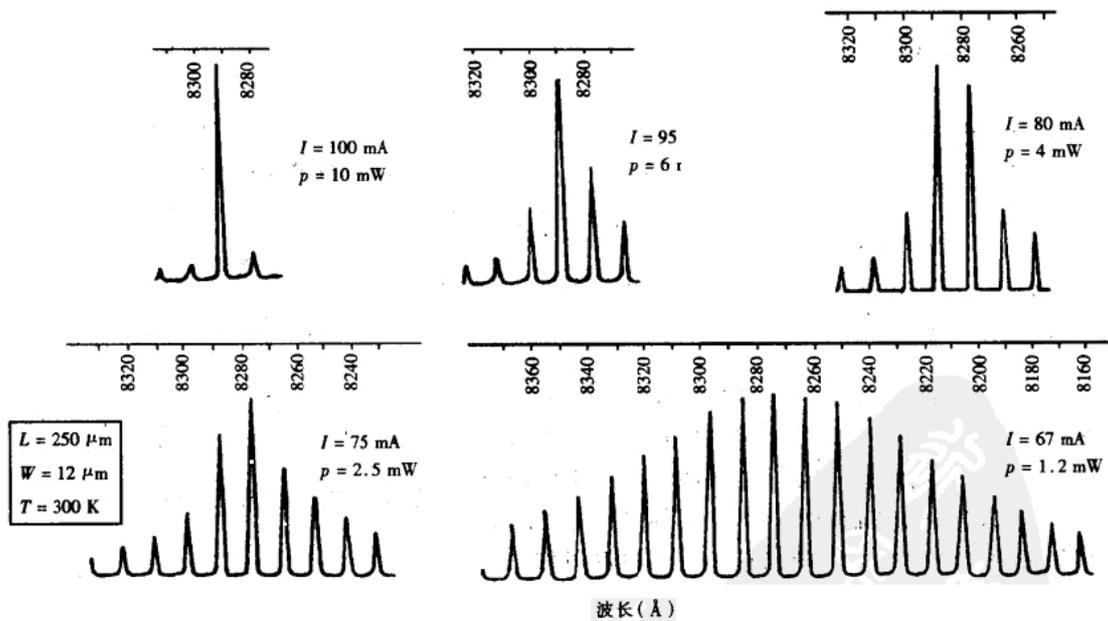


图 4.21 GaAlAs/GaAsDH 激光器发射谱线

2. 峰值波长随温度变化

半导体激光器的发射波长随结区温度而变化。当温度升高时，半导体材料的禁带宽度变窄，因而激光器发射光谱的峰值波长向长波长方向漂移，图 4.22 给出了一个 InGaAsP/InP 激光器的发射波长随注入电流漂移的情况，该激光器没有加温度控制，由于电流的热效应，使温度升高，从而使发射波长发生漂移。

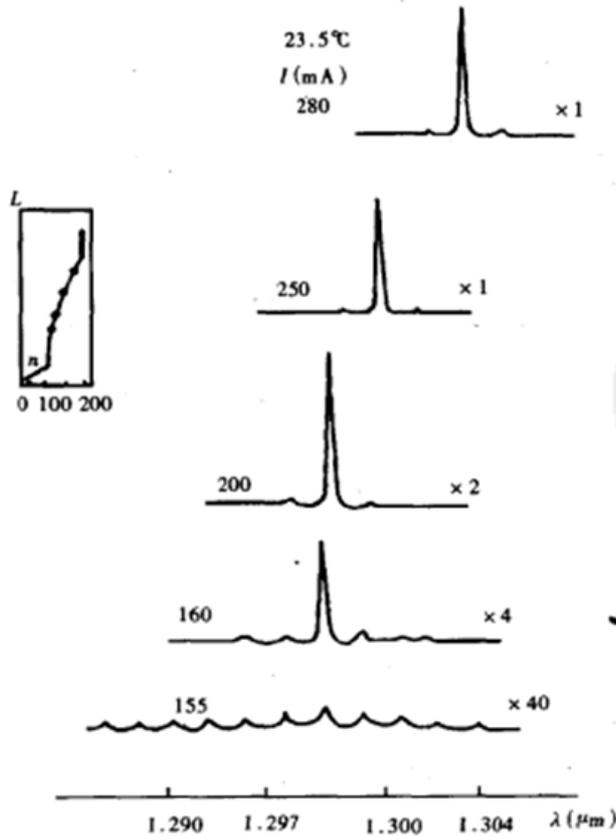


图 4.22 InGaAsP/InP 激光器光谱随注入电流的漂移

3. 动态谱写展宽

激光器进行直接强度调制会使发射谱线增宽，振荡模数增加。这是因为对激光器进行脉冲调制时，注入电流不断地变化，结果使有源区里载流子浓度随之变化，进而导致折射率随之变化，激光器的谐振频率发生漂移，动态谱线展宽。调制速率越高，调制电流越大，谱线展宽的也越多。图 4.23 给出了一个 GaAlAs/GaAs 激光器发射光谱随调制电流变化的情况，该激光器在注入电流为直流时基本上是单纵模振荡，但用 300Mbit/s 的 10001100011111100 数据进行调制时，变成多纵模振荡，且随调制电流的增加模数增加，谱线明显展宽。

半导体激光器动态谱线的增宽对高速率单程光纤通信是非常不利的。在速率为几个吉比特每秒量级的单模光纤传输系统中，光纤的材料色散会影响系统的中继距离。因此，各种动态单模激光器已得到迅速的发展，其中最引人注目的是分

布反馈(DBF)激光器、分布布喇格反射(DBR)激光器、解理耦合腔(C³)和外腔激光器等。

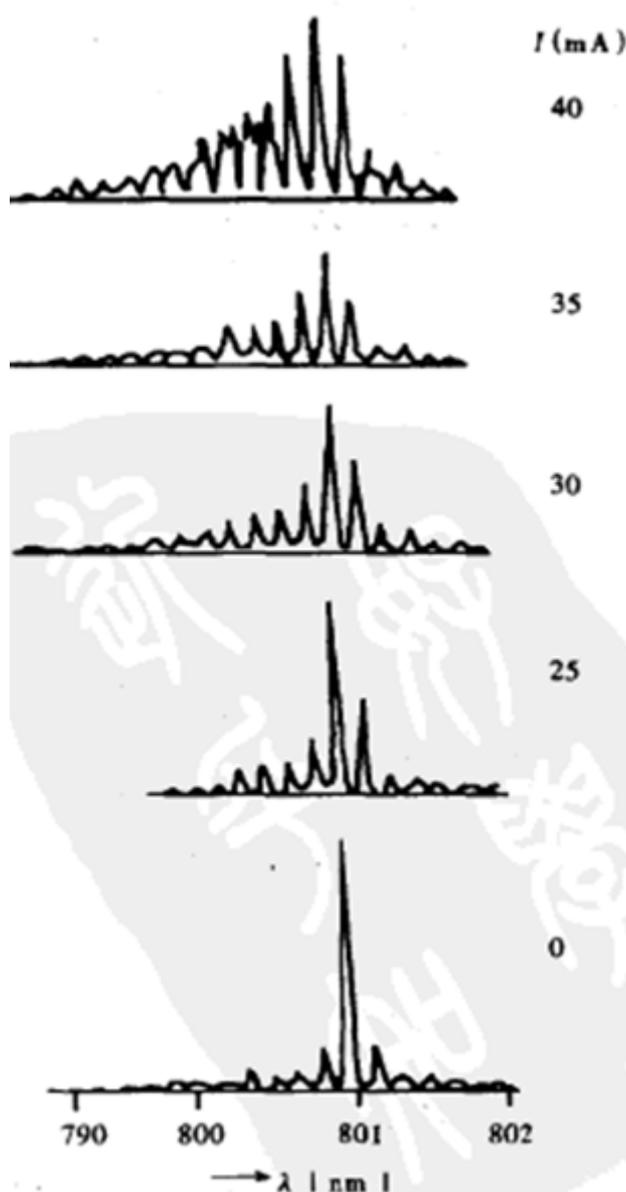


图 4.23 GaAlAs 激光器光谱随调制电流的变化

4.3.4 半导体激光器调制特性的实验研究

1. 阈值特性

(1) 1550nm FP 半导体激光器

设置 1550nmFP-LD 为直流驱动工作模式，驱动电流(I_c 置为 0)，缓慢增加激光器驱动电流，0 至 40mA 每隔 0.5mA 记录输出光功率数值，利用数据作 P~I 曲线。测量数据如下表。

表 4.2 1550nm FP-LD P~I 数据

I(mA)	P(uW)	I(mA)	P(uW)	I(mA)	P(uW)
0	0	13.5	26.8	27	113.8
0.5	0	14	30	27.5	113.5
1	0	14.5	32.9	28	114.1
1.5	0	15	35.9	28.5	119.8
2	0.01	15.5	39	29	124.9
2.5	0.013	16	42.4	29.5	129.9
3	0.018	16.5	46.1	30	128.1
3.5	0.024	17	49.9	30.5	130.7
4	0.03	17.5	51.2	31	136.3
4.5	0.037	18	54.2	31.5	141.6
5	0.045	18.5	57.6	32	142.5
5.5	0.055	19	61.4	32.5	142.1
6	0.07	19.5	65.5	33	146.1
6.5	0.085	20	67.2	33.5	151.8
7	0.104	20.5	69.4	34	158.2
7.5	0.131	21	73.5	34.5	153.8
8	0.165	21.5	77.1	35	158.5
8.5	0.25	22	81.4	35.5	163.7
9	0.425	22.5	84.9	36	169.7
9.5	1.777	23	85.4	36.5	168.3
10	4.572	23.5	88.6	37	169.7
10.5	7.4	24	92.4	37.5	175.2
11	10.5	24.5	96.8	38	181.8
11.5	14.2	25	100.7	38.5	178.5
12	17.2	25.5	100.4	39	180.5
12.5	20.3	26	104.2	39.5	187.7
13	23.5	26.5	108.7	40	194

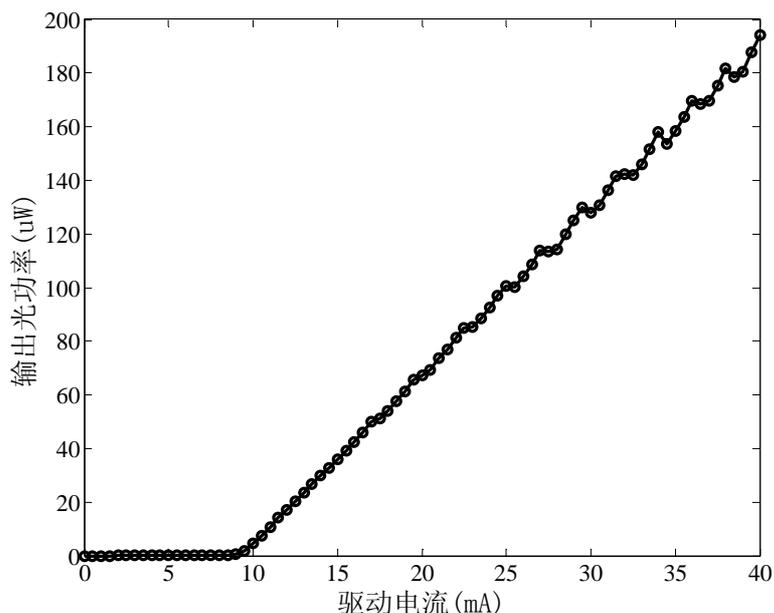


图 4.24 1550nm FP-LD 输出光功率与驱动电流关系曲线

由图 4.24 可明显观察到曲线有明显的拐点存在，该激光器的阈值电流为 9mA。

(2) 1480nm DFB 半导体激光器

设置 1480nmDFB-LD 为直流驱动工作模式，缓慢增加激光器驱动电流，1 至 280mA 每隔 10mA 记录输出光功率数值，利用数据作 P~I 曲线。测量数据如下表。

表 4.3 1480nm DFB-LD P~I 数据

I(mA)	P(mW)	I(mA)	P(mW)	I(mA)	P(mW)	I(mA)	P(mW)
1	0.0001025	80	13.04	160	31.50	240	39.89
10	0.001809	90	15.60	170	32.96	250	40.42
20	0.01351	100	17.94	180	34.22	260	40.73
30	0.2174	110	20.55	190	35.34	270	41.15
40	2.68	120	22.90	200	36.40	280	41.67
50	5.36	130	25.24	210	37.36		
60	7.85	140	27.63	220	38.16		
70	10.54	150	29.74	230	38.99		

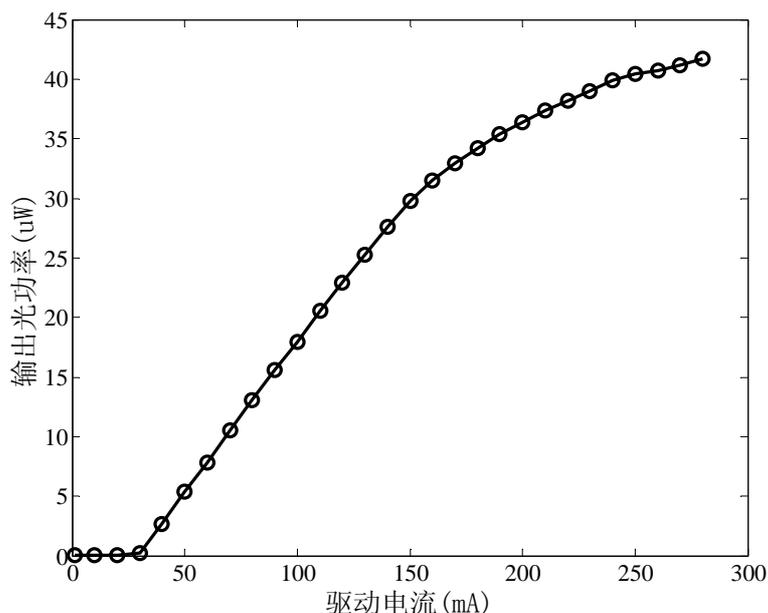


图 4.25 1480nm FP-LD 输出光功率与驱动电流关系曲线

由图 4.25 可明显观察到曲线同样有明显的拐点存在，该激光器的阈值电路为 30mA。

2 纵模特性

(1) 驱动电流对纵模的影响

为验证此特性，测量了 1550nmFP-LD 在阈值电流以下和阈值电流以上的输出光谱图。下图将驱动电流设置在 3mA（由前面的测试结果可知其阈值电流为 9 mA）时的光谱图：

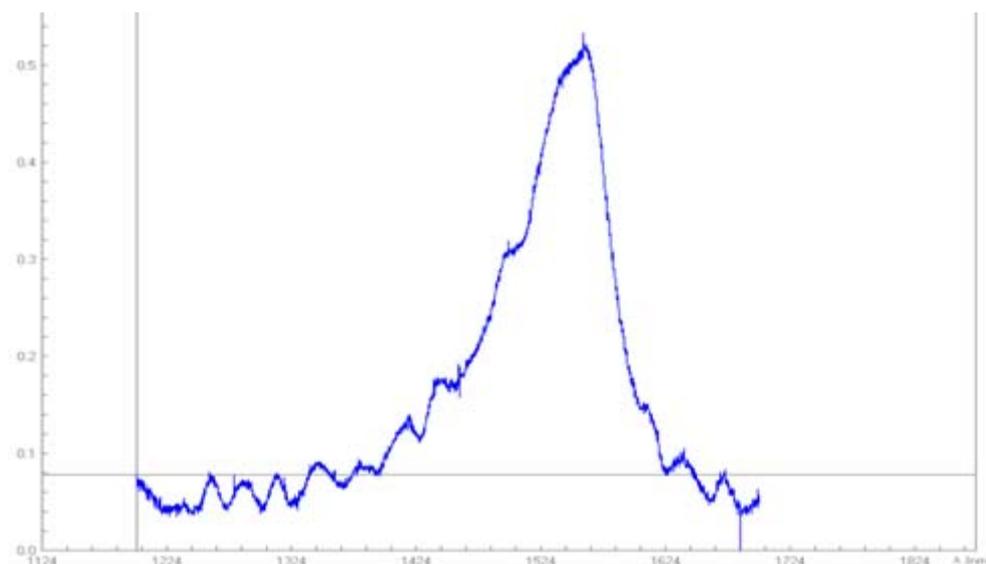


图 4.26 驱动电路为 3mA 时 1550nmFP-LD 光谱图

在图中可观察到明显的多峰结构，各峰对应当峰值波长分别为 1393nm、

1425 nm、1425 nm、1448 nm、1488 nm、1546 nm、1618 nm、1678 nm，由数据可得平均纵模间隔为 $\Delta = \frac{28 + 23 + 40 + 58 + 72 + 60}{6} = 47\text{nm}$ 。继续增加驱动电流至 10mA，激光器便开始呈现单纵模振荡模式，其光谱图如下所示。

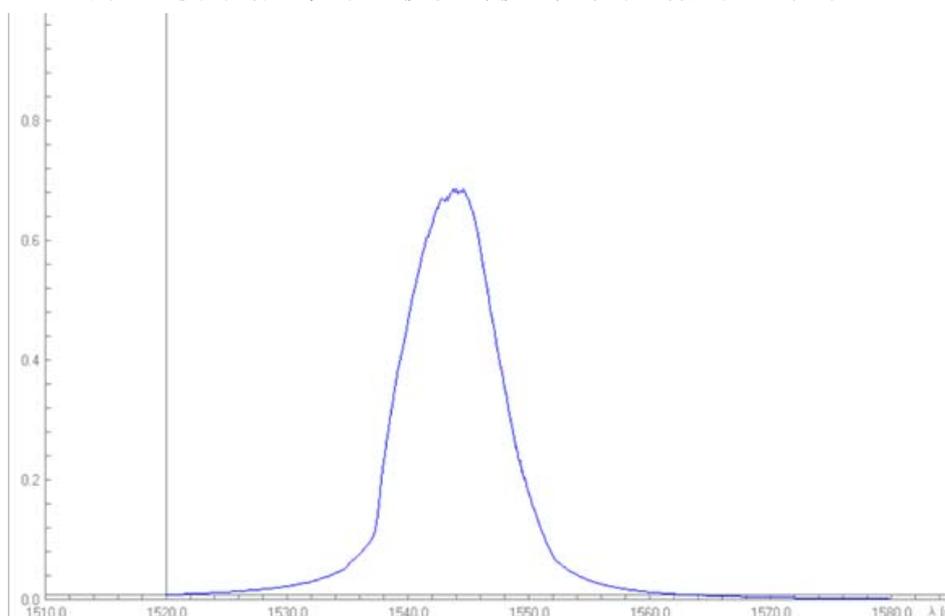


图 4.27 驱动电路为 10mA 时 1550nmFP-LD 光谱图

驱动电流增加至 40mA 时的光谱如图 4.28 所示，仍保持良好的单纵模振荡。

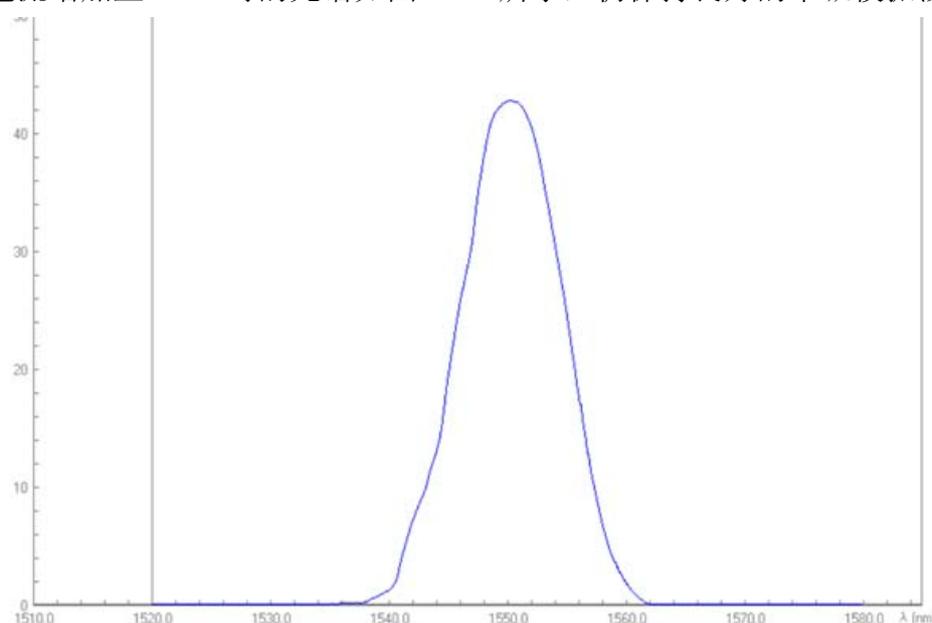


图 4.28 驱动电路为 40mA 时 1550nmFP-LD 光谱图

在实际应用中，为保证激光器发射的是单纵模（即波长分量单一）的激光输出，应注意其驱动电流一定要工作与阈值电流数值以上。

(2) 温度对纵模的影响

为验证激光器的发射峰值波长随温度的升高而向长波长方向漂移，进行了以

下测量。调节 1480nm DFB-LD 的工作温度分别为 10℃、15℃、20℃、25℃。在不同的工作温度下测量 1480nm FP-LD 输出光谱，波长范围 1430-1530nm，波长间隔 0.1nm。读取不同工作温度下的谱线峰值波长，计算波长漂移量。测量数据如表 4.4 所示。

表 4.4 1480nm DFB-LD 温度—峰值波长对照表

温度 (°C)	10	15	20	25
峰值波长 (nm)	1453.7	1455.7	1457.7	1460.1

由上可计算波长漂移量： $\Delta_1 = 1457.7 - 1453.7 = 4 \text{ nm}$

$$\Delta_2 = 1460.1 - 1455.7 = 4.4 \text{ nm}$$

$$\text{即波长漂移量 } \Delta = \frac{\Delta_1 + \Delta_2}{10 \times 2} = 0.44 \text{ nm} / ^\circ\text{C}$$

在实际应用中要求激光器有稳定的输出光波长，基于上述特性，可以在激光器的驱动电路中引入温度控制电路来微调激光的峰值激光波长。

(3) 动态谱线展宽

图 4.29 给出了一个速率为 500Hz 正弦波电信号对 1550nm FP-LD 进行强度调制时采集的激光器输出光谱图，此时基本上是单纵模振荡。随后将电信号速率提高到 20 KHZ 时，激光器输出光谱图如图 4.30 所示，在该调制速率下仍然能够保持单模振荡。

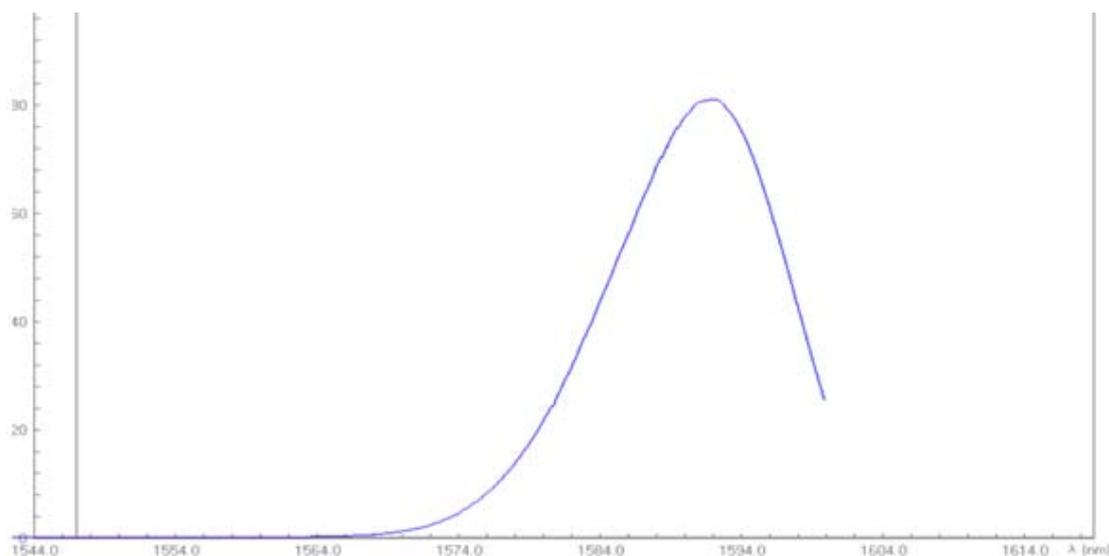


图 4.29 调制电信号速率为 500Hz 时激光器输出光谱图

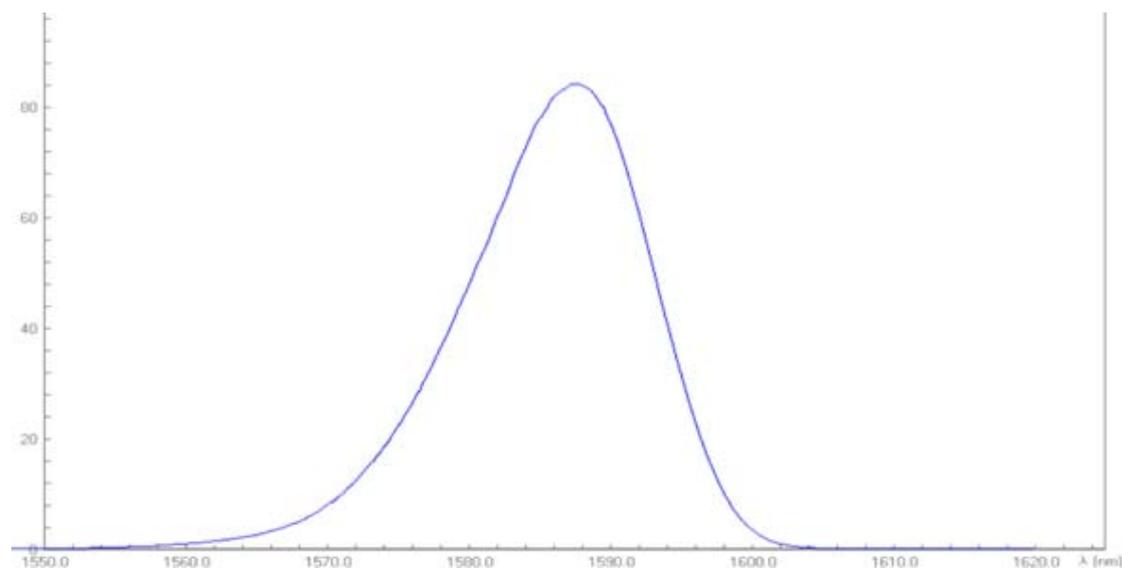


图 4.30 调制电信号速率为 20KHz 时激光器输出光谱图

当调制速率继续增加到 17 MHz 时，激光器输出光谱图如图 4.31 所示。从采集的光谱图我们可以明显的观察到激光器不再保持单模振荡，而是出现了多纵模振荡。在 1530nm~1560nm 之间的波长范围内，出现的纵模数量为 45 个。相邻纵模之间的谱线间隔为 0.66nm。

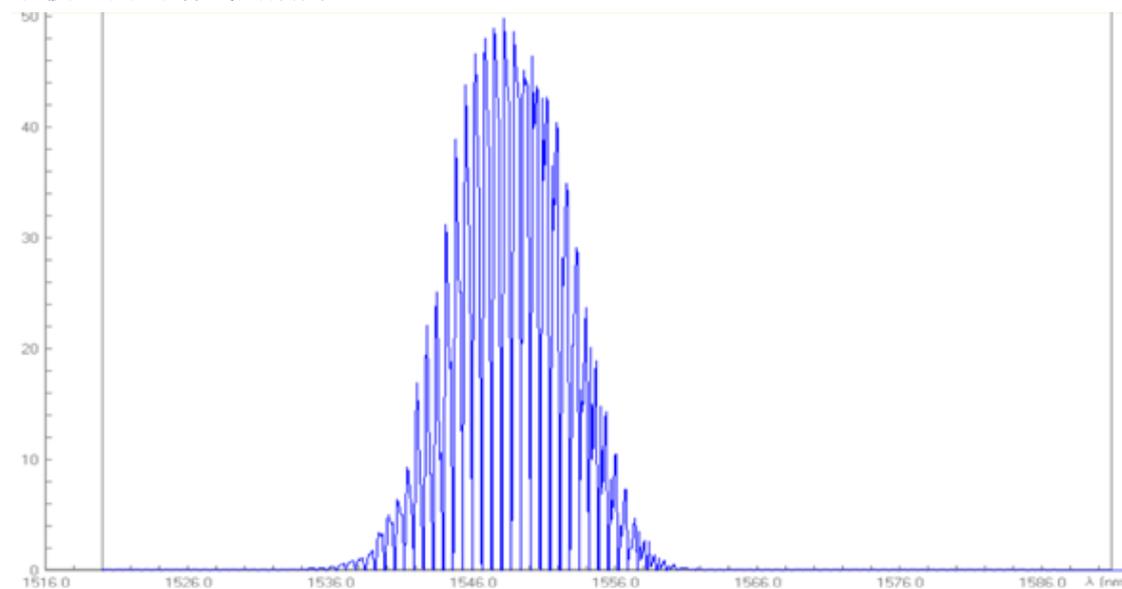


图 4.31 调制电信号速率为 17MHz 时激光器输出光谱图

4.4 LiNbO₃晶体电光强度调制特性

4.4.1 LiNbO₃晶体横向强度调制原理

图4.32为典型的利用 LiNbO₃ 晶体横向电光效应原理的激光强度调制器。

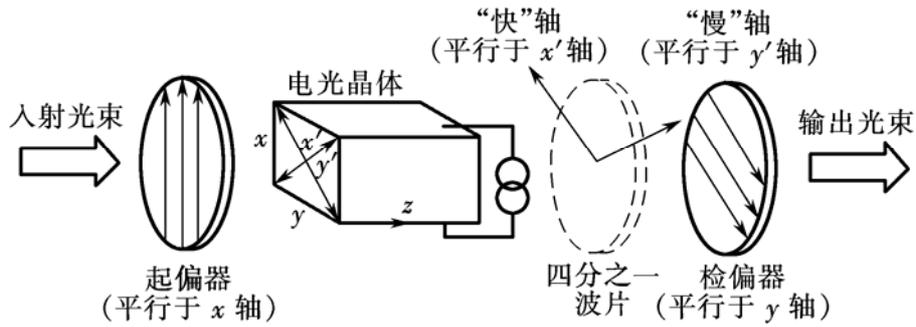


图4.32 晶体横向电光效应原理图

其中起偏器的偏振方向平行于电光晶体的X轴，检偏器的偏振方向平行于Y轴。因此入射光经起偏器后变为振动方向平行于X轴的线偏振光，它在晶体的感应轴 X' 和 Y' 轴上的投影的振幅和位相均相等，设分别为

$$\begin{aligned} e_{x'} &= A_0 \cos \omega t \\ e_{y'} &= A_0 \cos \omega t \end{aligned} \quad (4.15)$$

或用复振幅的表示方法，将位于晶体表面 ($z=0$) 的光波表示为

$$\begin{aligned} E_{x'}(0) &= A \\ E_{y'}(0) &= A \end{aligned} \quad (4.16)$$

所以，入射光的强度是

$$I_0 \propto E \cdot E^* = |E_{x'}(0)|^2 + |E_{y'}(0)|^2 = 2A^2 \quad (4.17)$$

当光通过长为1的电光晶体后， X' 和 Y' 两分量之间就产生位相差 δ ，即

$$\begin{aligned} E_{x'}(l) &= A \\ E_{y'}(l) &= Ae^{-i\delta} \end{aligned} \quad (4.18)$$

通过检偏器出射的光，是这两分量在Y轴上的投影之和

$$(E_y)_0 = \frac{A}{\sqrt{2}}(e^{i\delta} - 1) \quad (4.19)$$

其对应输出光强 I ，可写成

$$I = [(E_y)_0 \cdot (E_y)_0^*] = \frac{A^2}{2} [(e^{-i\delta} - 1)(e^{i\delta} - 1)] = 2A^2 \sin^2 \frac{\delta}{2} \quad (4.20)$$

由 (4.17)、(4.20) 式，光强透过率 T

$$T = \frac{I}{I_0} = \sin^2 \frac{\delta}{2} \quad (4.21)$$

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(n_x - n_y)l = \frac{2\pi}{\lambda}n_0^3\gamma_{22}V\frac{l}{d} \quad (4.22)$$

由此可见， δ 和 V 有关，当电压增加到某一值时， X' 、 Y' 方向的偏振光经过晶体后产生 $\frac{\lambda}{2}$ 的光程差，位相差 $\delta = \pi, T = 100\%$ ，这一电压叫半波电压，通常用 V_π 或 $V_{\frac{\lambda}{2}}$

表示。 V_π 是描述晶体电光效应的重要参数，在应用中，这个电压越小越好，如果 V_π 小，需要的调制信号电压也小，根据半波电压值，我们可以估计出电光效应控制透过强度所需电压。

由(4.22)式可得：

$$V_\pi = \frac{\lambda}{2n_0^3\gamma_{22}}\left(\frac{d}{l}\right) \quad (4.23)$$

由(4.22)、(4.23)式可得

$$\delta = \pi\frac{V}{V_\pi} \quad (4.24)$$

因此，将(4.21)式改写成

$$T = \sin^2\frac{\pi}{2V_\pi}V = \sin^2\frac{\pi}{2V_\pi}(V_0 + V_m \sin \omega t) \quad (4.25)$$

其中 V_0 是直流偏压， $V_m \sin \omega t$ 是交流调制信号， V_m 是其振幅， ω 是调制频率，从(4.23)式可以看出，改变 V_0 或 V_m 输出特性，透过率将相应的发生变化。

由于对单色光， $\frac{\pi n_0^3 \gamma_{22}}{\lambda}$ 为常数，因而 T 将仅随晶体上所加电压变化，如图4.33所示， T 与 V 的关系是非线性的，若工作点选择不适合，会使输出信号发生畸变。但在 $\frac{V_\pi}{2}$ 附近有一近似直线部分，这一直线部分称作线性工作区，由上式可以看出：当 $V = \frac{1}{2}V_\pi$ 时， $\delta = \frac{\pi}{2}, T = 50\%$ 。

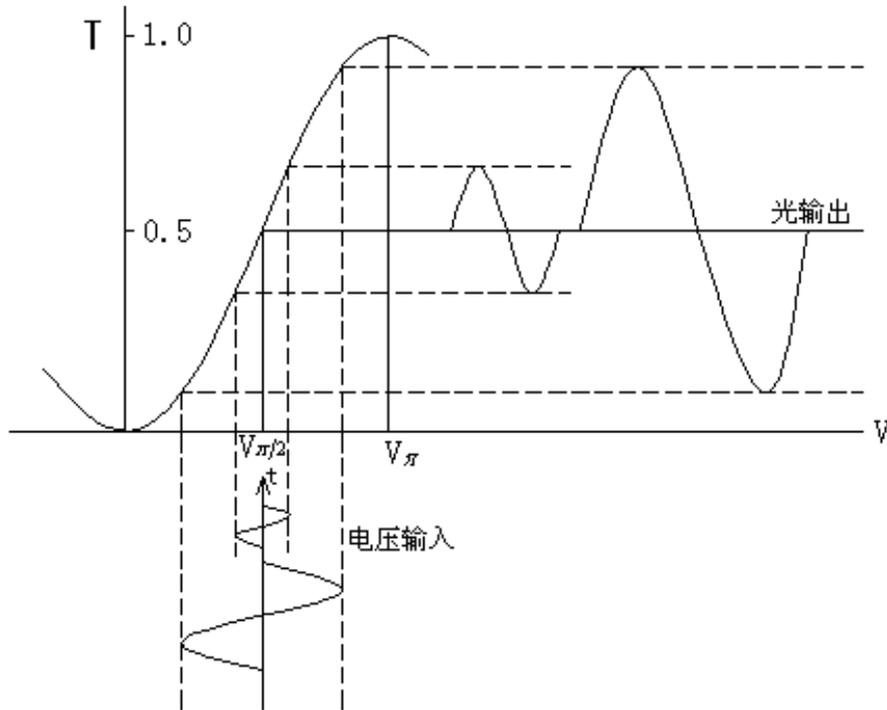


图 4.33 T 与 V 的关系曲线图

4.4.2 直流偏压工作点对输出特性的影响

(1) 当 $V_0 = \frac{V_\pi}{2}$, $V_m \ll V_\pi$ 时

将工作点选定在线性工作区的中心处, 此时, 可获得较高频率的线性调制, 把 $V_0 = \frac{V_m}{2}$ 代入 (4.25) 式, 得

$$\begin{aligned}
 T &= \sin^2 \left[\frac{\pi}{4} + \left(\frac{\pi}{2V_\pi} \right) V_m \sin \omega t \right] \\
 &= \frac{1}{2} \left[1 - \cos \left(\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{V_\pi} V_m \sin \omega t \right) \right] \\
 &= \frac{1}{2} \left[1 + \sin \left(\frac{\pi}{V_\pi} V_m \sin \omega t \right) \right]
 \end{aligned} \tag{4.26}$$

当 $V_m \ll V_\pi$ 时, 有

$$T \approx \frac{1}{2} \left[1 + \left(\frac{\pi V_m}{V_\pi} \right) \sin \omega t \right] \tag{4.27}$$

即 $T \propto V_m \sin \omega t$ 。这时, 调制器输出的波形和调制信号波形的频率相同, 即线性

调制，如图4.34所示。

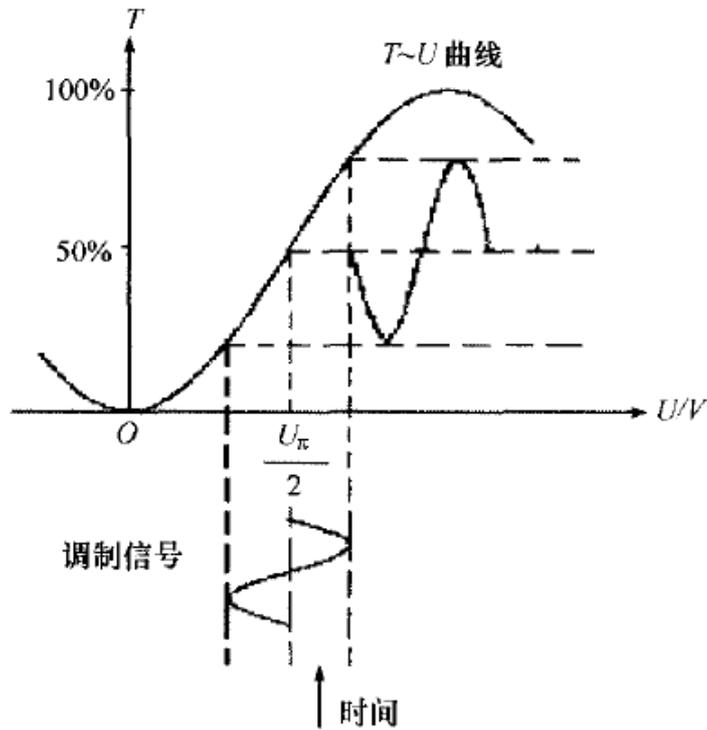


图4.34 输出波形不失真图

(2) 当 $V_0 = \frac{V_\pi}{2}, V_m > V_\pi$ 时

调制器的工作点虽然选定在线性工作区的中心，但不满足小信号调制的要求，(4.26) 式不能写成公式 (4.27) 的形式，此时的透射率函数 (4.26) 应展开成贝赛尔函数，即由 (4.26) 式

$$\begin{aligned}
 T &= \frac{1}{2} \left[1 + \sin \left(\frac{\pi}{V_\pi} V_m \sin \omega t \right) \right] \\
 &= 2 \left[J_1 \left(\frac{\pi V_m}{V_\pi} \right) \sin \omega t - J_3 \left(\frac{\pi V_m}{V_\pi} \right) \sin 3\omega t + J_5 \left(\frac{\pi V_m}{V_\pi} \right) \sin 5\omega t + \dots \right]
 \end{aligned}
 \tag{4.28}$$

由 (4.28) 式可以看出，输出的光束除包含交流的基波外，还含有奇次谐波。此时，调制信号的幅度较大，奇次谐波不能忽略。因此，这时虽然工作点选定在线性区，输出波形仍是失真的，会出现上下失真，如图4.35所示。

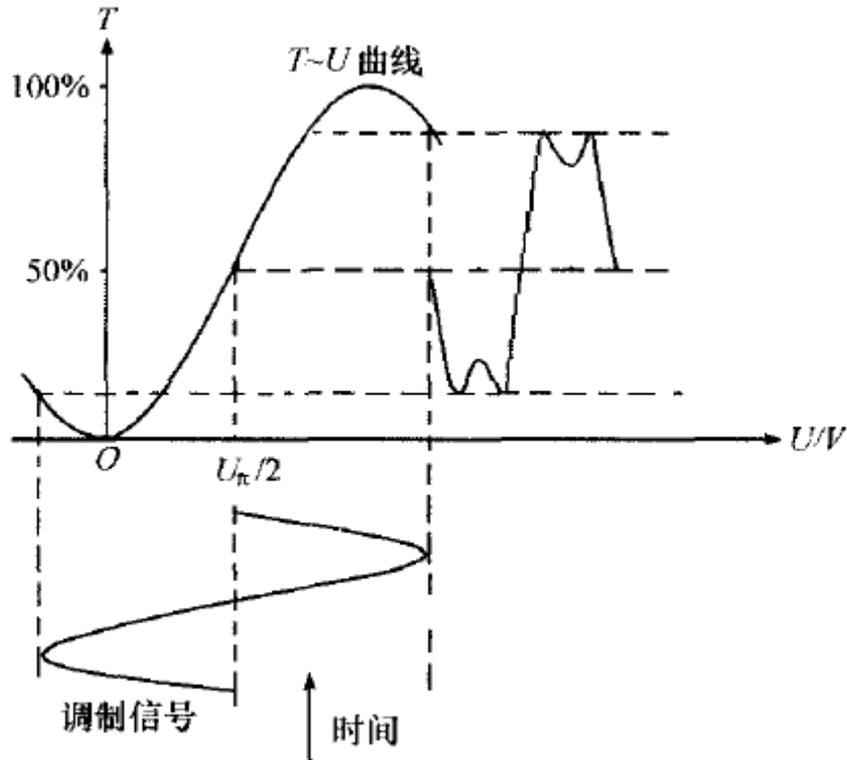


图4.35 输出波形上下失真图

(3) 当 $V_0 = 0, V_m \ll V_\pi$ 时, 把 $V_0 = 0$ 代入 (4.25) 式

$$\begin{aligned}
 T &= \sin^2\left(\frac{\pi}{2V_\pi}V_m \sin \omega t\right) \\
 &= \frac{1}{2}\left[1 - \cos\left(\frac{\pi V_m}{V_\pi} \sin \omega t\right)\right] \\
 &\approx \frac{1}{4}\left(\frac{\pi V_m}{V_\pi}\right)^2 \sin^2 \omega t \\
 &\approx \frac{1}{8}\left(\frac{\pi V_m}{V_\pi}\right)^2 (1 - \cos 2\omega t)
 \end{aligned} \tag{4.29}$$

即 $T \propto \cos 2\omega t$ 。从 (4.29) 式可以看出, 输出光是调制信号频率的二倍, 即产生“倍频”失真。

若把 $V_0 = V_\pi$ 代入 (4.25) 式, 经类似的推导, 可得

$$T \approx 1 - \frac{1}{8}\left(\frac{\pi V_m}{V_0}\right)^2 (1 - \cos 2\omega t) \tag{4.30}$$

即 $T \propto \cos \omega t$ “倍频”失真。这时看到的仍是“倍频”失真的波形, 如图4.36所示。

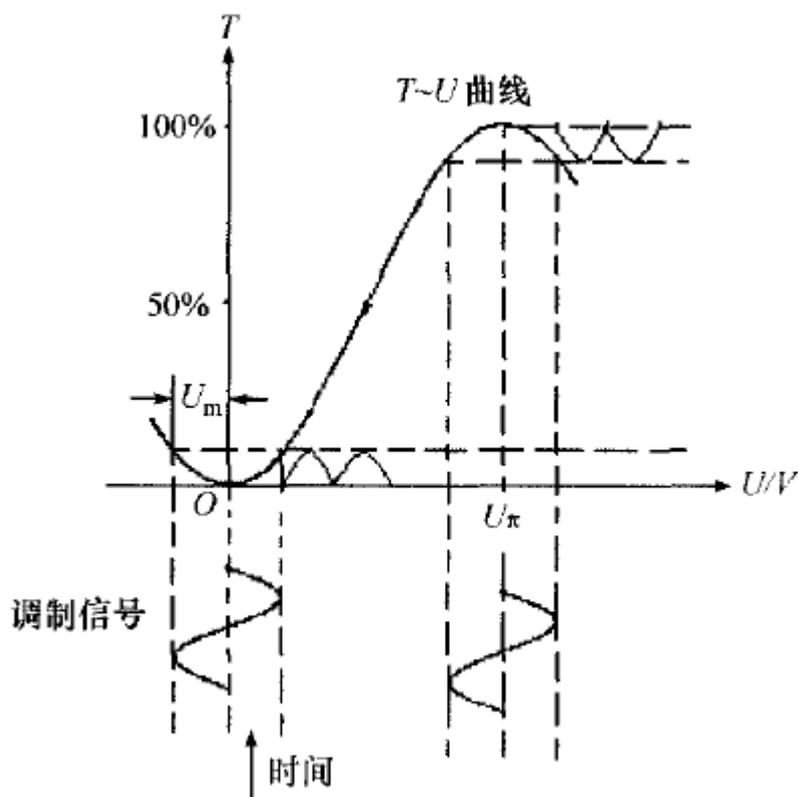


图4.36 输出波形倍频失真图

(4) 直流偏压 V_0 在零伏附近或在 V_π 附近变化时，由于工作点不在线性工作区，即使满足条件 $V_m \ll V_\pi$ ，输出波形仍会失真。当直流偏压在零伏附近是，输出信号产生下失真；当直流偏压在 V_π 附近时，输出信号产生上失真，如图4.37所示。

综上所述，电光调制是利用晶体的双折射现象，将入射的线偏振光分解成o光和e光，利用晶体的电光效应有电信号改变晶体的折射率，从而控制两个振动分量形成的像差 δ ，在利用光的相干原理两束光叠加，从而实现光强度的调制。

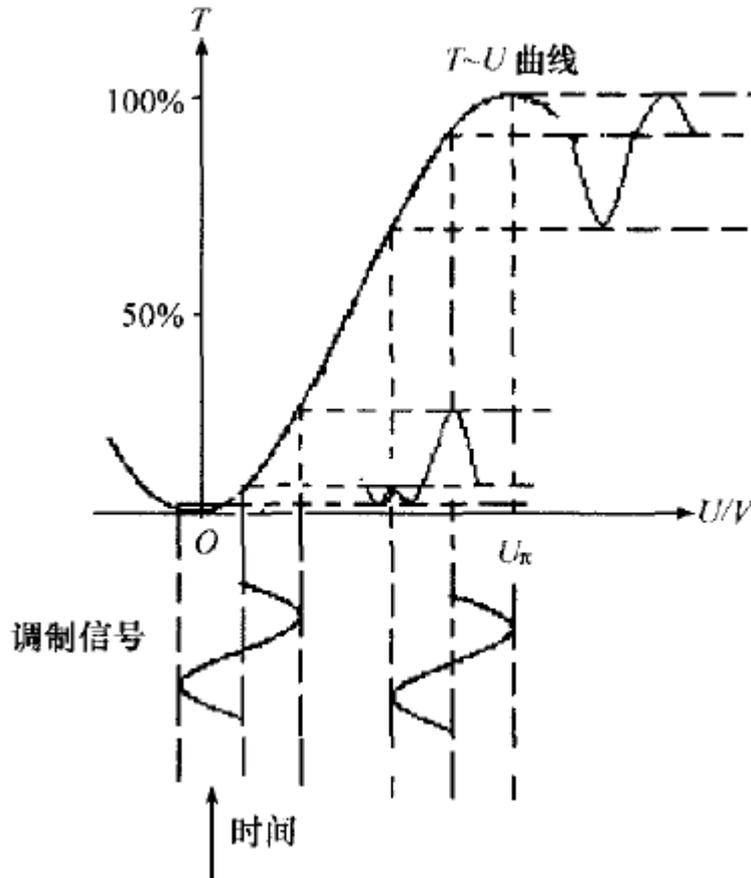


图4.37 输出波形下失真图和上失真图

4.4.3 1/4波片对输出特性的影响

如果不加直流偏压（令 $V_0 = 0$, 即 $V = V_m \sin \omega t$ ），而是在晶体和检偏器之间加上一个1/4波片，则可证明1/4波片能够起到与直流偏压一样的作用。

- (1) 当1/4波片的主轴与晶体的感应主轴 (x' 轴或 y' 轴) 平行时，从晶体出射的光垂直穿过1/4波片，产生了 $\pi/2$ 的相位差，则

$$\begin{aligned}
 I &= \frac{1}{2} I_0 \left[1 - \cos\left(\delta \pm \frac{\pi}{2}\right) \right] \\
 &= \frac{1}{2} I_0 (1 \pm \sin \delta) \\
 &= \frac{1}{2} I_0 \left[1 \pm \sin\left(\frac{\pi V_m}{V_\pi} \sin \omega t\right) \right] \tag{4.31}
 \end{aligned}$$

当 $V_m \ll V_\pi$ 时，有

$$I \approx \frac{1}{2} I_0 \left(1 \pm \pi \frac{V_m}{V_\pi} \sin \omega t \right) \tag{4.32}$$

此时仍为线性调制。在此，1/4波片使得调制器的工作点移到了线性区域。

(2) 当1/4波片的主轴与晶体的主轴（ x 轴或 y 轴）平行时，1/4波片对相位没有影响，则

$$I = \frac{1}{2} I_0 (1 - \cos \delta) = \frac{1}{2} I_0 \left[1 - \cos \left(\pi \frac{V_m}{V_\pi} \sin \omega t \right) \right] \quad (4.33)$$

当 $V_m \ll V_\pi$ 时，有

$$I \approx \frac{1}{8} I_0 \left(\pi \frac{V_m}{V_\pi} \right)^2 (1 - \cos 2\omega t) \quad (4.34)$$

出现了倍频失真。

当波片的主轴与晶体的主轴（ x 轴或 y 轴）及感应轴（ x' 或 y' 轴）都不平行时，调制器工作点非线性，输出波形失真，但不是倍频失真。

由此可见，改变1/4波片的主轴与晶体间的角度（绕 z 轴旋转波片）时，在感应轴决定的角度上获得线性调制，在晶体主轴决定的角度上出现倍频失真，其它角度时为非倍频失真，而且每转动45度，各种情况会交替出现。通过转动1/4波片同样可以选择电光调制器的工作点。

4.4.4 调制特性的实验研究

1 电光调制特性曲线的测定

先将图 4.32 中的 1/4 波片取下来，使系统按激光器、起偏器、检偏器、光功率计的左右顺序在导轨上依次排列。(1) 将晶体驱动电源的电压调制最低（0V），状态开关打到直流状态，观察输出光功率数值。仔细调整LN晶体的角度和方位，尽量使光功率最小，记下此时的光功率值 P_{min} 。（理论上讲，LN晶体的加入应对系统的消光状态无影响，但由于LN晶体本身固有的缺陷和激光光束的品质问题，系统消光状态将会发生变化。）(2) 顺时针旋转电压调整旋钮，缓慢调整驱动电压，并记录下电压值和激光功率值。0~1400V之间可每 50V记录一次系统输出光功率。特别注意记录最大功率值 P_{max} 和对应的电压值 V_λ 。(4) 根据上两步记录到的数据，求出系统的消光比 $M=P_{max}/P_{min}$ 和半波电压 $V_\lambda/2$ ，画出电压与输出功率的对应曲线。实验数据记录如下：

表 4.5 电光调制数据采集表

电压(V)	0	50	100	150	200	250	300	350	400	450
光强 I (mw)	0.026	0.033	0.049	0.073	0.102	0.138	0.177	0.216	0.253	0.289
电压(V)	500	550	600	650	700	750	800	850	900	950
光强 I (mw)	0.321	0.347	0.365	0.375	0.375	0.370	0.363	0.350	0.331	0.310
电压(V)	1000	1050	1100	1150	1200	1250	1300	1350	1400	685
光强 I (mw)	0.286	0.261	0.235	0.212	0.187	0.166	0.150	0.138	0.129	0.380

在实验步骤中，记录 $P_{min}=0.026mw$ ，通过上表可得 $P_{max}=0.380mw$ ， $V_{\lambda} = 685V$ 。通过计算，系统消光比 $M=P_{max}/P_{min}=14.6$ ，半波电压

$V_{\frac{\lambda}{2}} = \frac{V_{\lambda}}{2} = \frac{685V}{2} = 342.5V$ 。根据数据画出LN晶体 $I-V$ 曲线图，即电光调制特性

曲线图。如图 4.38 所示。

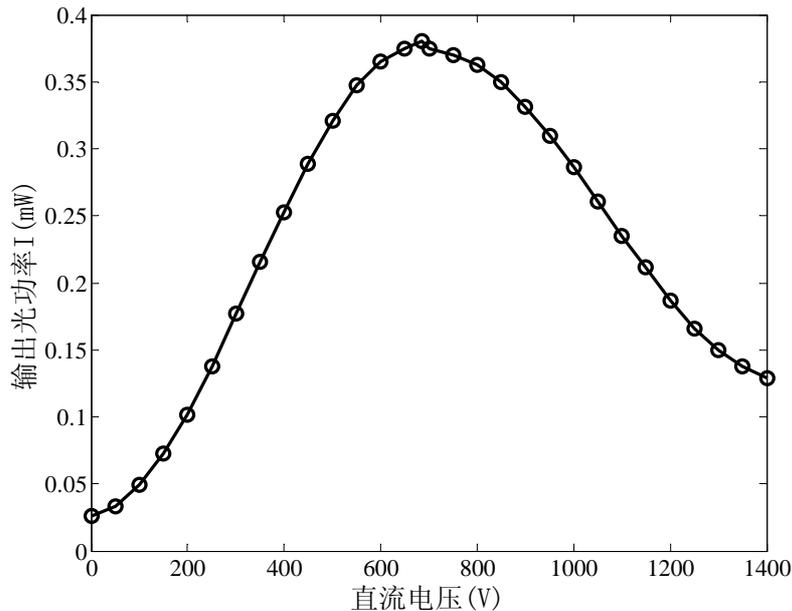


图 4.38 LN 晶体电光调制特性曲线

2 静态工作点对输出波形的影响

将 LN 晶体的控制电信号改为频率约为 1KHZ 的正弦波，并在此正弦波上引入直流偏置电流，调节直流偏置电流的数值，在示波器上观察调制波形的失真情况。

首先将直流偏压设置为 345V 时观察到的波形如图 4.39 所示。此时波形是幅度最大、不失真的。对比上下两列波形可测量出调制后光信号与调制点信号之间

的时间延迟为 $250\ \mu\text{s}$ 。从表 (4.5) 的数据表中分析, 现在的直流偏压正处于 $1/2$ 半波电压附近, 故其波形幅度最大、最不失真。

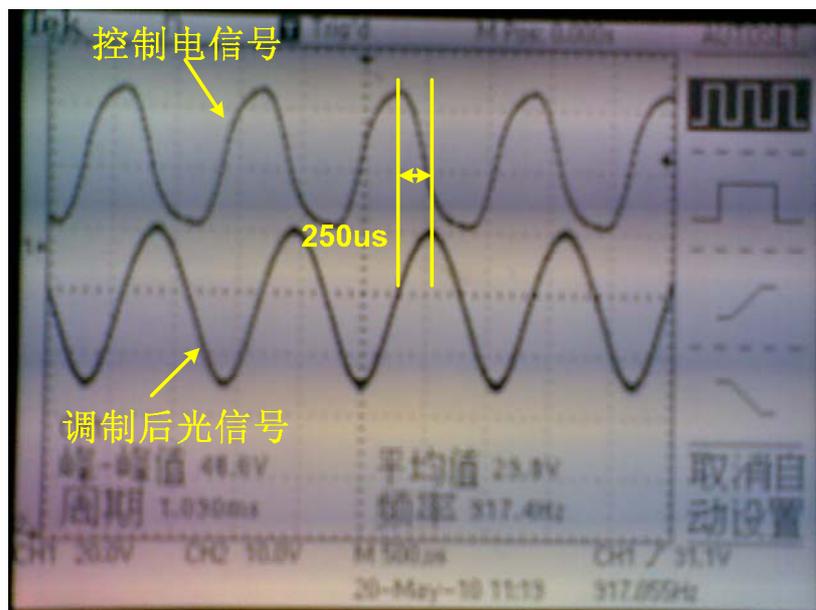


图 4.39 直流偏压为 345V 时实验波形图

随后增加直流偏压到半波电压附近采集的波形如图 4.40 所示, 此时已观察到了明显的倍频失真现象。

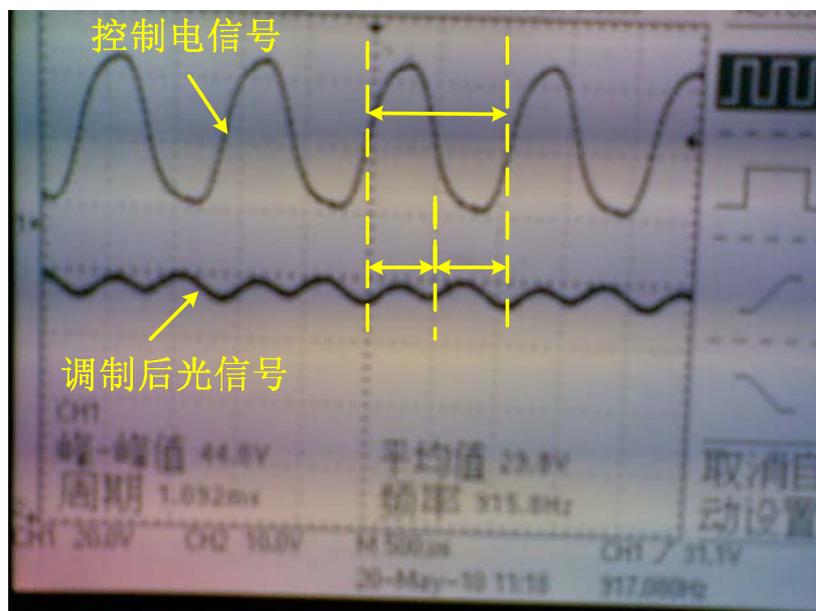


图 4.40 直流偏压为半波电压附近时实验波形图

3 外调制和内调制方式比较

同样采用频率约为 1KHZ 的正弦波电信对 1550nm FP-LD 进行直接调制, 采集到的波形如图 4.41 所示。对比图 4.39 和图 4.41 可明显观察到调制后光信号的

波形出现了明显的差异，在控制电信号为负电平的时候，调制后光信号的波形总是一条直线，这说明采用内调制方式时，无法对电压为负的调制电信号正确响应。此外，观察下图上下两列波形的峰值位置并未出现像图 4.39 那样明显的时间延迟。所以就电信号与被调制光信号之间的时间延迟而言，内调制的延时比外调制短很多。

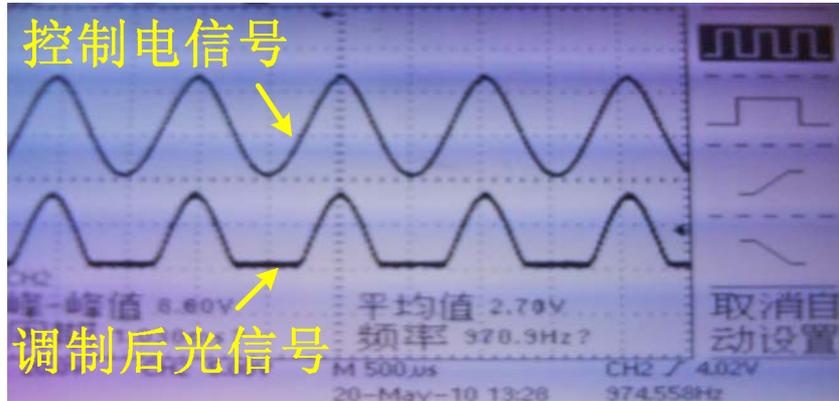


图 4.41 内调制采集波形图

4.5 法拉第效应

4.5.1 实验研究

实验系统如图 4.42 所示。

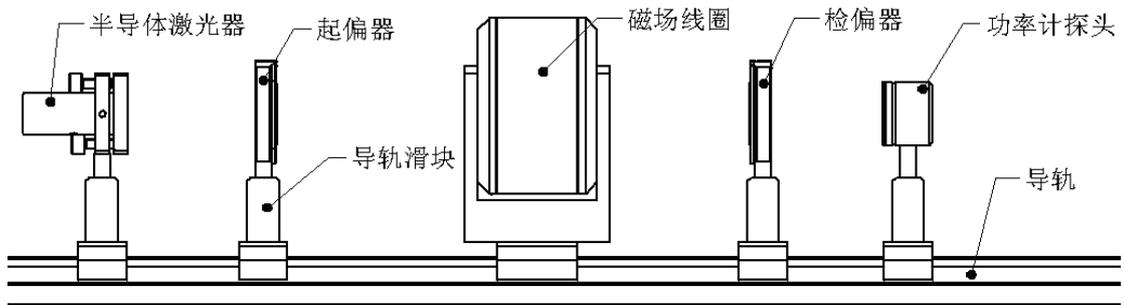


图 4.42 法拉第效应实验系统图

- (1) 接好各个设备之间的连线，打开激光器和功率计电源，调整光路，使光束可穿过电磁线圈中心的磁致旋光材料。取下检偏器，旋转起偏器，使功率计示数最大。
- (2) 放置检偏器，旋转检偏器，使功率计指示值最小，这时起偏器和检偏器相互垂直，处于消光状态，记录此时检偏器角度 θ_0 。
- (3) 打开线圈驱动电源，将驱动电源电流调到 1A，此时功率指示值将发生变化。重新旋转检偏器，使功率指示值尽可能的小，系统重新进入消光状态，

记下此时检偏器的角度 θ_1 。

(4) 将驱动电源电流调到 2.5A，此时功率指示值将发生变化。重新旋转检偏器,使功率指示值尽可能的小，系统重新进入消光状态，记下此时检偏器的角度 θ_2 。数据记录在表 4.6 中。

(5) 根据电流与电磁线圈中磁场的关系和以上实验数据，确定 θ 与 B 的大致关系。

(6) 驱动电流降至 0 后关闭电源。交换驱动电源的电流输出导线（红黑导线交错相连），改变电磁线圈中的电流方向，重新开启电源，改变电流大小，重复步骤(1)-(5)。数据记录在表 4.6 中。观察旋光方向，掌握其中的规律。

(7) 驱动电流降至 0 后关闭电源。交换驱动电源的电流输出导线（恢复导线红连红，黑连黑），将激光器放到导轨另一端，使光束从电磁线圈的另一端穿过磁致旋光材料，重复步骤(1)-(5)。数据记录在表 4.7 中。

表 4.6 法拉第效应测量数据（1）

激光器放置在导轨左端	导线红连红、黑连黑			导线红黑交错相连		
	0	1.0	2.5	0	1.0	2.5
励磁电流 (A)	0	1.0	2.5	0	1.0	2.5
检偏器角度	θ_0	θ_1	θ_2	θ_0	θ_1	θ_2
	69°	63°	57°	72°	77°	84°
偏振面旋转角度 ($\theta_2 - \theta_0$)	-12°			12°		
判断偏振面旋转方向（沿光束传播方向观察，逆时针或顺时针旋转）	顺时针			逆时针		
结论（偏振面旋转方向同磁场方向之间的关系）	磁场方向改变时，偏振面的旋转方向也随之改变。					

表 4.7 法拉第效应测量数据（2）

激光器放置在导轨右端	导线红连红、黑连黑		
励磁电流 (A)	0	1.0	2.5
检偏器角度	θ_0	θ_1	θ_2
	193°	197°	205°
偏振面旋转角度 ($\theta_2 - \theta_0$)	12°		
判断偏振面旋转方向（沿光束传播方向观察，逆时针或顺时针旋转）	逆时针		
结论（和表 3.6 左列数据做比较，判断偏振面旋转方向同光束传播方向之间的关系）	光束传播方向改变时，偏振面旋转方向不变。		

由此上测量数据可明显观察到，法拉第效应产生的旋光，其旋转方向只与磁场方向有关，而同光传播的方向无关。当驱动电流变化 2.5mA，其偏振面旋转角度为 12° 。

4.5.2 法拉第效应的应用

1 光纤电流互感器

法拉第效应除了可以用来制作磁光强度调制器外，它的另一个典型应用是制作光纤电流传感器。现代工业的高速发展，对电网的输送和检测提出了更高的要求，传统的高压大电流的测量手段将面临严峻考验。随着光纤技术和材料科学的发展而发展起来的光纤电流传感系统，因具有很好的绝缘性和抗干扰能力，较高的测量精度，容易小型化，没有潜在的爆炸危险等一系列优越性，而受到人们的广泛重视。

通常光纤电流传感器结构如图 4.43 所示。其工作原理是：由光源发出的光经过起偏器后变为线偏振光，该线偏振光在光纤里传输，光纤绕制在电流导线上，由于法拉第效应，线偏振光的偏振角度发生偏转，从而导致光强发生变化。在末端偏振检测器检测到法拉第偏角引起的线偏振光强度变化，从而测量出实际电流的大小。

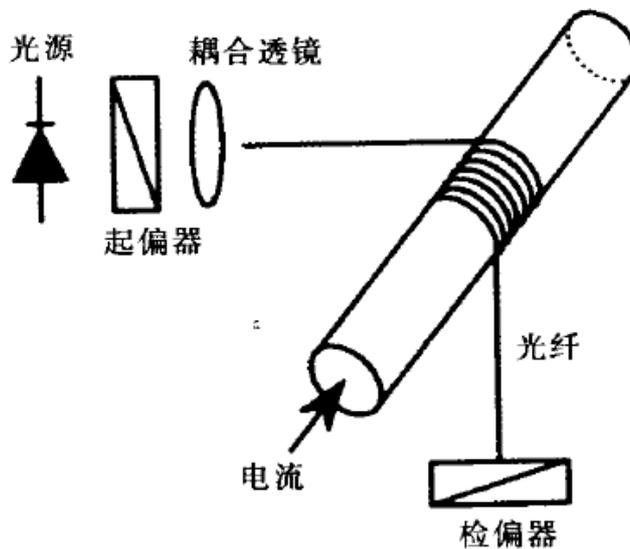


图 4.43 光纤电流传感器结构图

2 磁光隔离器

在光纤通信、光信息处理和各种测量系统中，都需要有一个稳定的光源，由于系统中不同器件的连接处往往会反射一部分光，一旦这些反射光进入激光源的

腔体，会使激光输出不稳定，从而影响了整个系统的正常工作。磁光隔离器就是专为解决这一问题而发展起来的一种磁光非互易器件。普通的磁光隔离器结构如图4.44所示。磁光隔离器主要由起偏器、 45° 法拉第旋转器和检偏器构成。起偏器和检偏器光轴间夹角为 45° 来自起偏器的线偏振光经 45° 法拉第旋转器之后，振动面旋转 45° ，正好与检偏器的光轴平行，能通过检偏器传播。若因为某种原因，传播的光受到反射，反射的光再度通过 45° 法拉第旋转器，振动面又旋转 45° ，正好与起偏器的光轴垂直，从而被挡住，避免反射光进入作为光源的激光器而影响光源的稳定性。改变起偏器与检偏器间设置的夹角，或改变法拉第旋转器的旋转角度，便可构成磁光开关。

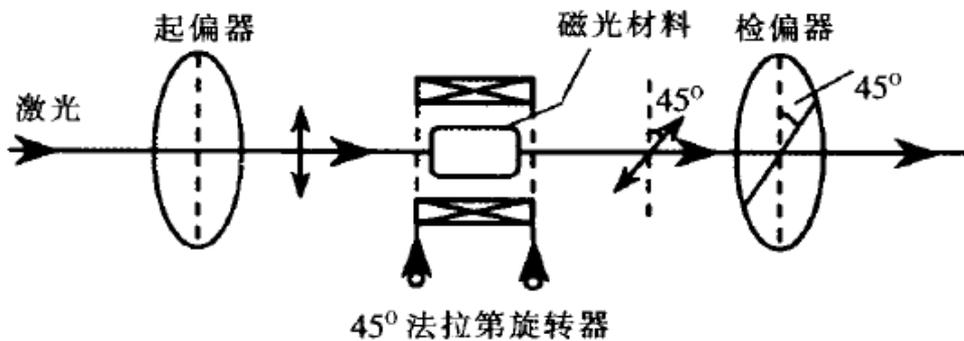


图4.44 磁光隔离器

4.6 声光技术的发展动态及其应用

4.6.1 声光技术的发展动态

1 声光器件研制现状

自1986年发现弹光效应以来，1932年美国Debye-Scars及法国Lucas BJquard完成了声光衍射的实验论证，1948年BagUranth和Rao得到了声光布喇格衍射实验结果。然而，由于当时受到科学技术的限制，声光器件没有多少应用价值。60年代初激光器的诞生重新推动了声光技术的开展。30多年来，仅美国就有10多个公司一直从事该领域的研究与应用工作，其中较为有名的有：Isomer、Harris、Anderson、Inrad、IntraAction、Crystal TechnologY、Bromros等。此外，日本、俄罗斯、法国、加拿大等国也具有一定的研制水平。

声光调制器的品种繁多，工作频率从40~ 800MHz均有产品。具有代表性的各种档次如：Isomer公司1211型，工作频率100MHz，衍射效率>80%。光学透过率>97%，调制带宽> 10MHz。IntraAction公司AomI 25B，工作频率125MHz，消光比>1000: 1，上升时间16ns。Crystal Technology公司3100型，工作频率110MHz，

上升时间17ns, 重复率10MHz; 3200型工作频率200MHz, 上升时间8ns, 衍射效率>60% ; 3500型工作频率500MHz, 上升时间最小4ns, 视频调制带宽最大为125MHz. 效率65% 。阵列式声光调制器, MC400系列信道数为32, 光学范围488~633nm. 衍射效率30~50 , 信道隔离 ≥ 30 dB。用于激光锁模的声光锁模器, 典型产品如IntraAction公司的ML500 和ML100Q, 中心频率为50~10MHz, 衍射效率50% 。声光Q开关主要应用于大功率激光器的测距机、加工机等, 工作效率不允许做得太高, 普遍为24~50MHz, 但透过率必须>99% , 衍射效率1.06 μ s 时约40% , 如AQs—244系列、AOs—247系列、5100系列等。声光偏转器主要介质材料是: TeO₂、PbMoO₄、LiNbO₃、GaP等晶体, 60~70年代中期的水平大概为中心频率60~80MHz, 3dB带宽30~50MHz, 峰值衍射效率>70% , 渡越时间5~80 μ s, 分辨点数400~4000, 扫描速率20~40kHz。如IntraAct Jon 公司AD—M[50系列, Crystal Technology公司4050型和4075型。70年代后期以来, 围绕着雷达警戒接收机用声光频谱分析仪, 大容量声光偏转器进展迅猛, 成果累累。研制水平为: 1981~1983年LiNbO₃高频偏转器中心频率1GHz, 带宽0.5GHz, 孔径时间0.6~5 μ s, 时间带宽积150~1000。如美国Crystal Technology公司的4100系列。1984年声光偏转器中心频率达到1.0~2.0GHz, 带宽0.5~1.0GHz, 衍射效率>40% / w, 孔径时间0.1~0.5s, 时间带宽积300~1000。如41500系列、42000系列, 并已能批量生产。1987年L C Poucot等人报道了带宽>2.0GHz的布喇格器件, 到了1988年, I. C. Chang给出了中心频率4.2GHz, 带宽>2.0GHz, 衍射效率100% / w 实验结果。同年, D. Penunuri从生产工艺研究的角度报道了采用LiNbO₃换能器等离子刻蚀技术制作带宽达到2~3GHz的高频声光布喇格器件, 使声光技术进入了最高水平。

声光可调滤光器的设计与声光偏转器大同小异, 它的作用是对复色光(白光、紫外光、红外光)进行选频和分光, 当要对某一复色光进行光谱分析时, 由计算机控制, 自动调节控制频率, 即分选出相应的某一单色光。根据这一快速分光原理, 在激光对抗、光学侦察与频谱分析中很有实用价值。限于篇幅. 这里不详细介绍。

2 声光技术的发展趋势

(1) 开发频率更高, 带宽更宽的声光布喇格器件, 用以满足现代电子对抗战的需要。对以形成中心频率>1GHz的声光器件, 衍射效率和串音是两个互为矛

盾的参数。为了提高接受机的灵敏度，对衍射效率的指标希望高一些，由此声光非线性效应即交叉调制和互调制构成的串音也会增加，影响到接收机的动态范围。为此，改进器件的设计，特别是相位阵列的换能器结构设计，改善对输入信号的线性调频和加权技术已成为工程系统中迫切解决的问题。同时，努力发掘新的声光材料，提高声光优质，减少高频损耗，开发中心频率6GHz，带宽>3GHz的工作，在美国已列入研究计划。

(2) 全光纤新型声光器件的开发，使之用于光纤传感系统中。由于光纤传感器能对温度、压力、电场、电压、电流等60多种物理量和化学量进行高灵敏度精确测量，引起了各国的重视，特别是光纤陀螺、水听器、延迟线等器件军方尤为注目。用现有分离式体波声光器件完成各种试验虽然很成功，但由于不能构成全系统的封闭，机械稳定性差，插入损耗大。而且在大带宽条件下工作，光的耦合相当困难。80年代中期，美国科学家率先提出了在光纤上制作声光器件，以解决在光纤通道内直接对导光波调制的设想。美国斯坦福大学1988年首次报道了全光纤声光移频器，声光相位调制器的研究结果，推动了这一声光技术新领域的开发，许多原来从事集成光学、光纤和光纤传感器的公司，单位已经转向开发全光纤声光器件。预测在“95”和下世纪初，这一趋势将会更加蓬勃的得以发展和广泛应用。

基于上述分析，四川压电与声光技术研究所从1991年起已着手对中心频率>2GHz，带宽≥ 0.7 GHz的声光布喇格器件及ZnO换能器阵列进行基础研究，并打算以此器件的换能器为基础，从“95”开始研究光纤型声光技术。

4.6.2 声光技术在激光技术领域中的应用

从主讲教材的理论分析中我们可以看到，当激光作用于声光介质并满足一定的条件时，将发生布喇格衍射，衍射光的大小、方向、频率等将发生一定的变化，且和入射光及超声波有固定的联系，基于此，我们可以设计成声光调制器、声光偏转器、声光频移器以及声光可调谐滤波器等。下面将分别介绍各种器件在激光技术领域中的应用。

1 声光调制器和声光偏转器

声光调制器的基本原理是应用布喇格衍射效率：

$$\eta_s = \frac{I_1}{I_i} = \sin^2 \left[\frac{\pi}{\sqrt{2}\lambda} \sqrt{\frac{L}{H}} M_2 P_s \right] \quad (3.25)$$

其中 I_1 为一级衍射光强度, I_i 为入射光强度, λ 为激光波长, L 为声光换能器长度, H 为声光换能器宽度, M_2 为声光材料的品质因数, P_s 为超声功率。

偏转器的基本原理是 1 级衍射光和入射光之间的夹角为

$$\alpha = 2\theta_B \approx 2 \sin \theta_B = \frac{\lambda}{nv_s} f_s \quad (3.26)$$

其中 θ_B 为布喇格角, f_s 为超声波频率, v_s 为声光介质中超声波速。改变超声波频率 f_s 和光波长 λ , 相应的衍射光的偏转角就会发生改变。

声光调制和偏转技术是声光技术中最常见的一种应用, 激光传真机、激光打印机、全息光存储的快速寻址器、激光调 Q、激光锁模技术中都有应用, 这些都是基于体声光器件的应用。19 世纪 80 年代英国物理学家瑞利在研究地震波的过程中偶尔发现的一种能量集中于地表面传播的声波——即声表面波。此后, 随着声表面波技术和光波导技术的发展, 声表面波器件以其能量集中、驱动功率小、体积小、重量轻、时间带宽积大等优点日益受到重视。声表面波的最早应用是在广播、电视领域作频率稳定的滤波器使用。现在声表面波技术的应用领域已经涉及到许多学科领域, 如地震学、天文学、雷达通信及广播电视中的信号处理、航空航天、石油勘探和无损检测记忆在集成光通信中的应用, 通过声表面波器件可以有效控制光波导的方向、强弱以及进行模式转换。

下一代光通信网络的发展, 关键在于其光器件技术的突破上, 在全光网络各种器件中, 光交叉连接设备和光分插复用设备可以说是全光网的核心技术。而光开关和光开关阵列恰恰是以上两种设备的核心技术。利用声表面波器件起到对光波方向的偏转作用, 就可以实现光开关、声光光开关的切换速度在纳秒量级, 该技术可方便的用来制作端口数较少的光开关。

2 声光频移器

声光频移器, 是频率调制方式的声光器件, 他通过改变驱动频率而达到改变激光光束的频率值。应用于激光多普勒测量仪 (或测振仪)、光学陀螺仪、光纤直径自动控制仪等。其原理是

$$f_d = f_i + f_s \quad (3.27)$$

其中 f_s 超声波频率, f_i 为入射光频率, f_d 为布喇格衍射一级衍射光的频率。所谓频率频移, 即衍射光的频率与入射光的频率相比移动的频率。

多普勒测速仪的基本原理是根据多普勒现象, 运动粒子散射的光将发生频移, 相对频移由 $\Delta v/v = u/(c-u) \approx u/c$ 决定, 其中 u 为散射粒子速度在散射光方向

的分量， c 为光速。测定散射光和入射光的拍频 $\Delta\nu$ 即可测定速度 u 。但是当粒子的流速比较大，甚至有可能达到超音速时，拍频也相应的增大，直接测定比较困难，通过声光频移器可以解决这一问题，即用衍射光和散射光进行差频，这样大大提高了激光测速仪的测量范围和精度。

3 声光可调谐滤波器

声光可调谐滤波器的原理是

$$\lambda_0 f = \pm V(n_d - n_i) \quad (3.28)$$

采用具有较高声光品质因数和较低声衰减的双折射晶体（如 TeO_2 晶体）制成声光器件，当射频信号的频率改变时，为保证动量匹配，光学通带的中心 λ_0 也将相应的改变，因此自动连续改变超声射频的频率就能够实现对衍射光波长的快速扫描。

美国 ERIMROSE 公司研制的“声光可调滤光器”采用独特的双折射晶体（ TeO_2 晶体），由于这种晶体内可以利用沿 [110] 方向的切变波，使得声光相互作用具有极高的声光优值，当未被极化的平行光垂直射到晶体表面时，由于入射光与晶体的光轴成一定的夹角，且晶体具有双折射特性，入射光被分为两束，一束垂直于晶体平面，另一束则平行高频电磁波加到射频换能器上，转化为超声波作用于晶体上，并与照在晶体上的入射光作用，根据 $K_d = K_i + K$ ，符合要求的一定波长的光别调制出，通过连续改变射频的频率就可以实现在一定波长范围内的快速扫描。

应用于光谱仪——声光可调滤波器技术被认为是“90 年代红外光谱仪最突出的进展”，与通常的单色器相比，采用声光调制即通过超声射频的变化实现光谱扫描，光学系统无移动性部件，波长切换快、重现性好，程序化的波长控制使得这种仪器的应用具有更大的灵活性，尤其是外部防尘和内置的温、湿度集成控制装置，大大提高了仪器的环境适应性，加之全固态集成设计产生优异的避震性能，使其近年来在工业在线和现场（室外）分析中得到越来越广泛的应用，“声光可调滤波器”被称为第五代分光技术。

声光可调滤波器最大的优点是具有很高的激光能力，因而不仅可以来分析光源的光谱成分，光纤测试、弱相干光测试，而且还可以立即得到彩色图像的分色像。此外，日本富士通公司还采用声光可调滤波器研制成颇有特色的光分插复用设备，其波长间隔 0.8nm，共 32 个波长，工作速率 10Gb/s。

4.6.3 声光器件在军事中的应用

1 雷达预警系统和侦察系统的实时频谱分析

在电子对抗中，为了实现有效干扰和准确预警，必须掌握敌方全部雷达站所用的信号频率，声光频谱分析仪的基本原理如图4.45所示。由接收天线来的RF射频信号先经过射频放大再经过变频进入声光器件的工作频段。在通过声光相互作用后产生的衍射光经FT透镜变换，由后置光电监测器阵列进行光电转换，最有由计算机进行频谱分析，确定由计算机进行频谱分析，确定接收信号的方位、频谱、脉宽、功率等。

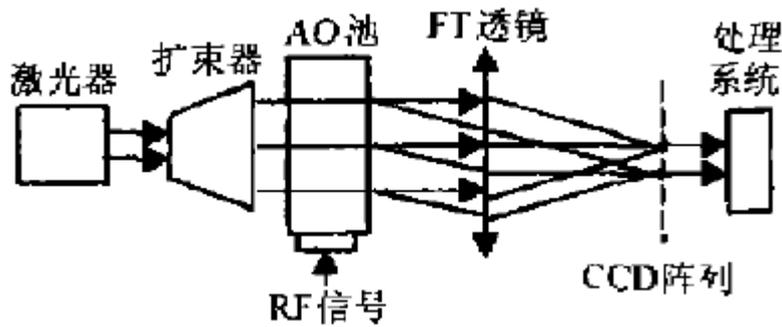


图4.45 声光频谱分析仪

这种频谱分析仪一般采用布喇格衍射，其衍射角 θ_B (零级衍射光和一级衍射光之间的夹角)为

$$\theta_B \approx \sin \theta_B = \frac{\lambda}{2nv_s} f_s \quad (3.29)$$

由此可以看出衍射角与信号频率成正比关系。除了这种声光频谱分析仪还新发展了另一种干涉型声光频谱分析仪。它与前者的声光原理相同，只不过检测技术采用的是Mach—Zeheder干涉计的外差检测技术，提高了信噪比，抗干扰能力，扩大了动态范围。这些声光分析仪与其他分析仪相比优点在于：截获率高(约100%)；灵敏度高；抗电磁干扰；能实时处理多种形式的信号；信号处理简单，容易高斯加权；制造成本低。目前它主要应用在声光侦察接收系统和声光雷达预警系统。

70年代初期，美国国防部论证确认声光信号处理技术在电子对抗中的潜在应用，并提出了海—空军声光技术联合开发计划，海军研究所和空军航空电子设备实验室合作，研究了各项支持技术。从此声光器件在频谱分析仪中的研究蓬蓬勃勃，生机盎然。1976年由塞尔维亚研制的带宽为1GHz的声光信道化接收机首

次提供给美国海军试用。1979年该公司新型样机改进了性能，带宽1GHz，中心频率2~3GHz，分辨率1MHz，动态范围45dB，灵敏度-80dBm，累计时间1~16 μs。同年，美国Waikins—Johnson，公司研制成功的声光侦察机性能为：瞬时带宽500MHz，频率侦察范围0.5~18GHz，灵敏度-36dBm，分辨率3MHz，精度±1MHz。1983年，美国国防部下令将海军ALR—67和空军ALR—69雷达警戒接收机统一命名为ALR—74，并由艾泰克公司承担其研制任务，其核心技术为声光布喇格器件和傅里叶光学处理，频率范围2~18GHz。《国防防务评论》1983年8月号报道，里顿应用技术公司在得到为美国研制ALR—67雷达警戒接收机之后。又于1992年12月得到生产这种新系统的合同。将装备到海军F/A—18，空军F—16和英国皇家空军美洲虎飞机上。1986年，第二代外差式声光接收机性能达到瞬时带宽1.25GHz，信道数64，信道带宽20MHz，动态范围>30dB，灵敏度-80dBm，同时可达到处理4个信号的能力，脉冲密度5×10⁵/s，脉冲幅度36位并行码，到达时间精度±1 μs。该机提供了晶体视频接收机的全部能力，并且还提供了频率信息和提高了灵敏度。拟定安排生产，其系统如图4.46所示。在1990年海湾战争中，用声光布喇格器件改装和装备的ALR—67，ALR—69和ALR—74接收机。对野外情报搜集和电子战发挥了奇特的威力。1992年，美国乔治亚技术研究所报道了能够提供更精确信息的声光接收机。声称在未来战斗中对敌雷达活动将更快速、更精确地警戒，能给出每个信号的中心频率和脉冲速率，可省去成百上千个并联处理机。

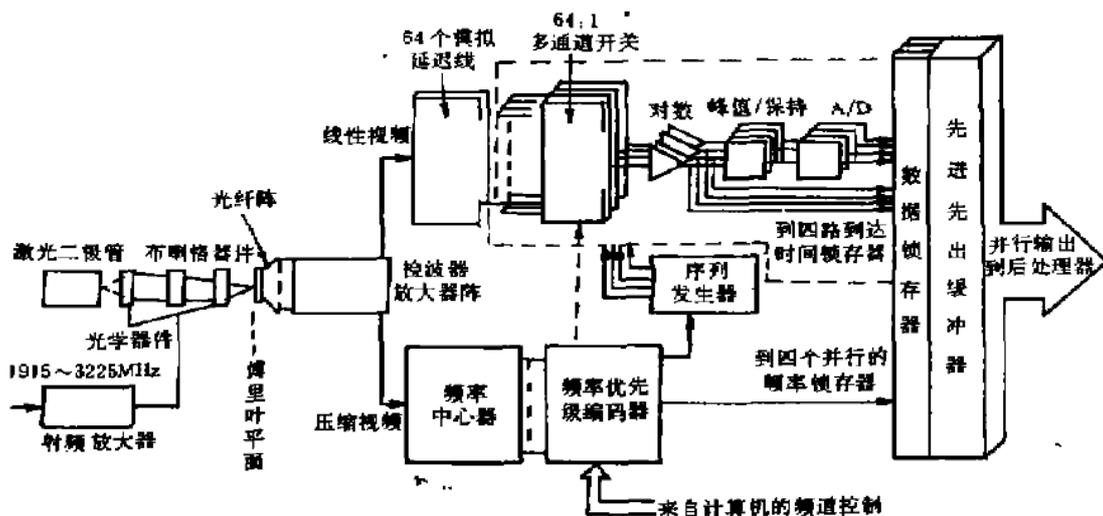


图4.46 声光布喇格器件信道化和参数编码器

2 雷达信号处理用光纤延迟线

先进的高分辨率雷达要求损耗低，时间带宽积大的延迟器件进行信息处理。

同轴电缆线和波导延迟线滤波器已不能满足要求。声表面波(SAW)电荷耦合器件(CCD)在损耗和时间带宽积指标上较上述器件有提高,但仍不能满足先进雷达的信号处理。静磁波器件和超导延迟线滤波器的损耗和时带积,理论上虽可满足宽带雷达信号处理,但要进入实用化,还需要克服相当多的困难。光纤式声光延迟线能满足1~10GHz频段,单位时间的损耗可达0.1~0.4dB/ μ s,时间带宽积为 $10^4\sim 10^6$,非常适合雷达信号处理。图4.47是光纤延迟线信号处理示意图,用于线性调频信号处理。全光纤声光延迟线的结构如图4.48和图4.49两种方式。图4.48中,经过声光布喇格效应从光纤芯抽出的部分光在足够高的声频下(一般高于1.0GHz)偏离芯经衍射。抽出的光离开光纤通过YAG楔形体为光电探测器接收,抽出的光强与声功率成正比,抽头带宽>1GHz不困难。1985年,美国斯坦福大学Ginston实验室报道了此种结构的中心频率3.5GHz,带宽>1GHz,抽头效率为0.01%/W,转换时间纳秒级。缺点是声光衍射效率低,且存在楔形体的材料损耗和通过赫兹触点导致耦合和衍射损耗。1987年该实验室研制了图4.49的新型结构,采用沉积技术的抽头是由直接制作在圆柱型单模光纤——边声换能器阵列构成。换能器阵列激励一个声场聚焦在纤芯并满足布喇格相互作用使光偏离光纤衍射。测量结果表明,抽头效率为24dB/W输入,在3.3GHz时带宽为920MHz。纯的声测量表明换能器阵列的中心频率为3.9GHz,输入功率达200mW。阵列抽头为单片式结构,不需要机械校准,用此技术已制成了全光纤抽头。

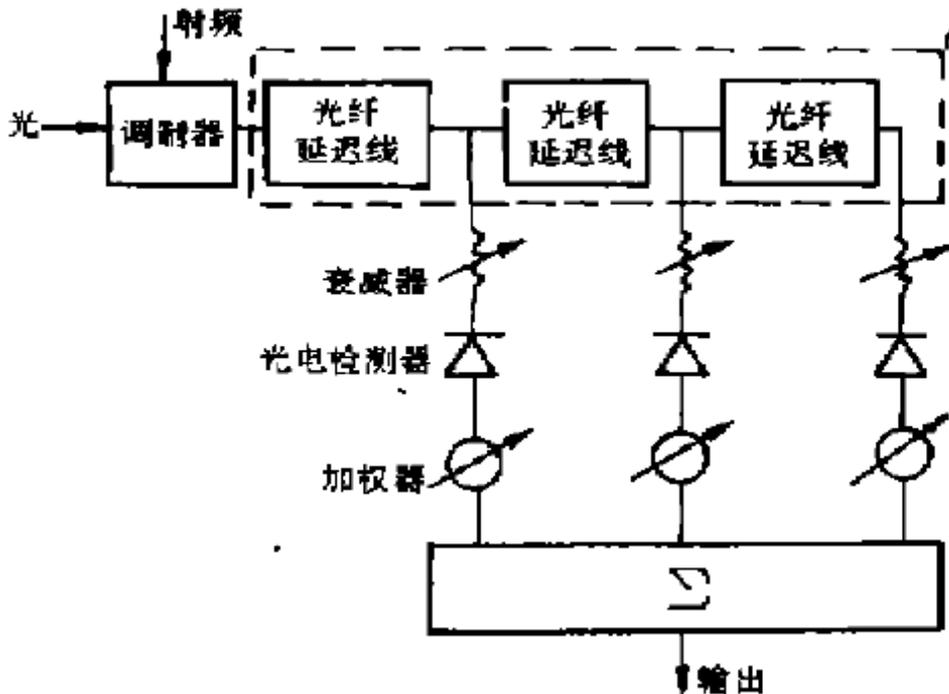


图4.47 光纤抽头延迟线信号处理

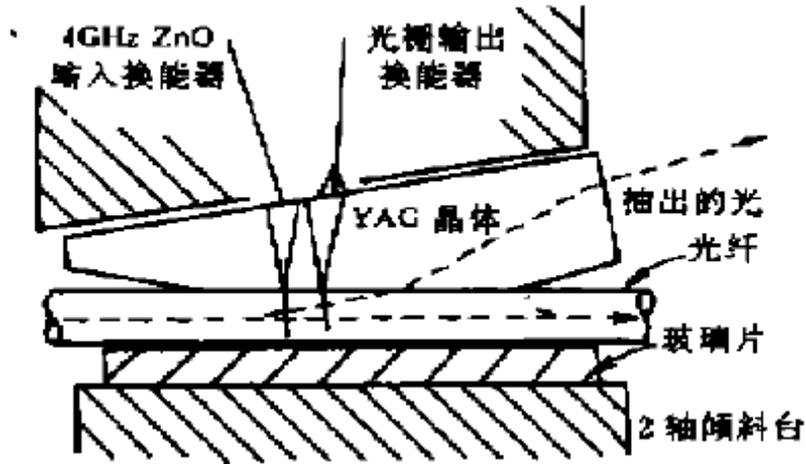


图4.48 声光光纤抽头

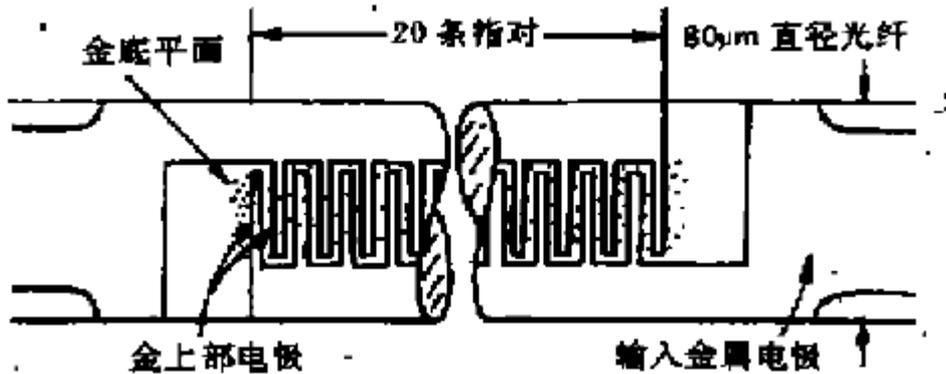


图4.49 声相位阵列抽头延迟线

全光纤声光抽头的潜在应用包括滤波器、相关器、卷积器、信号发送器的可抽头延迟线。

3 光纤水听器

干涉型光纤水听器的一般结构如图4.50所示。把激光分为两束光，一束光耦合输入参考光纤，用暴露于声场的传感光纤传输另一束光。参考臂中，用声光布拉格调制器，使光波产生移频。1979年由J. A. Bucar等报道的Maeh—Zeheder干涉型光纤水听器，用芯径 $4.5\ \mu\text{m}$ ，1mW He-Ne激光器和11MHz中心频率的声光调制器对100~1200Hz的声频信号试验，得到最小可检测声压 $1\ \mu\text{Pa}$ 时为20dB。1984年英国普莱塞船舶有限公司研制的反射式光纤水听器(见图4.51)用频率为40.05MHz和39.95MHz两个交变脉冲载波入射到声光器件中，产生两束空间和频率分离的光束。传感器用150m单模光纤和150m长的引下线组成，在17m深水中试验，灵敏度优于70dB。由于光纤具有几何形状多方面的适应性，容易制成方向性极高的接收器。基于外差检测方式，J. P. Drak Jn研制了阵列式光纤水听器，如图4.52所示。通过声光调制器把频率为 f_1 和 f_2 询问脉冲发射到光纤中，

并传输到传感器阵列。光脉冲的时间间隔为 t ，频差为 $f_2 - f_1 = f_0$ 。用接收器监测阵列光纤中的光，每个反射信号对应一个反射接点，结果便从光电二极管上产生一组 Δf 外差信号。如果相位阵列元受声绕动引起周期相位调制，则接收机的输出经时间分隔信号处理给出各阵列元的相位调制而解调出相应的声信号。该系统经实验阵列元的交扰比信号低于 54dB，达到实用水平。

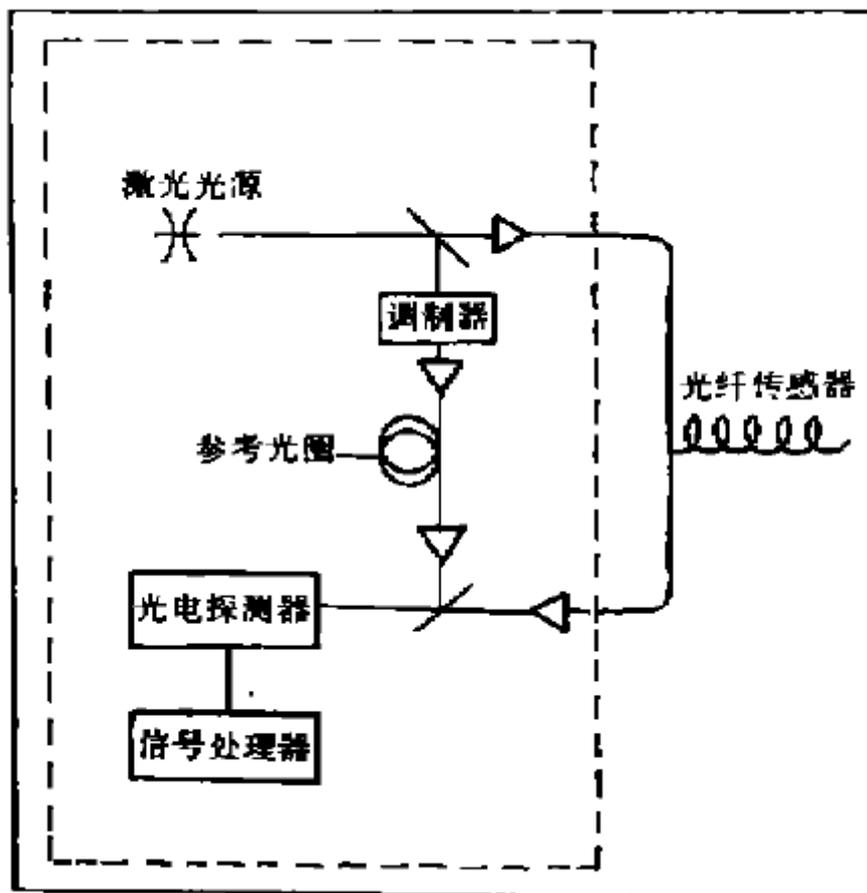


图4.50光纤干涉仪声传感器示意图

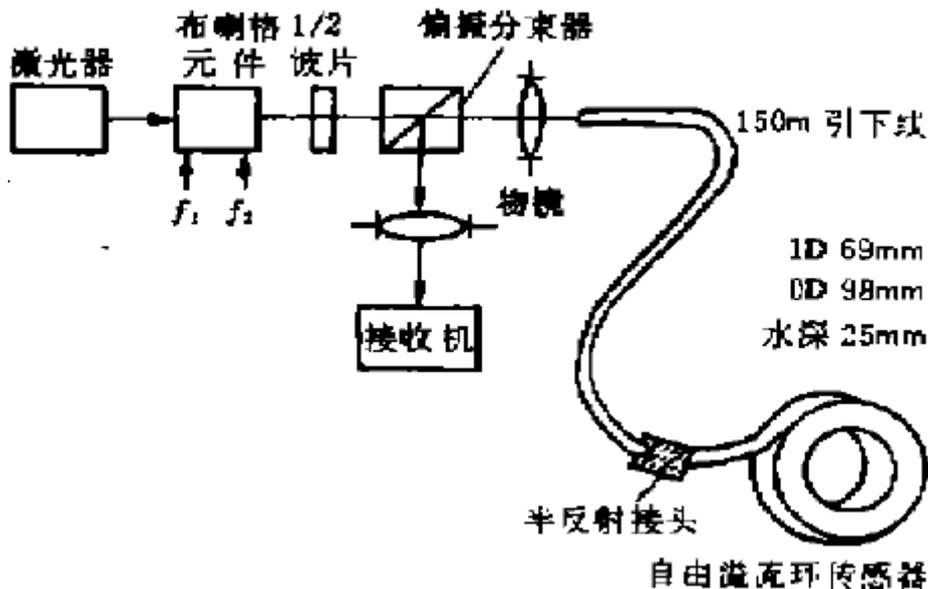


图4.51 反射式光纤水听器

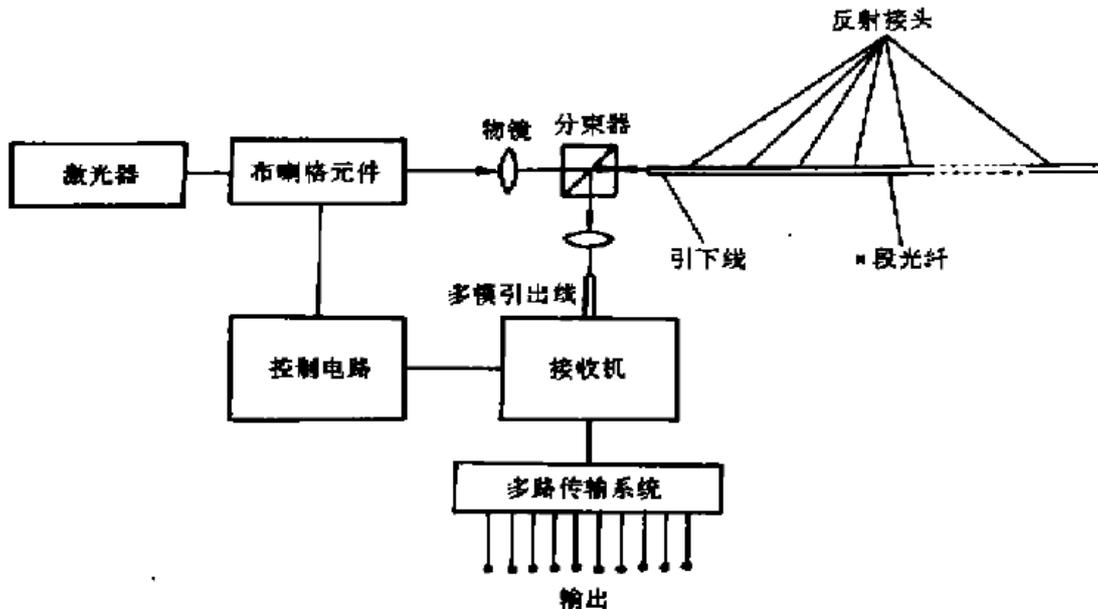


图4.52 光纤水听器阵列示意图

值得一提的是，光纤水听器用的声光调制器随着光纤型声光器件的产品实用化，亦可构成封闭型全光纤系统，减少光的耦合损耗，改善机械稳定性和设计的灵活性。

4 遥感及图象记录仪

图象处理原理如图4.53所示。遥感到的信号经差分放大器输入到驱动电源，声光调制器将电信号加到连续激光载波上，再由偏转器在记录介质上进行帧扫描，通过步进伺服系统实现行扫描。如此往返回复，即构成一幅完整的画面。

激光图象记录仪于60年代后半期开始,美国、日本、法国、俄罗斯、英国、加拿大等国都有研制和生产这种仪器的报道。其中RCA公司1971年研制的激光图象复制机,已用于ERTS卫星侦察照相记录,随后该公司MTR记录的实用也有进展,1000行/min的宽行打字机被纳入美军计划。1972年Itek公司发表的用于军事高密度激光记录装置,其性能与RCA公司的相似。80年代以来,各种平面式记录机、滚筒式记录机、全息式记录机、光纤阵列式记录机相继问世,规格、性能各异,在航空和卫星等图象处理系统中普遍采用。美国C4300、C4500、4040型记录面积250mm×250mm,分辨率25~200 μm 可调。Rb1000型,记录面积200mm×250mm,分辨率20~28.6 μm ,转速17r/min,均匀性1000:1。RC3000型彩色记录仪,精度 $\pm 0.5 \mu\text{m}$,分辨率25 μm ,转速17r/min。英国302A型,记录面积279mm×354mm,分辨率25 μm ,转速0.5~2r/min。加拿大FARE2400、2240型,记录面积220 mm×240mm,分辨率10 μm 或者177线/cm,速度2MHz/s,误差 $\pm 2 \mu\text{m}$,重复性 ± 0.05 。法国生产的记录仪,黑白、彩色兼用,分辨率25 μm ,欧洲航天局均配有此设备。我国的激光图象记录仪基本为空白,完全靠进口,70年代以来发射的卫星,最初用化学法处理图象,分辨率差,数据处理误差大;80年代后引进法国、加拿大有关图象记录设备。在二代卫星,普查型卫星发射中,通过遥感系统后处理的图象质量大为改观。据有关人士透露,仅北京科学院、航天部等部门先后已引进20多套,价格每套70多万至数百万美元。在这些系统中,绝大部分均采用灰度线性声光调制器,起到关键作用。今后,数字式图象处理在数字卫星的应用中更迫切,需求量更大。声光器件对数字信息的处理功能、容量、稳定性、重复性被认为是最理想的。

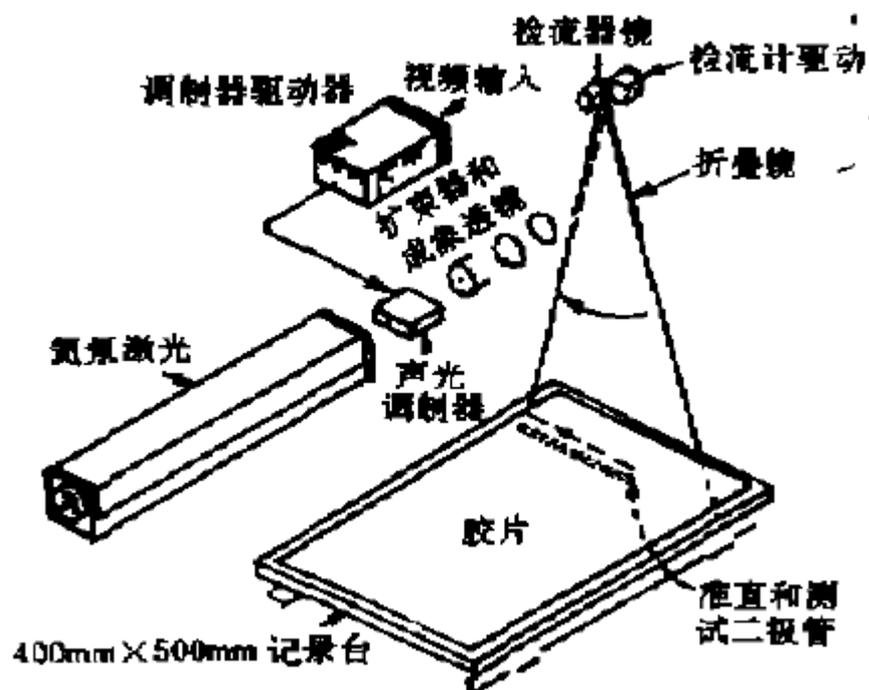


图4.53 声光图象处理系统示意图